



HAL
open science

Evolution et habitabilité de systèmes planétaires autour d'étoiles de faible masse et de naines brunes

Emeline Bolmont

► **To cite this version:**

Emeline Bolmont. Evolution et habitabilité de systèmes planétaires autour d'étoiles de faible masse et de naines brunes. Autre. Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, 2013. Français. NNT : 2013BOR14897 . tel-00933668

HAL Id: tel-00933668

<https://theses.hal.science/tel-00933668>

Submitted on 20 Jan 2014

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 DE BORDEAUX 1**

École Doctorale des Sciences Physiques et de l'Ingénieur

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ de BORDEAUX 1

Discipline : ASTROPHYSIQUE

Présentée et soutenue par
Emeline Bolmont

**Evolution et habitabilité de systèmes planétaires autour d'étoiles
de faible masse et de naines brunes**

Soutenue le 13 Novembre 2013

Après avis de : R. Mardling, Senior Lecturer Rapporteurs
 J.-P. Zahn, Astronome émérite

Devant le jury composé de :

M. Gargaud	Directeur de recherche, Université Bordeaux 1, LAB	Président
J.-P. Zahn	Astronome émérite, Observatoire de Paris, LUTH	Rapporteur
S. N. Raymond	Chargé de recherche, Université Bordeaux 1, LAB	Directeur de thèse
F. Selsis	Chargé de recherche, Université Bordeaux 1, LAB	Directeur de thèse
A. Lemaitre	Professeur, Université de Namur, naXys	Examineur
G. Tobie	Chargé de recherche, Université de Nantes, LPG	Examineur

Thèse préparée à l'Observatoire Aquitain des Sciences de l'Univers
Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux
(OASU, UMR 5804-LAB)

Résumé

La découverte de plus de 900 planètes autour d'autres étoiles que le Soleil rend notre époque excitante. Ces systèmes planétaires nous ont fait changer notre perception du monde qui était jusqu'alors basée sur nos connaissances du système solaire. Certains systèmes détectés sont beaucoup plus compacts que notre système solaire et les planètes se trouvent extrêmement proches de leur étoile. Pour comprendre la structure de ces systèmes et leur évolution, il est important d'étudier les effets de marée.

Dans cette thèse, les problématiques d'évolution dynamique de systèmes planétaires et de climats de planètes sont développées pour le cas de systèmes planétaires orbitant des naines brunes et des étoiles de faible masse dans le but futur de contraindre des paramètres des modèles de marée ou des observations. Dans un premier temps, j'ai traité le cas de l'évolution par effet de marée d'une planète orbitant divers objets dont l'évolution du rayon est prise en compte. L'objectif était d'étudier l'influence de la contraction de l'étoile (ou naine brune) sur l'évolution orbitale des planètes. Dans un deuxième temps, j'ai cherché à étudier l'influence des effets de marée sur l'évolution dynamique d'un système multiplanétaire orbitant une naine brune, une naine M ou une étoile de type solaire dont l'évolution du rayon est aussi prise en compte.

Ces deux projets permettent d'aborder le problème de l'habitabilité des planètes autour de ces objets, en particulier autour des naines brunes qui refroidissent avec le temps. En effet, une planète se trouvant dans la zone habitable d'une naine brune se situe suffisamment proche de la naine brune pour ressentir l'influence des effets de marée.

Mots-clés

Exoplanètes	Effet de marée	Dissipation
Naines brunes	Etoiles : rotation	
Astrobiologie	Evolution dynamique et stabilité	

Abstract

The discovery of more than 900 planets orbiting other stars than our Sun makes this period very exciting. Our knowledge which was based on the Solar System has been challenged by new planetary systems which are very different from our system. Some of them are much more compact than the Solar System. Some planets are located extremely close-in from their star, within the orbital distance of Mercury, in a region where tidal effects are important. Understanding the structure of the known exoplanetary systems and the future ones requires to take into account the physics of tidal evolution.

This thesis provides a study of the dynamical and tidal evolution of planetary systems orbiting evolving brown dwarfs and low mass stars in order to constrain some tidal parameters and in the case of planets around brown dwarfs put some constraints on observability. First, I studied the tidal evolution of single-planet systems orbiting a brown dwarf, a M-dwarf or a Sun-like star whose radius evolution is taken into account. The aim of this study was to study the influence of the contraction of the brown dwarf or star on the orbital evolution of the planets. Second, I endeavored to study the tidal evolution of multiple-planet systems orbiting a brown dwarf, a M-dwarf or a Sun-like star whose radius evolution is also taken into account.

These two projects allow me to study the question of the habitability of planets orbiting those objects, in particular orbiting brown dwarfs which are known to cool down with time. A planet orbiting a brown dwarf in its habitable zone is sufficiently close to the brown dwarf to feel tidal effects.

Keywords

Exoplanets	Tides	Dissipation
Brown dwarfs	Stars : rotation	
Astrobiology	Dynamical evolution and stability	

Table des matières

Résumé	i
Abstract	iii
Table des matières	vii
Remerciements	ix
Introduction	1
I Formation de planètes autour d'étoiles et de naines brunes	5
Introduction	7
1 Les Naines Brunes	9
1.1 Données pour l'étude des effets de marée	10
1.1.1 Evolution du rayon et du rayon de giration	11
1.1.2 Vitesse de rotation des naines brunes	12
1.2 Données pour l'étude des climats de planètes orbitant les naines brunes . .	14
2 Les Etoiles de type solaire et les naines M	17
2.1 Modèles d'évolution	17
2.2 Evolution de la période de rotation	18
3 Les Exoplanètes	23
3.1 Les Exoplanètes	23
3.2 Formation planétaire autour des naines brunes	25
3.2.1 Les disques protoplanétaires autour des naines brunes	26
3.2.2 Les exoplanètes autour des naines brunes	27
Conclusion	29

II	Evolution	31
	Introduction	33
4	Théorie des effets de marée à l'équilibre	35
4.1	Théorie des marées, généralités	35
4.1.1	Calcul du potentiel créé par le secondaire sur le primaire	36
4.1.2	Quelle forme pour le primaire?	38
4.1.3	Force et couple de marée	41
4.2	Mise en équation	43
4.2.1	Force de marée	43
4.2.2	Equations séculaires	46
4.3	Modèle planétaire	54
4.3.1	Planètes terrestres	54
4.3.2	Planètes gazeuses	56
4.4	Dissipation des naines brunes et des étoiles de faible masse	57
4.5	Ordres de grandeur	58
5	Evolution de planètes autour de naines brunes	67
5.1	Une planète autour d'une naine brune	67
5.1.1	Un exemple	67
5.1.2	Influence des différents paramètres	71
5.1.3	Conséquences sur de potentielles observations	95
5.2	Plusieurs planètes autour d'une naine brune	98
5.2.1	Validation du code. Comparaison avec le code résolvant les équations séculaires.	99
5.2.2	Exemple pour un système de planètes autour d'une naine brune	111
6	Evolution de planètes autour d'étoiles de faible masse	125
6.1	Période de rotation	125
6.2	Résultats	128
6.2.1	Evolution orbitale des planètes	128
6.2.2	Evolution orbitale des planètes comparée à l'âge de l'étoile	131
6.2.3	Influence de la planète sur la rotation de l'étoile	133
6.3	Conclusions	139
	Conclusion	143
III	Habitabilité de planètes autour de naines brunes	147
	Introduction	149
7	Habitabilité de planètes autour de naines brunes	151
7.1	Zone habitable et climats	151
7.1.1	Zone habitable	151
7.1.2	Bilan de radiation pour la planète	152
7.2	Avant l'entrée dans la zone habitable	155

7.2.1	Perte d'eau	155
7.2.2	Les planètes autour des naines brunes peuvent-elles habitables? . .	156
7.3	Dans la zone habitable	159
7.3.1	Influence des paramètres sur la zone habitable	159
7.3.2	Zone habitable et chauffage de marée	163
Conclusion		167
IV Conclusion et Perspectives		169
8	Conclusion	171
9	Perspectives	173
9.1	Observabilité	173
9.2	Dynamique orbitale, spin et climat d'exoplanètes orbitant des étoiles de faible masse	174
Bibliographie		196
Annexes		i
A	Tidal dissipation and eccentricity pumping : Implications for the depth of the secondary eclipse of 55 Cnc e	i
B	A search for rocky planets transiting nearby brown dwarfs	xv

Remerciements

Je remercie Sean et Franck de m'avoir si bien accueillie lors de ma visite du labo en janvier 2010. C'est à ce moment là que tout s'est joué, et que j'ai décidé de faire mon stage de M2 et ma thèse à Bordeaux plutôt qu'à Paris. Malgré l'éloignement de ma province natale, je ne regrette pas mon choix, car j'ai appris énormément de choses en trois ans, j'ai rencontré beaucoup de personnes très intéressantes et j'ai passé de très bons moments !

Je vous remercie d'avoir été présents pour répondre à mes questions et de m'avoir laissé une latitude qui m'a toujours permis de faire ce que je voulais ! J'ai vraiment apprécié travailler avec vous au sein de l'équipe SSE et je suis contente de savoir que le sentiment est partagé.

Mais comme il n'y a pas que le travail dans la thèse (et dans la vie), je voudrais donc consacrer le reste de cette partie à remercier tous ceux qui m'ont permis de passer trois très bonnes années à Bordeaux.

Merci Cécile pour ta bonne humeur et ton efficacité à t'occuper des missions !

Merci Lydie pour me donner des congés !

Merci Annick pour m'aider dans les casse-têtes administratifs... Ça n'a pas été simple !

Merci aux jeunes (plus ou moins) du labo pour tous les bons moments passés ensemble :

- les astrocinés ;
- les astrojeux ;
- les sorties au pub (la fois où on a gagné le pub quizz !)
- les sorties à la patinoire ;
- les parties de futsal ;
- les parties de laser game ;
- la fois où on a fait un paintball dans un décor de film d'horreur américain ;
- les weekends ski dans les Pyrénées ;
- les weekends canoë en Dordogne...

Merci donc à Sergi, Audrey, Christophe, Clément, Romuald, Marina, Olivia, Sarah, Vincent, Jessica, Maxime, Ana, Tangtang, Tzu-Cheng, Eric, Laurent, Arnaud, Géraldine, Thibault, Aurélie, Alberto et Ileana.

Un petit mot politique maintenant : je voudrais remercier les chercheurs qui considèrent les étudiants en thèse comme des êtres responsables... Merci de comprendre que l'on peut mener une vie agréable au labo en organisant des activités extra-professionnelles tout en travaillant efficacement le reste du temps !

Dédicace spéciale à Fabrice qui lors de son HDR a fait une mention à ce sujet.

De façon plus générale, je remercie tout le labo : la méca, l'électro, Marie-Pierre, Marie-Paule, Catherine, Fernanda, Franck H., Valentine, Antoine, Nathalie... et tous les autres !

Finalement, je voudrais dédier cette thèse aux êtres qui me sont chers : à mes parents, mon frère, mes grands-parents, à ma mamie Mathé qui aurait été, je l'espère, très fière de sa petite fille.

À mes parents : merci de m'avoir enseigné la curiosité et de m'avoir fait tomber dans la marmite de la science quand j'étais petite! Merci d'être venus de temps en temps à Bordeaux pour me voir mais pour profiter aussi des vignobles et de l'océan!

À mes grand-parents : merci de m'avoir toujours encouragée à donner le meilleur de moi-même. Merci pour votre soutien malgré mon éloignement du pays.



Introduction

Le domaine des exoplanètes est depuis quelques années en plein essor grâce à des missions fructueuses comme CoRoT (Baglin *et al.*, 2002)¹, Kepler (Borucki *et al.*, 1997)² et HARPS (Pepe *et al.*, 2000)³. Depuis la découverte de la première exoplanète orbitant une étoile de type solaire en 1995, plus de 900 exoplanètes ont été détectées. Parmi ces 900 exoplanètes, 345 font partie de systèmes multiples. De nombreuses autres exoplanètes devraient encore venir allonger cette liste dans les mois et années à venir. La mission Kepler compte encore 3548 candidats de planètes en attente de confirmation et la majorité de ces candidats devraient être des planètes (Fressin *et al.*, 2013).

Avant 1995, le seul système planétaire que nous connaissions était le système solaire et les théories de formation planétaire ont été développées pour expliquer sa structure. Aussi la surprise fut grande lorsque la première exoplanète, 51 Peg, a été découverte (Mayor and Queloz, 1995)⁴. 51 Peg est une planète de la taille de Jupiter, mais contrairement à Jupiter qui orbite à environ 5 AU de notre Soleil, 51 Peg orbite à une distance de environ 0.05 AU, soit une distance de 1/100 la distance Soleil-Jupiter. Les planètes comparables à 51 Peg en taille et en distance orbitale sont appelées des Jupiters chauds. La découverte des Jupiters chauds a donc poussé les astrophysiciens à revoir leurs scénarios de formation planétaire pour expliquer la présence de ces corps aussi gros et aussi proches de leur étoile.

Parmi les autres systèmes planétaires découverts depuis, une chose est frappante. Comparativement au système solaire, les systèmes multiples d'exoplanètes peuvent être très compacts. En effet, les exoplanètes sont plus proches les unes des autres que les planètes du système solaire, mais comme ces systèmes sont plus proches de leur étoile, les rapports des périodes orbitales des exoplanètes sont en fait comparables à ceux dans le système solaire (Fabrycky *et al.*, 2012). Par exemple, Kepler 11 (Lissauer *et al.*, 2011) est un système planétaire de six planètes dont les cinq plus proches sont à l'intérieur de l'orbite de Mercure ($a < 0.3$ AU).

A cause des biais observationnels, les systèmes d'exoplanètes sont principalement constitués de planètes proches de leur étoile. Pour de tels systèmes se pose la question de l'influence des effets de marée sur leur évolution dynamique.

Le phénomène de marée sur Terre a depuis longtemps fait l'objet d'études scientifiques. Dans l'antiquité, le phénomène était bien décrit mais les explications, reflètes des connaissances et des théories de l'époque, paraissent aujourd'hui plutôt fantaisistes. Par exemple, Platon (~ 429 – ~ 347 av. J.C.) pensait que les eaux rentraient et sortaient d'un

1. <http://smc.cnes.fr/COROT/Fr/>

2. <http://kepler.nasa.gov/>

3. <http://obswww.unige.ch/Instruments/harps/Welcome.html>

4. 51 Peg est souvent considérée comme la première exoplanète détectée. Mais il s'agit en fait de la première exoplanète détectée *autour d'une étoile de type solaire et dont l'existence a été confirmée* (voir Chapitre 3)

gouffre. Quelques temps après, Héraclide (388–315 av. J.C.) fait l’hypothèse que ce phénomène est lié à la Lune et au Soleil. A partir d’Aristote (384 – 322 av. J.C.), l’explication adoptée suit le principe de sympathie des corps : l’eau de la Lune attire l’eau de la Terre.

Il faut attendre le XVII^e siècle pour avoir une autre explication que celle invoquant le principe de sympathie aristotélicien. Newton (1642–1727) dans “*Philosophiae naturalis principia mathematica*” (Newton, 1760) utilise la théorie de la gravitation universelle qu’il vient d’introduire pour donner une explication du phénomène des marées. Due à la dépendance en $1/r^2$ de la force de gravitation, le point sur Terre le plus proche de la Lune ne ressent pas la même force que le point sur Terre le plus éloigné. La Terre est alors soumise à une force différentielle qui a pour conséquence de la déformer. Il trouve que la figure d’équilibre d’une sphère liquide sous l’action d’un corps perturbateur est une ellipsoïde de révolution. Il considère la marée créée par la Lune et celle créée par le Soleil et donne l’explication des marées de vives-eaux (Lune, Terre et Soleil alignés) et de mortes-eaux (Lune et Soleil en quadrature). La théorie de marée ainsi exprimée par Newton est une théorie de marée statique à savoir que seule la forme à l’équilibre est calculée sans prendre en considération le phénomène dynamique qui y aboutit. Cette théorie permet d’expliquer la périodicité des effets de marée (cycle semi-diurne, diurne et semi-mensuel) mais ne permet pas d’expliquer certaines autres observations, comme la hauteur des marées et le retard entre la position de la Lune et la marée correspondante.

Pour palier cette faille de la théorie de marée statique, Laplace (Laplace *et al.*, 1829) fait l’hypothèse que le déplacement de la masse d’eau dû aux marées donne naissance à des ondes. Suivant la topographie des fonds sous-marins, des résonances peuvent apparaître. Si la fréquence d’excitation due au phénomène des marées se rapproche d’une fréquence de résonance du bassin d’eau océanique, les marées peuvent avoir une amplitude plus grande.

George Howard Darwin, le fils du célèbre Charles Darwin, a publié en 1879 un article sur l’évolution par effet de marée des satellites. Il y explique l’effet de la friction sur la hauteur calculée de l’amplitude des marées et sur le retard des bourrelets de marée par rapport au corps perturbateur (voir Figure 1). Ce retard est important car il donne naissance au couple de marée qui détermine l’évolution orbitale des satellites ainsi que l’évolution de la rotation de la planète. Son travail est à l’origine d’un modèle de marées très utilisé de nos jours : le modèle à retard de temps constant, *Constant Time Lag model* (Hut, 1981), appelé modèle CTL par la suite.

La complexité de la physique des effets de marées vient de cette notion de retard. Le temps que va mettre la planète à atteindre sa déformation maximale dépend de sa composition, de sa structure interne, de sa période de rotation et aussi de la fréquence orbitale du satellite. Ces quantités ont été déterminées dans une certaine mesure pour la Terre, mais pour tout autre corps du système solaire et *a fortiori* pour des exoplanètes, certaines d’entre-elles sont très mal connues. Il est donc difficile de donner des valeurs théoriques pour ce temps de décalage.

Pour connaître ce temps de décalage, il faut donc faire des hypothèses quant à la façon dont la planète dissipe la chaleur induite par la déformation créée par le satellite. Dans la suite, je parle du primaire pour désigner le corps déformable et du secondaire pour désigner le corps perturbateur qui est considéré comme étant une masse ponctuelle.

Pour la théorie des effets de marée à l’équilibre, il y a deux façons d’appréhender le décalage entre passage du secondaire et la déformation maximale du primaire. La première est de considérer que la déformation maximale a lieu un temps $\Delta\tau$ constant après le

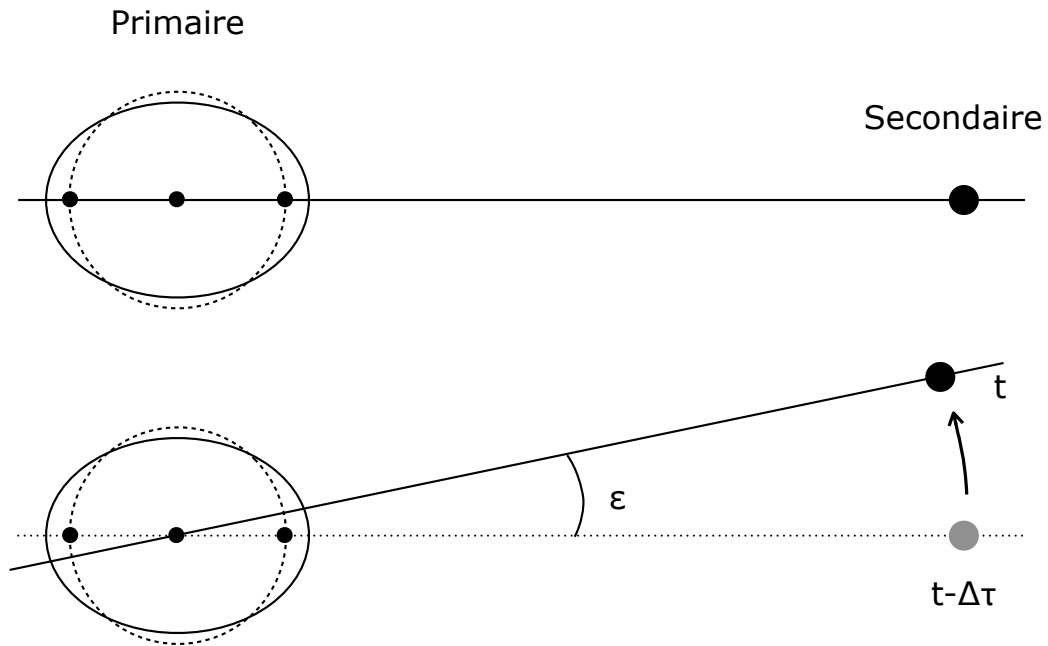


FIGURE 1 – Schéma montrant la déformation que le secondaire (satellite) crée sur le primaire (planète). Le schéma est représenté dans le référentiel fixe par rapport au primaire. Le schéma du haut illustre le cas où le primaire est instantanément déformé, et celui du bas quand la dissipation à l'intérieur du primaire retarde le moment de déformation maximum. L'angle entre les bourrelets de marée et la position du secondaire est noté ϵ et le temps de décalage entre le passage du secondaire et le moment où la déformation est maximum est appelé $\Delta\tau$.

passage du secondaire. Ce modèle est le modèle CTL. En d'autres termes, cela revient à dire que la direction du bourrelet est la même que la direction du secondaire à un temps $t' = t - \Delta\tau$. La deuxième est de considérer que la direction des bourrelets de marée et la direction du secondaire forment un angle ϵ constant. Ce modèle est le *Constant Phase Lag model*, ci-après nommé modèle CPL.

Ces deux modèles sont très usités (par exemple, Goldreich and Soter (1966); Mardling and Lin (2002); Dobbs-Dixon *et al.* (2004); Jackson *et al.* (2008) pour le modèle CPL et Hut (1981); Eggleton *et al.* (1998); Leconte *et al.* (2010) pour le modèle CTL) car ils sont simples d'utilisation. Mais ils sont incompatibles puisque si l'on considère que le temps entre le passage du corps perturbateur et la déformation maximale est constant, alors dans un cas général (orbite excentrique) l'angle entre les deux directions ne le sera pas.

Ces deux modèles ont été récemment remis en question par Makarov and Efroimsky (2013). Ils montrent que le modèle CPL est non physique dans son traitement mathématique et qu'il ne doit pas être utilisé. Le modèle CTL est lui remis en question mais moins durement car ce modèle revient à considérer une rhéologie très simple pour la planète. Dans cette thèse, j'utilise le modèle CTL (Hut, 1981).

Mon travail de thèse consiste à étudier l'évolution dynamique par effet de marée de planètes orbitant des naines brunes et étoiles de faible masse. Bien qu'elles n'aient pas encore été détectées, les planètes terrestres orbitant des naines brunes existent probable-

ment et sont très intéressantes à étudier. Les naines brunes étant peu lumineuses, leur zone habitable (région autour d'une étoile où une planète ayant de bonnes conditions atmosphériques peut avoir de l'eau liquide à sa surface) se situe à des distances orbitales faibles. Ainsi les planètes de la zone habitable d'une naine brune sont probablement soumises à une évolution par effet de marée.

Lors de cette thèse, j'ai donc développé des outils permettant d'étudier ce problème : un premier code qui résout les équations séculaires régissant l'évolution d'une seule planète orbitant une naine brune/ naine M/ étoile de type solaire, puis un deuxième code qui permet d'étudier des systèmes multiples. L'originalité de ce travail est que l'évolution de la naine brune ou de l'étoile est prise en compte ce qui influe l'évolution à long terme du système.

Dans la partie I, je vais définir les différents objets de mon étude : les naines brunes (chapitre 1), les naines M et étoiles de type solaire (chapitre 2) et les exoplanètes (chapitre 3).

Dans la partie II qui constitue le cœur de cette thèse, je présenterai la théorie des effets de marée que j'utilise (chapitre 4), puis je donnerai les résultats de l'étude de l'évolution de systèmes planétaires autour de naines brunes (chapitre 5) et autour de naines M et d'étoiles de type solaire (chapitre 6).

Dans la partie III, je présenterai les résultats préliminaires de l'étude de l'habitabilité de planètes orbitant des naines brunes. Après avoir défini la notion d'habitabilité (ou plutôt de zone habitable) dans le chapitre 7, je parlerai de ce qui arrive aux planètes avant leur arrivée dans la zone habitable (section 7.2) et dans la zone habitable (section 7.3).

Dans la partie IV, je récapitulerai les principaux achèvements de cette thèse et je présenterai les perspectives de ce travail qui consistent principalement à essayer de relier les aspects dynamiques de l'évolution par effet de marée des planètes à leur climat.

Première partie

Formation de planètes autour d'étoiles et de naines brunes

Introduction

Dans ce travail, j'étudie l'évolution dynamique d'exoplanètes orbitant divers objets de faible masse : des naines brunes aux étoiles de type solaire. Cette partie vise à introduire les objets étudiés : les exoplanètes et leurs hôtes.

Dans le chapitre 1, **Les Naines Brunes**, je donne la définition d'une naine brune. L'originalité de ce travail portant sur la prise en compte de l'évolution de la structure de l'hôte sur l'évolution orbitale par effet de marée des planètes, je présente les données théoriques nécessaires à cette étude obtenues grâce à des modèles d'évolution (Baraffe *et al.*, 2003a). En particulier, l'évolution du rayon d'une naine brune est une donnée importante car la "force" des effets de marée en dépend fortement. Dans la partie III, j'étudie l'habitabilité des planètes autour de naines brunes, je présente donc ici l'évolution théorique de la luminosité des naines brunes avec le temps.

Dans le chapitre 2, **Les Étoiles de type solaire et les naines M**, je présente les données issues de modèles d'évolution pour des étoiles de 0.1 et 1 M_{\odot} .

Enfin, dans le chapitre 3, **Les Exoplanètes**, j'expose l'état actuel des observations d'exoplanètes. J'y discute aussi de la formation planétaire autour des naines brunes – objets moins étudiés que les étoiles – ainsi que des observations de planètes orbitant des naines brunes.

Chapitre 1

Les Naines Brunes

Les naines brunes sont des objets qui se forment comme les étoiles, par effondrement gravitationnel d'un nuage moléculaire. En revanche, contrairement aux étoiles, ces objets ne sont pas assez massifs pour que la température en leur cœur permette la réaction nucléaire de la fusion de l'hydrogène. Avant d'être confirmée pour la première fois en 1995 par Rebolo *et al.* (1995) et Nakajima *et al.* (1995), l'existence des naines brunes a été tout d'abord théorique (Kumar, 1963; Hayashi and Nakano, 1963).

Comme la température de fusion de l'hydrogène est d'environ 3×10^6 K, seuls des objets de plus de $M_{\text{HBMM}} \approx 75 M_{\text{J}}$ ¹ peuvent initier la chaîne de réaction nucléaire PPI, ce qui donne une limite supérieure pour la masse des naines brunes (Chabrier and Baraffe, 1997, 2000). La limite inférieure est moins bien définie. Il existe en revanche des arguments observationnels (Caballero *et al.*, 2007) et analytiques (Padoan and Nordlund, 2004; Hennebelle and Chabrier, 2008) qui suggèrent que le même processus de formation d'étoile peut d'une manière continue produire des objets de masse égale à quelques masses de Jupiter. La population des *mini naines brunes* et des *planètes géantes* (formées dans un disque protoplanétaire) peuvent avoir une plage de masse commune. Il est donc important de chercher à différencier ces deux types d'objets astrophysiques différents (Leconte *et al.*, 2009; Spiegel *et al.*, 2011; Leconte *et al.*, 2011a).

Depuis la découverte des premières naines brunes en 1995, beaucoup d'autres ont été détectées dans des régions de formation d'étoiles (dans le nuage Chamaeleon I : Comerón *et al.* (2000) and López Martí *et al.* (2004)), dans des clusters ouverts (par exemple dans les Pléiades : Zapatero Osorio *et al.* (1997), dans le jeune cluster ouvert IC 2391 : Barrado y Navascués *et al.* (2001)) ainsi que parmi les objets du champ (Kirkpatrick *et al.*, 1999; Phan-Bao *et al.*, 2001).

Depuis les premières découvertes de 1995, le nombre de naines brunes détectées a fortement augmenté grâce à des missions d'observation comme **Two Micron All Sky Survey** (2MASS, Skrutskie *et al.* (2006)), **Sloan Digital Sky Survey** (SDSS, York *et al.* (2000)), **United Kingdom Infrared Telescope Infrared Deep Sky Survey** (UKIDSS, Lawrence *et al.* (2007)), **Canada France Hawaii Telescope Legacy Survey** (CFHTLS, Delorme *et al.* (2008)), et la mission **Wide-field Infrared Survey Explorer** (WISE, Cushing *et al.* (2011)). Aujourd'hui le nombre de naines brunes (objets de type spectral L, T et Y) est d'environ 1300². De récentes études ont montré que l'idée répandue que les naines brunes seraient plus nombreuses que les étoiles est fautive (Kirkpatrick,

1. HBMM : Hydrogen Burning Minimum Mass.

2. <http://DwarfArchives.org>

2013). En se basant sur les observations du voisinage solaire ($d < 8$ pc), il y aurait une naine brune pour 6.4 étoiles.

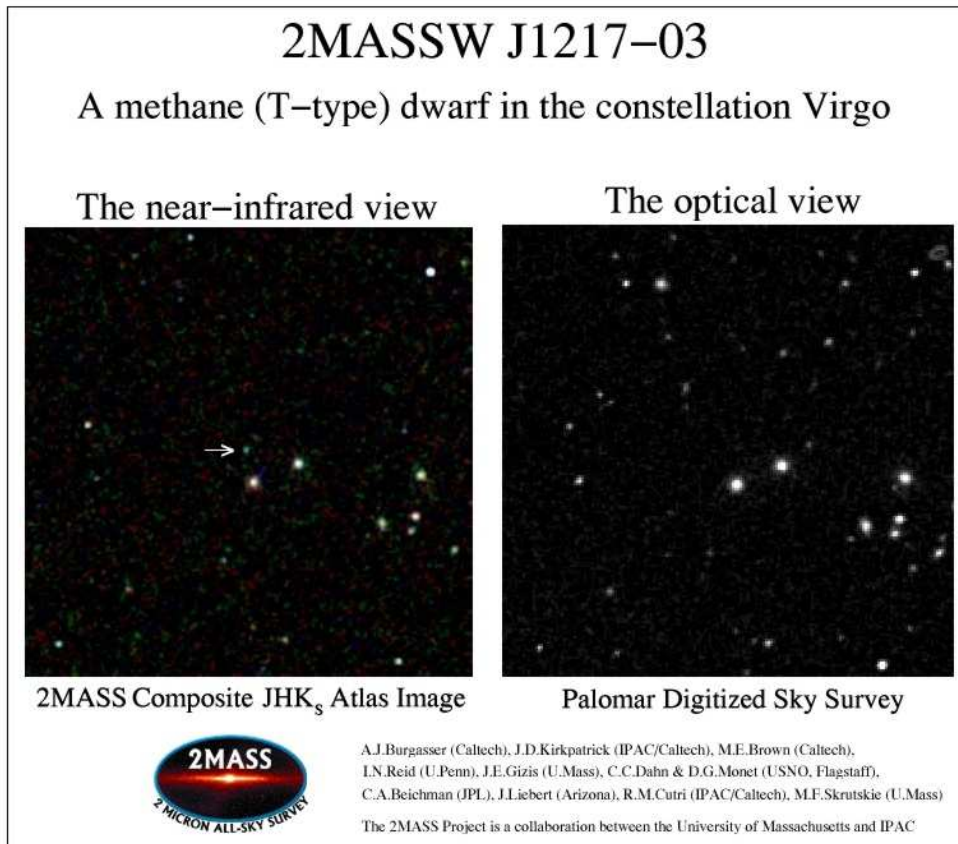


FIGURE 1.1 – Exemple d’image d’une naine brune de type T découverte par la mission **Two Micron All Sky Survey**. Les naines brunes émettent très peu en visible, mais peuvent être découvertes en observant dans l’infra-rouge.

1.1 Données pour l’étude des effets de marée

Comme les naines brunes ne sont pas assez massives pour initier la fusion de l’hydrogène en leur sein, elles se contractent et se refroidissent avec le temps.

Pour estimer l’influence de l’évolution de la naine brune sur l’évolution par effet de marée d’un système, il faut connaître la structure interne de l’objet et comment il répond à une perturbation. Il faut donc connaître le rayon de la naine brune, son moment d’inertie I_{BD} (ou rayon de giration rg étant défini comme $I_{BD} = M_{BD}(rg_{BD}R_{BD})^2$), sa réponse aux effets de marée (le nombre de Love, $k_{2,BD}$) et le facteur de dissipation de marée (σ_{BD})³.

Pour cette étude, j’ai utilisé les grilles de modèles d’évolution de naines brunes et de planètes géantes de Leconte *et al.* (2011b). Les calculs de l’évolution du rayon et de la luminosité nécessitent la connaissance de l’équation d’état, de la composition interne, de

3. Le nombre de Love et le facteur de dissipation seront définis plus loin dans le chapitre 4.

modèles climatiques et de conditions limites explicités dans Chabrier and Baraffe (1997) et Baraffe *et al.* (2003b).

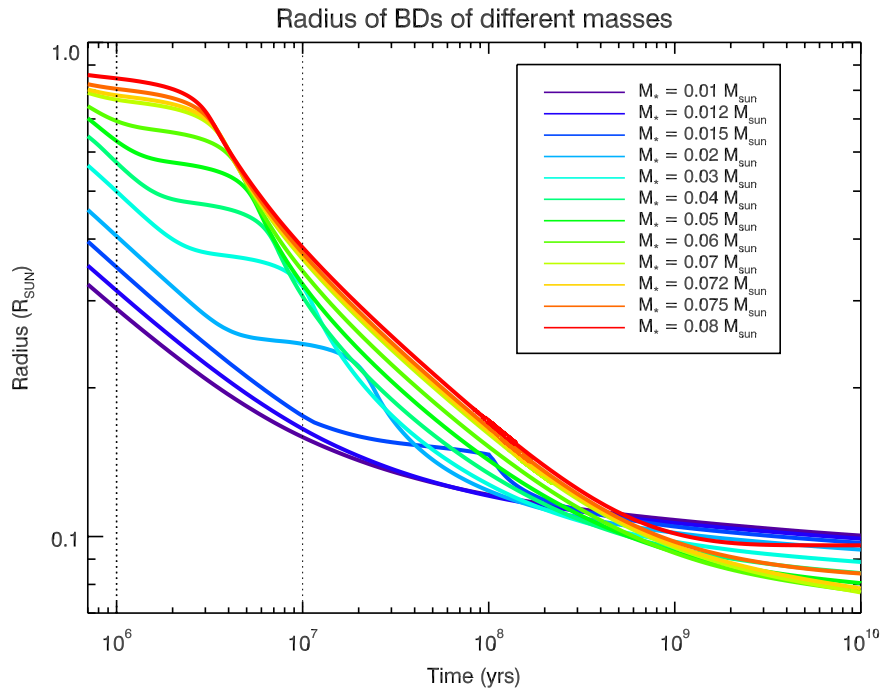


FIGURE 1.2 – Rayon de naines brunes de différentes masses en fonction de l'âge de la naine brune. Les deux traits pointillés verticaux représentent les deux différents temps initiaux considérés dans l'étude de l'évolution de planètes par effet de marée autour de naines brunes (Chapitre 5).

L'intérieur des naines brunes reste principalement convectif au cours de leur vie, donc il n'y a pas de changement drastique de leur rayon de giration comme c'est le cas pour les jeunes étoiles de type solaire quand le cœur radiatif se développe. La variation principale du moment d'inertie d'une naine brune est due à la contraction monotone causée par les pertes d'énergie par radiation. En revanche, au sein des objets d'une masse supérieure à $\sim 0.0125 M_{\odot}$, la température atteinte est suffisante pour initier la fusion du deutérium. Cette limite est de $\sim 0.06 M_{\odot}$ pour la fusion du lithium. Comme cette source d'énergie additionnelle est capable de contrer les pertes radiatives de façon momentanée, la contraction est ralentie, et le rayon, la luminosité et le moment d'inertie atteignent un plateau. L'abondance primordiale de ces composés est petite et leurs taux de réactions sont grands, donc cette phase ne dure que quelques millions d'années pour des naines brunes massives et environ 100 millions d'années quand elles sont proches de la limite de fusion du deutérium.

1.1.1 Evolution du rayon et du rayon de giration

La Figure 1.2 montre l'évolution du rayon de naines brunes de différentes masses en fonction du temps. Les naines brunes de masse inférieure ou égale à $0.012 M_{\odot}$ se contractent de façon monotone sans changement brusque alors que les naines brunes de

masse supérieure à $0.012 M_{\odot}$ montrent le plateau dû à la fusion du deutérium. Ainsi, la diminution du rayon de la naine brune de masse $0.015 M_{\odot}$ ralentit jusqu'à environ 100 millions d'années, puis une fois tout le deutérium épuisé, la contraction s'accélère de nouveau. Plus la masse de la naine brune est élevée, plus ce plateau est atteint tôt dans l'évolution. Pour une naine brune de $0.08 M_{\odot}$ (courbe rouge de la Fig. 1.2) la fusion du deutérium ne dure que quelques millions d'années.

Il est important de noter que ces modèles d'évolution dépendent des conditions initiales du nuage de gaz considéré, et en pratique de l'état de la naine brune au temps zéro du modèle. Le rayon des naines brunes est donc incertain pour des objets jeunes. En revanche, Baraffe *et al.* (2002) ont montré que des différences notables de conditions initiales s'effaçaient après quelques millions d'années d'évolution. Je choisis ici d'utiliser ces modèles, mais il faut garder en tête qu'il y a des incertitudes sur le rayon. Si ceci peut changer les résultats sur le plan quantitatif⁴, mais l'aspect qualitatif sera lui toujours valable.

1.1.2 Vitesse de rotation des naines brunes

Les naines brunes sont des objets qui tournent très vite sur eux-même, ce qui peut être surprenant. La rotation rapide couplée à un intérieur radiatif crée en effet un fort champ magnétique qui devrait à son tour entraîner le freinage magnétique de la rotation par le processus de vents stellaires. En revanche, comme le montre Mohanty *et al.* (2002), le degré d'ionisation dans les atmosphères froides des naines brunes est faible. La combinaison d'un degré d'ionisation faible et de densités fortes fait que la résistivité est très grande et que la diffusion du champ magnétique est efficace. Le freinage magnétique est donc peu efficace dans le domaine sub-stellaire et ne peut pas contrecarrer l'accélération initiale due à la contraction. Dans l'étude de l'évolution des planètes autour des naines brunes, je ne considère donc pas le freinage magnétique. En revanche dans le chapitre 6 où il sera question de planètes orbitant des naines M et des étoiles de type solaire, la perte de moment cinétique via les vents stellaires sera prise en compte.

Les données concernant la période de rotation des naines brunes viennent d'études statistiques de naines brunes dans des clusters ouverts (Voir Herbst *et al.*, 2007, et les références de cet article) dont les âges sont connus, et aussi d'études de naines brunes particulières qui peuvent être étudiées en détail, mais dont la détermination de l'âge est souvent très difficile.

Des naines brunes ont été observées ayant des périodes de rotation de quelques heures (Herbst *et al.*, 2007). Par exemple, la naine brune proche appelée DENIS-P J0041353-562112 a une rotation de 2.8 h pour un âge estimé entre 10 et 15 millions d'années et une masse plus faible que $0.062 M_{\odot}$ (Koen, 2010). La période de rotation dépend de l'âge de la naine brune et de sa masse (Scholz and Eislöffel, 2005; Herbst *et al.*, 2007). Les naines brunes de faible masse ont une période de rotation inférieure à celle des naines brunes de forte masse. Les naines brunes jeunes ont une plus grande période de rotation que les naines brunes vieilles. Ce comportement peut s'expliquer tout simplement par la conservation du moment d'inertie lors de la contraction de la naine brune.

La Figure 1.3 montre la distribution de la période de rotation en fonction de l'âge d'un groupe de naines brunes. On peut y voir la tendance que les objets jeunes tournent

4. Une différence de quelques % sur le rayon ne change pas de façon significative les évolutions dynamiques calculées plus loin.

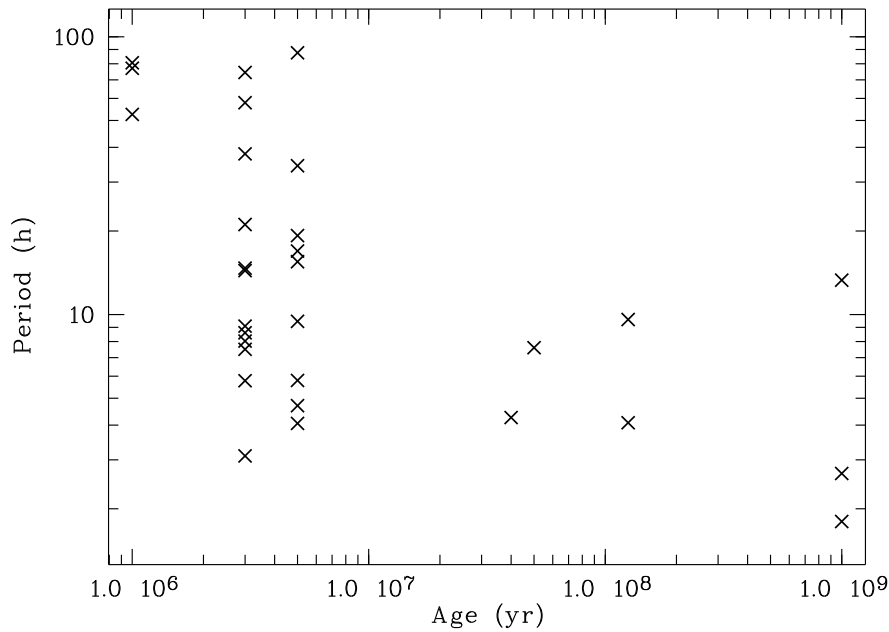


FIGURE 1.3 – Période de rotation de naines brunes (et objets proches de la limite sub-stellaire) en fonction de l'âge. Par simplicité, les périodes des naines brunes de champs évoluées sont toutes tracées à un âge de 1 milliard d'années. Figure et légende tirées de Herbst *et al.* (2007).

moins vite sur eux-même que les objets vieux. Les naines brunes jeunes peuvent avoir des périodes allant de quelques heures à quelques jours alors que les périodes de rotation des vieux objets sont toutes inférieures à 15 h.

Pour l'étude de l'évolution de planètes par effet de marée autour de naines brunes, il faut connaître la période de rotation. Les modèles d'évolution ne donnent pas la période de rotation de la naine brune, il faut donc convenir d'une période "initiale". L'évolution de la période de rotation des naines brunes que j'ai utilisée pour les simulations est représentée sur la Figure 1.4. Pour déterminer ces évolutions, je me suis appuyée sur les données de Herbst *et al.* (2007) bien qu'elles soient peu nombreuses. Après un million d'années, je considère que la période de rotation des naines brunes est distribuée entre 8 h et 70 h avec des périodes de rotation plus grande pour les naines brunes les plus massives (la période de 70 h correspond à la naine brune de masse $0.08 M_{\odot}$). J'ai choisi ces valeurs pour être cohérente avec les ordres de grandeur vus dans Herbst *et al.* (2007), et j'ai vérifié que la période de rotation finale n'est pas trop proche de la période de "break-up" de la naine brune (i.e., la période képlérienne d'une particule sans masse à la surface de la naine brune). Etant donné les incertitudes sur le facteur de dissipation et la forte gravité à la surface des naines brunes, je choisis d'ignorer l'augmentation du rayon moyen de la naine brune due à la rotation rapide.

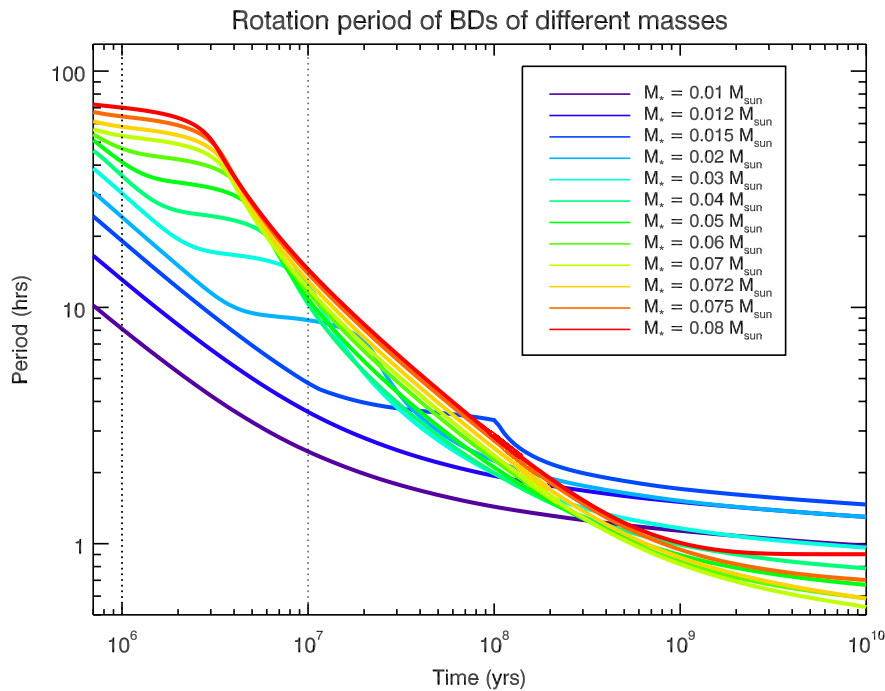


FIGURE 1.4 – Evolution du spin des naines brunes, calibrées pour reproduire les observations (Herbst *et al.*, 2007). Les courbes représentent la période de rotation de naines brunes de différentes masses (0.01, 0.012, 0.015, 0.02, 0.03, 0.04, 0.05, 0.06, 0.07, 0.072, 0.075, 0.08 M_{\odot}) calculée à partir de l'évolution du rayon et de la conservation du moment angulaire. Les lignes pointillées verticales représentent le temps initial des simulations dont il est question dans le chapitre 5 donnant ainsi les périodes de rotation initiales utilisées pour chaque naine brune.

1.2 Données pour l'étude des climats de planètes orbitant les naines brunes

Dans le cadre de cette thèse, j'aborde le thème de l'étude des climats de planètes orbitant les naines brunes de façon simple, à savoir que je ne prends pas en considération la répartition spectrale de la naine brune, mais je raisonne sur le flux global reçu par la planète. Cette façon consiste juste à calculer le flux reçu par la planète au point substellaire. Pour une planète située à un demi-grand axe a et ayant une excentricité e , le flux bolométrique moyen est donné par :

$$F_{\text{inc}} = \left(\frac{R_{BD}}{a} \right)^2 \frac{\sigma_{\text{SB}} T_{\text{eff}}^4}{\sqrt{1 - e^2}}, \quad (1.1)$$

où σ_{SB} est la constante de Stefan Boltzmann, et R_{BD} , et T_{eff} sont le rayon et la température effective de la naine brune.

Ce flux est ensuite comparé aux flux qui délimitent la zone habitable (Selsis *et al.*, 2007b). Ceci sera traité dans le chapitre 7.

L'évolution du rayon et de la luminosité des naines brunes sont liées. La Figure 1.5 montre le plateau dû à la fusion du deutérium pour les naines brunes plus massives que

1.2 Données pour l'étude des climats de planètes orbitant les naines brunes 15

$0.012 M_{\odot}$. La luminosité des naines brunes diminue avec le temps, excepté pour la naine brune de $0.08 M_{\odot}$ pour qui, après quelques milliards d'années d'évolution, la luminosité atteint un deuxième plateau. La présence de ce plateau est due au fait que cet objet est à la limite naine brune/étoile M, en effet la fusion de l'hydrogène commence en son cœur ce qui permet d'enrayer la baisse de luminosité. La Figure 1.2 montre aussi que pour la naine brune de $0.08 M_{\odot}$ le rayon décroît moins vite après quelques milliards d'années. Cette tendance est aussi visible pour la naine brune de $0.075 M_{\odot}$, mais la réaction nucléaire en son cœur ne suffit pas à enrayer la baisse de luminosité.

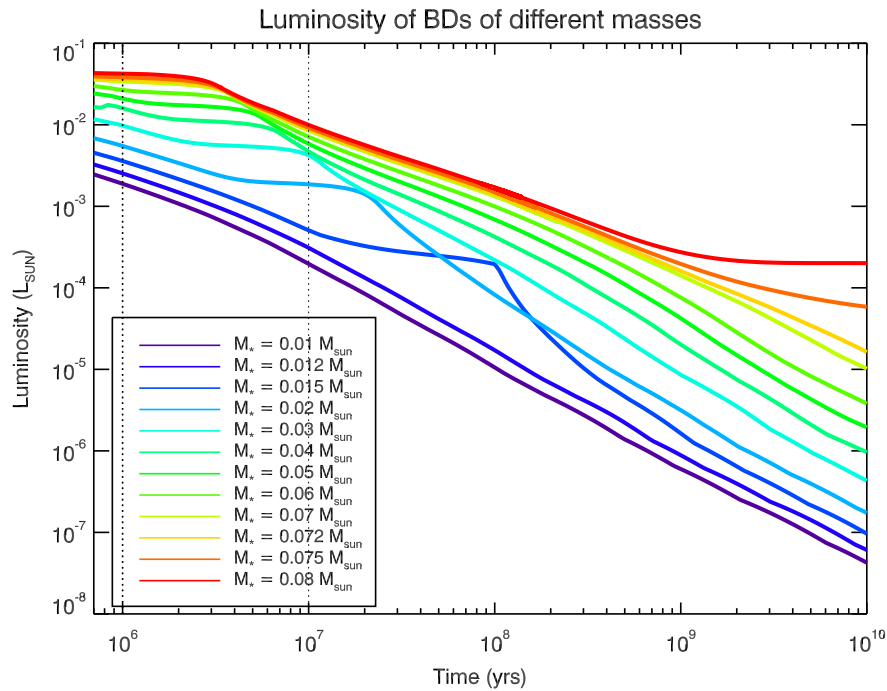


FIGURE 1.5 – Luminosité de naines brunes de différentes masses en fonction de l'âge de la naine brune (Chabrier and Baraffe, 1997).

La baisse de luminosité a des conséquences importantes pour l'évolution climatique de planètes, comme il sera vu dans la partie III.

Chapitre 2

Les Etoiles de type solaire et les naines M

Dans ce travail, j'étudie aussi les étoiles de type solaire et les naines M. La population des naines M est la plus importante¹, il y en a plus que des étoiles de type solaire et plus que des naines brunes (bien qu'il reste sans doute des naines brunes à découvrir dans notre voisinage).

Les étoiles du type du Soleil et les naines M sont des objets auto-gravitant formés à partir d'un nuage moléculaire dense qui s'effondre. Au commencement de leur évolution, ces objets se contractent et quand la température en leur cœur atteint la valeur de $\sim 3 \times 10^6$ K, la réaction nucléaire PPI s'initie et l'étoile rentre dans la séquence principale. Le Soleil a probablement atteint la séquence principale environ 10 millions d'années après sa naissance. Après 8 milliards d'années, le Soleil quittera la séquence principale pour évoluer vers le stade de géante rouge.

2.1 Modèles d'évolution

Pour calculer l'influence de la dissipation à l'intérieur d'une étoile, il faut en connaître la structure interne, principalement l'évolution de son rayon avec le temps, de son moment d'inertie (à travers le rayon de giration, ici considéré constant), et du facteur de dissipation σ_* . Les deux premières quantités sont obtenues à partir des modèles d'évolution stellaire de Chabrier and Baraffe (1997) et Baraffe *et al.* (1998). De la même façon que pour la modélisation de naines brunes, il est important de noter ici que ces modèles d'évolution utilisent des valeurs incertaines pour le rayon de l'étoile à des temps très petits ($t \lesssim 10^6$ ans), donc quelques incertitudes quantitatives peuvent apparaître tôt dans l'évolution du système (Baraffe *et al.*, 2002). Mais après quelques millions d'années d'évolution, les modèles ayant initialement des rayons différents tendent à converger vers des valeurs identiques. Ainsi, comme je considère ici l'évolution après $t_0 = 5$ Myr pour les étoiles du type du Soleil et après $t_0 = 8$ Myr pour les naines M, ces incertitudes dues aux conditions initiales des modèles stellaires devraient être négligeables.

La Figure 2.1 montre l'évolution du rayon d'une naine M de $0.1 M_\odot$ et d'une étoile de masse $1 M_\odot$. Les deux étoiles commencent par se contracter, mais le rayon l'étoile de type solaire commence à augmenter à des âges avancés (après quelques milliards d'années).

1. Dans notre voisinage 75% des étoiles sont des naines M.

L'étoile a quitté la séquence principale et commence l'expansion vers le stade de géante rouge.

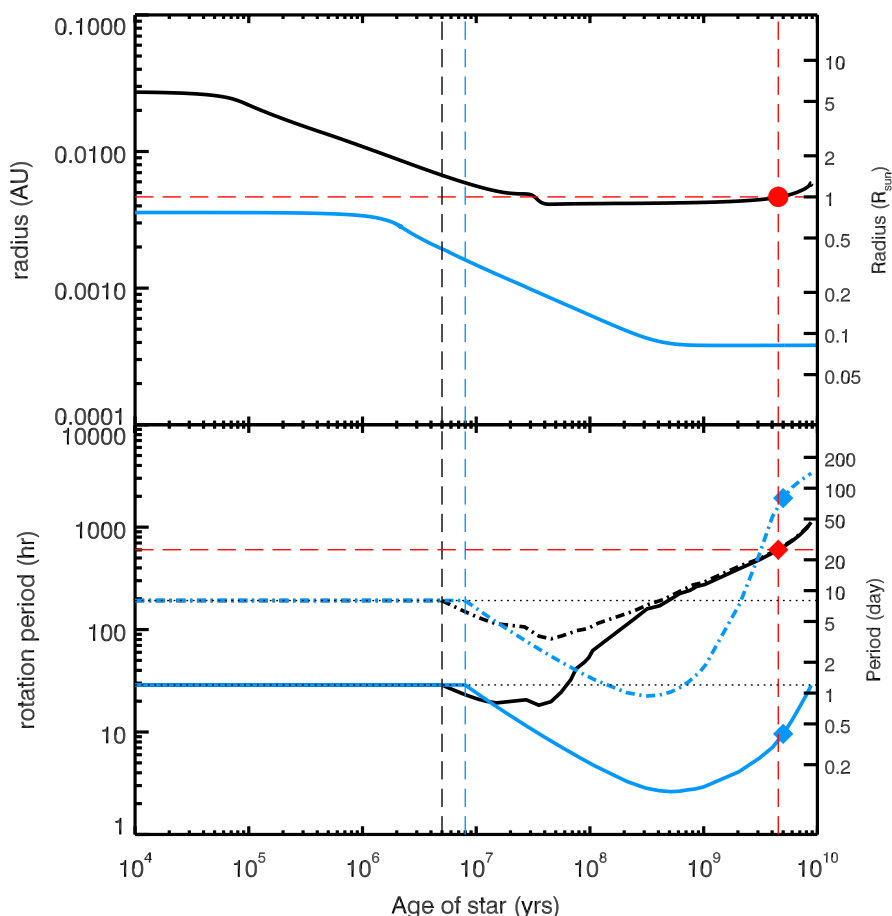


FIGURE 2.1 – Evolution du rayon d’une naine M de $0.1 M_{\odot}$ (en bleu) et d’un Soleil (en noir). Les tirets verticaux bleus et noirs représentent le temps zéro t_0 utilisé dans le chapitre 6 pour les deux masses d’étoile. Le point rouge correspond au Soleil.

Je considère que les étoiles de type solaire ont une rotation solide, comme dans Bouvier *et al.* (1997), bien que des travaux plus récents incluent l’effet de la rotation différentielle entre le cœur radiatif et l’enveloppe convective (Bouvier, 2008). Etant donné que les étoiles de faible masse devraient subir le même freinage de leur rotation par les vents stellaires (Irwin *et al.*, 2011), je considère que ces corps ont aussi une rotation solide (Morin *et al.*, 2008).

La masse de l’étoile M_{\star} est considérée constante et l’effet de la perte de masse (par des procédés comme les vents stellaires) sur la structure interne de l’étoile est considérée négligeable.

2.2 Evolution de la période de rotation

L’évolution de la rotation d’étoile de type solaire peut être décrite en trois étapes principales (Bouvier, 2008) : la période avant la séquence principale (Pre-Main Sequence,

PMS), l'arrivée au temps zéro sur la séquence principale (Zero-Age Main Sequence, ZAMS) et la séquence principale (MS). Durant l'étape PMS, les étoiles jeunes observées ont une plage large de différentes périodes de rotation, typiquement de quelques jours à une dizaine de jours, et il y a des preuves observationnelles qu'un puissant mécanisme de freinage est en œuvre pour ces objets (Herbst *et al.*, 2007). Les mécanismes responsables de la distribution observée des périodes de rotation et de la perte de moment angulaire ne sont pas encore totalement identifiés, mais ils peuvent être dûs à l'interaction entre l'étoile et le disque d'accrétion qui l'entoure (e.g., Ghosh and Lamb, 1978; Shu *et al.*, 1994; Matt and Pudritz, 2005b; Matt *et al.*, 2010), des vents stellaires puissants (Hartmann and MacGregor, 1982; Hartmann and Stauffer, 1989; Tout and Pringle, 1992; Paatz and Camenzind, 1996; Matt and Pudritz, 2005a, 2008; Matt *et al.*, 2012), ou d'autres procédés. A la fin de l'étape PMS, les étoiles les plus rapides des distributions observées semblent accélérer d'une manière cohérente avec la conservation du moment angulaire. Par contre, le taux de rotation des étoiles les moins rapides ne varie pas significativement. Ainsi, à l'arrivée sur la séquence principale, la distribution de taux de rotation des étoiles est étalée de quelques heures à une dizaine de jours (e.g., Bouvier *et al.*, 1997; Bouvier, 2008). Une fois sur la séquence principale, la structure stellaire évolue suffisamment lentement pour que le couple créé par les vents stellaires devienne important. Ainsi, sur des échelles de temps de l'ordre du milliard d'années, le taux de rotation moyen décroît (Skumanich, 1972) et la plage des taux de rotation observés rétrécit. Afin de reproduire la plage des taux de rotation observés, je considère ici deux populations : des rotateurs initialement rapides, dont l'évolution suit la limite supérieure de la distribution des taux de rotation observés, et les rotateurs lents qui suivent la limite inférieure.

Durant la période pré-séquence principale et l'approche de la séquence principale, la distribution des taux de rotation observés des naines M est qualitativement similaire à celle des étoiles de type solaire. Les observations de jeunes clusters permettent de contraindre la période de rotation d'étoiles de faible masse plus jeunes que quelques 100 Myr (Stassun *et al.*, 1999; Herbst *et al.*, 2001; Irwin *et al.*, 2008), mais cette approche échoue pour des clusters plus âgés à cause de la faible luminosité des vieilles naines M. Néanmoins, de vieilles naines M ayant un faible taux de rotation ont été détectées (Benedict *et al.*, 1998; Kiraga and Stepien, 2007; Charbonneau *et al.*, 2009). Contrairement aux étoiles de type solaire qui sont principalement radiatives excepté pour une région de faible masse à la surface qui est convective, les étoiles de faible masse ($M_* < 0.35M_\odot$) sont entièrement convectives (Chabrier and Baraffe, 1997). Pour les étoiles de type solaire avec un cœur radiatif, l'interface entre le cœur et l'enveloppe convective serait importante pour la dynamo magnétique, alors que dans des étoiles de faible masse purement convectives d'autres mécanismes doivent être invoqués pour expliquer la présence observée d'un champ magnétique (Chabrier and Baraffe, 1997). Par exemple, Chabrier and Küker (2006) ont montré que des modélisations de champ moyen peuvent produire une dynamo α^2 , qui crée des champs non axi-symétriques de grande échelle. Browning (2008) a montré que des simulations tri-dimensionnelles de magnéto-hydrodynamique non-linéaire de l'intérieur de naines M purement convectives pouvaient aussi produire une dynamo de grande échelle.

Le couplage entre l'histoire de l'évolution du spin de l'étoile et l'évolution orbitale par effet de marée a été étudiée par Zahn (1994) pour des binaires proches et par Dobbs-Dixon *et al.* (2004) pour des planètes de faibles périodes orbitales. Des systèmes individuels pour lesquels les interactions de marée joueraient un rôle important ont aussi fait l'objet

d'études variées. En 1996, suivant la découverte de 51 Peg (Mayor and Queloz, 1995), Lin *et al.* (1996) propose un mécanisme pour expliquer la présence de ce Jupiter chaud si proche de son étoile. La migration vers l'intérieur de la planète due aux effets de disque aurait été stoppée à cause de sa présence à l'extérieur du rayon de corotation avant l'évaporation du disque. Les systèmes individuels de la mission d'observation OGLE ont été étudiés par Pätzold *et al.* (2004). Quelques unes de ces études donnent des contraintes sur la dissipation dans l'étoile, comme dans Carone and Pätzold (2007) pour la planète OGLE-TR-56b et Lanza *et al.* (2011) pour le système CoRoT-11.

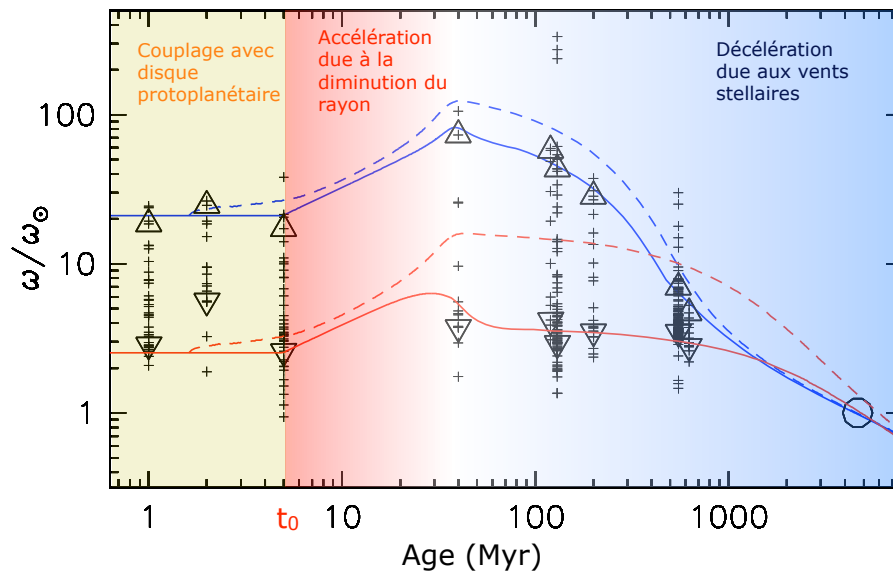


FIGURE 2.2 – Rapport du taux de rotation d'étoiles de masse $1 M_{\odot}$ avec le taux de rotation actuel du Soleil en fonction de l'âge des étoiles. Les traits correspondent aux modèles de Bouvier (2008) pour les rotateurs rapides (bleu) et pour les rotateurs lents (rouges). Les traits pleins correspondent à la vitesse de rotation de la surface de l'étoile alors que les tirets correspondent à la vitesse de rotation du cœur radiatif. Figure tirée et adaptée de Bouvier (2008).

Pour cette étude de l'effet de l'évolution de la rotation de l'étoile sur l'évolution par effet de marée des planètes proches, j'ai adopté une approche plus générale et systématique. Pour ce faire, j'ai couplé les modèles d'évolution stellaires de Baraffe *et al.* (1998), une paramétrisation des vents stellaires (Bouvier, 2008; Irwin *et al.*, 2011) et l'évolution de marée. J'ai ensuite considéré deux cas limitants pour l'évolution du spin de l'étoile qui correspondent d'une part à une étoile étant initialement un rotateur rapide et d'autre part à une étoile étant initialement un rotateur lent. Ces différentes évolutions du spin de l'étoile peuvent être vues sur la Figure 1 de Bouvier (2008), ou la Figure 2.2, pour les étoiles de type solaire et sur les Figures 13 à 15 de Irwin *et al.* (2011), ou sur la Figure 2.3, pour les naines M. Les étoiles étant des rotateurs lents commencent leur évolution avec une période de 8 jours, et les rotateurs rapides avec une période de 1.2 jours. Les rotateurs rapides et les rotateurs lents suivent l'évolution décrite dans Bouvier *et al.* (1997), où la perte de moment angulaire de l'étoile due aux vents stellaires est quantifiée grâce à différents paramètres dépendant de l'étoile, notamment son taux de rotation. Plus la

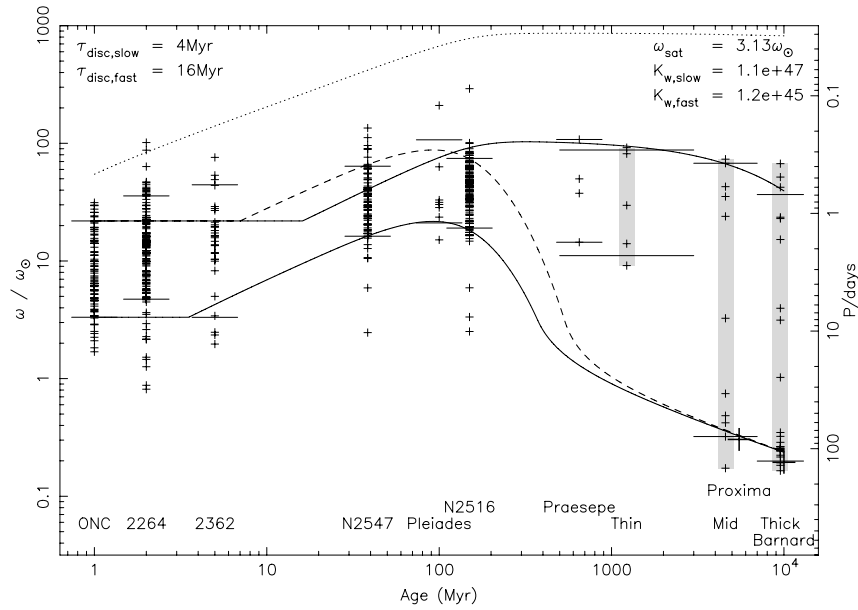


FIGURE 2.3 – Rapport du taux de rotation d'étoiles de masse $0.1 < M/M_{\odot} \leq 0.35$ avec le taux de rotation actuel du Soleil en fonction de l'âge des étoiles. Les traits correspondent aux modèles de Irwin *et al.* (2011) pour une naine M de $0.25 M_{\odot}$, pour les rotateurs rapides (trait du haut) et pour les rotateurs lents (trait du bas). Les tirets correspondent à l'évolution de rotateurs rapides initialement mais ayant les mêmes paramètres que les rotateurs lents. Les pointillés correspondent à la vitesse de rupture. Figure tirée de Irwin *et al.* (2011).

rotation de l'étoile est rapide, plus l'étoile est active, plus les vents sont forts et plus le freinage est efficace.

Chapitre 3

Les Exoplanètes

3.1 Les Exoplanètes

Depuis 1995, année de la découverte et de la confirmation par la méthode des vitesses radiales de la première exoplanète 51-Peg par Michel Mayor et Didier Queloz (Mayor and Queloz, 1995), de nombreuses autres exoplanètes ont été détectées (voir Figure 3.1¹). Actuellement, il y a quelques 900 exoplanètes dont l'existence a été confirmée. Grâce à la mission Kepler, 3548 candidats de planètes sont encore en attente de confirmation.

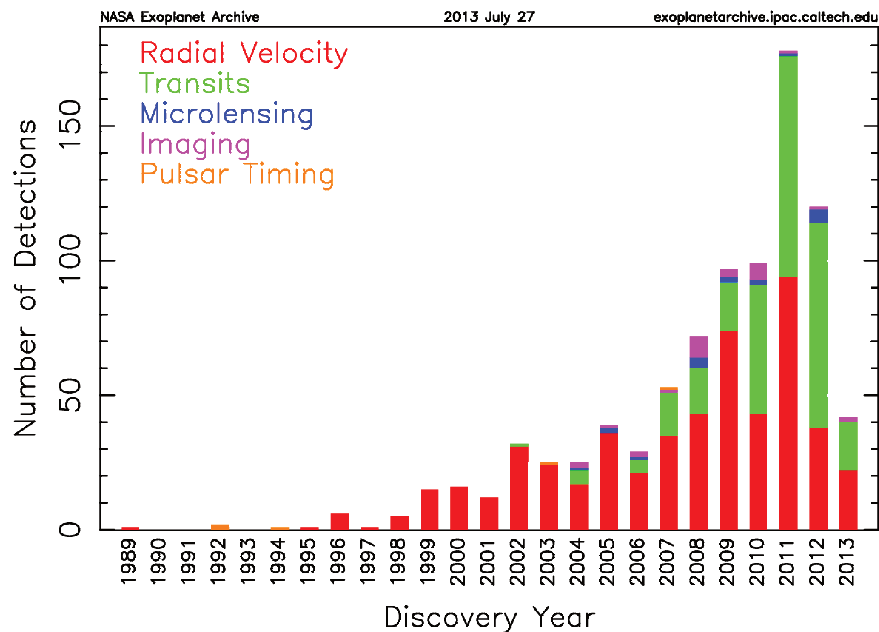


FIGURE 3.1 – Histogramme du nombre d'exoplanètes découvertes par année. Différentes couleurs sont attribuées aux différentes méthodes de détection.

Il y a six méthodes directes pour découvrir des exoplanètes :

- La **méthode des vitesses radiales** qui consiste à détecter le décalage Doppler de l'étoile quand elle orbite autour du centre de masse du système étoile+planètes.

1. La nature planétaire de l'objet détecté en 1989 n'a pas été confirmée. Il s'agit d'un objet de masse minimale $11 M_J$, cet objet est donc probablement une naine brune (Latham *et al.*, 1989).

- La **méthode des transits** qui consiste à détecter la baisse de luminosité due au passage de la planète devant l'étoile (transit primaire) ou derrière (transit secondaire).
- La **méthode de lentille gravitationnelle**. En passant sur la ligne de visée d'une étoile de champ, un objet ou système peut agir comme une lentille et faire converger la lumière provenant de cette étoile. Si l'objet passant devant la ligne de visée est une étoile, la luminosité présente un seul maximum. Si un système étoile+planète passe devant l'étoile de champ, la luminosité présente deux maxima, un correspondant à l'étoile et l'autre à la planète.
- La **méthode d'imagerie directe** qui consiste à observer directement la lumière provenant de la planète.
- La **méthode de chronométrie de pulsar** qui consiste à mesurer les petits écarts à la périodicité de la pulsation du pulsar. Ces petits écarts sont dus à la présence de planètes².
- La **méthode d'astrométrie** qui consiste à observer le mouvement de l'étoile et de la planète. Cette méthode n'a pas encore été à l'origine de découverte d'exoplanètes.

De ces méthodes, comme le montrent les Figures 3.1 et 3.2, la méthode des vitesses radiales est la plus fructueuse et ce depuis presque le début de la recherche d'exoplanètes. À partir de 2010, la méthode des transits a commencé à détecter beaucoup de planètes grâce aux missions CoRoT et Kepler. Des méthodes indirectes existent aussi pour détecter des planètes. Par exemple, lorsqu'il y a plusieurs planètes dans un système, les orbites ne sont pas purement képlériennes. Une de ces méthodes consiste donc à inférer la présence d'une planète supplémentaire en observant le retard ou l'avance du temps de transit³ d'une planète préalablement détectée par rapport à la périodicité képlérienne (Ford *et al.*, 2012).

Les exoplanètes détectées forment des systèmes planétaires dont les structures sont très variées et différentes de celle de notre système solaire. La Figure 3.2 montre le diagramme masse-période des exoplanètes détectées, ainsi que des planètes du système solaire. La première chose frappante est la population d'exoplanètes de masse de l'ordre de la masse de Jupiter et ayant moins de dix jours de période. Cette population, les Jupiters chauds, n'existe pas dans le système solaire. La population de planètes ayant une masse supérieure à celle de la Terre et inférieure à celle de Uranus et Neptune est aussi inexistante dans notre système solaire. Ces planètes sont appelées super-Terres ou mini-Neptunes (selon leur densité). D'après les observations faites jusqu'à présent, les super-Terres seraient nombreuses. En utilisant les observations faites avec les missions HARPS et CORALIE, Mayor *et al.* (2011) estiment que sur 100 étoiles, environ 17 abriteraient au moins une planète de 3 à 10 M_{\oplus} ayant moins de 50 jours de période. En utilisant les candidats de planètes de la mission Kepler, Howard *et al.* (2012) estiment que sur 100 étoiles, 13 abriteraient une planète de 2 à 4 R_{\oplus} ayant moins de 50 jours de période. Les deux estimations sont cohérentes.

La plupart des exoplanètes détectées orbitent des étoiles qui ont une masse semblable à celle du soleil (voir Figure 3.3). La plupart des missions, comme Kepler, ont été conçues pour détecter des planètes autour d'étoiles G – qui sont les plus favorables à l'observation

2. Les premières exoplanètes ont en fait été détectées avec cette méthode par Wolszczan and Frail (1992) : un système de deux planètes de quelques masses terrestres autour du pulsar PSR1257+12. Deux années plus tard, une troisième planète de la masse de la Lune est confirmée (Wolszczan, 1994).

3. *Transit Timing Variations*

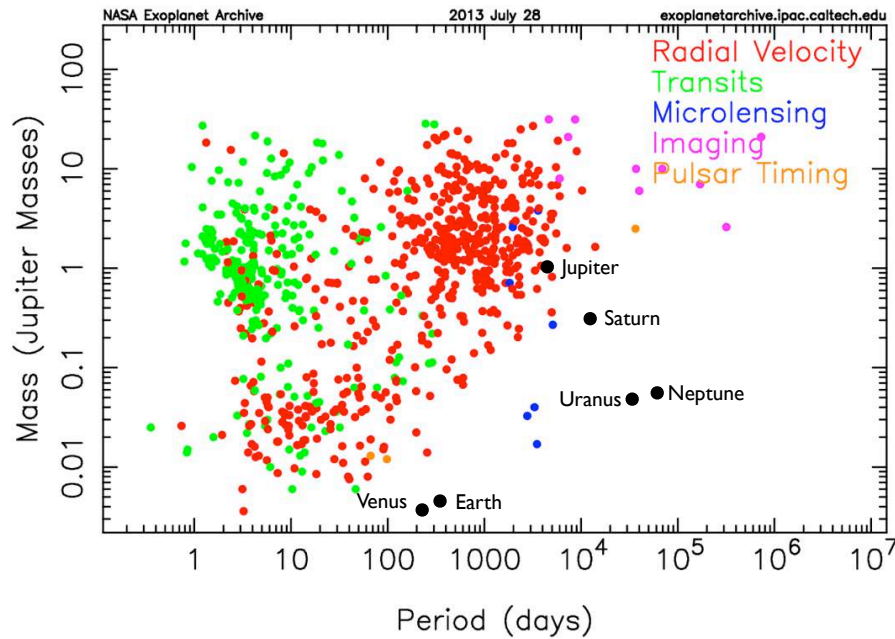


FIGURE 3.2 – Diagramme masse-période des exoplanètes détectées.

car ce sont les plus lumineuses du ciel – ce qui explique ce biais observationnel. En revanche, depuis quelques années, l'intérêt se porte aussi sur des étoiles de plus faible masse. Le projet Mearth, qui a pour but de détecter des transits d'exoplanètes autour de naines M, a permis de détecter une planète de $6.6 M_{\oplus}$ orbitant une étoile de $0.16 M_{\odot}$ (Charbonneau *et al.*, 2009). Plus récemment encore, trois exoplanètes de rayons 0.7, 0.8 et $0.6 R_{\oplus}$ ont été détectées en transit autour d'une étoile de $0.13 M_{\odot}$ (Muirhead *et al.*, 2012). Ce système, Kepler-42 ou KOI-961, est celui qui s'apparente aujourd'hui le plus à un système multiple de planètes orbitant une naine brune. Ce système est d'ailleurs souvent comparé au système de Jupiter et de ses satellites. Les découvertes de planètes autour de naines M dont la masse est proche de la masse supérieure de la population des naines brunes incitent à penser que des planètes pourraient en effet exister autour des naines brunes.

3.2 Formation planétaire autour des naines brunes

Lorsque la première exoplanète a été détectée, les scénarios de formation planétaire ont dû être revus, car ils n'expliquaient pas la présence d'une planète de la masse de Jupiter si proche de son étoile. Malgré tout, les scénarios actuels de formation planétaire tendent à s'accorder sur le fait que la première étape de ce processus se passe dans les disques protoplanétaires.

Lors de la formation stellaire, la proto-étoile est entourée d'un halo de gaz et de poussière qui peu à peu va se répartir selon un disque en rotation. Un disque protoplanétaire peut faire plus de 100 UA de diamètre. Son extension est limitée par les étoiles voisines ou la photo-évaporation. Pour des étoiles de faible masse, la durée de vie du disque est de quelques millions d'années (Haisch *et al.*, 2001; Hillenbrand *et al.*, 2008).

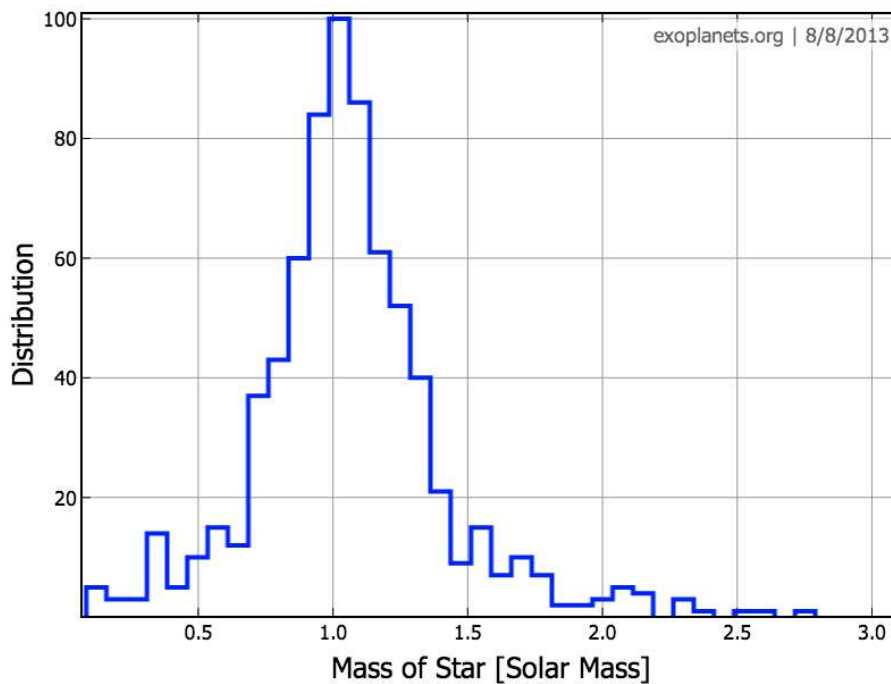


FIGURE 3.3 – Histogramme représentant le nombre d’étoiles ayant des exoplanètes en fonction de la masse de l’étoile.

Les disques protoplanétaires autour d’étoiles de faible masse font l’objet de nombreuses études théoriques (par exemple, Lynden-Bell and Pringle, 1974; Cresswell and Nelson, 2008) et observationnelles (par exemple Andrews and Williams, 2007; Andrews *et al.*, 2010). Avec ALMA, dont la résolution dépasse tout ce qui était fait jusqu’à présent, la structure des disques protoplanétaires peut être résolue (de Gregorio-Monsalvo *et al.*, 2013).

Les disques autour de naines brunes font eux aussi l’objets d’études théoriques et observationnelles. L’observation de ces disques incite la communauté à penser que les planètes doivent pouvoir se former autour des naines brunes, ce qui a été confirmé par observation.

3.2.1 Les disques protoplanétaires autour des naines brunes

Les naines brunes se forment comme les étoiles par effondrement gravitationnel d’un nuage de gaz et de poussière, donc les naines brunes devraient aussi être entourées d’un disque protoplanétaire. Et dans ce disque, des planètes pourraient donc se former.

Des observations montrent en effet la présence de disques de poussières autour de naines brunes. Par exemple, avec le *Hubble Space Telescope* et le *Spitzer Space Telescope*, un disque a été découvert autour de la naine brune Cha 110913-773444 (Luhman *et al.*, 2005). Sa masse est de masse $\sim 15 M_J$. Toujours grâce à des observations Hubble et Spitzer, un autre disque a été découvert autour de la naine brune 2MASS J04381486+2611399 (Luhman *et al.*, 2007). La distance du bord interne et externe est respectivement évaluée à ~ 0.3 UA et 20–40 UA. Le fait que le bord interne soit si distant de la naine brune est une signature que ce disque serait un “disque de transition” et non plus un disque

protoplanétaire. En effet, cette cavité centrale étendue peut être le signe que des planètes se sont formées ou sont en cours de formation, vidant ainsi les régions internes de leur poussière et de leur gaz. Une autre explication serait que la partie interne du disque se soit photo-évaporée mais ce scénario est peu probable, car les naines brunes n'émettent pas beaucoup dans l'ultra violet (UV). Ces scénarios ont été discutés par Muzerolle *et al.* (2006) qui montre pour le cas de la naine brune L316 d'âge un million d'années – dont les observations montrent qu'elle possède aussi une cavité interne de $\sim 0.5\text{--}0.9$ UA – que les rayons UV créés lors de chocs dus à l'accrétion ne sont pas suffisants pour expliquer l'extension spatiale de la cavité. D'autres disques ont aussi été détectés récemment avec ALMA autour de ρ -Oph 102 (Ricci *et al.*, 2012) et 2MASS J044427+2512 (Ricci *et al.*, 2013). Pour le disque autour de ρ -Oph 102, Ricci *et al.* (2012) donne une masse entre 0.18 et 0.6 M_J (soit 0.3 à 1% de la masse de la naine brune ou 57 à 190 M_\oplus) et un rayon extérieur de 40 UA. De plus, Apai *et al.* (2005) montrent que les grains de poussières grossissent à l'intérieur des disques protoplanétaires de naine brune, ce qui est une preuve que les premières étapes de la formation planétaire ont bien lieu.

Il y a donc des preuves de présence de disques protoplanétaires ainsi que de disques de transition autour des naines brunes. Il y a aussi des preuves que les grains de poussières grossissent. *Les planètes peuvent donc potentiellement se former autour des naines brunes comme elles le font autour des étoiles (Payne and Lodato, 2007).*

Autour de jeunes étoiles, les observations des disques de gaz protoplanétaires montrent qu'ils se dissiperaient après quelques millions d'années (Haisch *et al.*, 2001; Hillenbrand *et al.*, 2008). Les disques autour d'étoiles de faible masse ont systématiquement des durées de vie plus longues, jusqu'à 10 millions d'années (Pascucci *et al.*, 2009; Harvey *et al.*, 2012). L'évolution des disques autour des naines brunes n'est pas bien contrainte, mais il est raisonnable de penser que leur durée de vie soit entre un et dix millions d'années. Si les planètes se forment à approximativement la même température autour des naines brunes qu'autour d'étoiles de la séquence principale, alors leurs temps de formation devraient être plus courts par un facteur de 40-1000. En effet, le temps d'accrétion varie comme l'inverse de la fréquence orbitale (voir Safronov (1969), et pour une comparaison entre les temps d'accrétion calculés et simulés autour d'étoiles de faible masse, voir Raymond *et al.* (2007)). Les planètes autour des naines brunes sont donc probablement formées avant que le disque de gaz se dissipe, ainsi je considère le temps initial des simulations comme étant le temps à partir duquel le disque de gaz est dissipé.

3.2.2 Les exoplanètes autour des naines brunes

A ce jour quelques exoplanètes ont été détectées autour de naines brunes par la méthode de lentille gravitationnelle : une planète de $\sim 5 M_J$ à 55 UA d'une naine brune de 25 M_J (2MASS 1207-3932B Chauvin *et al.*, 2004) et une planète de 5–10 M_J à 15 UA d'une naine brune de 20 M_J ⁴ (2MASS 0441-2301B Todorov *et al.*, 2010). Ces deux systèmes sont caractérisés par un rapport de masse (M_p/M_{BD}) proche de 1 et une grande distance orbitale ce qui incite à penser à des systèmes formés davantage comme un système binaire que par accrétion au sein d'un disque protoplanétaire. Cependant des simulations hydrodynamiques à grande échelle (Bate, 2012) visant à reproduire la formation d'étoiles

4. Les masses sont évaluées grâce au type spectral et l'âge supposé à partir des modèles d'évolution de Chabrier *et al.* (2000)

et de naines brunes montrent que la probabilité que les naines brunes forment des binaires est relativement faible ($\lesssim 7\%$).

Récemment, une planète de la taille d'environ deux masses de Jupiter a été découverte autour d'une naine brune de $0.022 M_{\odot}$ par la méthode de lentille gravitationnelle (Han *et al.*, 2013). La séparation projetée mesurée est de ~ 0.87 UA. C'est l'exoplanète la plus proche d'une naine brune jamais détectée. Selon Han *et al.* (2013) la découverte de ce système ayant un rapport de masse plutôt faible et une petite séparation orbitale serait la preuve que la planète s'est formée dans un disque protoplanétaire.

D'autres méthodes que la méthode de lentille gravitationnelle peuvent être utilisées pour la détections de planètes autour de naines brunes. Belu *et al.* (2013) donnent plusieurs stratégies de recherche d'exoplanètes de type terrestre orbitant à courte distance orbitale des naines brunes. Les stratégies proposées sont l'observation des transits depuis le sol (avec un télescope si la période orbitale est plus petite que la durée de la nuit ou avec un réseau de télescopes si elle est plus grande) ou depuis l'espace avec le télescope Spitzer. Parmi un inventaire de 21 naines brunes proches (< 7 pc), la probabilité d'observer un transit d'une planète dans la zone habitable est comprise entre $\sim 3\%$ et $\sim 90\%$ selon différentes hypothèses (en particulier si l'évolution par effet de marée des planètes est prise en compte ou pas). Plus récemment, et en s'appuyant en partie sur ce travail de Belu *et al.* (2013), une proposition d'observation de transits d'exoplanètes orbitant des naines brunes avec le télescope Spitzer a été faite par Amaury Triaud (voir partie 9.1 et annexe B).

L'acceptation de ce projet serait un grand pas en avant pour la recherche d'exoplanètes autour d'objets autrement plus exotiques que les étoiles de type solaire ou même les naines M.

Conclusion

Dans cette partie j'ai présenté les divers objets d'étude de cette thèse.

Dans le chapitre 1, j'ai présenté ce que sont les naines brunes en décrivant en particulier l'évolution de leur rayon, de leur période de rotation et de leur luminosité. Leur contraction va avoir une influence sur l'évolution par effet de marée de planètes, car la force de marée ressentie par les planètes dépend fortement du rayon de la naine brune. En se contractant, la rotation des naines brunes s'accélère, car elles sont trop froides pour pouvoir donner naissance à des vents stellaires. La période de rotation des naines brunes a aussi une influence sur l'évolution par effet de marée de planètes. Ceci sera traité dans le chapitre 5 de la partie II. Le fait qu'elles se refroidissent est important pour l'étude du climat des planètes. Ceci sera traité dans la partie III.

Dans le chapitre 2, j'ai présenté l'évolution des naines M et des étoiles de type solaire. Ces deux catégories d'objets se contractent quand ils sont jeunes et cette contraction s'accompagne d'une accélération de la rotation. En revanche, contrairement aux naines brunes, ces objets sont ensuite freinés par des vents stellaires. Je montrerai dans le chapitre 6 de la partie II en quoi cela est important pour l'évolution par effet de marée de planètes.

Dans le chapitre 3, j'ai présenté l'état actuel du recensement des exoplanètes de notre voisinage. De plus en plus, les observations commencent à trouver des systèmes orbitant des étoiles de faible masse et des planètes de la taille de la Terre. Tout porte à croire que des planètes peuvent se former autour des naines brunes et former des systèmes comme ceux que j'étudie dans cette thèse (chapitre 5). J'ai montré qu'il y avait des arguments à la fois théoriques et observationnels en faveur de la formation de planètes autour de naines brunes. J'ai aussi présenté les quelques systèmes d'exoplanètes déjà détectés autour des naines brunes. Bien qu'il ne s'agisse pas encore des planètes terrestres, ces observations sont source d'espoir.

Deuxième partie

Evolution

Introduction

Pour des systèmes planétaires ayant des planètes de courte période orbitale, les effets de marée jouent un rôle important pour l'évolution orbitale du système, mais aussi pour l'évolution de la rotation des différents corps (planètes et étoiles/naines brunes).

Dans le chapitre 4, **Théorie des effets de marée à l'équilibre**, j'expliquerai le principe de l'étude des marées, c'est-à-dire comment, sous l'effet d'un potentiel gravitationnel newtonien créé par un corps massif ponctuel, un corps étendu peut se déformer, et comment cette déformation, si elle n'est pas instantanée peut influencer sur l'orbite du corps ponctuel. Dans ce travail, j'adopte le modèle de Constant Time Lag (CTL).

Dans le chapitre 5, **Evolution de planètes autour de naines brunes**, je présenterai une étude de systèmes constitués d'une planète orbitant des naines brunes en utilisant des équations séculaires (section 5.1), c'est-à-dire des équations en demi-grand axe, excentricité, obliquité, période de rotation, moyennées sur une orbite. Dans cette étude, je prends en compte l'évolution de la naine brune présentée dans le chapitre 1. Le fait que le corps central évolue avec le temps empêche le système d'atteindre un quelconque état d'équilibre (au sens mathématique du terme). Ensuite, j'exposerai quelques résultats nouveaux sur l'étude de l'évolution par effet de marée de systèmes multiplanétaires (section 5.2). Je présenterai le code qui me permet de faire ces études et je montrerai sa validité en comparant l'évolution d'un système avec une planète, obtenue avec ce nouveau code, à l'évolution obtenue en résolvant les équations séculaires. Ce nouveau code permet d'étudier la dynamique due aux effets de marée tout en prenant en compte les interactions planètes-planètes. Il donne ainsi l'évolution des paramètres orbitaux comme le demi-grand axe, l'excentricité, l'inclinaison des planètes mais aussi leur état de rotation, à savoir leur période de rotation et leur axe de rotation.

Dans le chapitre 6, **Evolution de planètes autour d'étoiles de faible masse**, je présenterai une étude de systèmes constitués d'une planète orbitant des naines M et étoiles de type solaire. Pour cette étude, je prends aussi en compte l'évolution de la naine M ou l'étoile de type solaire présentée dans le chapitre 2. Dans ce chapitre, l'attention sera davantage portée sur l'effet que peut avoir l'évolution par effet de marée des planètes sur la rotation du corps central.

Chapitre 4

Théorie des effets de marée à l'équilibre

4.1 Théorie des marées, généralités

Un des effets secondaires de l'interaction gravitationnelle de deux corps non ponctuels est leur déformation. Considérons une planète et son étoile. La planète est soumise à la force gravitationnelle de l'étoile, et cette force varie comme l'inverse du carré de la distance. La force ressentie en chaque point de la planète est donc différente. Cet effet différentiel va avoir pour conséquence de déformer la planète. Pour la suite de cette partie, j'appelle l'objet étendu le primaire, et l'objet ponctuel le secondaire.

La dérivation du potentiel déformateur créé par le secondaire a été dérivée pour la première fois par Darwin (1879) et ensuite par de nombreuses personnes comme Love (1909), Jeffreys (1961) et Kaula (1964). Pour comprendre les effets de marée, il est nécessaire de rappeler les étapes qui permettent d'aboutir à l'expression de la force de marée présentée dans la section 4.2.1 (utilisée dans la section 5.2), et aux équations séculaires présentées dans la section 4.2.2 (utilisées dans les sections 5.1 et le chapitre 6).

Considérons que le primaire est initialement une sphère homogène de matière (liquide ou solide) incompressible de rayon R_p et de masse M_p . La stratégie pour calculer la déformation du primaire sous l'action du secondaire, de masse m , consiste à d'abord calculer le potentiel créé par le secondaire à la surface de la sphère représentant le primaire.

Ensuite, il faut calculer la forme que prend le primaire sous l'influence de ce potentiel déformateur. Cette forme est obtenue en considérant que le corps est à l'équilibre entre son propre potentiel et le potentiel déformateur. La forme dépend donc du potentiel propre du corps considéré, donc de sa structure et de sa composition.

Une fois la forme du primaire déterminée, il faut évaluer le potentiel créé par cette distribution de masse pour ensuite connaître la force du primaire sur le secondaire.

Comme la déformation du primaire ne se fait pas de façon instantanée à cause de la friction à l'intérieur du primaire, les bourrelets de marée ne sont pas alignés avec la position du secondaire. Il y a donc un couple de marée qui entraîne un échange d'énergie et de moment angulaire entre le primaire et le secondaire.

Le but de cette partie est d'expliquer la démarche des calculs permettant d'aboutir à la théorie standard utilisée dans cette thèse. Je ne cherche pas à démontrer toutes les étapes, mais à expliquer le principe de tels calculs.

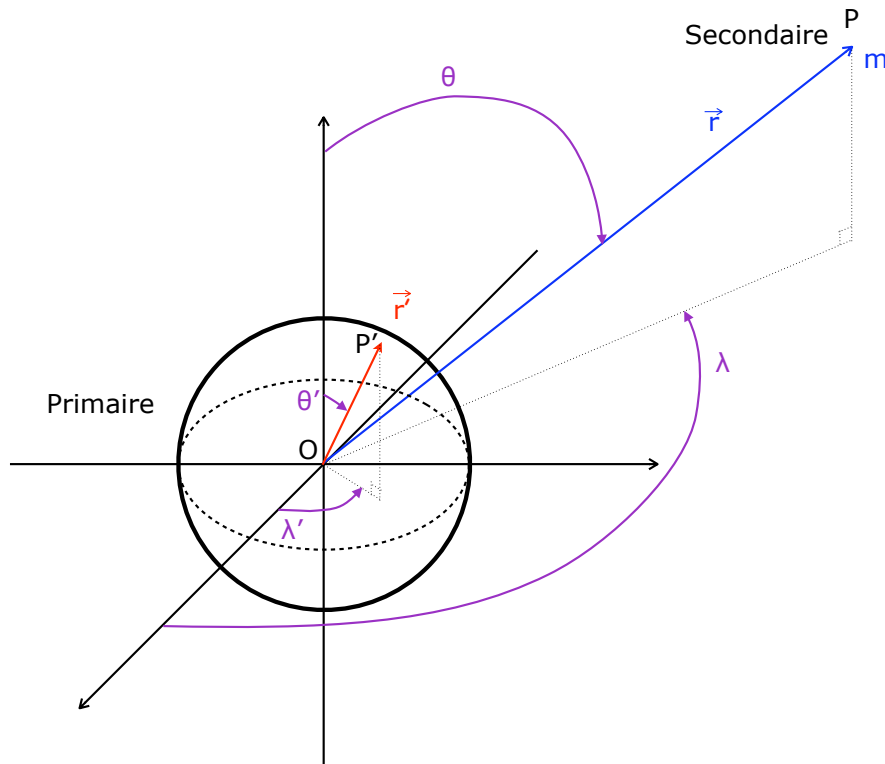


FIGURE 4.1 – La position du secondaire est définie à l'aide de la distance $OP = r$, de la longitude λ et de la latitude θ . La position du point P' auquel on calcule le potentiel créé par le primaire est définie à l'aide de la distance $OP' = r'$, de la longitude λ' et de la latitude θ' .

4.1.1 Calcul du potentiel créé par le secondaire sur le primaire

Soient O le centre du primaire, P' un point appartenant au primaire et P le secondaire. Je note $\vec{r} = \mathbf{r} = \mathbf{OP}$ et $\vec{r}' = \mathbf{r}' = \mathbf{OP}'$. La figure 4.1 montre la configuration de ce problème. Le potentiel gravitationnel \mathcal{V} créé par le secondaire en P' est donné par :

$$\mathcal{V}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\frac{\mathcal{G}m}{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}'\|} = -\frac{\mathcal{G}m}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2(\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}')}}}, \quad (4.1)$$

où \mathcal{G} est la constante gravitationnelle. Soient Φ l'angle entre \mathbf{r} et \mathbf{r}' , donc $\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}' = r \times r' \times \cos \Phi$. Le terme $1/\sqrt{r^2 + r'^2 - 2(\mathbf{r} \cdot \mathbf{r}')}$ se développe avec des polynômes de Legendre, ce qui permet d'exprimer le potentiel ainsi :

$$\begin{aligned} \mathcal{V}(r, r') &= -\frac{\mathcal{G}m}{r} \sum_{n=0}^{\infty} P_n(\cos \Phi) \left(\frac{r'}{r}\right)^n \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} V_n(r, r') \end{aligned} \quad (4.2)$$

où les trois premiers termes sont égaux à :

$$V_0(r, r') = -\frac{\mathcal{G}m}{r} \quad (4.3)$$

$$V_1(r, r') = -\frac{\mathcal{G}m}{r} \cos \Phi \frac{r'}{r} \quad (4.4)$$

$$V_2(r, r') = -\frac{\mathcal{G}m}{r} P_2(\cos \Phi) \left(\frac{r'}{r}\right)^2 = -\frac{\mathcal{G}m}{r} \left(\frac{1}{4} + \frac{3}{4} \cos 2\Phi\right) \left(\frac{r'}{r}\right)^2 \quad (4.5)$$

Le premier terme V_0 ne dépend pas de r' , donc la force \mathbf{f} telle que $\mathbf{f} = \nabla V_0$ est nulle, et le deuxième terme V_1 s'annule avec la force centrifuge due au mouvement du secondaire autour du centre de masse. Seuls les termes d'indices $n \geq 2$ correspondent à la déformation due aux marées. Ainsi :

$$\mathcal{V}(r, r') = -\frac{\mathcal{G}m}{r} \sum_{n=2}^{\infty} P_n(\cos \Phi) \left(\frac{r'}{r}\right)^n. \quad (4.6)$$

L'angle Φ s'exprime en fonction des latitudes θ et θ' et des longitudes λ et λ' de P et P', toutes définies sur $[0, \pi]$, suivant la formule suivante :

$$\cos \Phi = \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos(\lambda - \lambda'), \quad (4.7)$$

et en appliquant le théorème d'addition des polynômes de Legendre (Gradshteyn *et al.*, 2007), l'équation 4.1 s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{V}(r, r') &= -\frac{\mathcal{G}m}{r} \sum_{n=2}^{\infty} \left[P_n(\cos \theta) P_n(\cos \theta') \left(\frac{r'}{r}\right)^n \right. \\ &\quad \left. + 2 \sum_{m=1}^n \frac{(n-m)!}{(n+m)!} P_n^m(\cos \theta) P_n^m(\cos \theta') \cos(m(\lambda - \lambda')) \left(\frac{r'}{r}\right)^n \right] \\ &= -\frac{\mathcal{G}m}{r} \sum_{n=2}^{\infty} \left[\sum_{m=0}^n \frac{(n-m)!}{(n+m)!} (2 - \delta_{0m}) P_n^m(\cos \theta) P_n^m(\cos \theta') \cos(m(\lambda - \lambda')) \right] \left(\frac{r'}{r}\right)^n. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Pour le modèle simple utilisé ici, on ne considère que le terme en $n = 2$ (terme communément appelé terme quadrupolaire). Les autres termes en $n > 2$ sont négligés car dans les cas étudiés $r' \ll r$. L'équation 4.6 se simplifie donc ainsi :

$$\mathcal{V}(r, r') = V_2(r, r') = -\frac{\mathcal{G}m}{r} P_2(\cos \Phi) \left(\frac{r'}{r}\right)^2. \quad (4.9)$$

Ainsi, si on considère le point P' comme étant sur la sphère du primaire de rayon R_p ($r' = R_p$), le potentiel s'écrit :

$$\mathcal{V}(r, R_p) = V_2(r, R_p) = V_2(\Phi) = -\frac{\mathcal{G}m}{r} P_2(\cos \Phi) \left(\frac{R_p}{r}\right)^2. \quad (4.10)$$

Le potentiel $V_2(\Phi)$ créé par le secondaire à la surface du primaire peut s'écrire aussi comme :

$$V_2(\Phi) = -\zeta g P_2(\cos \Phi), \quad (4.11)$$

où

$$g = \frac{\mathcal{G}M_p}{R_p^2}, \quad (4.12)$$

est la gravité de surface du primaire non déformé et

$$\zeta = \frac{m}{M_p} \left(\frac{R_p}{r^3} \right) R_p. \quad (4.13)$$

Le terme $\zeta P_2(\cos \Phi)$ est appelé l'amplitude de la marée d'équilibre.

En développant la formule de $P_2(\cos \Phi)$ grâce aux équations 4.5 et 4.7, on aboutit à (Murray and Dermott, 1999) :

$$\begin{aligned} P_2(\cos \Phi) &= \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta' - 1) \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta - 1) \\ &+ \frac{3}{4} \sin^2 \theta' \sin^2 \theta \cos(2(\lambda - \lambda')) \\ &+ \frac{3}{4} \sin 2\theta' \sin 2\theta \cos(\lambda - \lambda') \end{aligned} \quad (4.14)$$

Si l'on considère un point sur la surface du primaire à θ' constant, alors $P_2(\cos \Phi)$ varie selon θ , λ et λ' . θ et λ varient avec une fréquence égale à la fréquence orbitale du secondaire n . λ' varie avec une fréquence égale à la fréquence de rotation du primaire Ω . Dans le cas où $\Omega \gg n$ (cas Terre-Lune), les différents termes de l'équation 4.14 font donc apparaître des dépendances temporelles qui expliquent l'existence des marées journalières ($\cos(\lambda - \lambda')$), bi-journalières ($\cos(2(\lambda - \lambda'))$) et bi-mensuelles ($3 \cos^2 \theta - 1$).

Finalement, en conservant les notations introduites dans les équations 4.12 et 4.13, le potentiel créé par le secondaire au point P' s'écrit :

$$V_2(r', \Phi) = -\zeta g \left(\frac{r'}{R_p} \right)^2 P_2(\cos \Phi). \quad (4.15)$$

4.1.2 Quelle forme pour le primaire ?

Le primaire ne va pas rester sphérique, il va être déformé sous l'action de ce potentiel. Il faut alors calculer la forme que prend le primaire lorsqu'il est soumis au potentiel créé par le secondaire.

Considérons que la forme du corps est le résultat d'un équilibre entre son propre potentiel et celui créé par le secondaire (et je néglige ici le potentiel centrifuge). C'est ce qui est appelé le modèle de "marée à l'équilibre" (Darwin, 1880; Hut, 1981, 1982; Eggleton *et al.*, 1998). Le modèle de "marée dynamique" (Zahn, 1975; Mardling, 1995) quant à lui prend en compte les effets dynamiques dus au changement du potentiel avec le temps.

Le potentiel $V_2(\Phi)$ peut être exprimé avec des fonctions appelées harmoniques sphériques solides. La théorie de Love (Love, 1911) montre que si le potentiel créant les marées est un harmonique sphérique solide (de degré 2 ici) alors la déformation du primaire doit s'exprimer aussi avec la même harmonique solide.

Si le primaire est constitué d'un liquide homogène incompressible, alors, l'équation de la surface est :

$$R(\Phi) = R_p (1 + \epsilon_2 P_2(\cos \Phi)), \quad (4.16)$$

où R_p est le rayon moyen du primaire. Φ est l'angle entre un point de la surface du primaire et la direction du secondaire qui est un axe de symétrie des bourrelets de marée (voir Figure 4.2). ϵ_2 est une constante très petite devant 1, cette petite constante permet de s'assurer que la déformation est faible donc que l'écart à la sphéricité est faible. Cette quantité s'obtient en écrivant que la surface définie par l'équation 4.16 est une équipotentielle du potentiel total. Ce potentiel total est composé de deux termes. Le premier est le potentiel créé par le secondaire dans le primaire donné par l'équation 4.15 et le deuxième est le potentiel créé par le primaire dont la surface est décrite par l'équation 4.16.

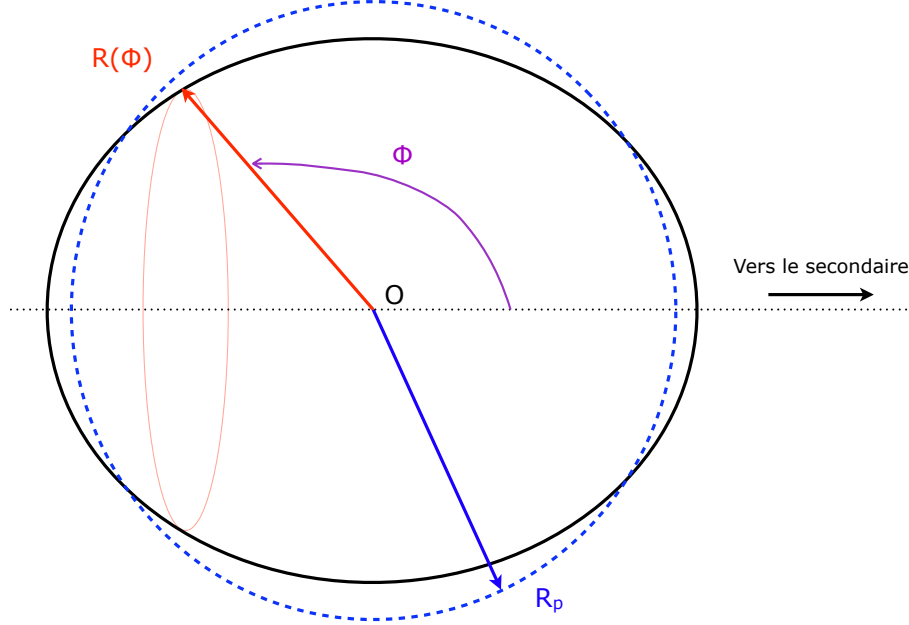


FIGURE 4.2 – Surface du primaire définie dans l'équation 4.16. L'axe en pointillé entre le centre du primaire et la position du secondaire est un axe de symétrie des bourrelets de marée. Le rayon du primaire ne dépend que de l'angle Φ , donc $R(\Phi)$ est constant sur le cercle rouge.

Le potentiel extérieur créé au point P' situé à une distance r' (voir Figure 4.1) par le primaire dont la surface a pour équation 4.16 est (Murray and Dermott, 1999) :

$$V_{\text{ext}}(r', \Phi) = -\mathcal{G}M_p \left(\frac{1}{r'} + \frac{3}{5} \frac{R_p^2}{r'^3} \epsilon_2 P_2(\cos \Phi) \right), \quad (4.17)$$

et la contribution due aux bourrelets de marée est :

$$V_{\text{ext,tid}}(r', \Phi) = -\mathcal{G}M_p \frac{3}{5} \frac{R_p^2}{r'^3} \epsilon_2 P_2(\cos \Phi). \quad (4.18)$$

Ainsi le potentiel total au point P' est donné par :

$$V_{\text{tot}}(r', \Phi) = -\zeta g \left(\frac{r'}{R_p} \right)^2 P_2(\cos \Phi) - \mathcal{G}M_p \left(\frac{1}{r'} + \frac{3}{5} \frac{R_p^2}{r'^3} \epsilon_2 P_2(\cos \Phi) \right). \quad (4.19)$$

A la surface du primaire (équation 4.16), donc en $r' = R(\Phi)$ et en ne gardant que les termes d'ordre 1 en ζ/R_p et ϵ_2 , le potentiel total s'écrit :

$$V_{\text{tot}}(R(\Phi), \Phi) = -\zeta g P_2(\cos \Phi) - g R_p \left(1 - \frac{2}{5} \epsilon_2 P_2(\cos \Phi) \right). \quad (4.20)$$

Ce potentiel doit être constant à la surface du primaire, donc ne doit pas dépendre de Φ , ainsi, on obtient la correspondance entre ϵ_2 et ζ qui est :

$$\epsilon_2 R_p = \frac{5}{2} \zeta, \quad (4.21)$$

si le primaire est constitué d'un liquide homogène incompressible. Mais, si le primaire est constitué d'un solide homogène incompressible de rigidité μ , alors la correspondance entre ϵ_2 et ζ s'écrit (Love, 1944; Murray and Dermott, 1999) :

$$\epsilon_2 R_p = \frac{(5/2)\zeta}{1 + \tilde{\mu}}, \quad (4.22)$$

où $\tilde{\mu}$ est la rigidité effective du primaire définie comme :

$$\tilde{\mu} = \frac{19\mu}{2\rho g R_p}. \quad (4.23)$$

Finalement, la partie non centrale du potentiel créé par le primaire de surface donnée par l'équation 4.16 au point P' est :

$$V_{\text{ext,tid}}(r', \Phi) = -k_2 \zeta g \left(\frac{R_p}{r'} \right)^3 P_2(\cos \Phi), \quad (4.24)$$

où k_2 , introduit par A. E. H. Love, est appelé le nombre de Love de degré 2. Pour le cas d'un primaire constitué d'un solide homogène incompressible :

$$k_2 = \frac{3/2}{1 + \tilde{\mu}}. \quad (4.25)$$

Pour un fluide incompressible parfait, $k_2 = 3/2$. Pour la Terre, $k_2 = 0.305$ (Lambeck, 1980). Plus le corps considéré est rigide (plus μ est grand), plus le nombre de Love est petit. Le nombre de Love est une façon habile de cacher l'ignorance de la structure interne du primaire. Toute l'information sur la rhéologie de la planète se trouve dans le seul nombre de Love de degré 2.

De récents travaux (Makarov and Efroimsky, 2013) montrent que l'évolution par effet de marée d'une planète terrestre est différente selon l'hypothèse faite sur sa structure. Ils utilisent un modèle de la structure interne d'une planète terrestre plus poussé¹ que ce qui a été expliqué précédemment, pour montrer que réduire la rhéologie d'une planète à seul le nombre de Love n'est pas une hypothèse appropriée pour des planètes de type terrestre.

J'ai donc montré à ce stade comment était calculé le potentiel créé par le primaire. Mais, la déformation du primaire due au potentiel du secondaire n'est pas instantanée. En effet, la déformation entraîne des frictions et donc une perte d'énergie. Le caractère non instantané de la déformation fait que les bourrelets de marée ne sont pas alignés avec la position du secondaire. Ainsi, le primaire exerce un couple sur le secondaire et il y a des échanges de moment angulaire entre le spin du primaire et l'orbite du secondaire.

1. Leur modèle pousse le développement de l'équation 4.8 à des ordres plus grands que 2, ce qui nécessite plus de paramètres, notamment, les nombres de Love de degré supérieur à 2. Ces paramètres sont évalués à l'aide de mesures sismiques.

4.1.3 Force et couple de marée

La force de marée que le primaire exerce sur le secondaire est donc donnée par :

$$\mathbf{F}_{\text{tides}} = -m\nabla V_{\text{ext}}, \quad (4.26)$$

où V_{ext} est donné par l'équation 4.17. Le couple exercé par le primaire sur le secondaire vient de la composante non radiale de la force (pas le terme en $\partial V/\partial r$ mais le terme en $\partial V/\partial \Phi$). Ainsi, le couple exercé par le primaire sur le secondaire est :

$$\begin{aligned} \mathbf{N}_{\text{tides}} &= \mathbf{r} \times \mathbf{F}_{\text{tides}}, \\ &= \mathbf{r} \times (-m\nabla V_{\text{ext}}), \\ &= \mathbf{r} \times \left(-m \frac{1}{r} \frac{\partial V_{\text{ext,tid}}}{\partial \Phi} \mathbf{e}_{\Phi} \right), \end{aligned} \quad (4.27)$$

où \mathbf{e}_{Φ} est le vecteur unitaire suivant la composante non radiale de la force de marée. D'après la troisième loi de Newton, le secondaire exerce aussi un couple de norme égale mais de signe différent sur le primaire.

Si la fréquence de rotation Ω_p du primaire est plus petite que la fréquence orbitale n du secondaire (cas a) de la Figure 4.3), le bourrelet de marée est en retard par rapport à la position du secondaire. En effet, le temps que le primaire atteigne la déformation maximale due au passage du secondaire, le secondaire a avancé sur son orbite (Darwin, 1879). Dans ce cas, le couple tend à faire décroître l'énergie orbitale $-\mathcal{G}M_p m/2a$ du système et à faire augmenter l'énergie rotationnelle $E_{\text{rot}} = \frac{1}{2}I_p\Omega_p^2$ du primaire (où I_p est le moment d'inertie du primaire). En d'autres termes, le secondaire se rapproche du primaire et la rotation du primaire accélère.

Si la fréquence de rotation Ω_p du primaire est plus grande que la fréquence orbitale n du secondaire (cas b) de la Figure 4.3), le bourrelet de marée est en avance par rapport à la position du secondaire. Alors les couples ont un signe opposé au cas précédent, l'énergie orbitale augmente et l'énergie rotationnelle du primaire diminue. Le secondaire s'éloigne donc du primaire et la rotation du primaire est freinée.

Dans les deux cas, l'énergie mécanique du système diminue. Cette énergie est dissipée sous forme de chaleur dans le primaire et cette perte d'énergie détermine l'évolution orbitale du système.

La réponse du primaire à la perturbation engendrée par le secondaire peut être modélisée par la réponse d'un oscillateur harmonique forcé amorti. Dans ce modèle, l'oscillateur (le primaire) possède une fréquence propre, communément appelée ω_0 , une constante de rappel k et un temps d'amortissement τ . Le forçage est caractérisé par une amplitude F_0 et une fréquence ω (qui correspond donc à la perturbation créée par le secondaire). La solution de ce problème est une fonction de fréquence ω mais possédant un décalage de phase δ avec le forçage.

Pour l'oscillateur harmonique forcé et amorti, on peut définir le facteur de qualité Q qui est une mesure de la perte d'énergie pendant un cycle (une oscillation) :

$$Q = 2\pi \times \frac{\text{Energie maximum emmagasinée pendant un cycle}}{\text{Energie dissipée pendant un cycle}}. \quad (4.28)$$

Cette quantité est reliée au décalage de phase δ de la réponse du primaire par rapport au forçage. Quand le système est loin de la résonance et l'amortissement faible alors

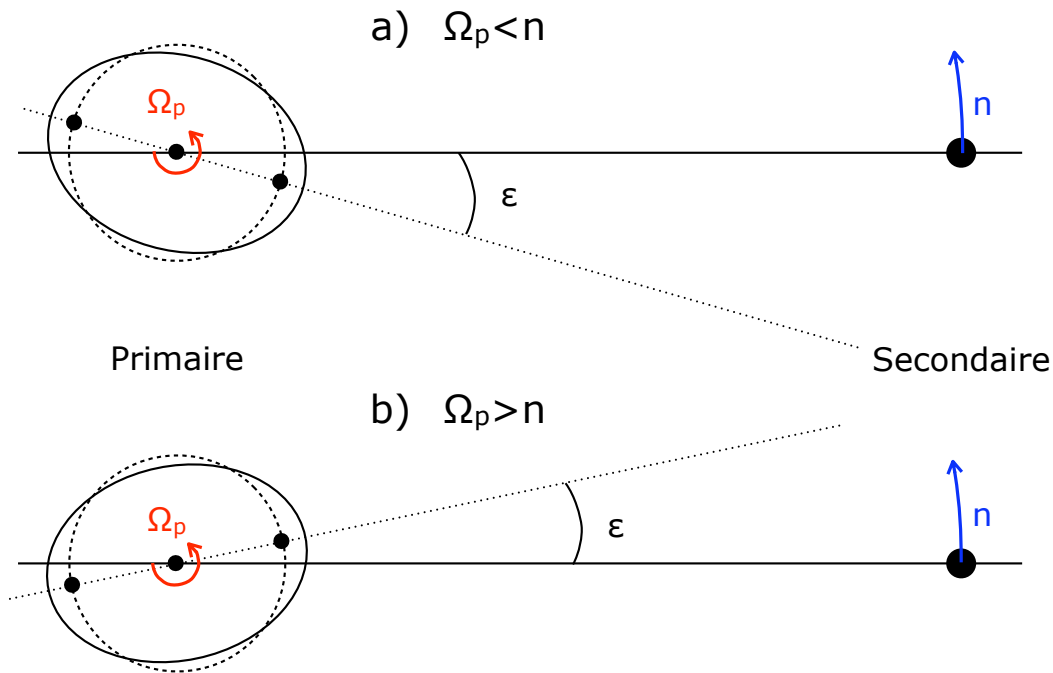


FIGURE 4.3 – Les deux configurations : a) $\Omega_p < n$ et b) $\Omega_p > n$. Dans le premier cas, le bourrelet de marée est en retard par rapport à la position du secondaire. Dans le deuxième cas, le bourrelet est en avance. L'angle entre la direction des bourrelets et la droite reliant le primaire au secondaire est ϵ .

$\sin \delta = -1/Q$. Quand le primaire est modélisé par un oscillateur harmonique amorti forcé, et avec ces dernières hypothèses, alors le décalage de phase δ est relié à l'angle ϵ entre la direction des bourrelets et celle du secondaire par $2\epsilon = \delta$. Le décalage de phase peut dépendre de la fréquence d'excitation ω .

Les deux modèles très usités, le modèle *constant phase lag* et le modèle *constant time lag* dont il a été rapidement question dans l'introduction, font différentes hypothèses quant à la dépendance du décalage de phase en fonction de la fréquence d'excitation. Le modèle CPL considère que le décalage de phase ne dépend pas de la fréquence, donc $\epsilon(\omega) = \epsilon$, l'angle entre la direction des bourrelets et celle du secondaire reste constant lors de l'évolution. Pour le modèle CTL, le décalage de phase est proportionnel à la fréquence d'excitation : $\epsilon(\omega) = \omega \Delta\tau$, où $\Delta\tau$ est le temps de décalage (appelé aussi *time lag*), supposé constant, entre le passage du secondaire et la déformation maximale du primaire (voir Figure 1). Greenberg (2009) montre que cette dépendance en fréquence revient à considérer que le primaire est constitué d'un liquide peu visqueux.

La réalité est bien évidemment plus compliquée, et la planète ne possède pas qu'une seule fréquence propre mais plusieurs, ce qui nécessite de faire des développements plus poussés (Efroimsky and Makarov, 2013).

En résumé, la théorie de marée se divise en deux problèmes : (1) le calcul du potentiel de marée qui dépend de différentes fréquences (fréquence orbitale du secondaire, fréquence de rotation du primaire, combinaisons de ces fréquences...), (2) l'attribution d'un retard de phase pour chacune de ces fréquences.

Pour le modèle que j'utilise ici, le modèle CTL, le calcul du potentiel est seulement poussé à son premier terme dû aux effets de marée (équation 4.9), et le décalage de phase est proportionnel à la fréquence d'excitation. Autrement dit, cela revient à considérer que le temps de décalage entre le passage du secondaire et la déformation maximale du primaire est constant.

4.2 Mise en équation

4.2.1 Force de marée

Considérons dans la suite deux corps déformables, une étoile identifiée par l'indice \star et une planète avec l'indice p . Les calculs qui suivent sont aussi valables si l'étoile est une naine brune, ou si l'étoile est une planète et la planète est le satellite.

Force de marée

Comme dans Hut (1981), j'utilise l'approximation suivante : les bourrelets peuvent être considérés comme des masses ponctuelles situées à une distance R_\star du centre du corps et diamétralement opposés². Je considère à la fois l'étoile et la planète comme déformables. L'étoile se décompose donc en une masse centrale $M_\star - 2\mu_\star$ et deux bourrelets de masse μ_\star . La planète se décompose aussi en une masse centrale $M_p - 2\mu_p$ et deux bourrelets de masse μ_p (voir Figure 4.4). La masse des bourrelets dépend de k_2 et du time lag $\Delta\tau$, et elle est donnée par :

$$\mu_i = \frac{1}{2}k_{2,i}M_jR_i^3(r(t - \Delta\tau_i))^{-3}, \quad (4.29)$$

où i fait référence à l'étoile ou à la planète, et j à l'autre corps. R_i est le rayon du corps i , $k_{2,i}$ son nombre de Love de degré 2, et $\Delta\tau_i$ est le time lag. r est la distance entre le centre de l'étoile et le centre de la planète. A l'ordre le plus bas en $\Delta\tau_i$:

$$\mu_i = \frac{1}{2}k_{2,i}M_j \left(\frac{R_i}{r}\right)^3 \left(1 + 3\frac{\dot{r}}{r}\Delta\tau_i\right). \quad (4.30)$$

La Figure 4.4 montre la géométrie du problème. Pour les calculs amenant à l'expression de la force de marée, on néglige les interactions gravitationnelles bourrelet-bourrelet. Ce qui revient à conduire les calculs jusqu'au troisième ordre en R_p/r et R_{BD}/r . Les forces exercées par l'étoile sur la planète sont alors : $\mathbf{f}_{S \rightarrow P}$, $\mathbf{f}_{S \rightarrow P_1}$, $\mathbf{f}_{S \rightarrow P_2}$, $\mathbf{f}_{S_1 \rightarrow P}$ et $\mathbf{f}_{S_2 \rightarrow P}$ où l'expression de la dernière force est donnée par :

$$\mathbf{f}_{S_2 \rightarrow P} = \frac{\mathcal{G}\mu_\star(M_p - 2\mu_p)}{\|\mathbf{PS}_2\|^3} \mathbf{PS}_2. \quad (4.31)$$

2. Le potentiel créé par cette distribution est très proche de celui dérivé dans la partie précédente.

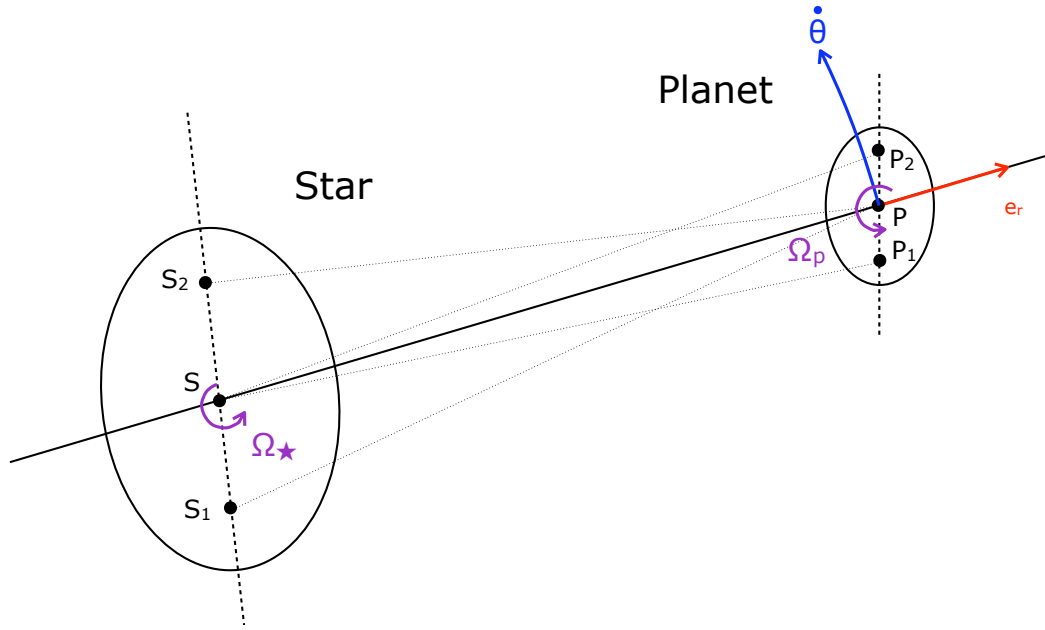


FIGURE 4.4 – Schéma 2D représentant les deux corps déformables. L'étoile est divisée en trois masses : la masse centrale $M_* - 2\mu_*$ en S , et deux bourellets de masse μ_* en S_1 et S_2 . La planète est divisée elle aussi en trois masses : la masse centrale $M_p - 2\mu_p$ en P , et deux bourellets de masse μ_p en P_1 et P_2 . Ω_* est la fréquence de rotation de l'étoile et Ω_p celle de la planète. $\dot{\theta}$ est le vecteur colinéaire avec le moment angulaire orbital \mathbf{h}_{orb} et dont la norme est la dérivée de la vraie anomalie θ . \mathbf{e}_r est le vecteur radial : \mathbf{SP}/\mathbf{SP} .

Ainsi la force totale de marée créée par l'étoile sur la planète est :

$$\begin{aligned}
\mathbf{F}_{\star \rightarrow p} &= \mathbf{f}_{S \rightarrow P_1} + \mathbf{f}_{S \rightarrow P_2} + \mathbf{f}_{S_1 \rightarrow P} + \mathbf{f}_{S_2 \rightarrow P} \\
&= -3 \frac{\mathcal{G} M_p^2 k_{2,\star} R_*^5}{r^7} \left(1 + 3 \frac{\dot{r}}{r} \Delta \tau_\star \right) \mathbf{e}_r \\
&\quad + 3 \frac{\mathcal{G} M_p^2 R_*^5 k_{2,\star}}{r^7} \left(\Delta \tau_\star (\Omega_\star - \dot{\theta}) \times \mathbf{e}_r \right) \\
&\quad - 3 \frac{\mathcal{G} M_\star^2 k_{2,p} R_p^5}{r^7} \left(1 + 3 \frac{\dot{r}}{r} \Delta \tau_p \right) \mathbf{e}_r \\
&\quad + 3 \frac{\mathcal{G} M_\star^2 R_p^5 k_{2,p}}{r^7} \left(\Delta \tau_p (\Omega_p - \dot{\theta}) \times \mathbf{e}_r \right),
\end{aligned} \tag{4.32}$$

où Ω_\star est le vecteur rotation de l'étoile et Ω_p celui de la planète (leurs normes sont les fréquences de rotation notées Ω_\star et Ω_p). $\dot{\theta}$ est le vecteur colinéaire avec le moment angulaire orbital \mathbf{h}_{orb} et dont la norme est la dérivée de la vraie anomalie θ . \mathbf{e}_r est le vecteur radial défini par : \mathbf{SP}/\mathbf{SP} .

J'utilise le formalisme de Hansen (2010) pour la notation du facteur de dissipation σ_i qui est lié à la quantité $k_{2,i} \Delta \tau_i$ par :

$$k_{2,i} \Delta \tau_i = \frac{3 R_i^5 \sigma_i}{2 \mathcal{G}} \tag{4.33}$$

Finalement, la force totale exercée par l'étoile sur la planète est :

$$\begin{aligned}
\mathbf{F}_{\star \rightarrow \mathbf{p}} = & -3 \frac{\mathcal{G} M_{\mathbf{p}}^2 k_{2,\star} R_{\star}^5}{r^7} \left(1 + \frac{9 R_{\star}^5 \sigma_{\star} \dot{r}}{2 \mathcal{G} k_{2,\star} r} \right) \mathbf{e}_{\mathbf{r}} \\
& + \frac{9 M_{\mathbf{p}}^2 R_{\star}^{10} \sigma_{\star}}{2 r^7} \left(\boldsymbol{\Omega}_{\star} \times \mathbf{e}_{\mathbf{r}} - \frac{(\mathbf{r} \times \mathbf{v}) \times \mathbf{e}_{\mathbf{r}}}{r^2} \right) \\
& - 3 \frac{\mathcal{G} M_{\star}^2 k_{2,p} R_{\mathbf{p}}^5}{r^7} \left(1 + \frac{9 R_{\mathbf{p}}^5 \sigma_{\mathbf{p}} \dot{r}}{2 \mathcal{G} k_{2,p} r} \right) \mathbf{e}_{\mathbf{r}} \\
& + \frac{9 M_{\star}^2 R_{\mathbf{p}}^{10} \sigma_{\mathbf{p}}}{2 r^7} \left(\boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{p}} \times \mathbf{e}_{\mathbf{r}} - \frac{(\mathbf{r} \times \mathbf{v}) \times \mathbf{e}_{\mathbf{r}}}{r^2} \right),
\end{aligned} \tag{4.34}$$

où \mathbf{v} est la vitesse de la planète dans le repère héliocentrique. Le terme $((\mathbf{r} \times \mathbf{v}) \times \mathbf{e}_{\mathbf{r}})/r^2$ est lié à la dérivée de la vraie anomalie par l'expression suivante :

$$\dot{\boldsymbol{\theta}} \times \mathbf{e}_{\mathbf{r}} = \frac{1}{r^2} (\mathbf{r} \times \mathbf{v}) \times \mathbf{e}_{\mathbf{r}}. \tag{4.35}$$

Dans l'équation 4.34, les deux premières lignes correspondent à l'effet de la marée stellaire sur la planète et les deux dernières lignes à l'effet de la marée planétaire. Les termes en σ correspondent aux forces dissipatives (liées au time lag) et les termes en k_2 correspondent aux forces non-dissipatives (liées à la déformation).

Couple de marée

Ce qui modifie le spin de l'étoile est la contribution au couple des forces suivantes : $\mathbf{r} \times (\mathbf{f}_{P \rightarrow S_1} + \mathbf{f}_{P \rightarrow S_2})$. En effet, je néglige les effets des bourrelets de la planète sur les bourrelets de l'étoile. De même, le couple qui modifie le spin de la planète est la contribution des forces suivantes : $\mathbf{r} \times (\mathbf{f}_{S \rightarrow P_1} + \mathbf{f}_{S \rightarrow P_2})$.

Ainsi le couple exercé par la planète sur l'étoile est :

$$\mathbf{N}_{\mathbf{p} \rightarrow \star} = \frac{9 M_{\mathbf{p}}^2 R_{\star}^{10} \sigma_{\star}}{2 r^7} \mathbf{e}_{\mathbf{r}} \times \left(\boldsymbol{\Omega}_{\star} \times \mathbf{e}_{\mathbf{r}} - \frac{(\mathbf{r} \times \mathbf{v}) \times \mathbf{e}_{\mathbf{r}}}{r^2} \right), \tag{4.36}$$

et le couple exercé par l'étoile sur la planète est :

$$\mathbf{N}_{\star \rightarrow \mathbf{p}} = \frac{9 M_{\star}^2 R_{\mathbf{p}}^{10} \sigma_{\mathbf{p}}}{2 r^7} \mathbf{e}_{\mathbf{r}} \times \left(\boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{p}} \times \mathbf{e}_{\mathbf{r}} - \frac{(\mathbf{r} \times \mathbf{v}) \times \mathbf{e}_{\mathbf{r}}}{r^2} \right). \tag{4.37}$$

En d'autres termes, ne pas considérer les interactions gravitationnelles bourrelet-bourrelet, revient à dire que, à partir de l'expression de la conservation du moment angulaire total qui est une quantité conservée au cours de l'évolution, on peut découpler les équations du spin de l'étoile et du spin de la planète.

La conservation du moment angulaire total, noté \mathbf{L} , donne :

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = \frac{d}{dt} (I_{\star} \boldsymbol{\Omega}_{\star} + I_{\mathbf{p}} \boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{p}} + \mathbf{h}_{\text{orb}}) = \mathbf{0}, \tag{4.38}$$

où I_{\star} est le moment d'inertie de l'étoile et $I_{\mathbf{p}}$ est le moment d'inertie de la planète. \mathbf{h}_{orb} est donné par :

$$\mathbf{h}_{\text{orb}} = \mathbf{r}_{\mathbf{p}} \times M_{\mathbf{p}} \mathbf{v}_{\mathbf{p}} + \mathbf{r}_{\star} \times M_{\star} \mathbf{v}_{\star}, \tag{4.39}$$

où \mathbf{r}_p et \mathbf{v}_p sont la position et la vitesse de la planète dans le référentiel du centre de gravité du système étoile-planète. \mathbf{r}_* et \mathbf{v}_* sont la position et la vitesse de l'étoile dans ce même référentiel.

Dans le référentiel héliocentrique, la planète a comme position \mathbf{r} et comme vitesse \mathbf{v} et l'expression du moment angulaire orbital est donné par :

$$\mathbf{h}_{\text{orb}} = \frac{M_* M_p}{M_* + M_p} \mathbf{r} \times \mathbf{v}, \quad (4.40)$$

donc,

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\mathbf{h}_{\text{orb}} \right) &= \frac{M_* M_p}{M_* + M_p} \frac{d}{dt} \left(\mathbf{r} \times \mathbf{v} \right) \\ &= \frac{M_* M_p}{M_* + M_p} \left(\mathbf{v} \times \mathbf{v} + \mathbf{r} \times \frac{d}{dt} \left(\mathbf{v} \right) \right) \\ &= \frac{M_* M_p}{M_* + M_p} \mathbf{r} \times \frac{\mathbf{F}_{* \rightarrow p}}{M_p} \\ &= \frac{M_*}{M_* + M_p} \mathbf{r} \times \mathbf{F}_{* \rightarrow p} \\ &= \frac{M_*}{M_* + M_p} \left(\mathbf{N}_{* \rightarrow p} + \mathbf{N}_{p \rightarrow *} \right) \end{aligned} \quad (4.41)$$

Ainsi, on peut découpler la partie concernant le spin de l'étoile de la partie concernant le spin de la planète avec les équations 4.38 et 4.41 pour donner les équations suivantes :

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \left(I_* \boldsymbol{\Omega}_* \right) &= -\frac{M_*}{M_* + M_p} \mathbf{N}_{p \rightarrow *} \\ \frac{d}{dt} \left(I_p \boldsymbol{\Omega}_p \right) &= -\frac{M_*}{M_* + M_p} \mathbf{N}_{* \rightarrow p}. \end{cases} \quad (4.42)$$

Dans la suite, j'appelle l'obliquité de la planète, notée ϵ_p , l'angle entre $\boldsymbol{\Omega}_p$ et \mathbf{h}_{orb} . De même, l'obliquité de l'étoile est notée ϵ_* et correspond à l'angle entre $\boldsymbol{\Omega}_*$ et \mathbf{h}_{orb} . Ces deux quantités sont représentées sur le schéma 4.5. L'obliquité de l'étoile est égale à l'inclinaison de l'orbite de la planète $\epsilon_* = i$.

Pour un cas où le système est multiplanétaire, je considère que chaque planète crée un bourrelet de marée indépendant sur l'étoile, et que le bourrelet créé par la planète p_j (où j est l'indice de la planète) n'a d'influence que sur la planète j . Pour cela, il suffit de remplacer les indices p par p_j , r par r_j , v par v_j , θ par θ_j dans les équations 4.34, 4.35, 4.36, 4.37, et faire une sommation sur l'indice j dans les équations 4.38, 4.39, 4.40, 4.41 et la première ligne de l'équation 4.42 comme dans Bolmont et al. (en préparation).

4.2.2 Equations séculaires

Ces expressions de forces de marée et de couple de marée peuvent être moyennées sur une orbite pour aboutir aux équations séculaires qui donnent l'évolution des quantités orbitales suivantes : demi-grand axe a , excentricité e , les spins de l'étoile $\boldsymbol{\Omega}_*$ et de la planète $\boldsymbol{\Omega}_p$ et les obliquités de ces corps ϵ_p et ϵ_* .

Ces calculs ont été faits dans le cadre du modèle CTL par Hut (1981), puis repris dans de nombreux papiers comme Hansen (2010). J'utilise ici le formalisme de Eggleton

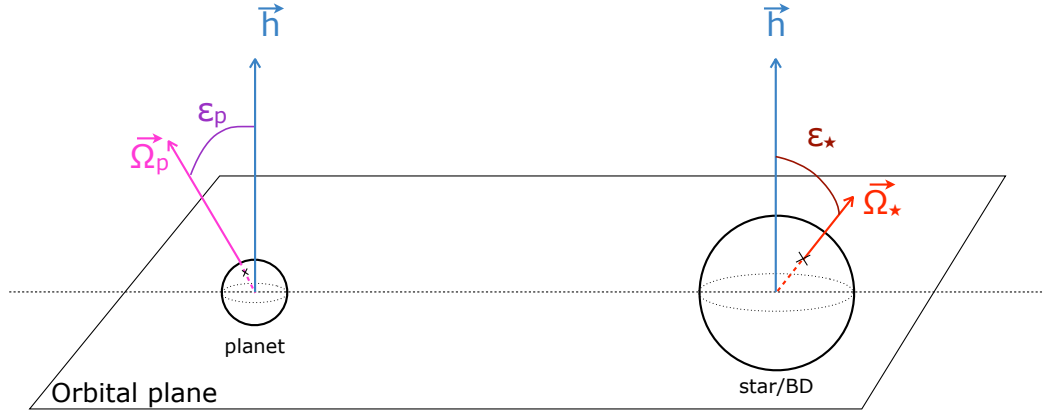


FIGURE 4.5 – Obliquité de la planète ϵ_p et obliquité de l'étoile ϵ_* . Le plan dessiné est le plan orbital, perpendiculaire au vecteur $\mathbf{h} = \mathbf{h}_{\text{orb}}$.

et al. (1998) qui est une re-dérivation du modèle de marée à l'équilibre de Hut (1981). Il introduit la quantité σ qui est appelée facteur de dissipation par la suite. Les équations de ce modèle ont été généralisées à trois dimensions par Leconte *et al.* (2010).

Et voici la présentation succincte du déroulement des calculs permettant d'aboutir aux équations séculaires depuis l'expression de la force et du couple de marée :

- Grâce à l'équation 4.42, les équations régissant la rotation des deux corps peuvent être obtenues.
- L'équation régissant l'évolution de l'obliquité de la planète est obtenue en écrivant : $\cos \epsilon_p = \frac{d}{dt} (\mathbf{h}_{\text{orb}} \cdot \mathbf{N}_{\star \rightarrow p})$ et celle de l'étoile : $\cos \epsilon_* = \frac{d}{dt} (\mathbf{h}_{\text{orb}} \cdot \mathbf{N}_{p \rightarrow \star})$.
- Pour obtenir les équations du demi-grand axe et de l'excentricité, il faut raisonner avec l'énergie orbitale perdue sur une période en écrivant que cette perte d'énergie $\dot{E}_{\text{orb}} = \frac{d}{dt} \left(-\mathcal{G} \frac{M_* M_p}{2a} \right)$ est aussi le travail de la force de marée intégrée sur une orbite.

L'énergie totale du système est la somme de l'énergie gravitationnelle et de l'énergie rotationnelle. Par exemple, si on ne considère que la marée créée par l'étoile dans la planète :

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{orb}} + E_{\text{rot}} \quad (4.43)$$

$$= -\mathcal{G} \frac{M_* M_p}{2a} + \frac{1}{2} I_p \Omega_p^2. \quad (4.44)$$

Cette énergie décroît toujours lors de l'évolution du système. Cette énergie est convertie en chaleur à cause des phénomènes dissipatifs créés par la friction au sein du corps déformé. Le flux de chaleur à la surface de la planète dû à ce phénomène s'écrit :

$$\phi_{\text{tides}} = \dot{E}_{\text{tides}} / 4\pi R_p^2, \quad (4.45)$$

où \dot{E}_{tides} est l'opposé de \dot{E}_{tot} et s'écrit :

$$\dot{E}_{\text{tides}} = 2 \frac{1}{T_p} \frac{\mathcal{G} M_p M_*}{4a} \left[N a 1(e) - 2 N a 2(e) \cos \epsilon_p \frac{\Omega_p}{n} + \left(\frac{1 + \cos^2 \epsilon_p}{2} \right) \Omega(e) \left(\frac{\Omega_p}{n} \right)^2 \right], \quad (4.46)$$

où l'échelle de temps de dissipation de la planète T_p est définie comme :

$$T_p = \frac{1}{9} \frac{M_p}{M_\star(M_p + M_\star)} \frac{a^8}{R_p^{10}} \frac{1}{\sigma_p}, \quad (4.47)$$

et dépend de la masse de la planète M_p , de son facteur de dissipation σ_p et de la masse de l'étoile M_\star . a est le demi-grand axe et e l'excentricité de l'orbite de la planète. $Na1(e)$, $Na2(e)$ et $\Omega(e)$ sont des facteurs dépendant de l'excentricité. $Na1(e)$ et $Na2(e)$ sont donnés quelques lignes plus bas, et $\Omega(e)$ est défini ainsi :

$$\Omega(e) = \frac{1 + 3e^2 + 3/8e^4}{(1 - e^2)^{9/2}}. \quad (4.48)$$

Si la planète n'a pas d'obliquité, si son orbite n'est pas excentrique, et si sa rotation est synchronisée, alors $\dot{E}_{\text{tides}} = 0$ et il n'y a pas de chauffage dû aux effets de marée planétaire, et *a fortiori* pas d'évolution de l'orbite ou de la rotation de la planète. En revanche, si une de ces conditions n'est pas remplie, alors il y aura dissipation de chaleur dans la planète $\dot{E}_{\text{tides}} > 0$ et modification de l'orbite et de la rotation de la planète. A excentricité et obliquité quelconque, le système atteint un minimum énergétique pour une rotation de pseudo-synchronisation, c'est-à-dire que la rotation de la planète est synchronisée autour du périastre (Hut, 1981).

Il en va de même pour la marée créée par la planète dans l'étoile, mais le flux de chaleur correspondant est bien plus faible que le flux de l'étoile. Pour la planète, le flux de chaleur dû aux effets de marée peut jouer un rôle sur le climat ou l'habitabilité. Ce flux de chaleur peut aussi être mesuré grâce à la mesure des courbes de phases d'exoplanètes, comme montré dans Selsis *et al.* (2013), ou être suffisamment fort pour modifier la détermination de l'albedo d'une planète obtenue grâce à la mesure de la profondeur du transit secondaire (Bolmont *et al.*, 2013, ou annexe A).

Equations séculaires

L'évolution séculaire du demi-grand axe a de la planète est donnée par :

$$\begin{aligned} \frac{1}{a} \frac{da}{dt} = & -\frac{1}{T_p} \left[Na1(e) - \cos \epsilon_p \frac{\Omega_p}{n} Na2(e) \right] \\ & - \frac{1}{T_\star} \left[Na1(e) - \cos \epsilon_\star \frac{\Omega_\star}{n} Na2(e) \right], \end{aligned} \quad (4.49)$$

où l'échelle de temps de dissipation de l'étoile T_\star est définie comme :

$$T_\star = \frac{1}{9} \frac{M_\star}{M_p(M_p + M_\star)} \frac{a^8}{R_\star^{10}} \frac{1}{\sigma_\star} \quad (4.50)$$

et dépend de la masse de l'étoile M_\star , son facteur de dissipation σ_\star et de la masse de la planète M_p . n est la fréquence angulaire orbitale moyenne : $n = \sqrt{\mathcal{G}(M_p + M_\star)} a^{-3/2}$. ϵ_p est l'obliquité de la planète et ϵ_\star est l'obliquité de l'étoile. L'échelle de temps de dissipation de la planète est obtenue en échangeant les indices p et \star . $Na1(e)$ et $Na2(e)$ sont des facteurs dépendant de l'excentricité et valides pour toute excentricité (Leconte *et al.*, 2010) :

$$Na1(e) = \frac{1 + 31/2 e^2 + 255/8 e^4 + 185/16 e^6 + 85/64 e^8}{(1 - e^2)^{15/2}},$$

$$Na2(e) = \frac{1 + 15/2 e^2 + 45/8 e^4 + 5/16 e^6}{(1 - e^2)^6}.$$

Cette équation est constituée de deux termes, le premier correspondant à la planète et le deuxième à l'étoile. Le premier terme qui dépend de la dissipation dans la planète correspond à l'effet du bourrelet que l'étoile crée sur la planète, j'appelle ce terme la *marée planétaire*. Le deuxième qui dépend de la dissipation dans l'étoile correspond à l'effet du bourrelet que la planète crée sur l'étoile, que j'appelle *marée stellaire* (ou *marée dans la naine brune* si le corps central est une naine brune).

De la même manière, l'évolution de l'excentricité e de la planète est donnée par :

$$\frac{1}{e} \frac{de}{dt} = -\frac{9}{2T_p} \left[Ne1(e) - \cos \epsilon_p \frac{11 \Omega_p}{18 n} Ne2(e) \right] - \frac{9}{2T_\star} \left[Ne1(e) - \cos \epsilon_\star \frac{11 \Omega_\star}{18 n} Ne2(e) \right], \quad (4.51)$$

avec

$$Ne1(e) = \frac{1 + 15/4 e^2 + 15/8 e^4 + 5/64 e^6}{(1 - e^2)^{13/2}},$$

$$Ne2(e) = \frac{1 + 3/2 e^2 + 1/8 e^4}{(1 - e^2)^5}.$$

L'évolution de la fréquence de rotation de chaque objet est donnée par :

$$\frac{1}{\Omega_p} \frac{d\Omega_p}{dt} = \frac{\gamma_p}{4T_p} \left[2 \cos \epsilon_p No1(e) - (1 + \cos^2 \epsilon_p) \frac{\Omega_p}{n} No2(e) \right], \quad (4.52)$$

et

$$\frac{1}{\Omega_\star} \frac{d\Omega_\star}{dt} = \frac{\gamma_\star}{4T_\star} \left[2 \cos \epsilon_\star No1(e) - (1 + \cos^2 \epsilon_\star) \frac{\Omega_\star}{n} No2(e) \right] - \frac{2}{R_\star} \frac{dR_\star}{dt} - \frac{1}{rg2_\star} \frac{drg2_\star}{dt}. \quad (4.53)$$

Ici, $\gamma_i = \frac{h}{I_i \Omega_i}$ est le rapport du moment angulaire orbital h sur le moment angulaire rotationnel. $rg2_i$ est le carré du paramètre rg_i (qui est le rayon de giration de Hut (1981)), qui est défini comme : $I_i = M_i (rg_i R_i)^2$, où I_i est le moment d'inertie du corps i .

$No1(e)$ et $No2(e)$ sont donnés par :

$$No1(e) = \frac{1 + 15/2 e^2 + 45/8 e^4 + 5/16 e^6}{(1 - e^2)^{13/2}},$$

$$No2(e) = \frac{1 + 3 e^2 + 3/8 e^4}{(1 - e^2)^5}.$$

Les deux derniers termes de l'équation 4.53 traduisent la conservation du moment angulaire de l'étoile. Ici, je ne considère pas les processus de perte de moment angulaire par l'étoile comme les vents stellaires, seulement l'effet de marée sur la rotation de l'étoile. L'inefficacité du freinage magnétique dans le domaine substellaire permet pour les naines brunes de négliger un éventuel freinage par vents stellaires, donc l'équation 4.53 est utilisée telle quelle pour les naines brunes (chapitre 5). En revanche, l'équation 4.53 sera modifiée quand, dans le chapitre 6 traitant de naines M et d'étoiles de type solaire, la perte de moment angulaire par les vents stellaires sera prise en compte.

L'équation 4.53 peut être partiellement intégrée comme ceci :

$$\Omega_{\star}(t) = \Omega_{\star}(t_0) \left[\frac{rg2_{\star}(t_0)}{rg2_{\star}(t)} \left(\frac{R_{\star}(t_0)}{R_{\star}(t)} \right)^2 \times \exp \left(\int_{t_0}^t f_{tides} dt \right) \right], \quad (4.54)$$

où f_{tides} est donné par :

$$\begin{aligned} f_{tides} &= \frac{1}{\Omega_{\star}} \frac{d\Omega_{\star}}{dt} \Big|_{R_{\star}=cst, rg2_{\star}=cst} \\ &= \frac{\gamma_{\star}}{4T_{\star}} \left[2 \cos \epsilon_{\star} No1(e) - (1 + \cos^2 \epsilon_{\star}) \frac{\Omega_{\star}}{n} No2(e) \right]. \end{aligned} \quad (4.55)$$

Finalement, les équations régissant l'évolution de l'obliquité des deux corps (Leconte *et al.*, 2010) sont :

$$\frac{d\epsilon_p}{dt} = \frac{\gamma_p}{4T_p} \sin \epsilon_p \left[(\cos \epsilon_p - \gamma_p^{-1}) No2(e) \frac{\Omega_p}{n} - 2No1(e) \right], \quad (4.56)$$

pour la planète et

$$\frac{d\epsilon_{\star}}{dt} = \frac{di}{dt} = \frac{\gamma_{\star}}{4T_{\star}} \sin \epsilon_{\star} \left[(\cos \epsilon_{\star} - \gamma_{\star}^{-1}) No2(e) \frac{\Omega_{\star}}{n} - 2No1(e) \right], \quad (4.57)$$

pour l'étoile.

Diagramme de phase

Pour comprendre l'effet de chaque marée, la marée planétaire et la marée stellaire, je ne vais considérer dans un premier temps qu'un de ces termes.

Si seule la marée stellaire agit et si le système est coplanaire ($\epsilon_{\star} = i = 0$), les équations se simplifient alors comme :

$$\frac{1}{a} \frac{da}{dt} = \frac{\dot{a}}{a} = -\frac{1}{T_{\star}} \left[Na1(e) - \frac{\Omega_{\star}}{n} Na2(e) \right]. \quad (4.58)$$

Ainsi, la migration est vers l'extérieur si $\dot{a}/a > 0$ soit si $Na1(e) < \frac{\Omega_{\star}}{n} Na2(e)$ ou encore $\frac{\Omega_{\star}}{n} > \frac{Na1(e)}{Na2(e)}$. Si l'on trace Ω_{\star}/n en fonction de l'excentricité, on obtient un diagramme de phase qui pour une paire de valeur $(e, \Omega_{\star}/n)$ indique si la planète s'éloigne ou se rapproche de l'étoile.

La même chose peut être faite avec l'équation en excentricité. L'excentricité augmente si $Ne1(e) < \frac{11}{18} \frac{\Omega_{\star}}{n} Ne2(e)$ soit si $\frac{\Omega_{\star}}{n} > \frac{18}{11} \frac{Ne1(e)}{Ne2(e)}$. Les deux courbes correspondant à $\dot{a} = 0$ et $\dot{e} = 0$ peuvent être vues sur la Figure 4.6.

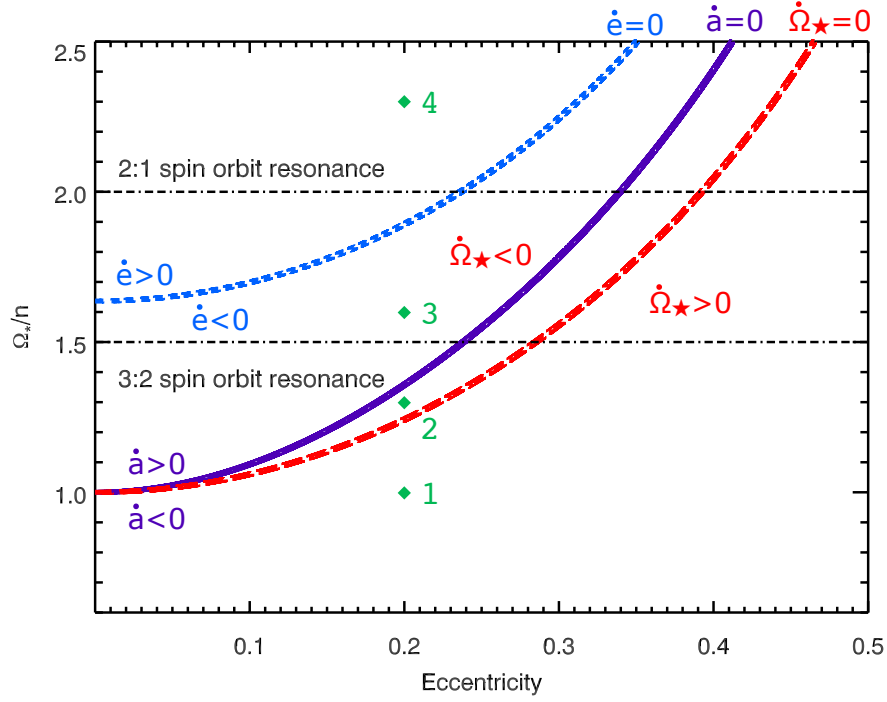


FIGURE 4.6 – Diagramme de phase Ω_*/n vs e . Le trait pointillé bleu correspond à $\dot{e} = 0$, \dot{e} est positif au dessus de la courbe et négative en dessous. Le trait plein violet correspond à $\dot{a} = 0$, \dot{a} est positif au dessus de la courbe et négatif en dessous. Le trait pointillé long rouge correspond à $\dot{\Omega}_* = 0$, $\dot{\Omega}_*$ est positif en dessous de la courbe et négatif au dessus.

Pour une étoile qui n'évolue pas, l'équation régissant l'évolution de son spin est alors seulement donnée par le terme dû aux marées. Donc, le spin de l'étoile augmente si $No1(e) > \frac{\Omega_*}{n} No2(e)$, soit si $\frac{\Omega_*}{n} < \frac{No1(e)}{No2(e)}$.

Sur la Figure 4.6, les différentes courbes sont tracées. Pour un système ayant une excentricité de 0.2 et un rapport Ω_*/n de ~ 0.9 , le point (1 sur la Figure) est en dessous de toutes les courbes, donc le demi-grand axe diminue, l'excentricité diminue et le spin de l'étoile augmente. Pour un système ayant une excentricité de 0.2 et un rapport Ω_*/n de ~ 1.3 (point 2), le demi-grand axe diminue, l'excentricité diminue mais le spin de l'étoile diminue. Pour un système ayant une excentricité de 0.2 et un rapport Ω_*/n de ~ 1.6 (point 3), le demi-grand axe augmente, l'excentricité diminue et le spin de l'étoile diminue. Pour ce cas, la fréquence orbitale instantanée de la planète au périastre est plus grande que le spin de l'étoile donc le bourrelet est en retard. Finalement, Pour un système ayant une excentricité de 0.2 et un rapport Ω_*/n supérieur à 2, le point (4 sur la Figure) est au-dessus de toutes les courbes, donc le demi-grand axe augmente, l'excentricité augmente et le spin de l'étoile diminue.

Quand le système est dans la zone correspondante à $\dot{e} > 0$, la marée stellaire a pour effet d'augmenter l'excentricité du système. Ceci peut être vu comme une sorte d'effet fronde. En effet, en passant au périastre où les effets de marée sont forts, la planète est en retard par rapport au bourrelet de marée et celui-ci lui donne une accélération prononcée ce qui a pour effet d'augmenter son excentricité et son demi-grand axe.

Pour une orbite excentrique, la planète a une fréquence orbitale instantanée $\dot{\theta}$ plus

grande au périastre que sur le reste de l'orbite. Suivant le rapport entre Ω_* et $\dot{\theta}$ lorsque la planète est proche du périastre, l'effet moyen sur une orbite peut être tel que le demi-grand axe décroît et le spin de l'étoile décroît aussi. Il y a une compétition entre le rapport de ces deux grandeurs et la distance planète-étoile.

La Figure 4.7 illustre cette idée. La zone autour du périastre où $\dot{\theta} > \Omega_*$ est en rouge et la zone où $\dot{\theta} < \Omega_*$ est en bleu. Quand la planète est dans la zone bleue, la marée stellaire a pour effet de faire s'éloigner la planète (donc $\dot{a} > 0$) et de faire freiner l'étoile (donc $\dot{\Omega}_* < 0$), alors que dans la zone rouge, la marée stellaire a pour effet de faire se rapprocher la planète ($\dot{a} < 0$) et accélérer l'étoile ($\dot{\Omega}_* < 0$). Pour les deux grandeurs, l'effet moyen sur une orbite va dépendre de la proportion de la zone bleue par rapport à la zone rouge et la proportion critique pour laquelle l'effet moyen va dans un sens ou dans l'autre dépend de la grandeur en question. Cela explique l'existence de la zone entre la courbe $\dot{\Omega}_* = 0$ et $\dot{a} = 0$.

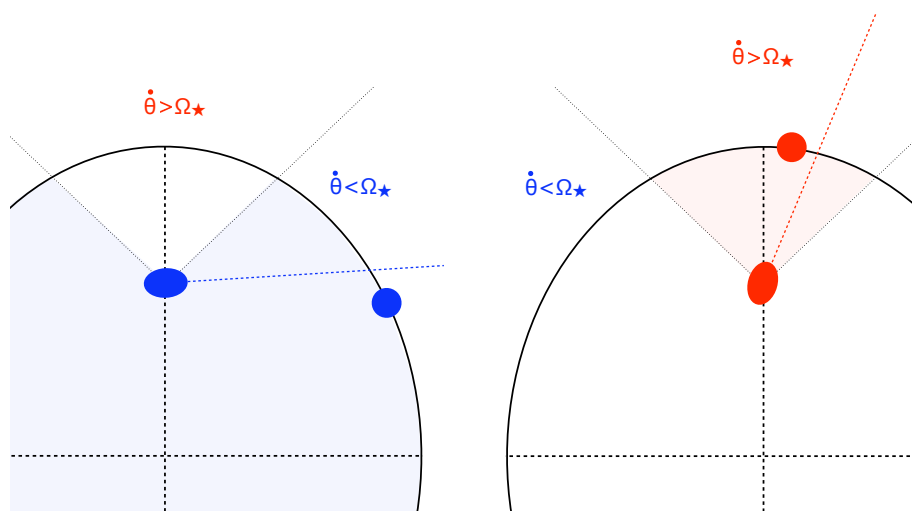


FIGURE 4.7 – Schéma explicatif montrant que pour une orbite excentrique, la fréquence orbitale autour du périastre peut-être plus grande que la fréquence de rotation de la naine brune. Suivant la proportion de la zone bleue ou rouge, l'effet moyen sur une orbite de l'évolution du demi-grand ou du spin de l'étoile peut aller dans un sens ou dans l'autre.

Si dans un deuxième temps, seule la marée planétaire agit, et si la planète n'a pas d'obliquité, les conditions $\dot{a} = 0$, $\dot{e} = 0$ et $\dot{\Omega}_p = 0$ s'écrivent exactement de la même manière que pour la marée stellaire. Donc le diagramme de phase pour la marée planétaire est le même que la Figure 4.6. La différence entre la marée stellaire et la marée planétaire va être due aux différences d'échelles de temps d'évolution. En effet, on verra dans la section 4.5 que la marée planétaire amène très vite la planète en pseudo-synchronisation ($e \neq 0$) ou en synchronisation ($e = 0$). Ainsi la planète sera très rapidement placée sur la courbe $\dot{\Omega}_p = 0$ du diagramme de phase Ω_p/n en fonction de l'excentricité e (qui est celui de la Figure 4.6 en remplaçant les indices $*$ par des indices p). La courbe $\dot{\Omega}_p = 0$ se situant en dessous de la courbe $\dot{a} = 0$ et $\dot{e} = 0$, la marée planétaire pour une planète en pseudo-synchronisation fera toujours décroître le demi-grand axe et l'excentricité.

Si l'on considère maintenant une planète qui possède une obliquité, la même sorte de diagramme de phase peut être réalisée pour la marée planétaire pour étudier l'évolution

de l'obliquité de la planète. La condition $\dot{\epsilon}_p = 0$ ne s'écrit pas aussi facilement que les conditions pour \dot{a} , \dot{e} et $\dot{\Omega}_p|_{\epsilon_p=0}$, elle dépend de la masse des deux corps considérés, du demi-grand axe de la planète et de son moment d'inertie par le paramètre γ_p :

$$\dot{\epsilon}_p = 0 \Rightarrow (\cos \epsilon_p - \gamma_p^{-1}) \frac{\Omega_p}{n} = 2 \frac{No1(e)}{No2(e)}, \quad (4.59)$$

où γ_p s'écrit :

$$\gamma_p = \frac{h_{\text{orb}}}{I_p \Omega_p} = \frac{M_\star M_p}{I_p \Omega_p} \sqrt{\frac{(M_\star + M_p) a (1 - e^2)}{M_\star + M_p}} \quad (4.60)$$

$$= \frac{M_\star M_p}{M_\star + M_p} \sqrt{1 - e^2} \frac{a^2 n}{I_p \Omega_p}. \quad (4.61)$$

Cela revient à résoudre une équation du second degré en Ω_p/n . Cette équation s'écrit :

$$\frac{M_\star + M_p}{M_\star M_p} \frac{1}{\sqrt{1 - e^2}} \frac{I_p}{a^2} \left(\frac{\Omega_p}{n} \right)^2 - \cos \epsilon_p \frac{\Omega_p}{n} + 2 \frac{No1(e)}{No2(e)} = 0, \quad (4.62)$$

ainsi, suivant le déterminant de cette équation, pour une obliquité, il peut y avoir deux valeurs de Ω_p/n telles que $\dot{\epsilon}_p = 0$, une valeur ou bien zéro.

Si $\cos \epsilon_p \gg \gamma_p^{-1}$, donc pour des petites obliquités ($\epsilon_p \lesssim 60^\circ$), des grands demi-grand axes ($a \gtrsim 10^{-3}$ UA) et des petites excentricités ($e \lesssim 0.8$), la condition $\dot{\epsilon}_p = 0$ de l'équation 4.59 peut se simplifier ainsi :

$$\frac{\Omega_p}{n} \approx 2 \frac{No1(e)}{No2(e)} \frac{1}{\cos \epsilon_p} \quad (4.63)$$

$$\frac{\Omega_p}{n} \xrightarrow{\epsilon_p \rightarrow 0} 2 \frac{No1(e)}{No2(e)} \quad (4.64)$$

$$\frac{\Omega_p}{n} \xrightarrow{e \rightarrow 0} 2. \quad (4.65)$$

La Figure 4.8 montre le diagramme de phase Ω_p/n en fonction de ϵ_p pour différentes excentricités : les traits pleins représentent la solution de l'équation du second degré 4.62, et les traits pointillés le développement de l'équation 4.63. Sur le graphe de gauche de la Figure 4.8, les deux courbes sont superposées montrant bien la validité de la formule 4.63 pour les intervalles représentés en ϵ_p et Ω_p/n .

Comme une rapide rotation de l'étoile peut faire augmenter l'excentricité de la planète, une forte rotation de la planète peut entraîner une augmentation de son obliquité. A demi-grand axe fixé, plus l'excentricité augmente, plus la rotation de la planète doit être rapide pour faire augmenter l'obliquité de la planète.

L'approximation de l'équation 4.63 n'est plus valable pour les grandes obliquités. La Figure 4.9 montre ce qu'il se passe pour des obliquités proches de 90° , où l'on voit le comportement décrit plus haut venant du fait que l'équation 4.62 est une équation du second degré en Ω_p/n . La Figure 4.9 montre que si le rapport Ω_p/n est trop grand, l'obliquité n'est plus excitée, mais au contraire diminue. Si la planète ayant une excentricité nulle a une obliquité supérieure à $\sim 86^\circ$, l'obliquité ne peut que diminuer.

Pour les planètes soumises à des effets de marée, le rapport Ω_p/n est rarement aussi élevé que 100. En effet, comme il sera montré dans la section 4.5, la planète arrive vite

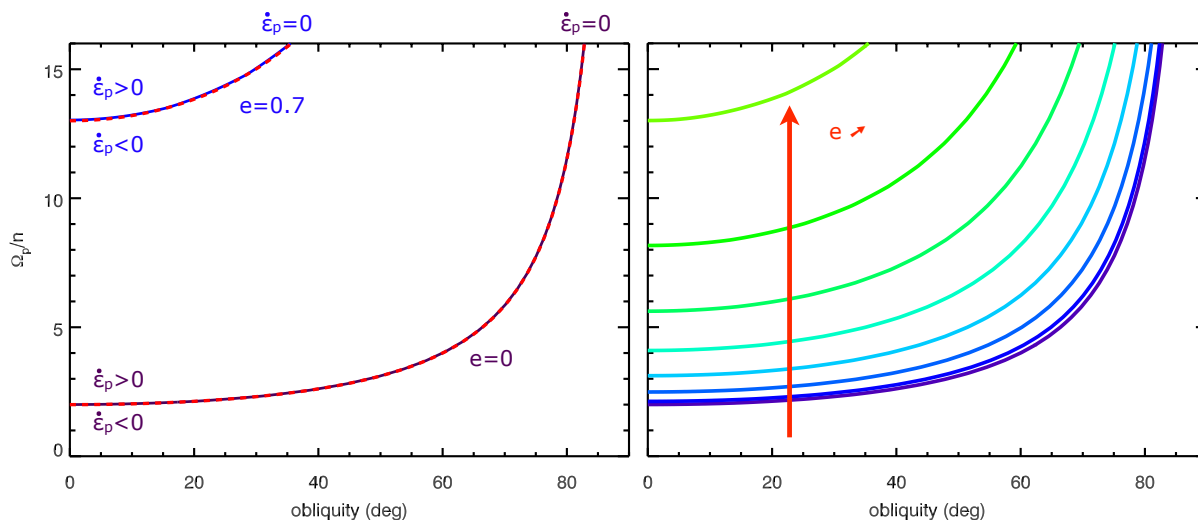


FIGURE 4.8 – Diagramme de phase Ω_p/n vs ϵ_p . Cadran de gauche : $\dot{\epsilon}_p = 0$ est tracé pour deux excentricités : 0 en violet et 0.7 en bleu. La zone où $\dot{\epsilon}_p > 0$ est au-dessus des courbes pour chaque excentricité, et celle où $\dot{\epsilon}_p < 0$ est en-dessous. Les traits pointillés rouges représentent l'approximation de l'équation 4.63. Cadran de droite : $\dot{\epsilon}_p = 0$ est tracé pour les excentricités suivantes du violet vers le vert : 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6 et 0.7.

en pseudo-synchronisation (ou synchronisation si l'excentricité est nulle) donc le système évolue vers des rapports Ω_p/n comparables à 1. Ainsi les systèmes considérés dans ce travail sont le plus souvent dans la zone $\dot{\epsilon}_p < 0$.

En revanche, si l'on considère le système Terre-Soleil, le rapport Ω_p/n est de 362.25, et l'excentricité est de 0.0167, la marée terrestre créée par le soleil a pour effet d'augmenter son obliquité. Pour le système Terre-Lune, le rapport Ω_p/n est de ~ 30 , et l'excentricité de l'orbite est de 0.054, donc la marée terrestre créée par la Lune a aussi pour effet d'augmenter l'obliquité de la Terre.

4.3 Modèle planétaire

Etant donné la relative petite masse des disques protoplanétaires autour des naines brunes, je considère que les planètes de type terrestre sont plus probables que les géantes gazeuses. Je n'exclue pas la présence possible de géantes gazeuses pour autant, de tels systèmes pouvant éventuellement être formés comme des binaires (voir 5.1.2).

Pour pouvoir calculer les effets de marée, il faut les données du rayon et du facteur de dissipation des planètes. Je présente ici les hypothèses faites pour les différents types de planètes, terrestres ou gazeuses.

4.3.1 Planètes terrestres

Pour cette étude, je considère des planètes terrestres dont la composition est identique à celle de la Terre, à savoir qu'elles sont constituées d'un mélange d'environ $\sim 70\%$ de roches et de $\sim 30\%$ de fer. Pour déterminer le rayon de ces planètes, j'utilise une formule

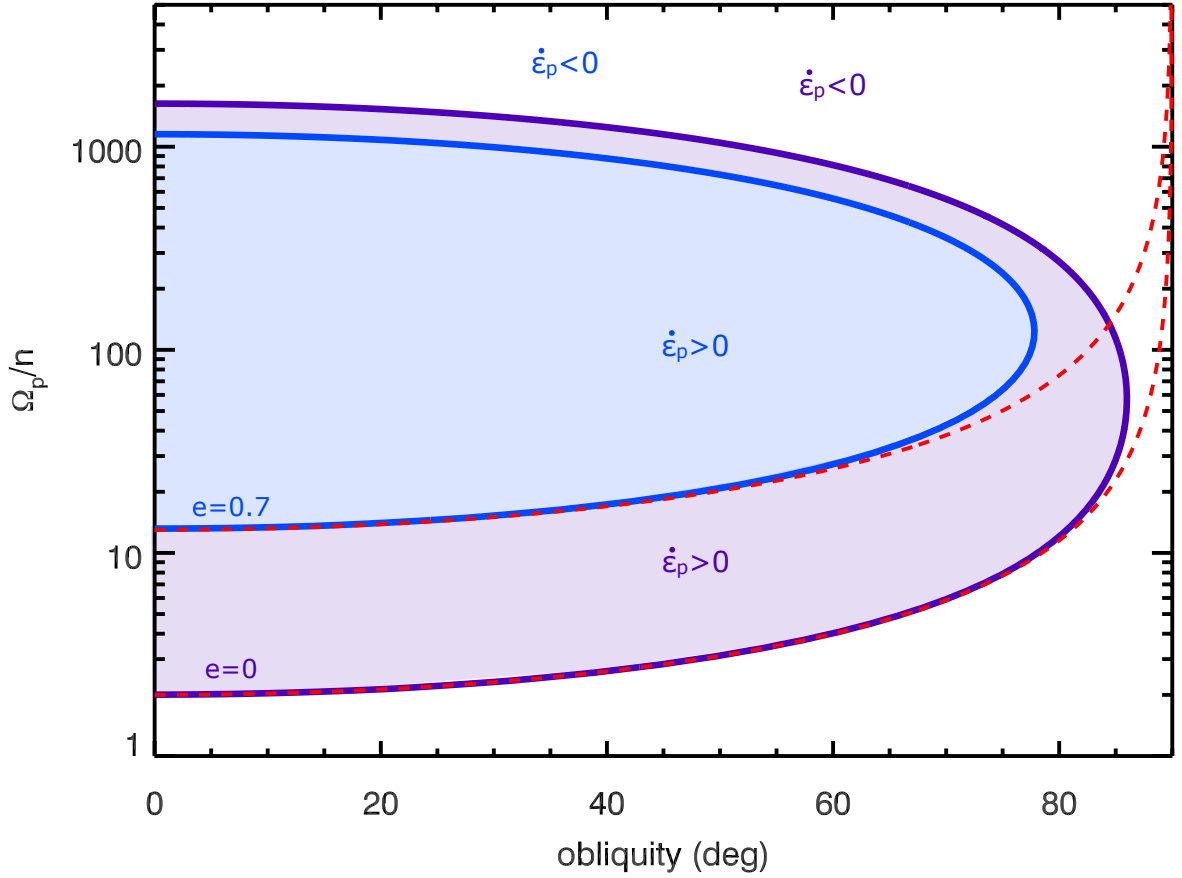


FIGURE 4.9 – Diagramme de phase Ω_p/n vs ϵ_p pour deux excentricités : 0 en violet et 0.7 en bleu et pour des grandes obliquités. Les courbes en trait plein représentent la solution exacte de l'équation du second degré $\dot{\epsilon}_p = 0$ (4.62) et les traits pointillés rouges représentent l'approximation de l'équation 4.63.

de Fortney *et al.* (2007) :

$$\begin{aligned}
 R_p/R_\oplus = & (0.0592 \text{ } rmf + 0.0975) \left(\log \frac{M_p}{M_\oplus} \right)^2 \\
 & + (0.2337 \text{ } rmf + 0.4938) \log \frac{M_p}{M_\oplus} \\
 & + (0.3102 \text{ } rmf + 0.7932),
 \end{aligned} \tag{4.66}$$

où rmf est la fraction massique de roche. Pour la Terre, cette quantité est de $rmf \sim 0.7$ (Fortney *et al.*, 2007). D'autres lois empiriques pour la dépendance masse-rayon de planètes ont été données par Sotin *et al.* (2007) et plus récemment par Weiss *et al.* (2013).

Neron de Surgy and Laskar (1997) ont déterminé la quantité $k_{2,\oplus} \Delta t_\oplus = 213$ s pour la Terre en utilisant les données DE245. $k_{2,p}$ est le nombre de Love de degré 2 de la Terre (voir section 4.1.2). La quantité σ_p et la quantité $k_{2,p} \Delta t_p$ sont reliées par l'expression

suivante :

$$k_{2,p}\Delta t_p = \frac{3 R_p^5 \sigma_p}{2 \mathcal{G}}, \quad (4.67)$$

où R_p est le rayon de la planète et \mathcal{G} la constante gravitationnelle. Je considère ici que les planètes de type terrestres ont toutes le même $k_{2,p}\Delta t_p$, mais dû à la présence du rayon de la planète R_p dans la formule précédente, cela veut dire que le facteur de dissipation ne sera pas le même pour toutes les planètes de type terrestre. Pour la même valeur de $k_{2,p}\Delta t_p$, une planète ayant un rayon plus petit dissipera moins de chaleur. Autrement dit, T_p augmente quand R_p diminue.

Pour une planète identique à la Terre, le facteur de dissipation est donc de : $\sigma_p = 8.577 \times 10^{-43} \text{ kg}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$. Les valeurs de σ_p sont indiquées dans le tableau 4.1 pour des planètes de différentes tailles. Pour chaque masse de planète, j'appelle le facteur de dissipation indiqué le *facteur de dissipation nominal*.

$M_p (M_\oplus)$	$R_p (R_\oplus)$	$\sigma_p (\text{kg}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1})$
0.1	0.5	3.136×10^{-41}
0.5	0.8	2.362×10^{-42}
1	1	8.577×10^{-43}
2	1.2	3.330×10^{-43}
5	1.5	1.050×10^{-43}
10	1.8	4.691×10^{-44}

TABLE 4.1 – Valeur du facteur de dissipation σ_p (facteur de dissipation nominal) pour des planètes de différentes masses. Pour chacune de ces planètes, la quantité $k_{2,p}\Delta t_p$ est celui de la Terre mais σ_p est différent dû à la dépendance en rayon de la formule 4.67.

Les planètes considérées ici sont toutes des planètes terrestres, je ne considère pas de planètes comme Uranus (dont la masse est de $14 M_\oplus$) ou Neptune ($17 M_\oplus$). La planète de $10 M_\oplus$ est donc ici une super-Terre et pas une mini-Neptune. Le facteur de dissipation des planètes comme Uranus ou Neptune n'a, *a priori*, pas de raison d'être le même que pour une planète terrestre.

4.3.2 Planètes gazeuses

Pour les planètes gazeuses, je choisis de traiter des cas précis. La planète est similaire à Saturne ou Jupiter avec les masses et les rayons des planètes du système solaire.

Pour le facteur de dissipation, je choisis d'utiliser le facteur de dissipation qu'obtient Hansen (2010) lors de sa calibration de systèmes de Jupiter chauds :

$$\sigma_{\text{Gas Giant}} = 2.006 \times 10^{-53} \text{ kg}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}. \quad (4.68)$$

J'appelle ce facteur de dissipation le facteur de dissipation nominal pour les planètes gazeuses.

Je ne considère pas ici que le rayon des planètes gazeuses évolue avec le temps. Bodenheimer *et al.* (2001) montre que le rayon des planètes gazeuses diminue avec le temps. L'échelle de temps d'évolution due à la marée planétaire T_p dépend fortement du rayon

R_p de la planète. Tout changement du rayon de la planète a donc un effet sur l'évolution par effet de marée du système. De plus, le chauffage par effet de marée a lui aussi un effet sur le rayon de la planète (Bodenheimer *et al.*, 2001), ainsi une étude complète de l'évolution de planètes gazeuses devrait prendre en compte ces effets.

Dans ce travail qui porte principalement sur l'évolution de planètes terrestres, je ne prends pas en compte ces considérations. Des planètes aussi massives ne peuvent probablement pas se former aussi proche de naines brunes ou d'étoiles de faible masse (manque de matériel *in situ*, migration type II peu efficace, voire inexistante (Payne and Lodato, 2007; Raymond *et al.*, 2007)). En revanche pour le chapitre 6, où il est question de planètes comme Jupiter orbitant des étoiles de $1 M_\odot$, il aurait pu être intéressant de prendre ces effets en compte.

4.4 Dissipation des naines brunes et des étoiles de faible masse

Le facteur de dissipation pour les étoiles et les naines brunes est mal contraint. Néanmoins, Hansen (2010) donne une estimation pour les étoiles de type solaire $\sigma_\star = 6.4 \times 10^{-52} \text{ kg}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \overline{\sigma}_\star$ où $\overline{\sigma}_\star = 7.8 \times 10^{-8}$. Ainsi pour les étoiles de type solaire, le facteur de dissipation nominal est :

$$\sigma_\star = 4.992 \times 10^{-59} \text{ kg}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (4.69)$$

Hansen (2010) fait l'hypothèse que tous les objets substellaires ont la même dissipation interne puisque les naines brunes et les géantes gazeuses ont une structure interne et une réponse dissipative similaire (Baraffe *et al.*, 2003a). Il faut néanmoins faire la remarque que si la présence d'un cœur central dense (non obligatoirement solide) joue un rôle important dans les processus responsables de la dissipation dans les planètes géantes (Goodman and Lackner, 2009), cette hypothèse ne serait plus correcte puisque les naines brunes, qui forment comme les étoiles, ne sont pas censées avoir un cœur enrichi.

Ainsi pour les naines brunes, j'utilise la valeur qu'Hansen (2010) donne pour les géantes gazeuses :

$$\sigma_{\text{BD}} = 2.006 \times 10^{-53} \text{ kg}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (4.70)$$

Je considère ici que cette valeur, appelée facteur de dissipation nominal pour les naines brunes, reste constante au cours de l'évolution de la naine brune et qu'elle est la même quelque soit la masse de la naine brune considérée.

Comme certaines naines brunes peuvent avoir des petites périodes de rotation, il est intéressant de comparer la valeur du facteur de dissipation choisi ici au facteur de dissipation d'une géante gazeuse de courte période de rotation. Leconte *et al.* (2010) donne une estimation de la dissipation de Jupiter³ : $k_{2,J} \Delta t_J \lesssim 2 - 3 \times 10^{-2} \text{ s}$, ce qui correspond à $\sigma_J \sim 6 \times 10^{-52} \text{ kg}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Comme je choisis le facteur de dissipation des naines brunes comme étant de $\sigma_{\text{BD}} = 2.006 \times 10^{-53} \text{ kg}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, l'exploration de l'espace des paramètres (de 10^{-3} à $10^3 \sigma_{\text{BD}}$, voir section 5.1.2) inclut des naines brunes de même facteur de dissipation que Jupiter.

Pour une naine M de masse $0.1 M_\odot$, je choisis d'utiliser le même facteur de dissipation que pour les naines brunes. En effet, contrairement aux étoiles de type solaire qui sont

3. Lainey *et al.* (2009) ont aussi donné une estimation de la dissipation de Jupiter.

pratiquement entièrement radiatives excepté pour une petite (en terme de masse) région convective à la surface, les étoiles très peu massives ($M_\star < 0.35M_\odot$) sont entièrement convectives (Chabrier and Baraffe, 1997). Les naines brunes et les naines M de masse $0.1 M_\odot$ sont donc entièrement convectives. Il serait alors raisonnable de penser que les mécanismes de dissipation dans l'étoile de $0.1 M_\odot$ sont plus similaires à ceux d'une naine brune qu'à ceux d'une étoile de type solaire. Je choisis donc d'utiliser le même facteur de dissipation pour les naines M et pour les naines brunes.

Ainsi, le facteur de dissipation pour les naines M purement convectives est de :

$$\sigma_{\star,dM} = 2.006 \times 10^{-53} \text{ kg}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (4.71)$$

Dans le chapitre 6, je fais varier ce facteur de dissipation par quelques ordres de grandeur, donc la valeur la plus plausible pour les naines M de masse inférieure à $0.35 M_\odot$ se trouve dans la plage considérée. Néanmoins, j'appelle ce facteur de dissipation le facteur de dissipation nominal pour les naines M.

Les naines M de masse supérieure à $0.35 M_\odot$ ont une zone radiative et sont probablement moins dissipatives et plus similaires aux étoiles de type solaire.

4.5 Ordres de grandeur

Grâce aux équations séculaires et aux estimations des facteurs de dissipation des différents objets étudiés, il est possible de faire une étude d'ordre de grandeur d'échelle de temps d'évolution. Cette étude permet de comprendre les évolutions calculées numériquement par la suite.

A la fois les effets de marée dans l'étoile et dans la planète déterminent l'évolution orbitale de la planète, il convient donc d'étudier ces deux composantes.

Tous les ordres de grandeur donnés ici sont calculés pour les dissipations données dans la partie précédente que j'appelle les dissipations *nominales*.

Marée planétaire

L'échelle de temps de dissipation est donnée par l'équation 4.72, elle dépend de la masse de la planète M_p , de son rayon R_p , de son facteur de dissipation σ_p et du demi-grand axe a auquel elle se trouve :

$$T_p = \frac{1}{9} \frac{M_p}{M_\star(M_p + M_\star)} \frac{a^8}{R_p^{10}} \frac{1}{\sigma_p}. \quad (4.72)$$

L'échelle de temps de dissipation augmente avec le demi-grand axe. Plus la planète se situe loin de l'étoile, moins les effets de marée créés par la planète dans l'étoile se font sentir.

Les grandeurs évoluant par effet de marée sont : le demi-grand axe a , l'excentricité e , le taux de rotation de la planète Ω_p et son obliquité ϵ_p . Les échelles de temps associées sont les suivantes :

$$\tau_a = \left| \frac{a}{\dot{a}} \right| = T_p \left| \left[Na1(e) - \cos \epsilon_p \frac{\Omega_p}{n} Na2(e) \right]^{-1} \right| \quad (4.73)$$

$$\tau_e = \left| \frac{e}{\dot{e}} \right| = \frac{2T_p}{9} \left| \left[Ne1(e) - \cos \epsilon_p \frac{11\Omega_p}{18n} Ne2(e) \right]^{-1} \right| \quad (4.74)$$

$$\tau_{\Omega_p} = \left| \frac{\Omega_p}{\dot{\Omega}_p} \right| = \frac{4T_p}{\gamma_p} \left| \left[2 \cos \epsilon_p No1(e) - (1 + \cos^2 \epsilon_p) \frac{\Omega_p}{n} No2(e) \right]^{-1} \right| \quad (4.75)$$

$$\tau_{\epsilon_p} = \left| \frac{\epsilon_p}{\dot{\epsilon}_p} \right| = \frac{4T_p}{\epsilon_p \gamma_p \sin \epsilon_p} \left| \left[(\cos \epsilon_p - \gamma_p^{-1}) No2(e) \frac{\Omega_p}{n} - 2No1(e) \right]^{-1} \right|. \quad (4.76)$$

Pour une planète de $1 M_\oplus$ orbitant une naine brune de $0.04 M_\odot$, avec une excentricité de 0.1, ayant une obliquité de 0.2 rad ($\sim 11.5^\circ$), une dissipation nominale σ_p et une période de rotation de 24 h, les différentes échelles de temps sont tracées sur le cadran gauche de la Figure 4.10 pour une plage de demi-grands axes allant de 10^{-3} UA à 0.2 UA. Plus la planète est loin de l'étoile plus les temps d'évolution sont longs. Pour cet exemple, si la planète est au delà de 0.2 UA, les temps d'évolutions sont plus grands que dix milliards d'années, donc le système est "gelé" dans sa configuration initiale. Sur le cadran droit de la Figure 4.10, τ_a et τ_{Ω_p} sont tracés pour différentes masses de corps central (la naine brune de $0.04 M_\odot$, une naine M de $0.1 M_\odot$ et l'étoile de type solaire de $1 M_\odot$). D'après l'équation 4.72, plus la masse de l'étoile diminue, plus l'échelle de temps de dissipation est longue et donc plus les temps d'évolution sont longs.

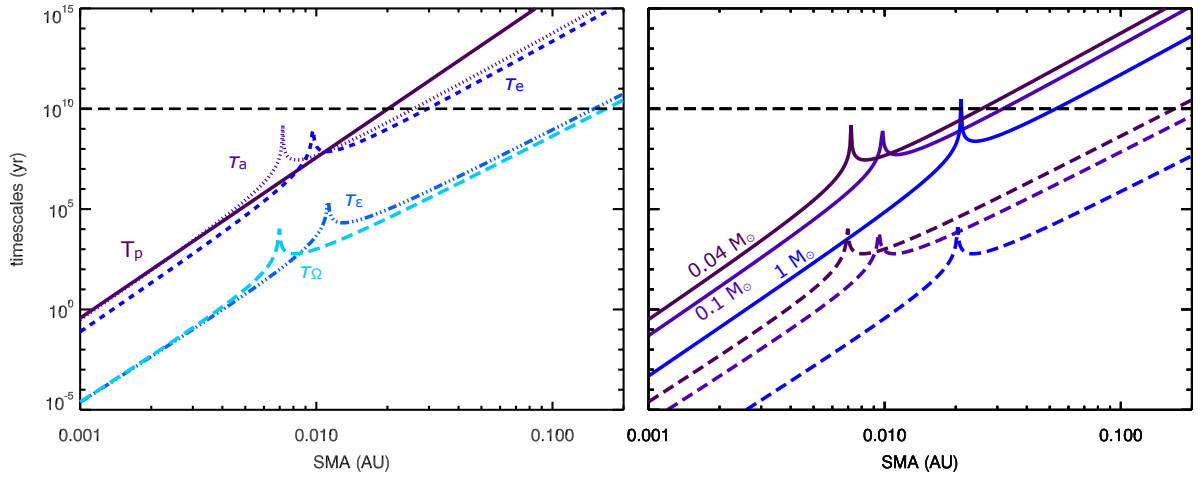


FIGURE 4.10 – Cadran de gauche : échelles de temps d'évolution de a , e , ϵ_p et Ω_p en fonction du demi-grand axe de la planète. L'échelle de temps de dissipation est aussi indiquée. Les longs tirets noirs représentent un temps d'évolution de 10 milliards d'années. Cadran de droite : échelles de temps d'évolution de a (trait plein) et Ω_p (tirets) en fonction du demi-grand axe de la planète pour trois masses de corps central : une naine brune de $0.04 M_\odot$, une naine M de $0.1 M_\odot$ et l'étoile de type solaire de $1 M_\odot$.

Sur le cadran gauche de la Figure 4.10, on voit que les grandeurs variant le plus vite sont le taux de rotation Ω_p et l'obliquité ϵ_p avec une échelle de temps d'évolution de 10 ans à 5×10^{-3} UA. A cette distance, l'échelle de temps d'évolution de l'excentricité est

d'environ cinquante mille ans et celle du demi-grand axe de quelques centaines de milliers d'années.

Ainsi si l'on considère ce système, la planète va rentrer rapidement en pseudo-synchronisation et son obliquité va décroître à zéro. Pendant ce temps, l'excentricité va décroître lentement et atteindra zéro en quelques dizaines de milliers d'années, et le demi-grand axe diminuera sur des échelles de temps de l'ordre de la centaine de milliers d'années. Mais une fois la planète synchronisée, sans obliquité, l'état d'équilibre est atteint : la planète ne dissipe plus. La marée planétaire n'a plus d'effet sur le demi-grand axe. Suivant la valeur du moment angulaire total initial, cet état d'équilibre peut être atteint avant que la planète ne tombe sur le corps central ou jamais, si la planète tombe (Hut, 1980).

Le pic visible sur la courbe de τ_a du cadran gauche de la Figure 4.10 correspond au demi-grand axe pour lequel le crochets de l'équation 4.73 est nul. À gauche de ce pic, la marée planétaire a pour effet de réduire le demi-grand axe et à droite de l'augmenter. Pour une planète en pseudo-synchronisation, l'effet de la marée planétaire est toujours de faire diminuer le demi-grand axe (voir section 4.2.2), ce qui revient à dire que pour une planète en pseudo-synchronisation, le pic est repoussé à $a \rightarrow \infty$. Comme la région où le demi-grand axe augmente est située plus loin du corps central, la migration vers l'extérieur se fait sur des temps d'évolution plus longs que la migration vers l'intérieur.

La courbe de τ_{Ω_p} montre aussi un pic, mais cette fois (en accord avec la section 4.2.2) la gauche du pic correspond une augmentation de Ω_p ($\dot{\Omega}_p > 0$) et la droite du pic correspond à une diminution de Ω_p ($\dot{\Omega}_p < 0$). Contrairement au demi-grand axe pour lequel la position du pic correspond à une position d'équilibre instable, pour Ω_p le pic représente une position d'équilibre stable : la pseudo-synchronisation. Une fois la planète pseudo-synchronisée, elle reste pseudo-synchronisée.

Marée stellaire

De la même façon que pour la marée planétaire, on peut calculer les échelles de temps d'évolution de a , e , Ω_* et ϵ_* due à l'effet de la marée stellaire.

Pour un système avec une planète de $1 M_{\oplus}$ orbitant une naine brune de $0.04 M_{\odot}$ d'un million d'années, les échelles de temps d'évolution des différentes grandeurs sont représentées sur la Figure 4.11. Le demi-grand axe et l'excentricité ont des échelles de temps d'évolution un peu près comparables. L'inclinaison varie un peu moins vite que a et e , et la rotation de la naine brune varie sur des échelles de temps de plusieurs ordres de grandeurs plus grandes. Sauf pour des planètes extrêmement proches, la rotation de la naine brune reste inchangée.

La courbe τ_a a un pic au demi-grand axe correspondant au rayon de corotation. En effet, τ_a diverge lorsque le demi-grand axe s'approche du rayon de corotation ; si une planète (sans excentricité, sans inclinaison) se forme exactement à la position du rayon de corotation d'une naine brune/étoile qui n'évolue pas, cette planète ne connaîtra pas de migration par effet de marée. Le système est alors en synchronisation, l'étoile montre toujours la même face à la planète. Mais le rayon de corotation est une position d'équilibre instable puisqu'une planète juste à l'intérieur du rayon de corotation migre vers l'intérieur alors qu'une planète juste à l'extérieur migre vers l'extérieur. Ainsi pour un corps central dont le rayon évolue, cette synchronisation ne peut en pratique guère être atteinte. En effet, les échelles de temps d'évolution du taux de rotation du corps central due à la contraction du rayon ou aux vents stellaires sont beaucoup plus courtes que les échelles

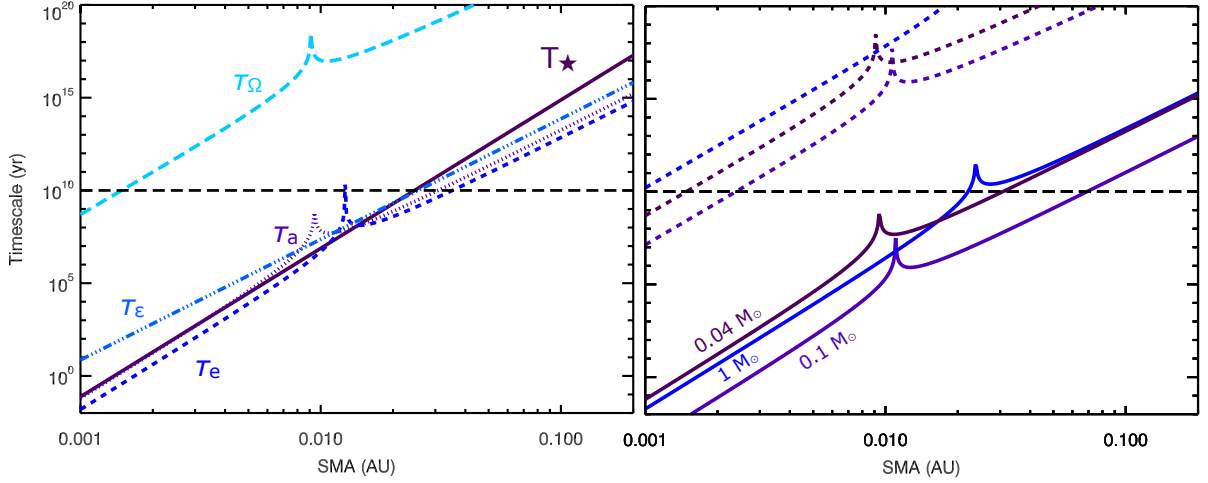


FIGURE 4.11 – Cadran de gauche : échelle de temps de dissipation et d'évolution de a , e , Ω_* et ϵ_* pour un système d'une planète de $1M_{\oplus}$ orbitant une naine brune de $0.04 M_{\odot}$ de 1 million d'années en fonction du demi-grand axe de la planète. Cadran de droite : échelle de temps d'évolution de a (trait plein) et Ω_* (tiret) pour un système d'une planète de $1M_{\oplus}$ orbitant une naine brune de $0.04 M_{\odot}$, ou une naine M de $0.1 M_{\odot}$ et une étoile de $1 M_{\odot}$ à un âge de un million d'années.

de temps d'évolution du taux de rotation due à l'effet de la marée stellaire. Dans la section 6.2.3, on verra un exemple extrême où une naine M est synchronisée pendant un certain temps.

Le cadran droit de la Figure 4.11 montre l'échelle de temps d'évolution de a et Ω_* pour les trois masses de corps central considérées dans ce travail. Les échelles de temps d'évolution sont plus petites pour la naine M que pour la naine brune, ce qui s'explique par le fait que la naine M a un rayon plus grand que la naine brune pour un même facteur de dissipation (voir section 4.4). La différence de temps d'évolution pour les différentes masses de corps central ne dépend pas que de la masse du corps considéré, sinon les échelles de temps pour l'étoile de $1 M_{\odot}$ seraient plus petites que les autres. Les échelles de temps dépendent aussi du facteur de dissipation. Or dans la section 4.4, on a vu que les étoiles de type solaire étaient moins dissipatives que les naines brunes et les naines M. Ainsi, les échelles de temps d'évolution due à la marée stellaire d'étoiles de type solaire ne sont pas plus courtes que celles de l'évolution due à la marée stellaire de naines M. Les effets de marée les plus forts (i.e. engendrant les variations les plus rapides) sont ceux créés dans la naine M.

Effet de l'évolution du primaire

Les naines brunes, les naines M et les étoiles de type solaire évoluent avec le temps. Leur rayon se contracte, ce qui a deux effets : les échelles de temps d'évolution varient avec le temps, et la contraction entraîne une variation du taux de rotation (les vents stellaires aussi pour les naines M et étoiles de type solaire).

Les échelles de temps d'évolutions des différentes grandeurs dépendent du rayon du primaire par le paramètre T_* (équation 4.50). Ce paramètre dépend fortement du rayon

$T_\star \propto R_\star^{-10}$. Si le rayon diminue, les temps d'évolution vont donc augmenter. Si le rayon diminue trop, les temps d'évolution peuvent devenir si grands que le système n'évolue plus à cause de la marée stellaire (ou dans la naine brune) dans des temps inférieurs à la dizaine de milliards d'années. Dans ce cas, je considère que le système est "gelé".

Dans les sections 1.1.1 pour les naines brunes et 2.1 pour les naines M et étoiles de type solaire, l'évolution du rayon de ces objets est donnée (voir Figures 1.2 pour les naines brunes et 2.1 pour les étoiles).

Pour les naines brunes, la Figure 4.12 donne la dépendance de l'échelle de temps de dissipation avec l'âge de la naine brune. Comme la naine brune se contracte, la marée dans la naine brune devient de plus en plus faible. Pour une planète à $\sim 4 \times 10^{-3}$ UA orbitant une naine brune d'un million d'années, l'échelle de temps de dissipation est de quelques milliers d'années, alors que si elle orbitait une naine brune de cent millions d'années, l'échelle de temps de dissipation serait de dix milliards d'années. *Ainsi un tel système serait "gelé" passé un âge de la naine brune de cent millions d'années.*

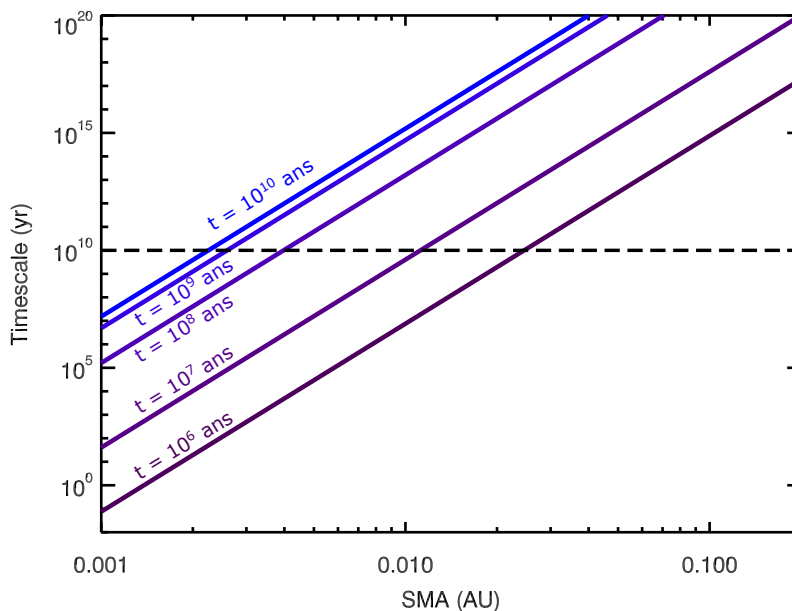


FIGURE 4.12 – Echelle de temps de dissipation pour différents âges (10^6 , 10^7 , 10^8 , 10^9 et 10^{10} ans) d'une naine brune de $0.04 M_\odot$ en fonction du demi-grand axe d'une planète de $1M_\oplus$.

Pour des systèmes planétaires autour de naines brunes, il n'y aura plus d'évolution induite par la marée dans la naine brune après typiquement un âge de cent millions d'années⁴.

Pour les étoiles de type solaire et les naines M, considérons une planète de la masse de Jupiter. Dans le chapitre 2, il est expliqué que la population des étoiles jeunes peut être encadrée par une population de rotateurs rapides qui ont une période de rotation initiale de 1.2 jours, et une population de rotateurs lents de période initiale 8 jours. La

4. En revanche, il peut toujours y avoir une évolution induite par la marée planétaire si, pour une raison ou une autre, l'excentricité ou l'obliquité sont non-nulles, ou la période de rotation n'est pas synchrone.

Figure 4.13 montre la dépendance de l'échelle de temps de dissipation T_* et l'échelle de temps d'évolution τ_a du demi-grand axe en fonction du demi-grand axe d'une planète de la masse de Jupiter orbitant soit une naine M de $0.1 M_\odot$ soit une étoile de type solaire de deux âges différents (8 millions d'années, ou 5 milliards). Ces échelles de temps sont tracées pour la population des rotateurs rapides et celle des rotateurs lents.

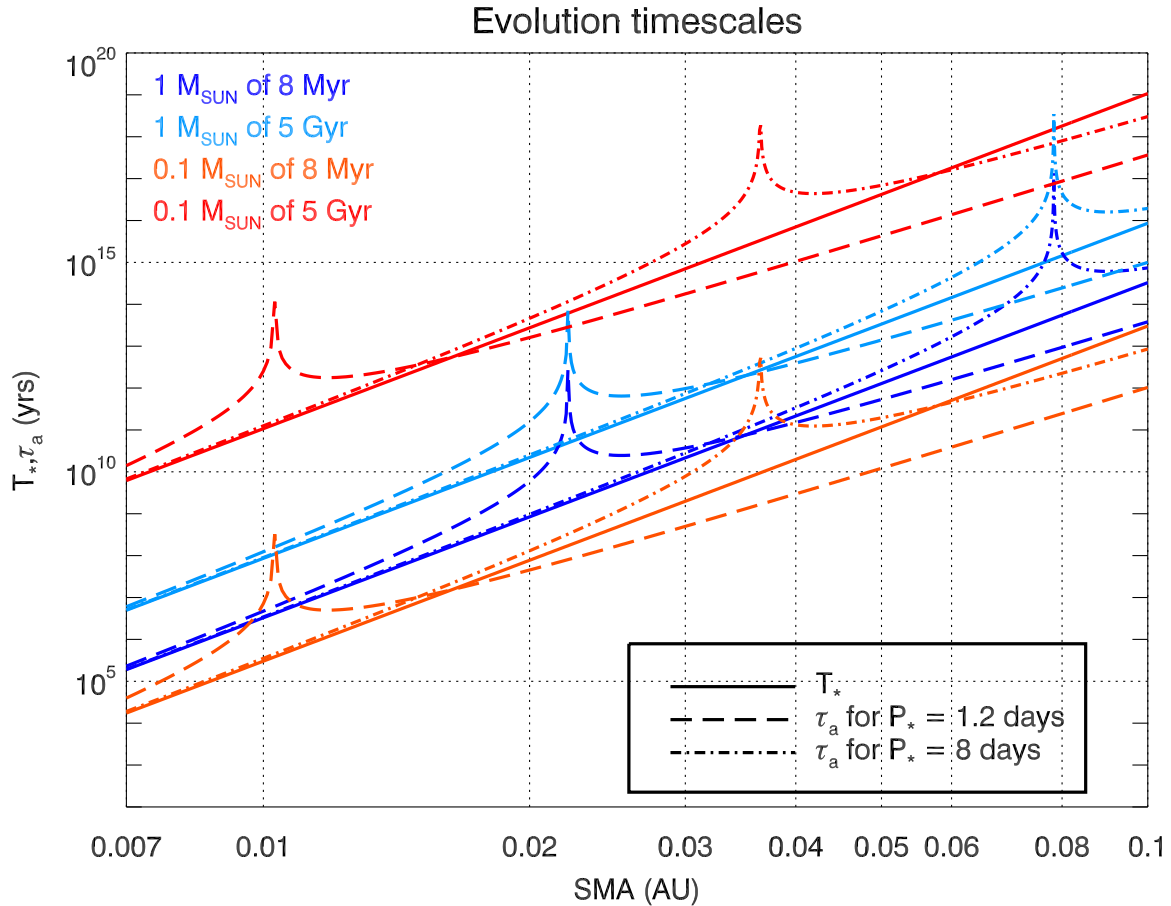


FIGURE 4.13 – Echelle de temps d'évolution τ_a du demi-grand axe pour une planète de la masse de Jupiter orbitant une étoile de masse 0.1 ou $1 M_\odot$ de facteur de dissipation nominal. L'échelle de temps d'évolution a été calculée pour deux âges : 8 millions d'années et 5 milliards d'années, et pour deux périodes de rotation : 1.2 jours et 8 jours.

Une planète de la masse de Jupiter à $a > 0.05$ UA orbitant une naine M de 8 millions d'années ne subira pas de changements orbitaux sur des temps inférieurs à la dizaine de milliards d'années. La Figure 4.13 montre aussi qu'entre 8 millions et 5 milliards d'années, l'échelle de temps de dissipation augmente. A 8 millions d'années, T_* pour une naine M est plus petit que pour une étoile de type solaire, ainsi à cet âge, les effets de la marée stellaire seront plus forts pour une planète orbitant une naine M qu'une étoile de type solaire. Mais à un âge de 5 milliards d'années, l'échelle de temps de dissipation pour la naine M est plus grande que 10 milliards d'années pour des planètes ayant un demi-grand axe supérieur à 0.007 UA. *Comme pour les naines brunes, le système avec la naine M va "geler" après un certain temps de telle façon que les variations intéressantes dues à la*

marée stellaire se passeront à des âges jeunes.

Pour les étoiles de type solaire, l'augmentation de l'échelle de temps de dissipation n'est pas aussi marquée. En effet, à 5 milliards d'années, la marée stellaire influence le demi-grand axe de planètes plus proches que ~ 0.018 UA. La Figure 4.13 montre aussi que des planètes de la masse de Jupiter plus proches que 0.02 UA autour d'étoiles de type solaire ayant des dissipations nominales migrent vers l'intérieur. Les planètes plus éloignées que 0.02 UA ne subissent pas de changement notable de distance orbitale, car τ_a devient trop grand. Dans la section 6.2, je montre qu'il faut des facteurs de dissipation de $1000 \times \sigma_\star$ pour observer des changements du demi-grand en moins de 10 milliards d'années. Sur la Figure 4.13, cela revient à abaisser les courbes correspondant à l'étoile de type solaire, diminuant ainsi les temps d'évolution.

Il est aussi intéressant ici de comparer les temps d'évolution τ_{Ω_\star} du taux de rotation de l'étoile Ω_\star pour les deux masses d'étoiles. Le temps caractéristique d'évolution de Ω_\star est donné par l'équation 4.75 en échangeant les indices p par \star . Le rapport des échelles de temps d'une étoile de type solaire τ_{Ω_\odot} sur une naine M $\tau_{\Omega_{dM}}$ en faisant l'approximation $M_p \ll M_\star$ est donné par :

$$\frac{\tau_{\Omega_\odot}}{\tau_{\Omega_{dM}}} = \left(\frac{R_{dM}}{R_\odot} \right)^8 \frac{\sigma_{dM}}{\sigma_\odot} \frac{rg2_\odot}{rg2_{dM}} \frac{1 - \Omega_{dM}/n}{1 - \Omega_\odot/n}. \quad (4.77)$$

Cette échelle de temps dépend du moment d'inertie de l'étoile. Si l'étoile a une forte inertie, les forces de marée auront besoin de plus de temps pour synchroniser l'étoile avec la fréquence orbitale. La Figure 4.14 montre que le temps d'évolution τ_{Ω_\star} pour des planètes proches est plus court pour une naine M que pour une étoile de type solaire de 8 millions d'années mais plus long pour une naine M que pour une étoile de type solaire de 5 milliards d'années. A cause de la grande dépendance des effets de marée avec la distance orbitale, l'accélération de la rotation de l'étoile due à la présence d'une planète à l'intérieur du rayon de corotation est plus rapide que la décélération de la rotation due à la présence d'une planète à l'extérieur du rayon de corotation. Cette échelle de temps d'évolution est courte pour des planètes très proches. Quand les planètes commencent à tomber sur l'étoile, il y a un transfert du moment angulaire orbital vers le moment angulaire rotationnel de l'étoile ce qui entraîne une accélération de la rotation de l'étoile.

Les étoiles ont en général un moment d'inertie tel que les interactions de marée avec une planète ont besoin de plus de 10 milliards d'années pour que la planète puisse se synchroniser (si elle peut atteindre cet équilibre (Hut, 1980)). Mais un système d'une planète de la masse de Jupiter orbitant une naine M très dissipative peut aboutir en des temps relativement courts à une synchronisation de la rotation de l'étoile (voir la section 6.2.3).

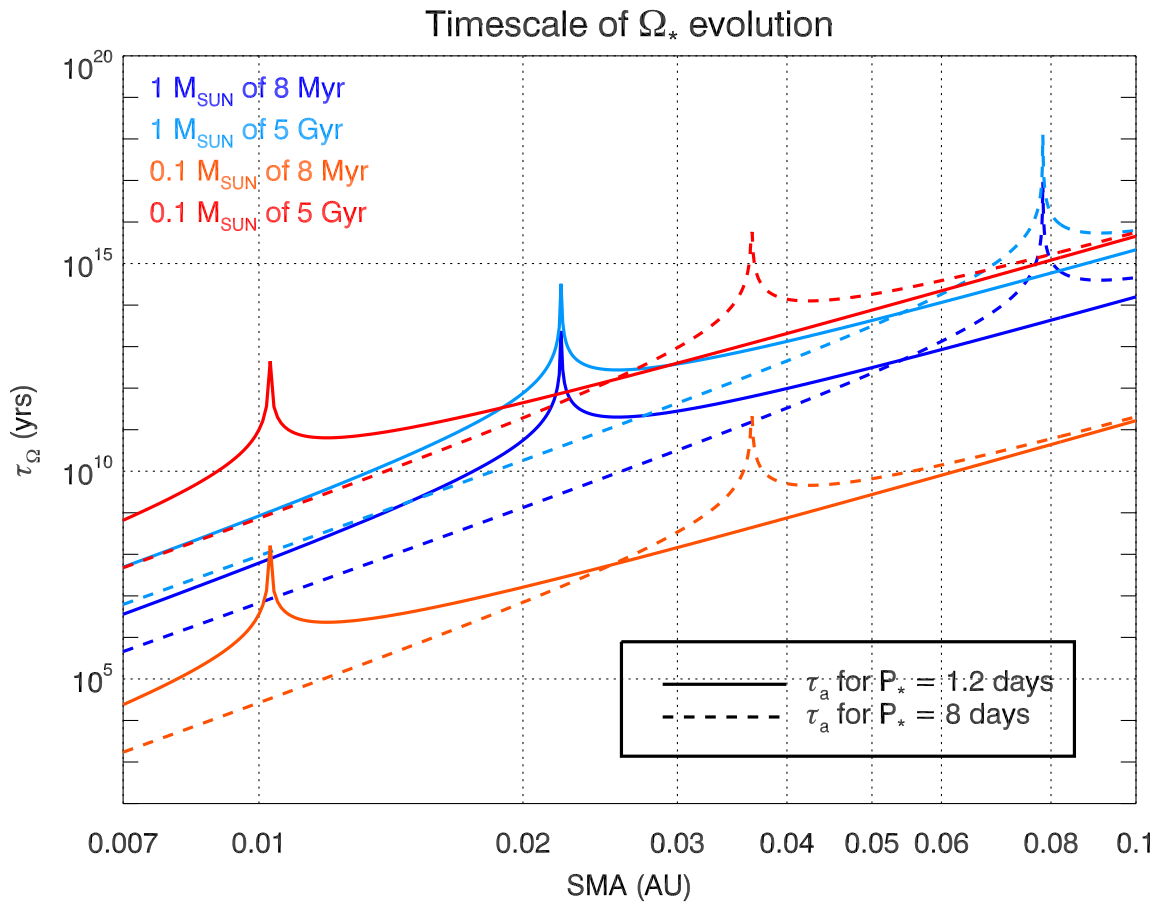


FIGURE 4.14 – Echelle de temps d'évolution τ_{Ω_*} du taux de rotation de l'étoile en fonction du demi-grand axe, pour des étoiles de 0.1 et 1 M_{\odot} de deux âges différents (8×10^6 ans et 5×10^9 ans) et une planète de la masse de Jupiter.

Chapitre 5

Evolution de planètes autour de naines brunes

5.1 Une planète autour d'une naine brune

Cette étude a pour but de comprendre l'effet de chaque paramètre sur l'évolution par effet de marée de planètes orbitant une naine brune.

La nouveauté de cette étude est qu'elle inclut l'évolution du rayon et de la période de rotation de la naine brune, deux grandeurs importantes pour les effets de marées.

Tout d'abord, je traite d'un exemple, puis je discute de l'influence de paramètres tels le demi-grand axe initial, l'excentricité initiale et les facteurs de dissipation de la planète et de la naine, sur l'évolution de planètes autour de naines brunes, étude qui a fait l'objet d'une publication dans la revue *Astronomy & Astrophysics* (Bolmont *et al.*, 2011).

La résolution des équations présentée dans la partie précédente a été exécutée grâce à un code IDL (que j'appelle "code séculaire" dans la suite) utilisant une intégration Runge Kutta d'ordre 4 à pas de temps adaptatif (Press *et al.*, 1992) ce qui permet d'accélérer les calculs significativement. Cette méthode de calcul permet de résoudre plusieurs équations ayant des échelles de temps différentes. Le code adapte le pas de temps en fonction de l'équation gouvernant les grandeurs variant le plus vite, donc en fonction de l'équation du spin de la planète et de son obliquité (voir partie 4.5). En pratique, ces deux équations sont intégrées normalement, mais quand l'obliquité atteint des valeurs très petites (de l'ordre de 10^{-6} rad) elle est imposée comme étant nulle, et quand le taux de rotation est égal au taux de pseudo-synchronisation à 10^{-9} près, le taux de rotation de la planète est fixé au taux de pseudo-synchronisation. Ainsi le code adapte son pas de temps en fonction des équations gouvernant des grandeurs dont les temps caractéristiques d'évolution sont plus grands (équations de e , a ...).

Dans les exemples présentés ci-dessous, je considère donc systématiquement les planètes comme étant en pseudo-synchronisation. Excepté bien sûr dans le paragraphe qui traite précisément de l'évolution vers la pseudo-synchronisation.

5.1.1 Un exemple

Je considère une naine brune de masse $0.04 M_{\odot}$ et une planète de masse $1 M_{\oplus}$ commençant son évolution à une distance comprise entre 7×10^{-3} UA et 2.4×10^{-2} UA. Le facteur de dissipation de la naine brune est celui de Hansen (2010) (voir section 4.4). La

planète possède le même $k_{2,p}\Delta t_p$ et σ_p que la Terre. La période de rotation initiale de la naine brune est de 36 h et l'excentricité initiale est de 0.01. Le temps initial est de 1 million d'années, ce qui signifie que la structure de la naine brune au début de la simulation vient du modèle décrit dans le chapitre 1 pris à $t = 1$ million d'années. Je considère donc que la planète est totalement formée lors de la dissipation du disque protoplanétaire, ce qui est cohérent avec les estimations du temps d'accrétion autour d'étoiles de très faible masse (Raymond *et al.*, 2007). Bien sûr, étant donné que les disques de gaz protoplanétaires ont des durées de vie de quelques millions d'années (see Haisch *et al.*, 2001; Hillenbrand *et al.*, 2008) et que les disques autour d'étoiles de très faible masse ont tendance à avoir des temps de vie plus longs qu' autour d'étoiles comme le Soleil (Pascucci *et al.*, 2009), des valeurs du temps initial aussi grandes que la dizaine de millions d'années sont probablement réalistes (voir section 5.1.2).

Payne and Lodato (2007) montre que la formation planétaire peut avoir lieu autour des naines brunes. Sans migration de type I (Ward, 1986), ils trouvent que les planètes se forment avec le plus d'efficacité autour de 1 AU. Avec la migration de type I, il serait donc possible de trouver des planètes à de plus petites distances orbitales. Pour des étoiles comme le Soleil, l'interaction du champ magnétique avec le disque a pour effet de créer une cavité interne vide de tout gaz ou poussière (Shu *et al.*, 1997). Cette cavité interne est la raison pour laquelle les planètes qui migrent vers l'intérieur ne tombent pas toutes sur l'étoile. Je considère dans ce travail que les naines brunes, une fois le disque dissipé, n'ont pas de champ magnétique et que leur taux de rotation accélère donc lors de leur contraction. En revanche, les naines brunes jeunes peuvent montrer des traces d'activité (Neuhauser and Comeron, 1998; Neuhäuser *et al.*, 1999), ainsi il est possible que le disque possède une cavité interne. Il serait donc possible de trouver des planètes autour des naines brunes aussi proches que celles que je considère ici.

L'ensemble des différentes évolutions pour cet exemple est illustré par la Figure 5.1. Comme les autres paramètres sont fixés, l'évolution est ici déterminée par la position initiale de la planète par rapport au rayon de corotation.

Si la période orbitale de la planète est plus grande que la période de rotation de la naine brune – c'est-à-dire si le demi-grand axe initial de la planète est plus grand que le rayon de corotation – alors le bourrelet créé par la planète sur la naine brune est en avance par rapport à la position de la planète. La planète est alors accélérée et le demi-grand axe augmente. Mais, à cause de la diminution du rayon qui entraîne l'augmentation des temps caractéristiques d'évolution (voir partie précédente 4.5), la planète s'arrête à un certain demi-grand axe. La position finale de la planète dépend de paramètres comme la dissipation dans la naine brune ou l'excentricité. L'influence de ces différents paramètres est traitée dans les parties qui suivent.

D'un autre côté, si la période orbitale de la planète est plus petite que la période de rotation de la naine brune – c'est-à-dire si le demi-grand axe initial de la planète est plus petit que le rayon de corotation – alors le bourrelet de marée créé par la planète sur la naine brune est en retard par rapport à la position de la planète. La planète est alors freinée et son demi-axe diminue. Si la migration est rapide, alors la planète entrera en collision avec la naine brune. En revanche, si la migration est moins rapide – donc si elle se situe plus proche du rayon de corotation – et que la planète survit les premiers millions d'années alors elle atteindra la limite de Roche¹ et sera disloquée. Un tel événement est susceptible de

1. La limite de Roche est la distance à laquelle les effets de marée sont tellement forts que la planète

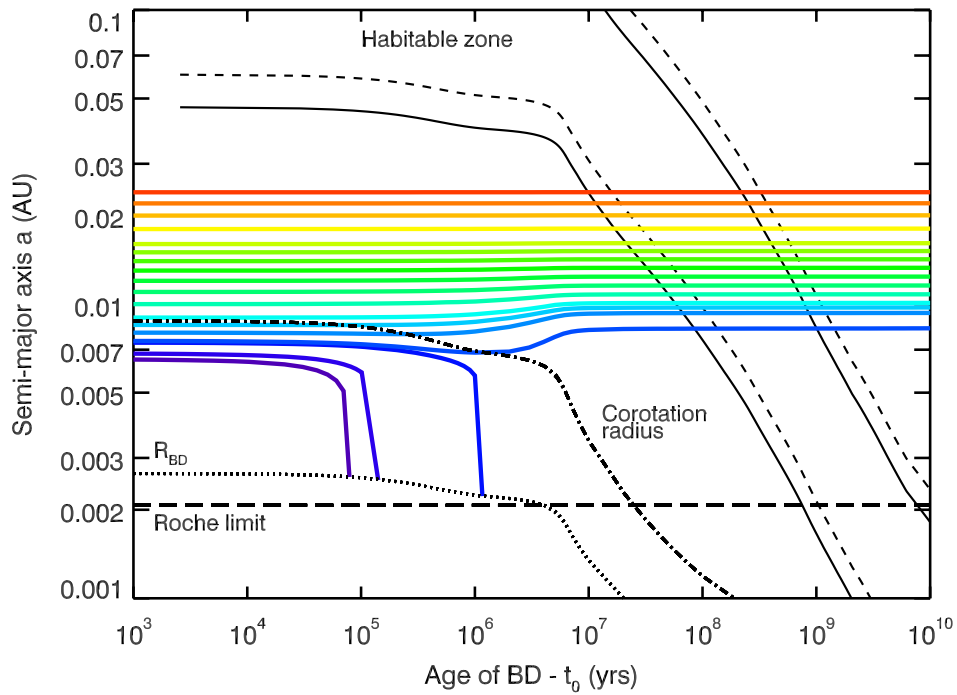


FIGURE 5.1 – Evolution du demi-grand axe d’une planète de $1 M_{\oplus}$ orbitant une naine brune de $0.04 M_{\odot}$. Les lignes pleines colorées représentent l’évolution pour différents demi-grands axes initiaux. La ligne mixte représente le rayon de corotation et la ligne pointillée représente le rayon de la naine brune. La zone habitable d’insolation est aussi représentée en utilisant deux conditions d’habitabilité (ligne pleine : une planète au bord externe reçoit un flux de 400 W/m^2 , tirets : 240 W/m^2 , voir la section 7.3 pour plus de détails). Les tirets gras représentent la limite de Roche.

former un disque de débris autour de la naine brune qui serait potentiellement observable avec la nouvelle génération d'instruments comme le JWST.

Le destin d'une planète autour d'une naine brune dépend des quelques premiers millions d'années d'évolution et son demi-grand axe se stabilise en quelques centaines de millions d'années.

La distance orbitale initiale donne une bonne première approximation de l'évolution orbitale de planètes par effet de marée. Mais comme la période de rotation de la naine brune diminue avec le temps, des cas intermédiaires apparaissent. Par exemple, si une planète commence son évolution à un demi-grand axe inférieur à la distance de corotation mais suffisamment proche d'elle, la planète peut connaître une évolution en deux temps. Dans un premier temps, la planète commence à tomber vers la naine brune. Mais, comme la période de rotation de la naine brune diminue plus vite que ne diminue le demi-grand axe de la planète, le rayon de corotation devient plus petit que la distance orbitale de la planète. Alors, la direction de l'évolution par effet de marée est inversée et la planète s'éloigne de la naine brune.

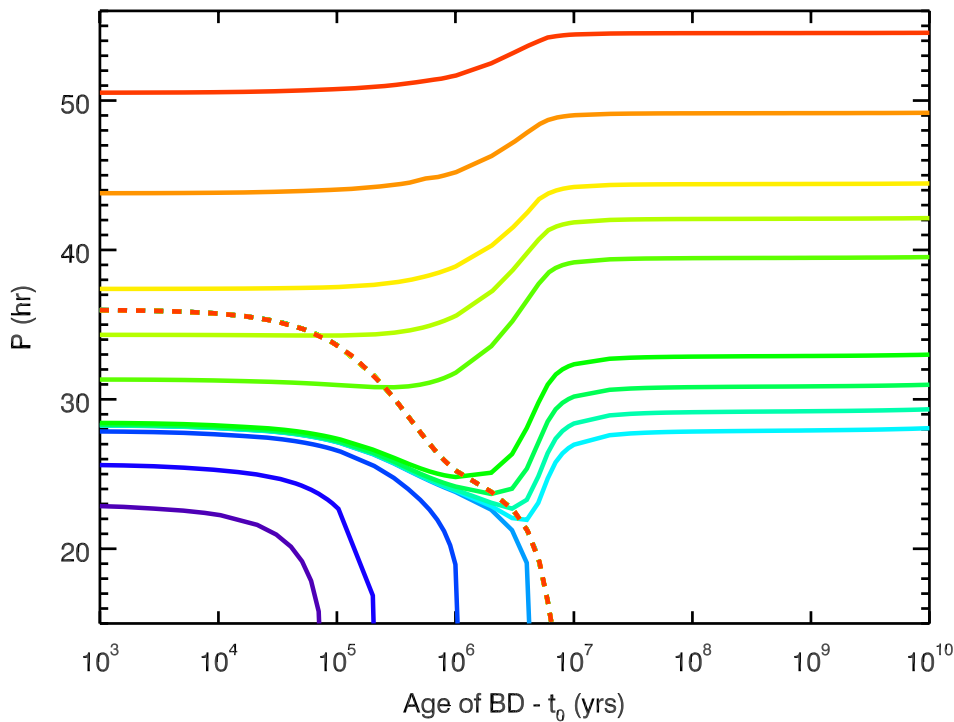


FIGURE 5.2 – Evolution de la période de rotation d'une planète de $1 M_{\oplus}$ orbitant une naine brune de $0.04 M_{\odot}$. Les lignes pleines représentent l'évolution pour différents demi-grands axes initiaux. Les tirets représentent la période de rotation de la naine brune.

La Figure 5.2 montre l'évolution de la période de rotation de la naine brune et de la période orbitale des planètes² initialement proches de la distance de corotation. Comme

perd sa cohésion.

2. Pour ces évolutions, l'excentricité est de 0, donc la période de rotation de la planète est égale à la période orbitale (synchronisation). Dans la suite de la description de cet exemple, j'utilise donc pour les planètes période de rotation ou période orbitale.

décrit précédemment, la planète qui est formée à l'intérieur du rayon de corotation peut survivre l'évolution par effet de marée. Elle commence par tomber vers la naine brune, donc sa période de rotation décroît. Mais comme la naine brune se contracte, sa période de rotation décroît aussi par conservation du moment angulaire. Selon le taux de décroissance des deux quantités, la période de rotation de la naine brune peut rattraper la rotation de la planète et ainsi inverser le sens de l'évolution orbitale due aux effets de marée. Une fois que la rotation de la planète devient plus grande que celle de la naine brune, les forces de marée font s'éloigner la planète. Cette évolution intermédiaire est très rare, car la plage de demi-grand axe correspondante est très étroite. Dans le cas de la Figure 5.1 pour une naine brune de $0.04 M_{\odot}$ et une planète de $1 M_{\oplus}$, l'étendue de cette plage est seulement de $\sim 10^{-3}$ UA (de ~ 7.5 à 8×10^{-3} UA).

La Figure 5.2 montre aussi que la planète n'influence pas la rotation de la naine brune de façon visible. Dans la section 5.1.2 et le chapitre suivant (chapitre 6), l'influence de la planète sur la rotation du corps central est notable et est discutée.

5.1.2 Influence des différents paramètres

Dans cette partie, j'étudie l'effet de chacun des paramètres en gardant les autres à des valeurs fixées de façon arbitraire. Les paramètres en question sont : le temps initial de la simulation t_0 , la masse de la naine brune M_{BD} , la masse de la planète M_{p} , le facteur de dissipation de la naine brune σ_{BD} , le facteur de dissipation de la planète σ_{p} et l'excentricité initiale.

Le Tableau 5.1 donne les valeurs par défaut des paramètres de cette étude.

t_0 (Myr)	1
M_{BD} (M_{\odot})	0.04
M_{p} (M_{\oplus})	1
σ_{BD} ($\text{kg}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$)	2.006×10^{-53}
σ_{p} ($\text{kg}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$)	8.577×10^{-43}
e_0	0.01
ϵ_0 (deg)	0
i (deg)	0

TABLE 5.1 – Tableau des valeurs par défaut des paramètres.

Pour chaque jeu de paramètres, plusieurs simulations sont réalisées avec différents demi-grands axe initiaux.

Influence de l'excentricité initiale

L'excentricité initiale de l'orbite d'une planète peut jouer un rôle dans les premiers moments de l'évolution par effet de marée. Pour une orbite excentrique, les effets de marée créés par la naine brune dans la planète sont forts et la dissipation importante. Ceci entraîne une rapide diminution de l'excentricité pour minimiser le stress interne dans la planète. Une fois l'excentricité devenue négligeable, la dissipation dans la planète devient elle aussi négligeable et l'évolution est déterminée par les effets de marée créés par la planète dans la naine brune.

Pour un demi-grand axe fixé, une plus grande excentricité implique une plus grande période de rotation pour la planète puisque la planète se synchronise au périastre où la vitesse orbitale est plus grande (Hut, 1981). La pseudo-synchronisation est synonyme de “synchronisation autour du périastre”, c’est-à-dire là où les effets de marée sont les plus forts pour aligner le bourrelet de la planète avec la naine brune, donc là où la planète est le plus proche de la naine brune. Ainsi le stress dans la planète est minimisé au moment où les effets de marée sont les plus importants. Au passage au périastre, la fréquence de rotation de la planète est environ égale à sa fréquence orbitale instantanée qui est plus grande que la fréquence orbitale moyenne n . La planète doit tourner plus vite sur elle-même pour présenter la même face à la naine brune. Pour le reste de l’orbite, la planète garde cette rotation qui lui a été imposée au passage au périastre.

Pour un demi-grand axe fixé, la planète tourne donc plus vite sur elle-même qu’une planète synchronisée de même demi-grand axe et d’excentricité nulle. Ainsi le demi-grand axe initial a_{switch} qui sépare l’évolution \mathcal{A} (migration vers l’intérieur et collision avec la naine brune) et \mathcal{B} (migration vers l’intérieur mais la planète survit, ou migration vers l’extérieur) augmente quand l’excentricité initiale augmente.

La Figure 5.3 montre l’évolution de planètes commençant à un demi-grand axe égal à a_{switch} avec des excentricités initiales de 0, 0.01, 0.05, 0.1, 0.15, 0.2, 0.3, 0.5, 0.6 et 0.8. Le début de l’évolution de ces planètes dépend fortement de l’excentricité initiale. Au début de l’évolution, une planète excentrique possède un spin plus grand que celui de la naine brune, donc le demi-grand axe de la planète diminue et l’excentricité aussi. L’orbite de la planète devient plus petite, mais dû à la dépendance en excentricité de la période de pseudo-synchronisation, la période de la planète augmente. Ensuite, quand la période de rotation de la naine brune devient inférieure à la période de rotation de la planète, la planète migre vers l’extérieur. Il est intéressant de remarquer que sur la Figure 5.3, l’évolution des planètes, qui ont toutes commencé à différents a_{switch} , converge une fois l’excentricité tombée en dessous de ~ 0.08 . Cette convergence n’est pas parfaite : à un temps donné ($10^5 < t < 10^6$ ans), les demi-grands axes des planètes ne sont pas égaux, ce qui fait que les planètes ne croisent pas le rayon de corotation au même moment. Ainsi leurs positions finales, qui dépendent fortement de ce moment, sont différentes.

Pour des orbites circulaires, le seul bourrelet de marée qui importe est celui que la planète crée sur la naine brune – que j’appelle la marée dans la naine brune – et l’évolution de la planète est déterminée par la dissipation dans la naine brune. En revanche, pour des orbites excentriques, le bourrelet de marée créé par la naine brune sur la planète – appelé la marée planétaire – n’est plus aligné avec la position de la naine brune au cours de l’orbite, ainsi l’évolution dépend à la fois de la dissipation dans la naine brune et la dissipation dans la planète.

Si l’excentricité initiale est de 0, l’équation (4.49) :

$$\begin{aligned} \frac{1}{a} \frac{da}{dt} = & -\frac{1}{T_p} \left[Na1(e) - \frac{\Omega_p}{n} Na2(e) \right] \\ & - \frac{1}{T_{BD}} \left[Na1(e) - \frac{\Omega_{BD}}{n} Na2(e) \right], \end{aligned}$$

peut s’écrire :

$$\frac{1}{a} \frac{da}{dt} = -\frac{1}{T_{BD}} \left[1 - \frac{\Omega_{BD}}{n} \right]. \quad (5.1)$$

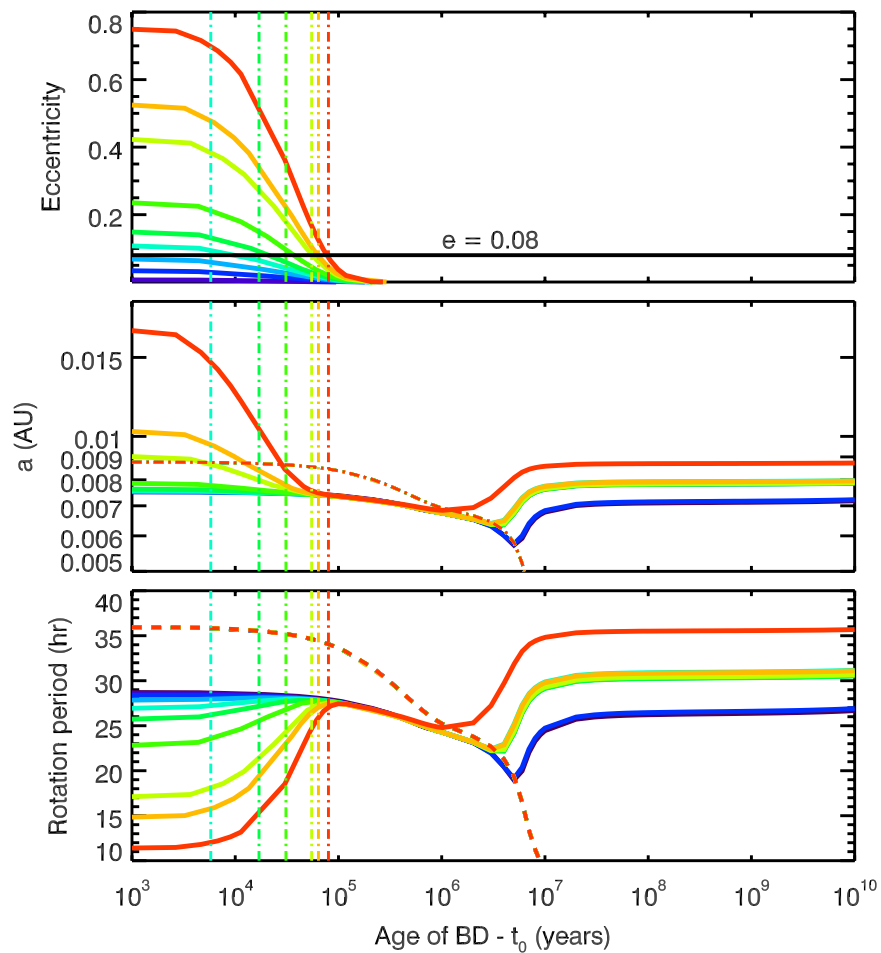


FIGURE 5.3 – Evolution de l'excentricité, du demi-grand axe et de la période de rotation d'une planète de $1 M_{\oplus}$ orbitant une naine brune de $0.04 M_{\odot}$. Chaque ligne pleine représente une planète avec une excentricité initiale différente. Le demi-grand axe pour chaque cas est a_{switch} , dont la valeur augmente avec l'excentricité. La ligne tiret-point représente le rayon de corotation et la ligne en tiret la période de rotation de la naine brune. Les lignes verticales montrent le temps auquel l'effet de l'excentricité devient négligeable pour chaque excentricité initiale.

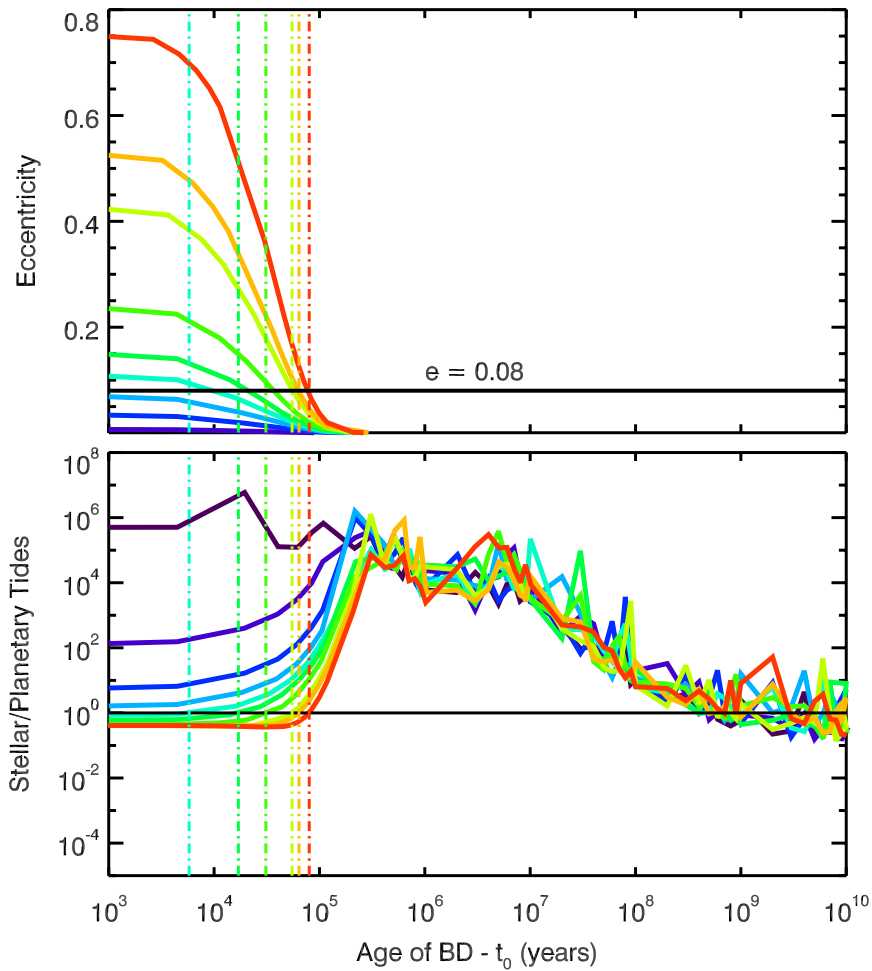


FIGURE 5.4 – Evolution de l'excentricité et du rapport de la force de la marée planétaire sur celle de la marée dans la naine brune pour une planète de $1 M_{\oplus}$ orbitant une naine brune de $0.04 M_{\odot}$. Les lignes pleines colorées représentent l'évolution pour différentes excentricités initiales. Pour une excentricité non nulle, la marée planétaire domine. Quand l'excentricité atteint la valeur de 0.08, la force de la marée dans la naine brune est égale à la force de la marée planétaire. Les lignes verticales montrent le temps auquel la marée dans la naine brune commence à dominer la marée planétaire.

Si l'orbite de la planète est circulaire, la planète est en parfaite synchronisation $\Omega_p = n$ et le premier terme de l'équation (4.49) est zéro. Seule la marée dans la naine brune détermine l'évolution. Si $\Omega_p = n > \Omega_{\text{BD}}$, $\frac{da}{dt} < 0$ et la planète tombe vers la naine brune (comportement \mathcal{A}). Si $\Omega_p = n < \Omega_{\text{BD}}$, $\frac{da}{dt} > 0$ et la planète s'éloigne de la naine brune (comportement \mathcal{B}). Comme il a été discuté précédemment, le fait que Ω_{BD} augmente avec le temps permet l'existence de cas intermédiaires pour lesquels la planète commence par tomber vers la naine brune mais quand Ω_{BD} devient plus grand que $\Omega_p = n$ la planète migre vers l'extérieur.

Si l'excentricité initiale est non nulle, et pour $\Omega_{\text{BD}} \sim \Omega_p$ à l'instant initial, la différence entre la force de la marée planétaire et la marée dans la naine brune vient des échelles de temps de dissipation. Quand l'excentricité est élevée, la marée planétaire – c'est-à-dire, le taux de dissipation d'énergie dans la planète – domine l'évolution car l'amplitude du bourrelet de marée varie au cours de l'orbite. Pour une planète de $1 M_{\oplus}$ et une naine brune de $0.04 M_{\odot}$, le rapport des échelles de temps de dissipation est : $T_{\text{BD}}/T_p \sim 10$ à $t_0 = 10^6$ ans et $\sim 10^9$ à 10^9 ans. Les planètes rocheuses dissipent plus que les naines brunes et la différence temporelle de ce rapport vient du fait que le rayon de la naine brune diminue, ce qui rend la dissipation dans la naine brune moins forte (voir équation 4.72). Donc, tant que l'excentricité est non nulle, la marée planétaire domine l'évolution. Dans ce cas, $Na1(e) \gg Na2(e)$, donc $\frac{da}{dt}$ est négatif et la planète migre vers la naine brune. Ceci est toujours vrai pour une planète en pseudo-synchronisation, la marée planétaire a toujours pour effet de diminuer la distance orbitale. Mais quand l'excentricité est petite, la marée dans la naine brune domine et détermine l'évolution de la planète : si la planète se trouve au delà du rayon de corotation, $\frac{da}{dt}$ est positif et la planète migre vers l'extérieur et si la planète est à l'intérieur du rayon de corotation $\frac{da}{dt}$ est négatif et la planète migre vers l'intérieur.

La Figure 5.4 montre le rapport entre la force de la marée dans la naine brune et la force de la marée planétaire pour le cas de la Figure 5.3, où ce que j'appelle la "force" de chaque marée est la valeur absolue de sa contribution à $\frac{da}{dt}$. Tant que $e \gtrsim 0.08$, la marée planétaire est dominante, mais quand $e \lesssim 0.08$ la marée dans la naine brune domine. Ceci est vrai pour tous les cas étudiés et on peut montrer analytiquement que pour une excentricité de cet ordre de grandeur, la marée planétaire et la marée dans la naine brune ont la même force pour l'évolution orbitale. Au début de l'évolution, la marée planétaire fait décroître l'excentricité et le demi-grand axe mais quand l'excentricité devient inférieure à ~ 0.08 , la marée dans la naine brune prend le dessus et le demi-grand axe augmente. A ce moment, la planète a une déformation constante et le rapport entre les deux marées est très grand ($\gtrsim 10^4$) car la marée planétaire est très petite. Comme la planète s'éloigne et que la naine brune se contracte, la marée dans la naine brune devient aussi de plus en plus faible.

L'aspect chaotique de certaines courbes vient du fait que quand l'excentricité est nulle, la force de la marée planétaire tend vers 0. Pour une excentricité nulle, on a théoriquement $\Omega_p = n$, mais à la précision des calculs ceci n'est pas tout à fait vrai, et la force de la marée planétaire n'est pas exactement 0.

Influence de la période de rotation initiale et de l'obliquité initiale

D'après l'étude des ordres de grandeurs des échelles de temps d'évolution des différents paramètres, une des quantités qui évolue le plus rapidement est la période de rotation de la planète (section 4.5). Pour une planète à excentricité nulle, la période de rotation tend

très vite vers la période de synchronisation, c'est-à-dire, une résonance spin-orbite 1 : 1. Dans cette configuration, la planète montre toujours la même face à la naine brune.

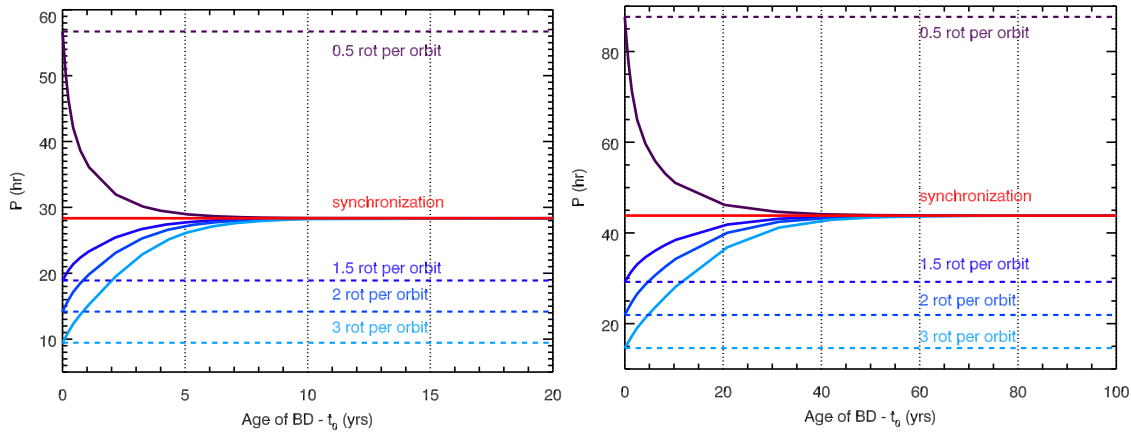


FIGURE 5.5 – Evolution de la période de rotation d'une planète initialement à un demi-grand axe de 7.48×10^{-3} UA (gauche) et de 10^{-2} UA (droite), d'excentricité et d'obliquité nulles. Les différentes couleurs représentent des périodes de rotation initiales différentes. Les traits pointillés représentent des résonances spin-orbites, et le trait rouge correspond à la résonance spin-orbite 1 : 1 (donc la synchronisation).

La Figure 5.5 montre l'évolution de la période de rotation d'une planète d'excentricité nulle et d'obliquité nulle. La planète débute son évolution à un demi-grand axe de 7.48×10^{-3} (à gauche) et 10^{-2} UA (à droite).

Dans les deux cas, la planète arrive très vite en synchronisation : en moins de 10 ans pour le premier cas et en moins de 60 ans pour le deuxième. Par rapport aux échelles de temps étudiées ici (je regarde des évolutions sur plusieurs milliards d'années), le temps de pseudo-synchronisation est extrêmement court, aussi dans les simulations suivantes, je considère que les planètes sont en pseudo-synchronisation pour toute la durée de la simulation. Cette hypothèse permet de gagner en temps de calcul.

Pour ce même système, considérons maintenant que la planète a une obliquité non nulle et commence son évolution hors de la synchronisation. La Figure 5.6 montre un exemple de l'évolution de la période de rotation vers la synchronisation et de l'obliquité vers 0.

Quelle que soit l'obliquité initiale, la période de rotation de la planète atteint très vite la période de pseudo-synchronisation (en une dizaine d'années). Pendant ce même temps, l'obliquité devient nulle. Ensuite la période de rotation de la planète ne dépend que de son demi-grand axe (la période de pseudo-synchronisation ne dépendant que de a et e), donc varie selon l'évolution dictée par la marée dans la naine brune. L'obliquité montre néanmoins une évolution intéressante car elle commence par augmenter avant de diminuer vers zéro. L'obliquité est excitée par la rotation rapide de la planète (voir section 4.2.2).

La Figure 5.7 montre le diagramme de phase Ω_p/n en fonction de ϵ_p comme dans la section 4.2.2 ainsi que les courbes d'évolution de différents systèmes ayant des rotations initiales et des obliquités initiales différentes. L'obliquité des planètes commençant leur évolution dans la zone du diagramme où $\epsilon_p > 0$ commence bien par augmenter. Mais en

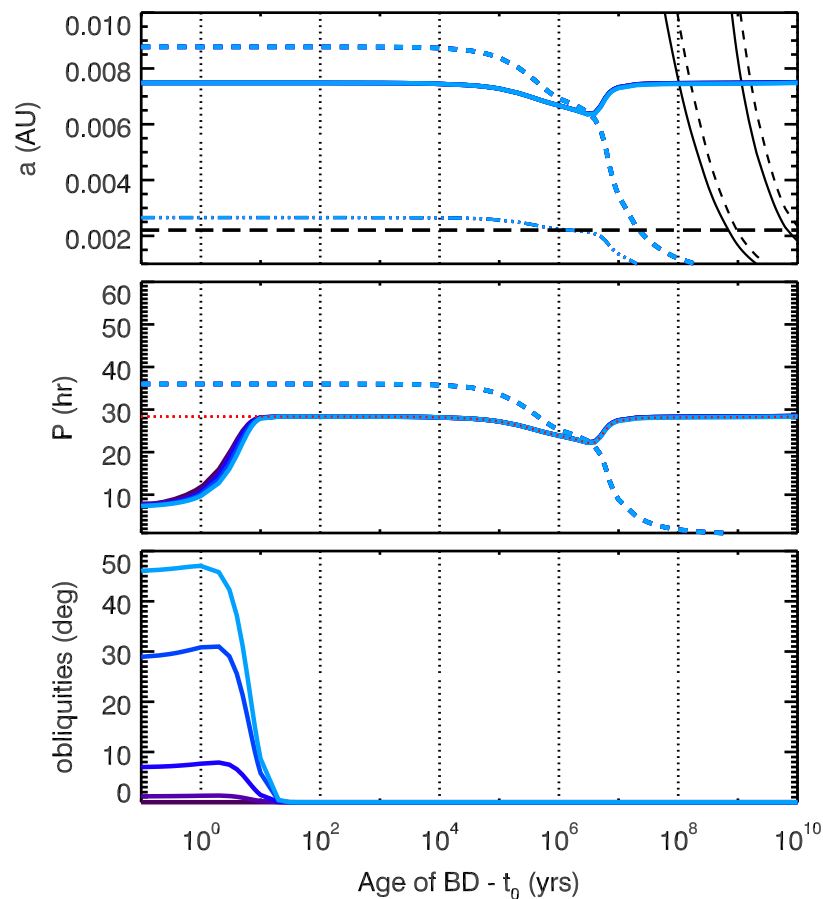


FIGURE 5.6 – Evolution du demi-grand axe (en haut), de la période de rotation (au milieu) et de l’obliquité (en bas) d’une planète initialement à un demi-grand axe de 7.48×10^{-3} UA et d’excentricité nulle. Les différentes couleurs représentent des obliquités initiales différentes : 0, 0.02, 0.12, 0.5 et 0.8 rad. Cadran supérieur : les tirets colorés représentent le rayon de corotation, les longs tirets noirs représentent la limite de Roche. Les traits mixtes représentent le rayon de la naine brune. La zone habitable est tracée en traits plein et tirets noirs. Cadran central : les tirets colorés correspondent à la période de rotation de la naine brune. Les pointillés rouges représentent la période de synchronisation.

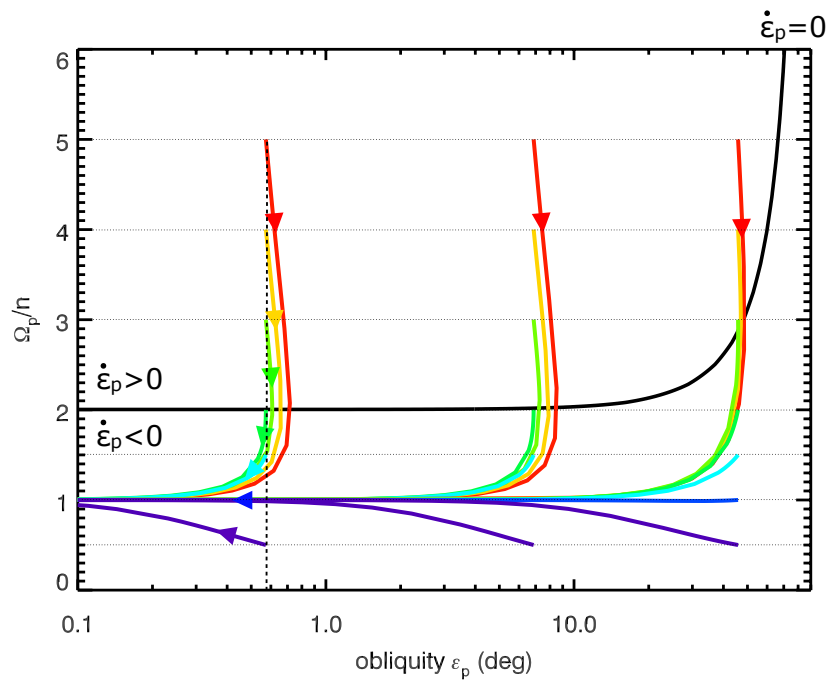


FIGURE 5.7 – Diagramme de phase Ω_p/n vs ϵ_p et courbes d'évolution d'une planète initialement à un demi-grand axe de 7.48×10^{-3} UA et d'excentricité nulle. Les différentes couleurs représentent des périodes de rotation initiales différentes. Les flèches représentent le sens de l'évolution. Les courbes d'évolution tracées représentent trois obliquités initiales différentes : 0.57, 6.9, 45.8°.

même temps, le rapport Ω_p/n diminue pour tendre vers 1, et finalement le système atteint la courbe $\dot{\epsilon}_p = 0$ et l'obliquité diminue.

Comme l'obliquité devient très rapidement nulle pour ces systèmes, je la considère initialement nulle pour le reste de cette partie.

Influence de la masse de la naine brune

La masse de la naine brune est importante pour l'évolution par effet de marée, car plus la naine brune est massive plus la marée planétaire créée par la naine brune sur la planète sera forte. La masse de la naine brune affecte aussi les bourrelets que la planète crée sur la naine brune (la marée dans la naine brune).

L'échelle de temps de dissipation dans la naine brune est calculée en remplaçant \star par BD dans l'équation 4.50 :

$$T_{\text{BD}} = \frac{1}{9} \frac{M_{\text{BD}}}{M_p(M_p + M_{\text{BD}})} \frac{a^8}{R_{\text{BD}}^{10}} \frac{1}{\sigma_{\text{BD}}}. \quad (5.2)$$

La masse de la naine brune a une influence indirecte sur la valeur de T_{BD} par l'intermédiaire du rayon R_{BD} . Les naines brunes massives ont un rayon plus grand – pour des naines brunes d'âge inférieur à 10^8 ans – donc les naines brunes plus massives ont une échelle de temps de dissipation plus courte ce qui signifie que les effets de marée sont plus forts.

La masse de la naine brune a aussi une influence sur sa rotation (voir Fig. 1.4 du chapitre 1). Les conditions initiales de cette étude sont que plus les naines brunes sont massives, plus grandes sont leurs périodes de rotation initiales, ce qui est cohérent avec les observations (Herbst *et al.*, 2007). Le rayon de corotation est donc plus éloigné pour des naines brunes plus massives et elles ont une rotation moins rapide. La marée dans la naine brune sera donc moins efficace que pour des naines brunes moins massives qui ont des rayons de corotation plus petits et des rotations plus rapides.

L'influence de la masse de la naine brune peut être vue sur les Figures 5.8 et 5.9 de la partie suivante qui traite de l'influence du spin initial de la naine brune.

Je définis ici la quantité $\Delta a/a_0$ qui est définie comme : $\Delta a/a_0 = (a_f - a_0)/a_0$ où a_0 et a_f sont le demi-grand axe à $t = t_0$ et à $t = t_f = 10^{10}$ ans respectivement. Quand cette quantité est positive, la planète s'éloigne et quand elle est négative, elle se rapproche. Quand une planète tombe sur la naine brune, $\Delta a/a_0 = -1$.

Sur la Figure 5.8, la zone violette est la région pour laquelle la planète tombe sur la naine brune et la zone blanche est la région pour laquelle la planète s'approche de la naine brune sans tomber. Cette dernière situation correspond aux planètes initialement à l'intérieur du rayon de corotation qui sont sauvées par l'accélération de la naine brune, mais la marée dans la naine brune n'est pas assez forte pour les repousser plus loin que leur distance orbitale initiale. La zone entre la ligne de corotation et la zone blanche correspond à des planètes qui commencent à tomber vers la naine brune et qui sont ensuite repoussées plus loin que leur distance orbitale initiale.

Influence du spin initial de la naine brune

Etant donné qu'il y a une incertitude considérable sur l'évolution du spin de la naine brune, j'ai réalisé plusieurs simulations en considérant que toutes les naines brunes ont la

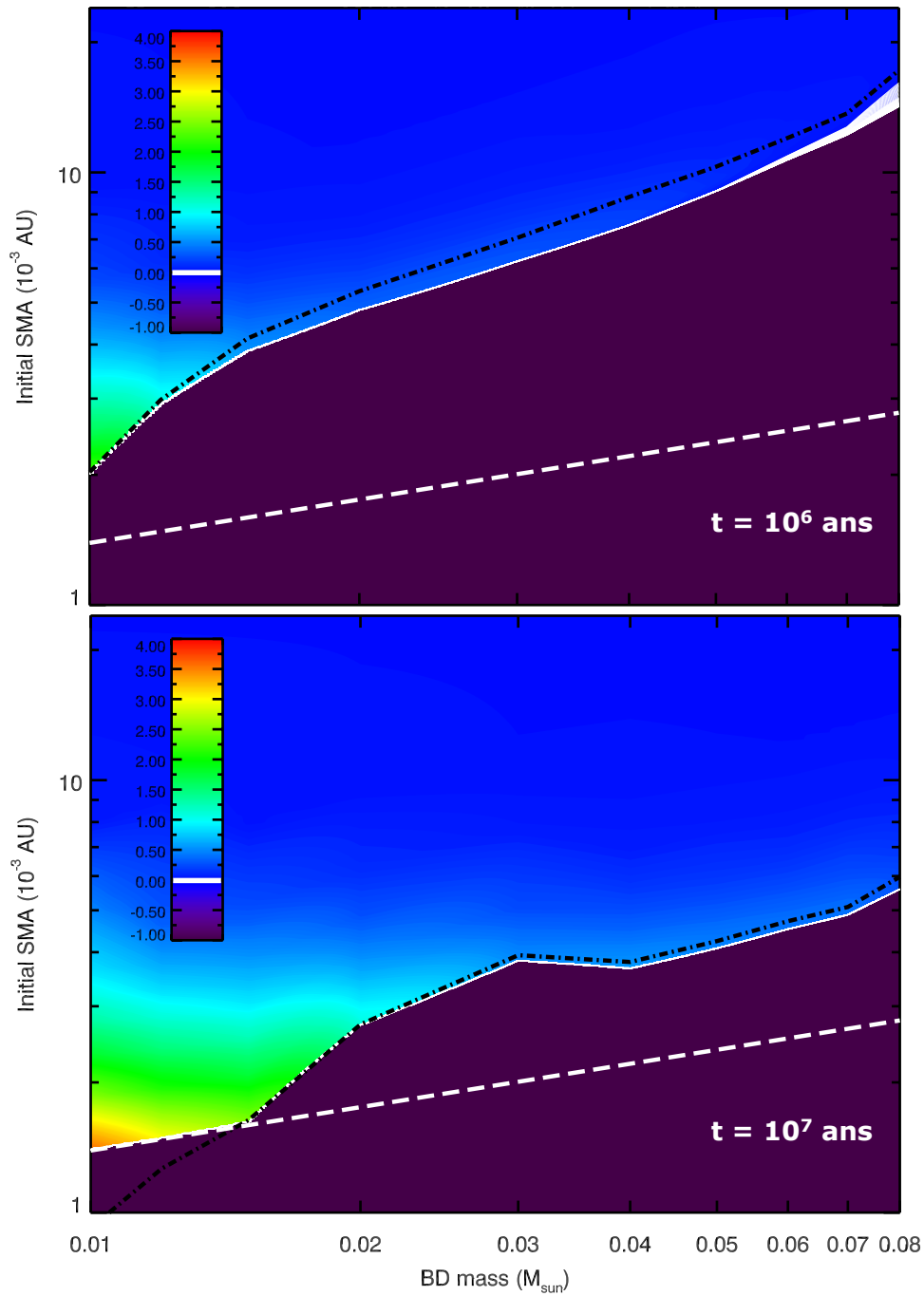


FIGURE 5.8 – Carte de la quantité $\Delta a/a_0$ pour une plage de demi-grands axes initiaux et différentes masses de naines brunes pour un temps initial de 10^6 ans (en haut) et un temps initial de 10^7 ans (en bas). La zone violette est la région pour laquelle les planètes ne survivent pas l'évolution et tombent sur la naine brune. La zone blanche correspond aux cas où les planètes se rapprochent de la naine brune mais ne tombent pas dessus. La ligne mixte est la distance de corotation au début de la simulation et les tirets correspondent à la limite de Roche.

même période de rotation initiale de 36 heures. Cet exercice permet d’isoler la dépendance de la masse de la naine brune, mais correspond à un régime qui n’est probablement pas réaliste étant donné les observations (Herbst *et al.*, 2007). De plus, je ne m’assure pas ici d’éviter des rotations finales très rapides qui pourraient être non physiques car trop proches de la vitesse de “break up”.

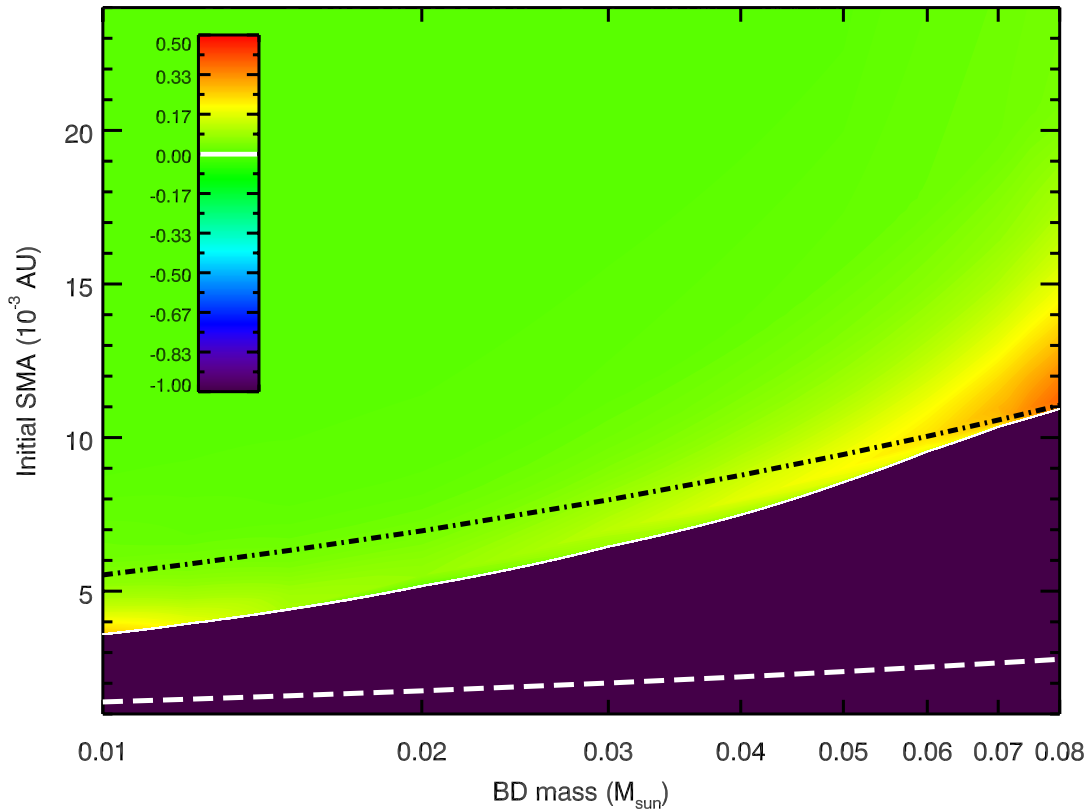


FIGURE 5.9 – Carte de $\Delta a/a_0$ pour une plage de demi-grands axes initiaux et différentes masses de naines brunes. Chaque naine brune a la même période de rotation initiale de 36 h. La ligne mixte correspond à la distance de corotation au début de la simulation et les tirets correspondent à la limite de Roche.

La Figure 5.9 représente une carte de $\Delta a/a_0$ en fonction du demi-grand axe initial et de la masse de la naine brune.

Contrairement à la Figure 5.8 de la partie précédente, cette carte montre que les planètes extérieures à la distance de corotation sont efficacement repoussées vers l’extérieur. Comme ici, je me suis affranchie de la dépendance en rotation initiale de la naine brune, la distance de corotation initiale varie ici comme $(M_{\text{BD}} + M_{\text{p}})^{1/3} \sim M_{\text{BD}}^{1/3}$.

Pour ces simulations avec des rotations initiales indépendantes de la masse, il est intéressant de remarquer que les planètes qui évoluent suivant le cas intermédiaire – les planètes qui commencent à l’intérieur du rayon de corotation mais qui survivent – sont plus nombreuses autour de naines brunes de faible masse. Ceci est dû à la combinaison des faibles masses et des faibles rayons de ces naines brunes : les planètes à l’intérieur du

rayon de corotation tombent lentement vers la naine brune et donc le rayon de corotation les “rattrape” plus facilement. Cette tendance est absente de la Figure 5.8, car les taux de rotation initiaux différents annulent cet effet.

De plus, avec des taux de rotation identiques, les naines brunes les plus massives et les naines brunes les moins massives repoussent les planètes plus loin que les naines brunes de masse moyenne. Ceci est facile à comprendre pour les naines brunes de forte masse, en revanche l’explication n’est pas évidente pour les naines brunes de faible masse. Les naines brunes de faible masse évoluent moins que les naines brunes de forte masse, leur rayon diminue mais moins fortement et l’accélération de leur période de rotation est modérée. La Figure 1.2 du chapitre 1 montre que pour des âges supérieurs à un milliard d’années, les naines brunes de faible masse ont un rayon plus grand que les naines brunes massives. Ainsi, pour des temps supérieurs à 10^9 ans, l’échelle de temps d’évolution d’une planète orbitant une naine brune de faible masse devient plus court que pour une naine brune massive. La migration des planètes a donc encore lieu sur des échelles de temps de l’ordre du milliard d’années pour des naines brunes peu massives.

Influence du temps initial

J’ai montré dans le chapitre 3 que les disques autour d’étoiles de faible masse ont systématiquement des durées de vie plus longues que des étoiles de type solaire, jusqu’à 10 millions d’années (Pascucci *et al.*, 2009). L’évolution des disques autour des naines brunes n’est pas bien contrainte, mais il est raisonnable de penser que leur durée de vie soit entre un et dix millions d’années. Voire plus si la durée de vie du disque est une fonction monotone de la masse de l’objet central.

Je compare maintenant l’évolution par effet de marée de planètes en considérant deux temps initiaux différents : 1 et 10 millions d’années. Ces deux valeurs devraient encadrer les valeurs possibles pour le temps de dissipation du disque de gaz selon les arguments du paragraphe précédent et du chapitre 3. La seule différence importante entre ces deux conditions initiales est qu’entre 1 et 10 millions d’années, la naine brune s’est contractée et a donc accéléré de façon notable. Je choisis ici de négliger l’effet que peut avoir le disque de gaz sur la rotation de la naine brune. Ainsi, à 10 millions d’années, la distance de corotation est plus petite (voir Fig. 1.4 du chapitre 1).

J’ai réalisé deux sets de simulations de planètes de $1 M_{\oplus}$ évoluant autour de naines brunes de masse de $0.01 - 0.08 M_{\odot}$ pour un temps initial de 1 et de 10 millions d’années.

La Figure 5.8 montre les cartes de $\Delta a/a_0$ en fonction du demi-grand axe initial et de la masse de la naine brune pour un temps initial de 1 million d’années et pour un temps initial de 10 millions d’années.

La distance de corotation varie comme $\Omega_{\text{BD}}^{-2/3} (M_{\text{BD}} + M_{\text{p}})^{1/3} \sim \Omega_{\text{BD}}^{-2/3} M_{\text{BD}}^{1/3}$. Pour les taux de rotation initiaux choisis ici, la distance de corotation augmente avec la masse. Ainsi, la plage des demi-grands axes initiaux tels que les planètes survivent à l’évolution diminue avec la masse. Les naines brunes de forte masse ne peuvent pas avoir de planètes aussi proches qu’autour de naines brunes de faible masse. Ainsi, il existe une région interdite plus grande que celle délimitée par la limite de Roche dans laquelle une planète de $1 M_{\oplus}$ ne survivrait pas. Cette limite peut être utile pour d’éventuelles futures observations.

La Figure 5.8 montre aussi que les planètes orbitant des naines brunes de faible masse sont repoussées plus loin que celles orbitant des naines brunes de forte masse. Ceci est dû aux petites périodes de rotation des naines brunes de faible masse, elles compensent

leurs faibles masses en ayant une rotation rapide. Sur ces cartes, on peut aussi voir que quand la distance orbitale initiale augmente, $\Delta a/a_0$ décroît vers 0 ce qui est normal car les effets de marée décroissent fortement avec la distance.

Après un million d'années la période de rotation de la naine brune est de 36 heures et après dix millions d'années elle atteint 10 heures. Pendant le temps séparant 1 de 10 millions d'années, le rayon de corotation a diminué en conséquence et donc il y a une plage plus large de demi-grands axes initiaux qui permet aux planètes de survivre l'évolution par effet de marée, ce qui peut être avantageux pour la détection de planètes autour de naines brunes (voir la section 5.1.3).

La distance de corotation n'a pas la même allure à 1 et 10 millions d'années (voir la Figure 5.8) à cause de la dépendance en Ω_{BD} . En effet, le temps d'évolution du taux de rotation d'une naine brune varie avec sa masse. La Figure 1.4 du chapitre 1 montre que pour la période de rotation de la naine brune n'évolue plus de façon monotone avec la masse de la naine brune après 10 millions d'années, surtout pour des naines brunes de plus de $0.03 M_\odot$.

Ceci explique la diminution de la distance de corotation entre $M_{BD} = 0.03 M_\odot$ et $0.04 M_\odot$ sur la Figure 5.8. Pour des naines brunes de masse inférieure à $0.016 M_\odot$, la limite de Roche se trouve à l'extérieur du rayon de corotation. Ainsi, des planètes à l'extérieur du rayon de corotation peuvent ne pas survivre si elles sont à l'intérieur de la limite de Roche. Comme le montre la Figure 5.8, la zone interdite pour les planètes est définie comme le maximum de la limite de Roche et de la distance de corotation. Contrairement au cas correspondant à un temps initial de 1 million d'années, la distance de corotation coïncide ici avec la limite externe de la zone de crash (zone violette).

Pour $t_0 = 10^7$ ans, la naine brune tourne plus vite qu'à $t_0 = 10^6$ ans, les planètes survivantes sont donc repoussées plus fort et la zone blanche où les planètes approchent la naine brune sans tomber dessus est plus étroite. En effet, une planète à l'intérieur du rayon de corotation tombera plus vite.

Influence de la masse de la planète

Les effets de marée sont plus forts pour des corps massifs, donc si la masse de la planète augmente, les planètes sont repoussées plus loin ou tombent plus vite. De plus, le rayon de corotation augmente comme $(M_{BD} + M_p)^{1/3}$, les planètes les plus massives ont donc une valeur de a_{switch} un peu plus élevée.

La Figure 5.10 montre le résultat de simulations pour des planètes de masses entre 0.1 en $10 M_\oplus$, commençant leur évolution juste à l'extérieur du rayon de corotation. Pour une planète de $0.1 M_\oplus$, les marées ont pour effet de faire diminuer l'excentricité mais le demi-grand axe ne varie pas. La masse de la planète n'a pas beaucoup d'effet sur l'évolution de l'excentricité, qui, dans tous les cas, atteint 0 en un temps allant de 1 à 10 millions d'années. En revanche, le demi-grand axe final varie énormément avec la masse de la planète. Ceci est dû au fait qu'au début de l'évolution, lorsque le rayon de la naine brune est encore important, la marée dans la naine brune est plus forte pour des planètes massives.

Pour compléter l'étude, j'ai fait des simulations avec des planètes de la masse de Saturne et de Jupiter. Il est probable que des planètes aussi massives ne puissent pas être formées si proche de la naine brune. D'une part, parce qu'il n'y a pas assez de matériel *in situ*, et d'autre part, le disque peu massif est sans doute incapable d'être le moteur de

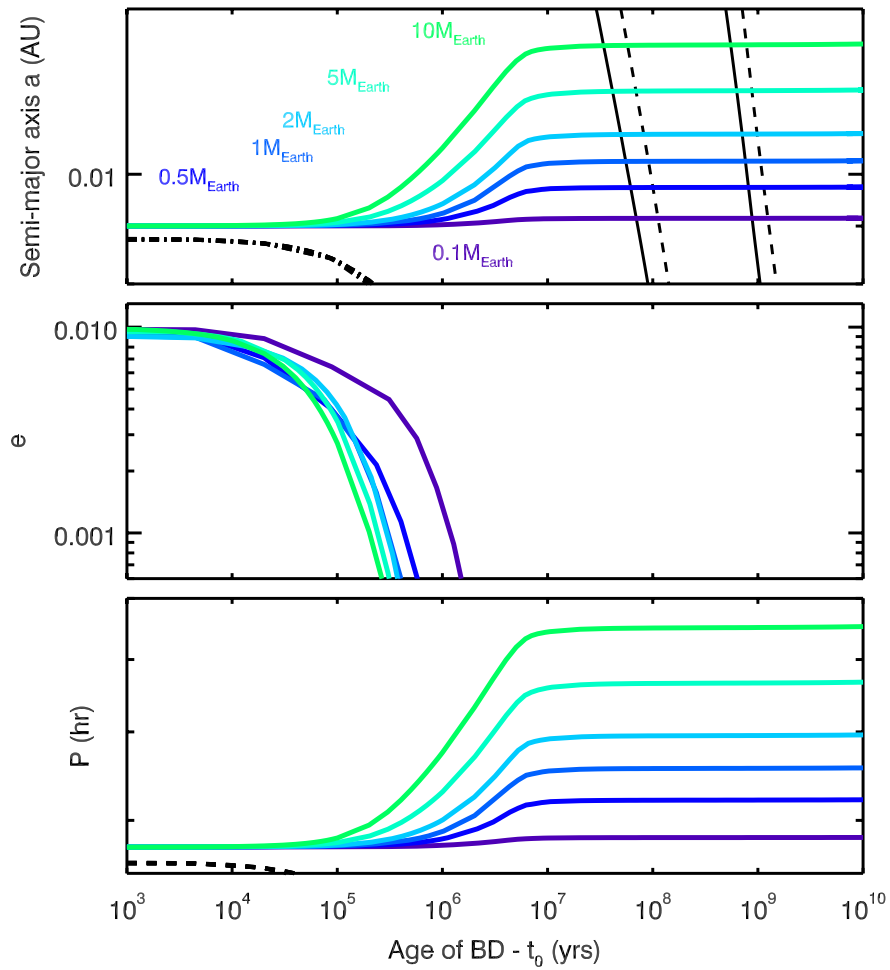


FIGURE 5.10 – Evolution par effet de marée de planètes de différentes masses commençant à une distance orbitale de 9×10^{-3} UA autour d'une naine brune de $0.04M_{\odot}$. Les planètes les plus massives migrent plus loin. Les masses des planètes sont : 0.1, 0.5, 1, 2, 5, 10 M_{\oplus} .

migration planétaire de type II (Raymond *et al.*, 2007). A l'exception de GJ 876 c (Marcy *et al.*, 2001), aucune planète de masse supérieure à Saturne, ayant une période de moins de 50 jours et orbitant une étoile moins massive que $0.5 M_{\odot}$ n'a été détectée.

Je cherche ici à voir l'effet que peut avoir une planète massive sur l'évolution du système sans chercher à vouloir reproduire des systèmes réalistes. En particulier, je ne prends pas en compte l'évolution du rayon de ces planètes gazeuses (Bodenheimer *et al.*, 2001). L'évolution du rayon de la planète a un effet sur la marée planétaire seulement, ainsi les conclusions portant ici sur l'effet de la marée dans la naine brune seraient inchangées. Il serait néanmoins intéressant de faire une étude en prenant en compte l'évolution du rayon de la planète pour voir vraiment son influence pour ces exemples.

Ces planètes étant des géantes gazeuses, le facteur de dissipation utilisé ici est celui qu'Hansen (2010) propose pour de tels objets (voir section 4.3). Ce qui est intéressant pour ces cas de planètes géantes est qu'elles ont un effet significatif sur l'évolution de la naine brune. Quand la planète est proche, le moment angulaire est transféré du spin de la naine brune à l'orbite de la planète avec une plus grande efficacité que pour les planètes terrestres et super-Terres.

Les Figures 5.11 et 5.12 montrent l'évolution du demi-grand axe, de l'excentricité, la période de rotation et le rapport de la force de marée dans la naine brune sur la marée planétaire pour des planètes de la masse de Saturne et de Jupiter. L'évolution du demi-grand axe pour des planètes géantes est similaire à celle obtenue pour des planètes moins massives. Les planètes migrent un peu plus loin à cause de leur masse plus importante. Mais c'est ici que les similitudes s'arrêtent.

L'évolution de l'excentricité est radicalement différente pour des géantes gazeuses : la marée planétaire fait décroître l'excentricité – comme toujours quand la planète est en pseudo-synchronisation – mais la marée dans la naine brune peut la faire augmenter. Le diagramme de phase (voir Figure 4.6) montre que pour des rapports Ω_{BD}/n élevés, la marée dans la naine brune peut faire augmenter l'excentricité. Ceci peut être vu comme un effet fronde : la planète ressent une grande force en passant au périastre et si cette force est suffisante la trajectoire peut devenir de plus en plus excentrique (Hut, 1981).

Au début de l'évolution, les planètes les plus proches de la naine brune ont une grande fréquence orbitale moyenne n et comme la naine brune n'a pas encore accéléré $\Omega_{\text{BD}}/n < \frac{18}{11} \frac{Ne1(e)}{Ne2(e)}$ (comme expliqué dans la section 4.2.2). Ainsi, la marée dans la naine brune agit pour faire diminuer l'excentricité. Et au début de l'évolution, les deux marées agissent dans le même sens pour diminuer l'excentricité. Cet effet est visible sur les Figures 5.11 et 5.12 pour des temps entre 10^3 et 10^5 ans. Quand la naine brune accélère, le critère $\Omega_{\text{BD}}/n < \frac{18}{11} \frac{Ne1(e)}{Ne2(e)}$ n'est plus respecté et la marée dans la naine brune fait augmenter l'excentricité – c'est l'effet fronde. La marée dans la planète n'est pas assez forte pour agir contre cette excitation de l'excentricité provoquée par la naine brune. Les Figures 5.11 and 5.12 montrent cette phase pour des temps entre 10^5 et 10^7 ans. Comme le rayon de la naine brune décroît, la marée dans la naine brune faiblit et après quelques milliards d'années, la marée planétaire devient dominante et fait diminuer l'excentricité à nouveau.

Les planètes qui commencent plus loin de la naine brune ont une fréquence orbitale moyenne plus petite, donc $\Omega_{\text{BD}}/n > \frac{18}{11} \frac{Ne1(e)}{Ne2(e)}$ et la marée dans la naine brune fait augmenter l'excentricité. Ces planètes ne connaissent pas la première phase d'évolution décrite précédemment. Leur excentricité est excitée par la naine brune et quand la marée dans la naine brune devient plus faible que la marée planétaire, l'excentricité décroît. Pour des

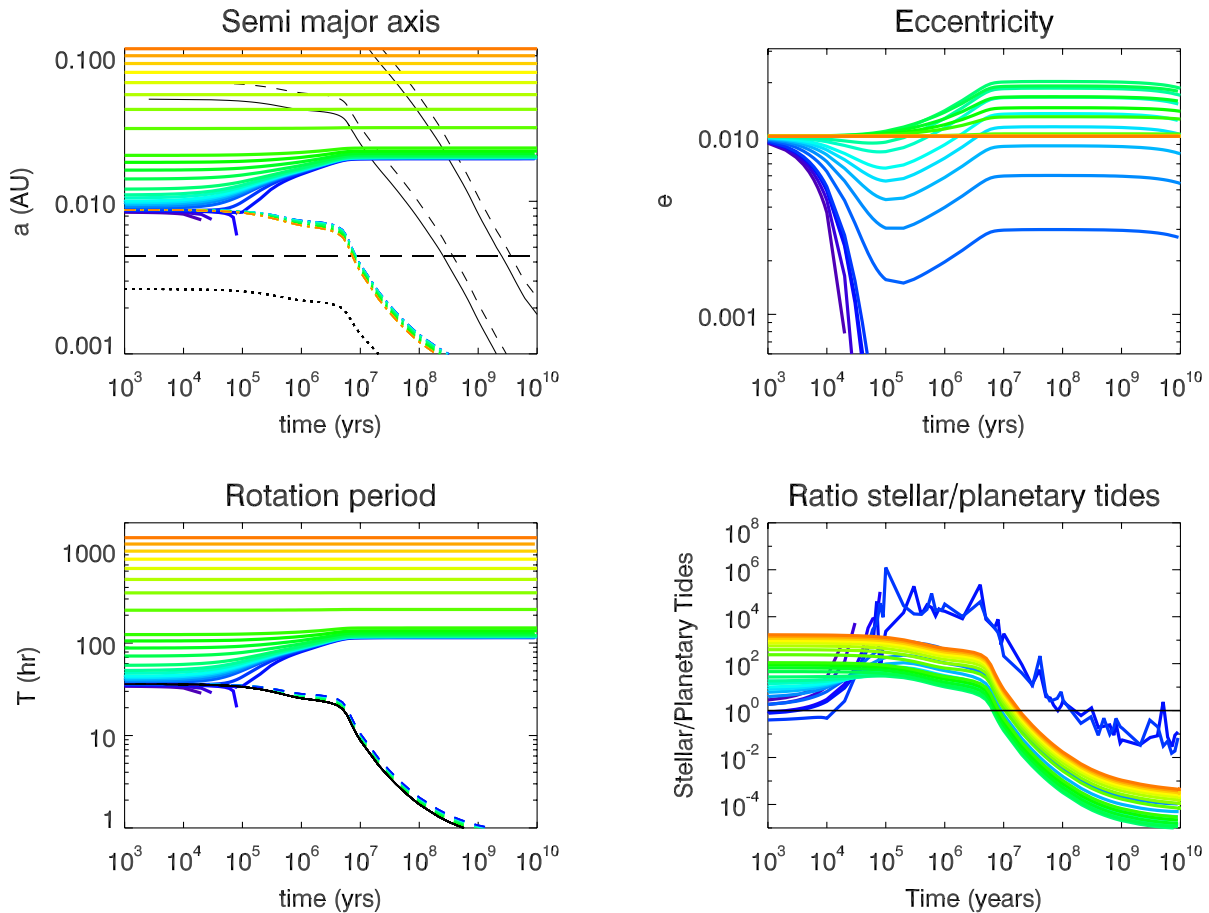


FIGURE 5.11 – Evolution par effet de marée d’une planète de la masse de Saturne avec différents demi-grands axes initiaux autour d’une naine brune de $0.04 M_{\odot}$. Le premier graphe montre l’évolution du demi-grand axe (traits pleins gras). Les traits mixtes représentent le rayon de la naine brune, le trait pointillé représente le rayon de corotation et les tirets gras, la limite de Roche. La zone habitable est aussi représentée. Le deuxième graphe montre l’évolution de l’excentricité et le troisième graphe montre l’évolution des périodes de rotation des planètes (traits pleins) et de la naine brune (tirets). Le trait plein noir représente l’évolution de la période de rotation de la naine brune sans planète (conservation du moment angulaire). Le quatrième graphe montre le rapport de la force de la marée de la naine brune sur celle de la marée planétaire, la ligne horizontale représente un rapport de 1.

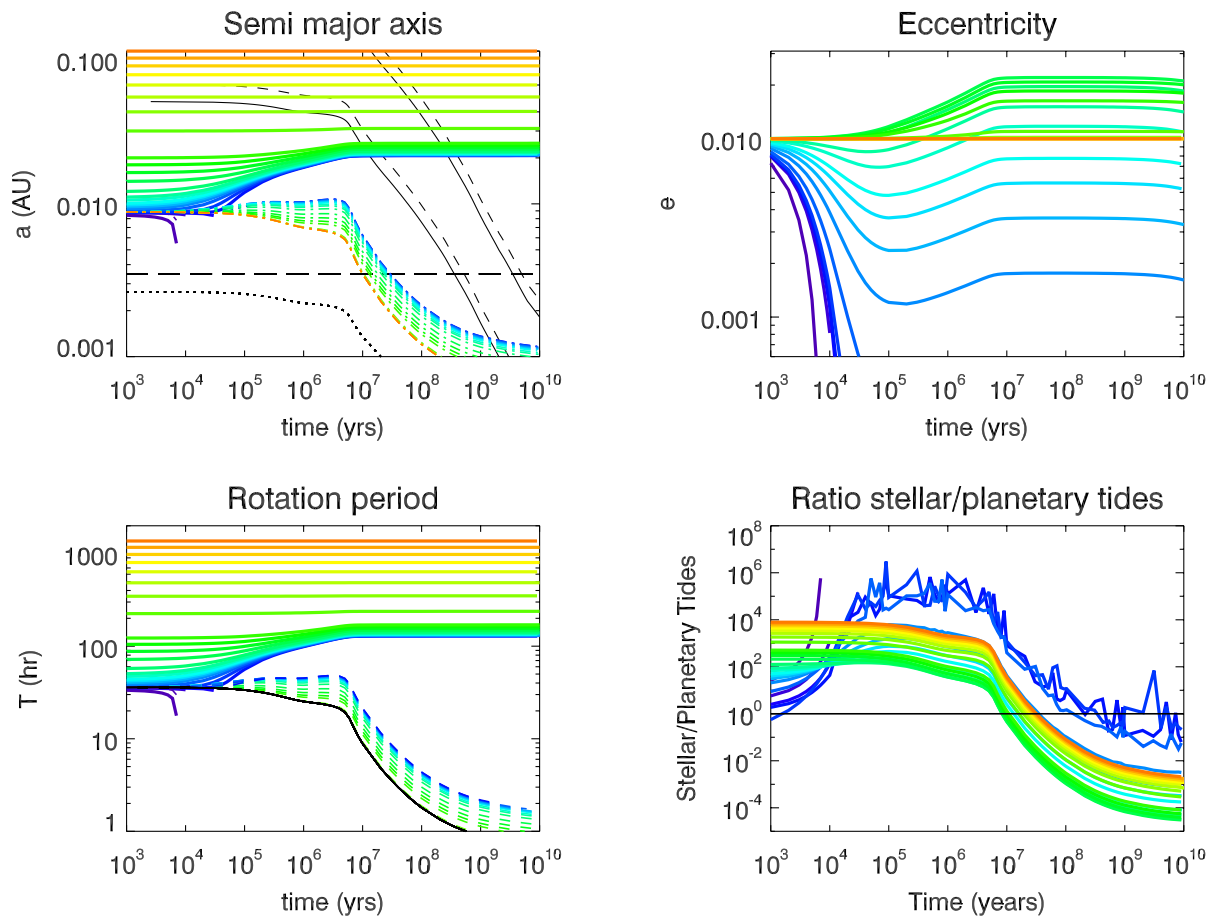


FIGURE 5.12 – Evolution par effet de marée d'une planète de la masse de Jupiter avec différents demi-grands axes initiaux autour d'une naine brune de $0.04 M_{\odot}$. Le troisième graphe montre qu'une Jupiter très proche de la naine brune peut ralentir celle-ci de façon importante.

planètes plus éloignées que 0.04 UA, les deux marées sont négligeables et il n'y a pas d'effet sur le demi-grand axe et l'excentricité sur des milliards d'années.

La Figure 5.13 représente le diagramme de phase Ω/n vs excentricité pour les évolutions de planètes de la masse de Jupiter ayant des différents demi-grands axes initiaux. Ce diagramme montre les différentes phases de l'évolution des planètes selon si Ω_{BD}/n est plus petit ou plus grand que $\frac{18}{11} \frac{Ne1(e)}{Ne2(e)}$ (comme expliqué dans la section 4.2.2).

Dans ce cas, comme le montre aussi le quatrième graphe de la Figure 5.12, la marée dans la naine brune domine l'évolution. La Figure 5.13 montre donc seulement l'effet de la marée dans la naine brune sur l'évolution du système, excepté à la toute fin de l'évolution où la marée planétaire devient dominante. C'est pourquoi il y a une diminution de l'excentricité dans la région $e > 0$ à la fin des courbes d'évolution.

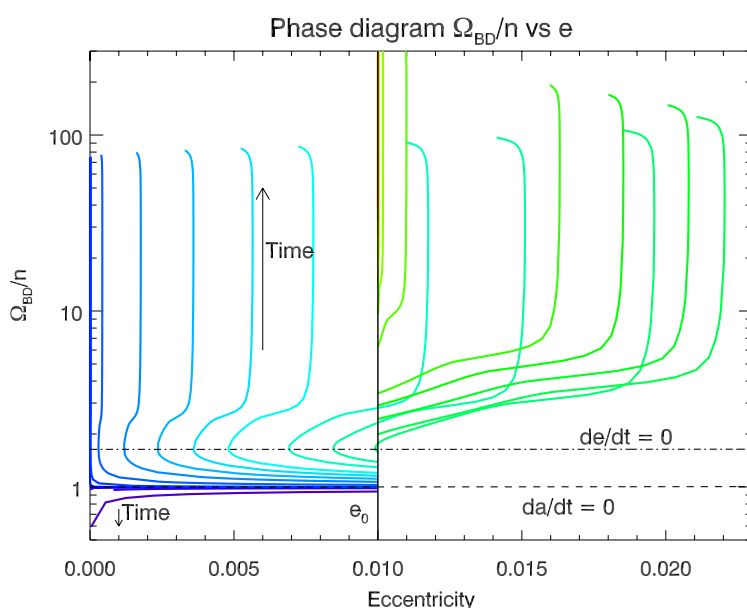


FIGURE 5.13 – Courbes d'évolution de planètes de la masse de Jupiter orbitant une naine brune de $0.04 M_{\odot}$. L'évolution commence sur la ligne pleine correspondant à $e_0 = 0.01$. Les différentes lignes pleines correspondent à différents demi-grands axes initiaux. La ligne pointillée correspond à $\dot{a} = 0$ et la ligne mixte correspond à $\dot{e} = 0$. Les quantités \dot{a} et \dot{e} associées à la marée dans la naine brune sont positives au-dessus de la ligne correspondant à $\dot{a} = 0$ et $\dot{e} = 0$.

La différence majeure dans l'évolution des planètes géantes vient de leur capacité à affecter la rotation de la naine brune de telle façon que la période de rotation de la naine brune ne peut plus être calculée par simple conservation du moment angulaire lors de sa contraction. Les planètes géantes sont tellement massives qu'elles réduisent l'accélération de la naine brune lors de la contraction. Les planètes en dehors du rayon de corotation ont une fréquence orbitale moyenne plus petite que le spin de la naine brune, donc le moment angulaire de la naine brune est transféré vers la planète, ce qui fait décélérer la naine brune, accélérer la planète sur son orbite et la fait s'éloigner. La marée dans la naine brune fait migrer les planètes vers l'extérieur de manière efficace. L'efficacité de la décélération de la naine brune se mesure avec f_{tides} (voir Equation 4.55). Ce paramètre est négligeable pour les planètes terrestres, mais pour une planète de la masse de Jupiter

T_{BD} est plus petit donc f_{tides} est plus grand. La Figure 5.12 montre que pour des planètes de la masse de Jupiter se trouvant proches de la naine brune, l'évolution de la période de rotation de la naine brune ne suit pas la courbe donnée par la conservation du moment angulaire. Comme dans le premier million d'années la naine brune ne se contracte pas trop, l'effet est visible, mais à $t \sim 10^7$ ans, la contraction de la naine brune devient importante et l'effet devient négligeable, et la période de rotation de la naine brune diminue en accord avec la conservation du moment angulaire.

Influence de la dissipation dans la naine brune

Le facteur de dissipation des naines brunes n'est pas bien connu. Ici, j'adopte la valeur donnée par Hansen (2010) pour les naines brunes (voir section 4.4).

Pour tester l'effet de la dissipation dans la naine brune sur l'évolution par effet de marée, j'ai réalisé une série de simulations en faisant varier le facteur de dissipation de plusieurs ordres de grandeur autour de la valeur nominale σ_{BD} : de 10^{-3} à $10^3 \sigma_{BD}$. Pour chaque simulation, la masse de la naine brune est de $0.04 M_{\odot}$, la masse de la planète de $1 M_{\oplus}$, et la planète se trouve initialement à une distance un peu plus grande que le rayon de corotation. La Figure 5.14 montre les résultats.

Plus le facteur de dissipation dans la naine brune est grand, plus la marée dans la naine brune est forte, plus les planètes sont repoussées loin. Pour des facteurs de dissipation de $0.05 \times \sigma_{BD}$ ou plus petits, la marée dans la naine brune n'est pas assez forte pour changer l'orbite de la planète de façon significative.

L'évolution de l'excentricité dépend du facteur de dissipation de la naine brune. Pour un facteur de dissipation faible, l'évolution de l'excentricité est gouvernée par la marée planétaire et tend vers zéro. Pour un facteur de dissipation élevé, c'est-à-dire pour des facteurs $\gtrsim 10 \times \sigma_{BD}$, l'excentricité évolue différemment (voir Figure 5.14). Pour une naine brune de dissipation de $10^3 \times \sigma_{BD}$, l'effet est encore plus visible. En effet, l'excentricité décroît rapidement durant les premiers 10^4 ans car la marée planétaire et la marée dans la naine brune la font diminuer. Vers $t = 10^4$ ans, Ω_{BD}/n devient plus grand que $\frac{18 Ne1(e)}{11 Ne2(e)}$, ce qui définit la courbe $\dot{e} = 0$ du diagramme de phase. L'excentricité augmente donc, et cet effet est visible car le facteur de dissipation de la naine brune est tellement grand que la marée dans la naine brune domine l'évolution. Vers $t \sim 10^7$ ans, le rayon de la naine brune commence à être si petit que la marée dans la naine brune devient négligeable devant la marée planétaire et cette dernière fait décroître l'excentricité à nouveau.

Influence de la dissipation dans la planète

Pour une planète en pseudo-synchronisation, la marée planétaire n'a d'effets que si l'excentricité est non négligeable. Si l'excentricité est non nulle, la planète subit une perturbation non constante lors d'une révolution sur son orbite ce qui la fait dissiper davantage. Le système tend à décroître l'excentricité afin de minimiser la dissipation dans la planète.

La Figure 5.15 montre l'influence du facteur de dissipation de la planète sur l'évolution par effet de marée d'une planète de $1 M_{\oplus}$ orbitant une naine brune de $0.04 M_{\odot}$. L'excentricité diminue plus vite quand le facteur de dissipation est plus grand car la marée planétaire agit plus rapidement pour faire décroître les frictions internes dans la planète. En effet, quand le facteur de dissipation augmente, l'échelle de temps de dissipation T_*

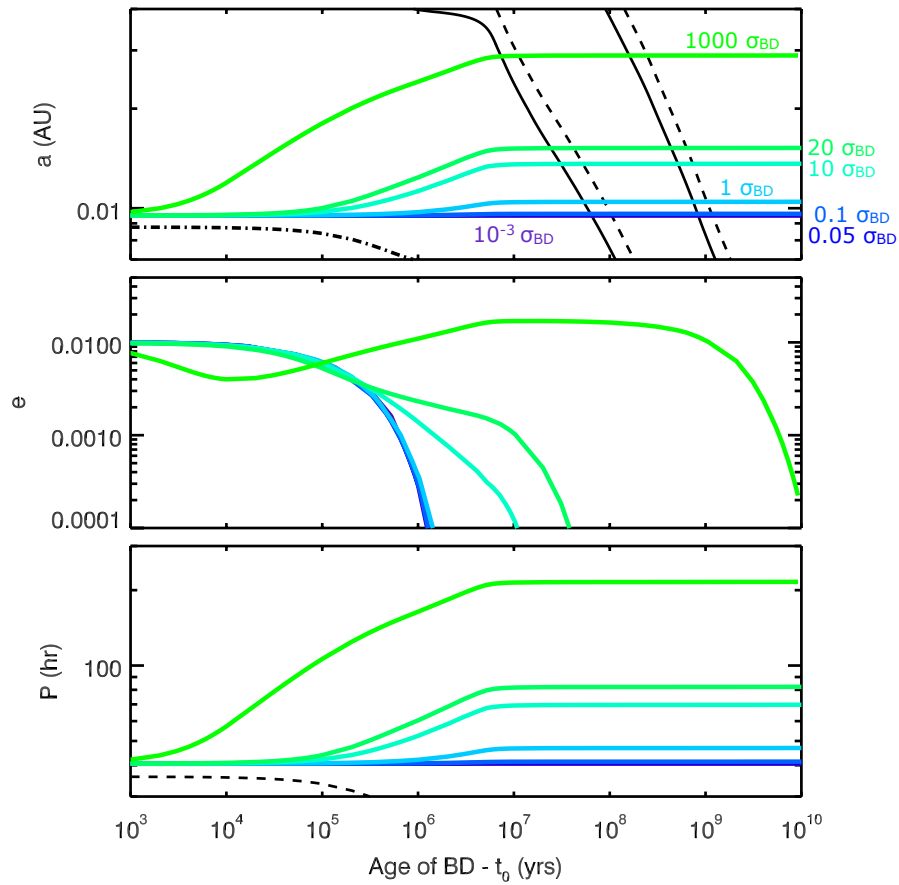


FIGURE 5.14 – Evolution par effet de marée d’une planète de $1 M_{\oplus}$ à une distance initiale de 9.5×10^{-3} UA d’une naine brune de $0.04 M_{\odot}$ pour différents facteurs de dissipation de la naine brune. La planète migre plus loin pour des facteurs de dissipation plus grands. Les facteurs de dissipation de la naine brune sont ici : 0.001, 0.05, 0.1, 1, 10, 20, $1000 \times \sigma_{\text{BD}}$.

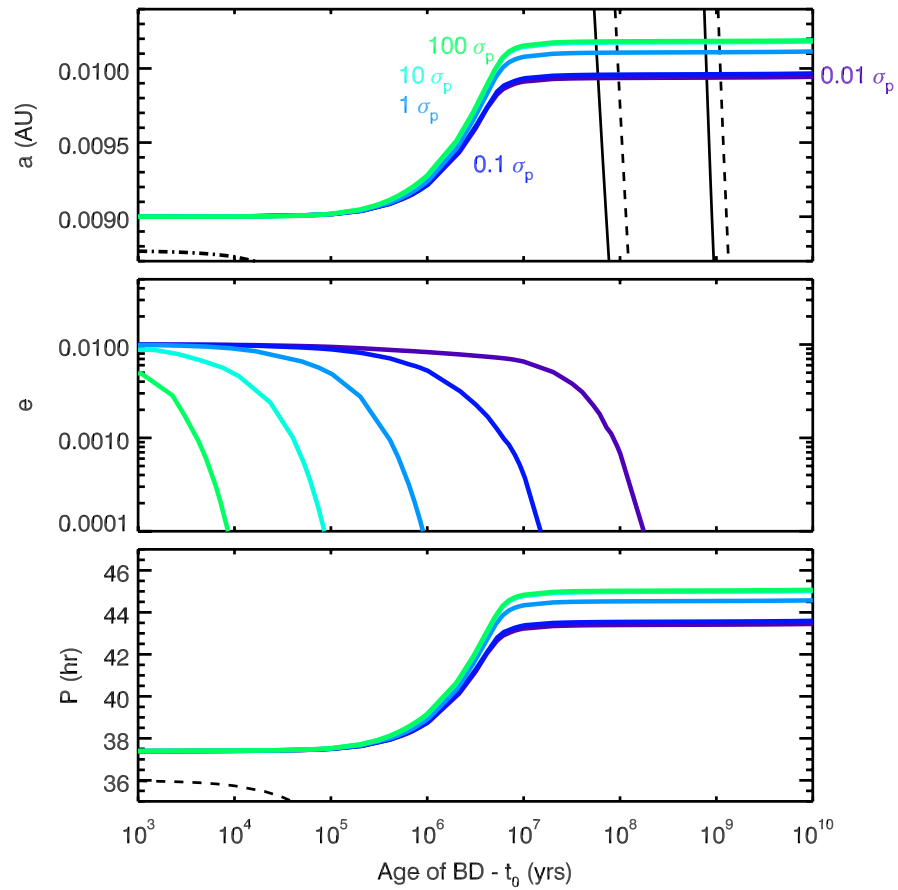


FIGURE 5.15 – Evolution par effet de marée d'une planète de $1 M_{\oplus}$ à une distance initiale de 9×10^{-3} UA d'une naine brune de $0.04 M_{\odot}$ pour différents facteurs de dissipation de la planète. La planète migre plus loin si son facteur de dissipation est plus grand. Les facteurs de dissipation sont ici : $0.01, 0.1, 1, 10, 100 \times \sigma_p$

diminue (voir section 4.5). En à peine 1000 ans, des différences importantes apparaissent entre des planètes ayant des facteurs de dissipation différents. D'une excentricité initiale de 0.01, la planète ayant le plus grand facteur de dissipation voit son excentricité réduite de moitié en 1000 ans, alors que celle ayant le plus petit facteur de dissipation met $\sim 10^8$ ans.

Les planètes ayant des grands facteurs de dissipation sont repoussées plus loin de la naine brune. Ceci est dû au fait que pour des dissipations faibles, l'excentricité reste à des valeurs non négligeables sur des temps longs. A cause de cette excentricité, la marée planétaire agit dans le sens inverse de la marée dans la naine brune et les planètes migrent moins loin. Néanmoins, cet effet est relativement faible car pour des facteurs de dissipation différents de plusieurs ordres de grandeur, la distance orbitale finale est à peine modifiée. Pour une planète ayant une distance orbitale initiale de 9×10^{-3} UA, la distance orbitale finale diffère de seulement 2.5% après 10 milliards d'années. Si la distance orbitale initiale de la planète est de 12×10^{-3} UA, la distance orbitale finale diffère de seulement 0.5%.

Le facteur de dissipation a peu d'influence sur le demi-grand axe final pour des excentricités initiales faibles. L'augmentation de la distance orbitale est presque entièrement due à la marée dans la naine brune. Ceci a d'importantes conséquences pour les observations de planètes autour de naines brunes. Si une planète est découverte très proche d'une naine brune de masse connue et que sa masse et son orbite sont connues avec suffisamment de précision, il est possible de contraindre le facteur de dissipation de la naine brune. Mais la difficulté dans cette affirmation est que cela n'est vrai que si l'excentricité est restée faible pendant toute l'évolution. Malheureusement, l'observation à un temps t d'une planète ayant une excentricité nulle ne peut rien apprendre de l'évolution passée de l'excentricité. Une combinaison de l'excentricité initiale et de la dissipation planétaire peut être grossièrement estimée dans des systèmes multiples (par exemple, Papaloizou and Terquem, 2010; Barnes *et al.*, 2009) mais ceci dépasse le cadre de cette étude.

Les Figures 5.17 et 5.16 montrent l'effet de varier à la fois l'excentricité initiale et le facteur de dissipation dans la naine brune (Fig. 5.17) et le facteur de dissipation planétaire (Fig. 5.16). L'excentricité initiale a peu d'influence sur la dépendance avec le facteur de dissipation de la naine brune car l'évolution de l'excentricité est déterminée principalement par la marée planétaire. L'excentricité décroît vers 0 en un million d'années pour un facteur de dissipation de $0.05 \times \sigma_{BD}$, et en quelques dizaines de millions d'années pour un facteur de dissipation de $20 \times \sigma_{BD}$. Pour des facteurs de dissipation de 1, 10 et $20 \times \sigma_{BD}$, l'excentricité passe par une sorte de plateau avant de re-diminuer vers 0. Dans un premier temps, la marée planétaire et la marée dans la naine brune contribuent à faire diminuer l'excentricité, mais après quelques 10^5 ans la marée dans la naine brune compense l'effet de la marée planétaire (car $\Omega_{BD}/n > \frac{18}{11} \frac{Ne1(e)}{Ne2(e)}$) et ralentit la diminution de l'excentricité. Après 10^7 ans, la marée dans la naine brune est négligeable et la marée planétaire fait diminuer l'excentricité à nouveau.

Néanmoins, varier l'excentricité initiale a une grande influence sur l'effet de la dissipation planétaire. L'évolution de l'excentricité est évidente : e décroît vers 0 en quelques 10^4 ans pour le facteur de dissipation planétaire le plus grand et en quelques milliards d'années pour le facteur de dissipation le plus faible. Les plus grandes excentricités diminuent plus vite que les plus faibles de telle façon que pour un même facteur de dissipation planétaire, les deux excentricités atteignent des valeurs faibles en même temps.

Ce qui est particulièrement intéressant ici est que l'excentricité initiale influence fortement le demi-grand axe final pour des facteurs de dissipation planétaire différents. Pour

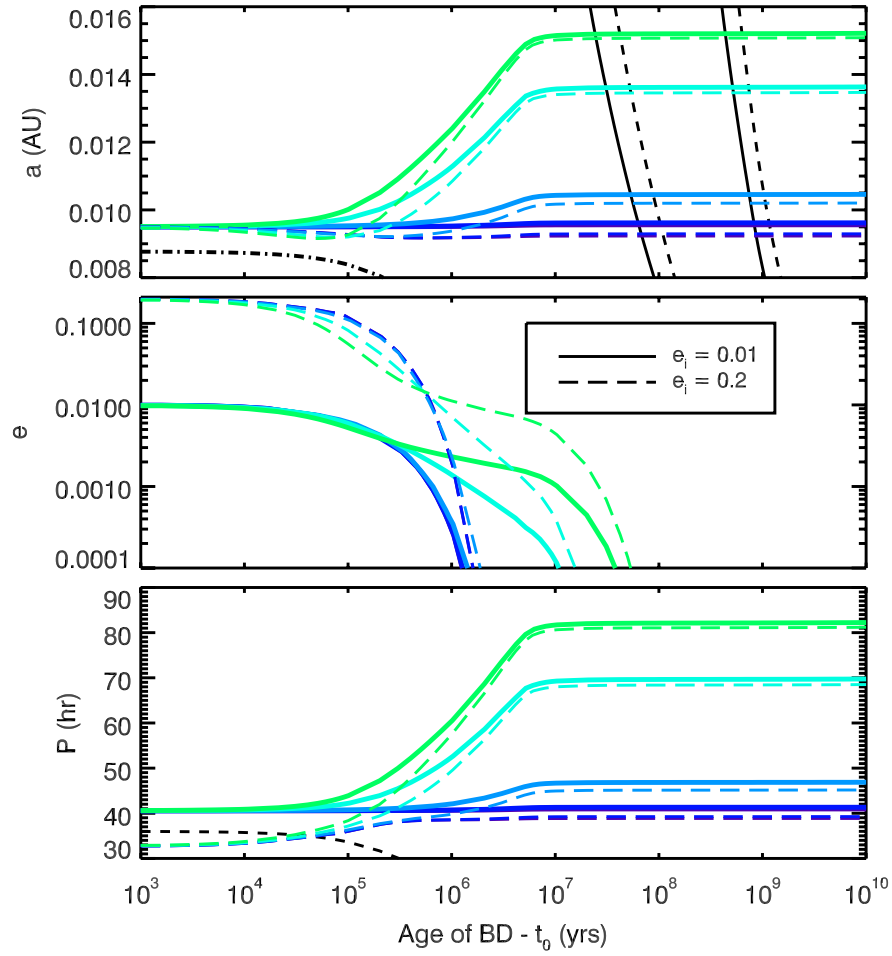


FIGURE 5.16 – Evolution par effet de marée d’une planète de $1 M_{\oplus}$ à une distance initiale de 9.5×10^{-3} UA d’une naine brune de $0.04 M_{\odot}$ pour différents facteurs de dissipation de la naine brune et différentes excentricités initiales. Les facteurs de dissipation de la naine brune sont : $0.05, 0.1, 1, 10, 20 \times \sigma_{\text{BD}}$ et les excentricités initiales sont : 0.01 et 0.02 .

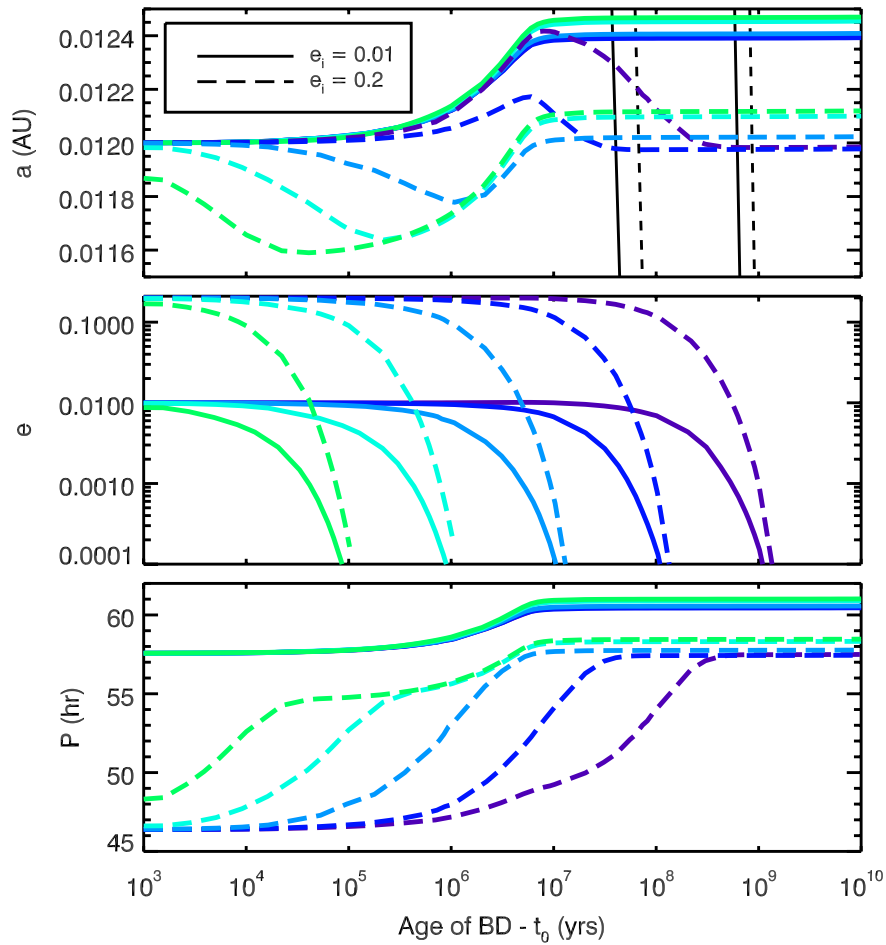


FIGURE 5.17 – Evolution par effet de marée d’une planète de $1 M_{\oplus}$ à une distance initiale de 12×10^{-3} UA d’une naine brune de $0.04 M_{\odot}$ pour différents facteurs de dissipation de la planète et différentes excentricités initiales. Les facteurs de dissipation planétaire sont : 0.01, 0.1, 1, 10, $100 \times \sigma_p$ et les excentricités initiales : 0.01 et 0.02.

des facteurs de dissipation faibles et une forte excentricité initiale, l'excentricité reste à des valeurs non négligeables pendant quelques 10^8 ans et l'évolution du demi-grand axe est plus compliquée. La marée planétaire est faible, donc la marée dans la naine brune fait migrer les planètes vers l'extérieur, mais après quelques millions d'années, le rayon de la naine brune a tellement diminué que la marée dans la naine brune devient négligeable devant la marée planétaire. La marée planétaire fait alors diminuer le demi-grand axe et l'excentricité sur des échelles de temps de l'ordre de quelques 10^8 ans.

Si la planète est en pseudo-synchronisation, la contribution de la marée planétaire est de toujours faire migrer la planète vers l'intérieur et de rendre l'orbite circulaire (voir Figure 4.6). La seule différence entre des petits et des grands facteurs de dissipation planétaire est alors l'échelle de temps d'évolution. Pour des facteurs de dissipation planétaire grands, la marée planétaire est suffisamment efficace pour faire diminuer rapidement l'excentricité et l'évolution est alors déterminée par la marée dans la naine brune. Alors que pour des facteurs de dissipation planétaire petits, l'excentricité reste grande pendant longtemps et seulement quand la marée dans la naine brune devient négligeable, la marée planétaire détermine l'évolution et fait diminuer excentricité et demi-grand axe sur des échelles de temps plus grandes.

5.1.3 Conséquences sur de potentielles observations

Les naines brunes doivent être nombreuses dans notre voisinage et leurs faibles masses et rayons en font de meilleures cibles pour la méthode de détection de planète par vitesse radiale et par transit que les étoiles de la séquence principale à une limite de magnitude donnée (Blake *et al.*, 2008).

L'observation de planètes autour de naines brunes pourrait aider à contraindre les modèles de dissipation. Les parties précédentes ont montré que la distance orbitale finale d'une planète dépend principalement de sa position initiale par rapport au rayon de corotation. Il est donc difficile de prédire quoi que ce soit d'une seule observation d'un système d'une planète orbitant une naine brune. En revanche, l'étude d'un panel large de planètes orbitant des naines brunes pourrait permettre de donner quelques contraintes sur des paramètres, en particulier le facteur de dissipation des naines brunes.

La grandeur principale pouvant être contrainte grâce à un panel large de planètes orbitant des naines brunes est σ_{BD} , le facteur de dissipation de la naine brune. La Figure 5.18 montre l'évolution de la période de rotation d'une planète de $1 M_{\oplus}$ orbitant une naine brune de $0.04 M_{\odot}$. L'excentricité diminue rapidement vers 0 et la planète est en synchronisation spin-orbite, donc l'axe y de la Figure 5.18 représente aussi sa période orbitale. Comme il a été montré dans la section 5.1.2, le facteur de dissipation de la naine brune influence fortement la distance orbitale finale d'une planète.

La Figure 5.18 montre que pour des facteurs de dissipation faibles, la distribution de périodes orbitales finales est moins compacte que la distribution de périodes orbitales initiales. De plus, les périodes orbitales peuvent avoir des valeurs aussi petites que la dizaine d'heures. L'évolution de la planète est dominée par la marée planétaire qui, tant que l'excentricité reste non nulle, fait migrer les planètes vers l'intérieur, ce qui a donc pour effet d'étaler la distribution initiale de planètes. Au contraire, pour les facteurs de dissipation les plus grands, la distribution des périodes orbitales finale est plus compacte que la distribution initiale. Les périodes orbitales sont aussi plus grandes, en effet, la marée dans la naine brune dominant l'évolution, les planètes sont repoussées plus loin et

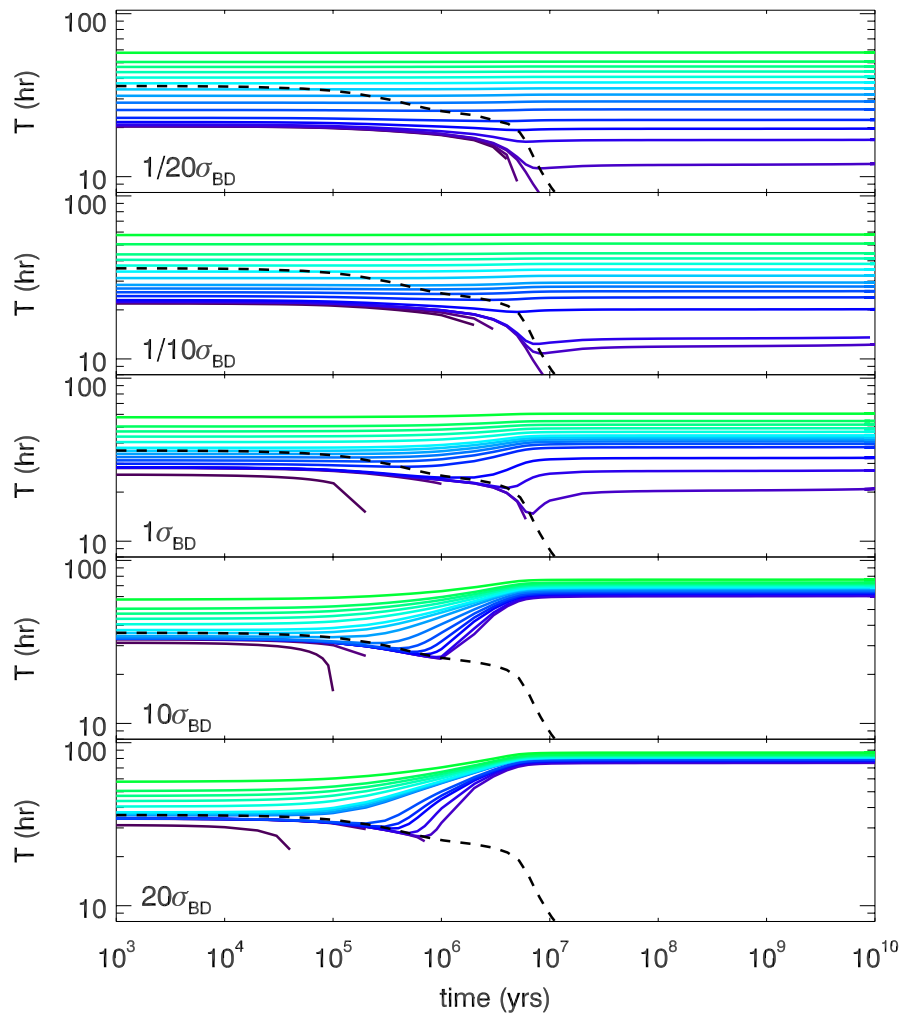


FIGURE 5.18 – Evolution par effet de marée de la période de rotation d’une planète de $1 M_{\oplus}$ orbitant une naine brune de $0.04 M_{\odot}$. Les différents cadres correspondent à différents facteurs de dissipation de la naine brune : $0.05, 0.1, 1, 10, 20 \times \sigma_{\text{BD}}$. L’excentricité initiale est de 0.01 .

s'accumulent à une période orbitale d'environ 80 heures.

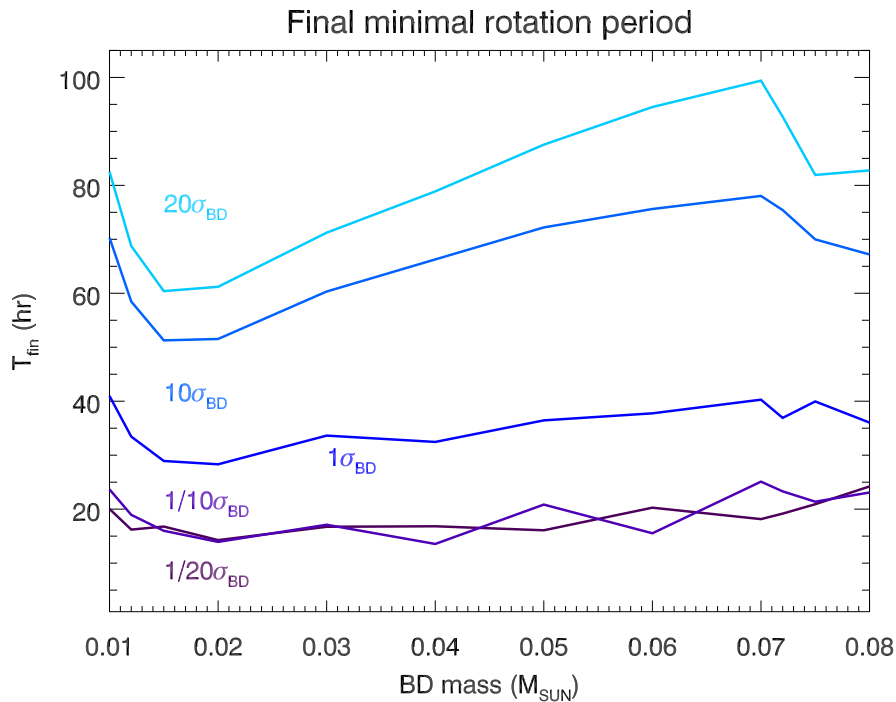


FIGURE 5.19 – Période orbitale finale minimale de planètes de $1 M_{\oplus}$ en fonction de la masse de la naine brune et pour différents facteurs de dissipation. Cette période orbitale finale est obtenue avec des simulations obtenues pour un demi-grand axe étant égal à a_{switch} .

La Figure 5.19 montre la période orbitale finale minimale pour une planète de $1 M_{\oplus}$ en fonction de la masse de la naine brune et de sa dissipation. Comme prévu, la période orbitale minimale augmente avec le facteur de dissipation de la naine brune. Pour des faibles dissipations, la période minimale est d'environ 20 heures et ne varie pas beaucoup avec la masse de la naine brune. Les fluctuations observées sont dues à l'extrême sensibilité aux conditions initiales, en effet, la période orbitale finale d'une planète dépend du moment où elle croise le rayon de corotation et ce moment dépend très finement de la distance orbitale initiale. Néanmoins, la décroissance de la période orbitale finale pour une naine brune de masse de $0.01 M_{\odot}$ à $0.02 M_{\odot}$ a été expliquée dans la section 5.1.2 et est due au fait que la naine brune de $0.01 M_{\odot}$ repousse les planètes durant toute son évolution (sur des échelles de temps de l'ordre du milliard d'années). Pour les facteurs de dissipation de 1 , 10 et $20 \times \sigma_{BD}$, la période orbitale minimale augmente entre $0.02 M_{\odot}$ et $0.07 M_{\odot}$ car plus la naine brune est massive, plus la marée dans la naine brune est efficace pour repousser les planètes. Mais, la baisse finale entre $0.07 M_{\odot}$ et $0.08 M_{\odot}$ est due à la sensibilité aux conditions initiales. Par exemple, pour $M_{BD} = 0.07 M_{\odot}$, la planète croise le rayon de corotation après 10^5 ans et pour $M_{BD} = 0.072 M_{\odot}$, elle le croise après $\sim 10^6$ ans. Donc la planète orbitant la naine brune de $0.07 M_{\odot}$ migre vers l'extérieur plus tôt, quand le rayon de la naine brune est plus grand. Elle migre alors plus rapidement et pour un temps plus long. La précision à laquelle est obtenue la quantité a_{switch} n'est pas suffisante ici pour enlever ces fluctuations.

Ainsi, avec un panel suffisamment large de planètes orbitant des naines brunes dont on connaîtrait les masses et les orbites, il serait possible de contraindre les valeurs du facteur de dissipation des naines brunes.

Les Figures 5.18 et 5.19 ont été obtenues en prenant un temps initial d'un million d'années. Mais, comme l'a montré la section 5.1.2, l'évolution par effet de marée est plus faible quand le temps initial est plus grand simplement parce que la naine brune s'est contractée entre 1 et 10 millions d'années. Les planètes peuvent se former et survivre plus proches de la naine brune si le temps initial est plus grand, donc si la durée du disque protoplanétaire est plus longue. Ainsi pour un temps initial plus grand, les planètes ont des périodes orbitales finales encore plus petites que celles montrées sur la Figure 5.19. Pour une planète de $1 M_{\oplus}$ orbitant une naine brune de $0.04 M_{\odot}$ et un temps initial de 10 millions d'années, la période orbitale finale est d'environ 10 heures pour un facteur de dissipation de la naine brune de 0.05 et $0.1 \times \sigma_{BD}$, de 20 heures pour $1 \times \sigma_{BD}$, de 30 heures pour $10 \times \sigma_{BD}$ et de 40 heures pour $20 \times \sigma_{BD}$. La période orbitale finale minimale est divisée par deux quand le temps initial passe de 1 à 10 millions d'années.

Les résultats de cette étude concernant la faisabilité des observations a été utilisée pour déterminer les stratégies d'observation de planètes autour de naines brunes dans Belu *et al.* (2013) et dans une demande de temps d'observation pour le *Spitzer Space Telescope* soumis par Triaud et al. en 2012 et 2013 (voir annexe B).

5.2 Plusieurs planètes autour d'une naine brune

Plus de 900 exoplanètes ont été détectées et confirmées, et 20% d'entre elles font partie de systèmes multiples (pour les candidats de la mission Kepler : <http://planetquest.jpl.nasa.gov/kepler/>). Il est donc nécessaire d'avoir des outils pour étudier l'évolution dynamique de systèmes soumis aux effets de marées. Ces outils doivent pouvoir traiter des configurations comme les résonances de moyen mouvement (Mean Motion Resonances, MMR) et autres effets dynamiques non reproductibles avec des méthodes moyennées.

L'évolution dynamique a déjà été traitée par plusieurs études (voir par exemple, Mardling and Lin, 2002; Dobbs-Dixon *et al.*, 2004; Mardling, 2007), mais à l'exception de Mardling and Lin (2002), ces travaux utilisent souvent des équations moyennées sur une orbite, ou ne traitent que de systèmes 2-D pour lesquels l'effet de l'inclinaison du système et des obliquités des planètes est négligé.

Durant une partie de ma thèse, j'ai travaillé sur un code N-corps qui permet de simuler l'évolution dynamique par effet de marée de systèmes multiplanétaires. Ce code permet de calculer l'évolution orbitale des planètes, mais aussi l'évolution de leur période de rotation, de leur obliquité et de leur inclinaison. Ce code permet aussi de prendre en compte l'évolution du corps central, qu'il soit une naine brune comme dans la section précédente 5.1 ou une naine M ou une étoile de type solaire. J'appelle ce code "Mercury+tides".

Les résultats de cette partie sont des résultats récents, la partie suivante montre la validation du code mais celui-ci sera bien sûr amélioré dans l'avenir (meilleur modèle planétaire). Après avoir introduit brièvement le code N-corps sur lequel est venu se greffer ma contribution, je chercherai à en valider les résultats en les comparant à ceux du code résolvant les équations séculaires présenté dans la section 5.1. Puis, je présenterai des résultats sur l'évolution de systèmes multiplanétaires autour de naines brunes. Le contenu

de cette partie fait l’objet d’un article qui sera soumis d’ici la fin de l’année.

5.2.1 Validation du code. Comparaison avec le code résolvant les équations séculaires.

Dans cette partie, j’appelle le corps central “étoile”, mais il peut bien sûr aussi s’agir d’une naine brune ou d’une naine M.

Le code Mercury

Le code que je développe est une routine (`mfo_user`) du code N-corps Mercury créé par Chambers (1999). Cette routine permet aux utilisateurs de Mercury d’ajouter des forces supplémentaires, autres donc que la force de gravitation standard. Je prends en compte les forces de marée correspondantes aux forces non dissipatives et aux forces dissipatives telles qu’elles sont données dans la section 4.2.1 (j’utilise les équations 4.32 et 4.42) et aussi l’accélération due à la relativité générale. Dans cette routine, je cherche aussi à faire l’intégration sur le spin de l’étoile et des planètes (voir section suivante).

Le package Mercury permet plusieurs types d’intégrations. Les deux intégrateurs que j’ai utilisé sont :

- **L’intégrateur Burlish-Stoer**, qui est un intégrateur à pas de temps adaptatif (Press *et al.*, 1992). Le principe de cet intégrateur est de découper le pas de temps en intervalles de plus en plus fins et de comparer l’extrapolation du résultat à un polynôme qui est supposé correspondre à un découpage infiniment fin du pas de temps. Si l’erreur entre le résultat de l’extrapolation et le polynôme est trop grande, le pas de temps est subdivisé davantage. Cette méthode d’intégration est réputée pour être la meilleure pour obtenir des solutions précises d’équations différentielles ordinaires. En revanche, le problème de ce type d’intégrateur est qu’une erreur faite à un temps t va avoir tendance à s’accumuler et donner des résultats peu précis pour de longs temps d’intégration.
- **L’intégrateur symplectique hybride** (Wisdom and Holman, 1991; Chambers, 1999). Cet intégrateur repose sur une formulation hamiltonienne du problème. L’hamiltonien du système est divisé en trois parties : une partie H_A qui correspond au mouvement képlérien (orbite non perturbée), une partie H_B qui correspond aux interactions planètes-planètes et aux forces utilisateurs (ici les forces de marée) et une partie H_C qui correspond à l’énergie cinétique du corps central³. Tant qu’il n’y a pas de rencontres proches entre planètes $H_A \gg H_B$ et $H_A \gg H_C$. L’intégrateur procède de la façon suivante : (i) Chaque objet reçoit une accélération due aux interactions planètes-planètes et aux forces utilisateurs (H_B) pour un demi-pas de temps. (ii) Les positions des planètes sont intégrées sur un demi-pas de temps selon H_C . (iii) Les positions et vitesses des planètes sont avancées le long d’une orbite képlérienne (H_A) pour un pas de temps. (iv) Répétition de l’étape (ii). (v) Répétition de l’étape (i). Cet intégrateur est rapide et n’entraîne pas l’accumulation d’erreur typique d’autres intégrateurs (Chambers, 1999).

La routine `mfo_user` utilise les positions et les vitesses des planètes pour calculer une accélération. L’accélération est ensuite utilisée par une routine qui réalise l’intégration

3. Cette partie intervient lorsqu’on considère des variables démocratiques héliocentriques (coordonnées héliocentriques et vitesses barycentriques) plutôt que des variables purement barycentriques.

pour connaître les positions et vitesses des planètes pour le pas de temps suivant. J'ai modifié la routine `mfo_user` pour qu'elle puisse suivre l'évolution du spin des planètes et celui de l'étoile.

Intégration du spin des planètes et de l'étoile

Selon l'intégrateur utilisé, la méthode d'intégration des équations du mouvement n'est pas la même. J'ai donc, pour les deux intégrateurs présentés précédemment, écrit deux routines différentes pour que l'intégration du spin se fasse en accord avec les intégrations des équations du mouvement. Je présente ici la méthode d'intégration correspondant à l'intégrateur hybride.

Les équations 4.42 sont donc intégrées à l'intérieur de la routine `mfo_user`. J'utilise deux méthodes différentes pour intégrer le spin de l'étoile qui est principalement orienté selon l'axe z .

Pour les composantes selon x et y du spin Ω_* de l'étoile, notées $\Omega_{*,x}$ et $\Omega_{*,y}$, qui sont en pratique très petites devant la composante selon z , notée $\Omega_{*,z}$, j'intègre avec la méthode du point milieu. Par exemple, pour l'intégration de $\Omega_{*,x}$:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (I_* \Omega_{*,x}) &= - \sum_p \frac{M_*}{M_* + M_p} N_{p \rightarrow *,x}, \\ \Omega_{*,x}(t + dt) &= \frac{rg2_*(t)}{rg2_*(t + dt)} \left(\frac{R_*(t)}{R_*(t + dt)} \right)^2 \Omega_{*,x}(t) \\ &\quad + \frac{-dt}{rg2_*(t + dt) R_*(t + dt)^2} \sum_p \frac{1}{M_p + M_*} N_{p \rightarrow *,x} \left(t + \frac{dt}{2} \right), \end{aligned} \quad (5.3)$$

où l'indice p correspond à n'importe quelle planète du système. Les valeurs de R_* et $rg2_*$ à t , $t + dt/2$ et $t + dt$ sont obtenues par interpolation à chaque pas de temps des données du rayon et du rayon de giration pour une naine brune, une naine M ou une étoile de type solaire.

$N_{p \rightarrow *,x}$ est donné par l'équation 4.36 et dépend du rayon R_* , des positions et des vitesses des planètes et du spin Ω_* . La valeur de R_* est estimée en $t + dt/2$ mais les positions et les vitesses des planètes et le spin de l'étoile ne sont connus qu'à t .

La composante selon z , étant toujours non nulle, elle est intégrée comme l'équation 4.54 donnée dans la section 4.2.2 :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (I_* \Omega_{*,z}) &= - \sum_p \frac{M_*}{M_* + M_p} N_{p \rightarrow *,z} \\ \Omega_{*,z}(t + dt) &= \frac{rg2_*(t)}{rg2_*(t + dt)} \left(\frac{R_*(t)}{R_*(t + dt)} \right)^2 \Omega_{*,z}(t) \\ &\quad \times \exp \left[\frac{-dt}{rg2_*(t + \frac{dt}{2}) R_*^2(t + \frac{dt}{2}) \Omega_{*,z}(t + \frac{dt}{2})} \sum_p \frac{1}{M_p + M_*} N_{p \rightarrow *,z} \left(t + \frac{dt}{2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Cette intégration, qui n'est valable que pour $\Omega_{*,z} \neq 0$, permet de prendre en compte l'évolution du rayon et du rayon de giration de manière plus précise que pour la méthode précédente puisqu'elle nécessite de les évaluer en $t + dt/2$ à l'intérieur de l'exponentielle.

L'intégration du spin des planètes est réalisée de la même façon, mais pour les planètes, je ne considère pas d'évolution du rayon ou du rayon de giration donc l'intégration est simplement pour la composante i du spin de la planète p (ce qui revient à une intégration de type Euler) :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (I_p \Omega_{p,i}) &= - \frac{M_\star}{M_\star + M_p} N_{\star \rightarrow p,i} \\ \Omega_{p,i}(t + dt) &= \Omega_{p,i}(t) - \frac{dt}{I_p} \frac{M_\star}{M_p + M_\star} N_{\star \rightarrow p,i}. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Pour l'intégrateur Burlish-Stoer, l'intégration est faite suivant le même principe. Le rayon et le rayon de giration sont évalués en accord avec le découpage du pas de temps. Cette méthode nécessite à chaque pas de temps d'appeler la routine `mfo_user` au moins 21 fois avant qu'il ne compare avec le polynôme et passe au pas de temps suivant dans le meilleur des cas. A cause de ceci, l'intégrateur Burlish-Stoer s'est révélé être beaucoup plus lent que l'intégrateur hybride (qui n'appelle `mfo_user` qu'une fois par pas de temps).

Pour ces deux intégrateurs, j'ai comparé l'évolution d'une planète orbitant autour d'une naine brune avec le code résolvant les équations séculaires. J'ai aussi tracé pour les deux simulations la conservation du moment angulaire total. Il est donc important de vérifier la conservation de cette quantité qui est à la base de la théorie utilisée.

Pour l'intégrateur Burlish-Stoer, le moment angulaire total était moins bien conservé que pour l'intégrateur hybride. Pour cette raison et aussi pour la rapidité de l'intégrateur hybride par rapport à l'intégrateur Burlish-Stoer, j'ai donc choisi d'utiliser l'intégrateur hybride dans la suite de mon travail.

Comparaison du code Mercury avec le code IDL

Pour tester mon code, je simule l'évolution par effet de marée d'une planète de masse $1 M_\odot$ orbitant une naine brune de $0.08 M_\odot$, premièrement avec le code séculaire puis avec le code Mercury+tides.

J'effectue ensuite la comparaison des résultats pour plusieurs cas :

- La naine brune n'évolue pas, la marée dans la naine brune est mise à 0 : seule la marée planétaire détermine l'évolution (**cas 1**),
- La naine brune n'évolue pas, la marée planétaire est mise à 0 : seule la marée dans la naine brune détermine l'évolution (**cas 2**),
- La naine brune n'évolue pas, les deux marées déterminent l'évolution (**cas 3**),
- La naine brune évolue avec le temps, les deux marées déterminent l'évolution (**cas 4**).

Ainsi, l'effet de chaque marée est testé indépendamment. La prise en compte de l'évolution du rayon et du rayon de giration est testé également.

Cas 1 : Marée planétaire

Je considère une planète de masse terrestre orbitant une naine brune de $0.08 M_\odot$. La distance orbitale initiale est de 0.014 UA, l'excentricité initiale est de 0.1 et son obliquité initiale est de 0.2 rad. Sa période de rotation initiale est de 24 h. La dissipation σ_p de la planète est la dissipation de la Terre donnée dans la section 4.3 et dans le tableau 5.1.

La Figure 5.20 montre l'évolution du demi-grand axe, de l'excentricité et du flux de chaleur ϕ_{tides} créé par la déformation pour cette simulation. Ce flux est donné par :

$$\phi_{\text{tides}} = \dot{E}_{\text{tides}}/4\pi R_p^2, \quad (5.6)$$

où \dot{E}_{tides} est donné dans l'équation 4.46 de la section 4.2.2. ϕ_{tides} dépend de l'excentricité de la planète, de son obliquité et de sa période de rotation. Si excentricité et obliquité sont nulles et si la rotation de la planète est synchronisée, alors le flux de chaleur est nul.

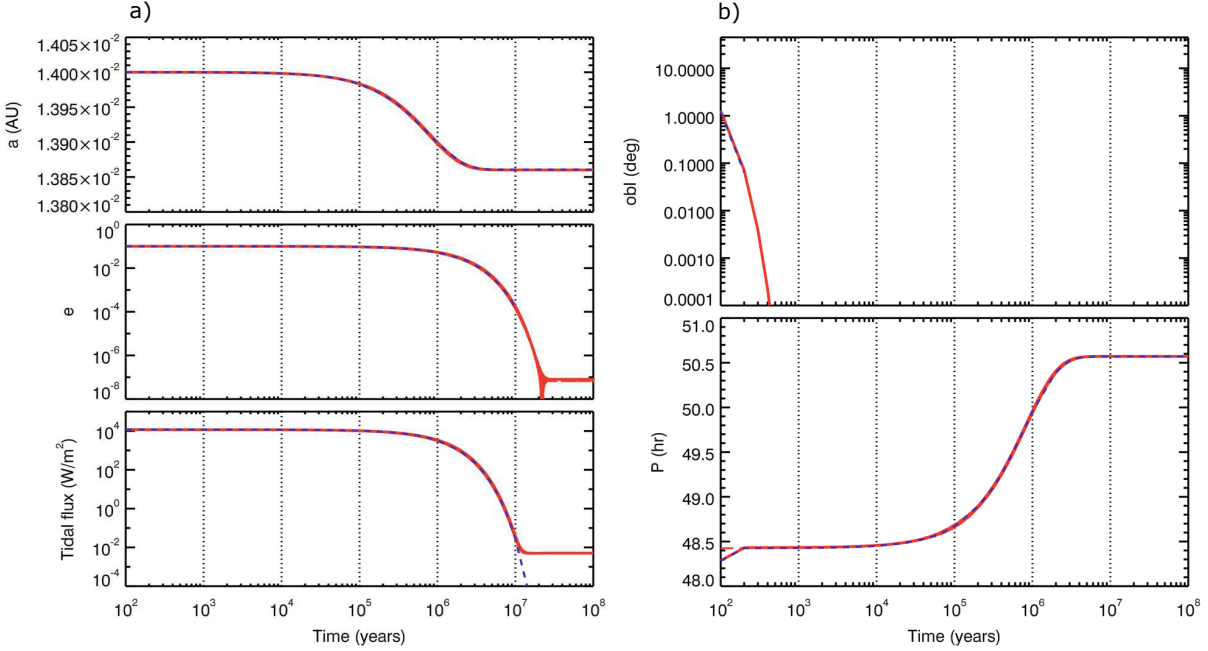


FIGURE 5.20 – Evolution par effet de marée d'une planète de masse $1 M_{\oplus}$ orbitant une naine brune de $0.08 M_{\odot}$ calculée avec le code Mercury+tides (trait plein rouge) et le code séculaire (tirets bleus). Graphe a) de haut en bas : évolution du demi-grand axe de la planète, évolution de l'excentricité et évolution du flux de chaleur dû aux effets de marée. Graphe b) de haut en bas : évolution de l'obliquité de la planète et évolution de sa période de rotation. La période de pseudo-synchronisation est tracée en grands tirets rouges.

L'excentricité de la planète diminue jusqu'à des valeurs inférieures à 10^{-4} en 10^7 ans. A partir de 2×10^7 ans, l'excentricité stagne à environ 10^{-7} . Cette valeur résiduelle de l'excentricité provient de la fonction de Mercury qui permet d'obtenir les éléments orbitaux à partir des positions et vitesses des planètes. En effet, les éléments orbitaux sont obtenus en faisant l'hypothèse que les orbites sont képlériennes, mais ce n'est pas le cas. Le potentiel ressenti par les planètes n'est pas purement képlérien comme il a été montré dans la section 4.1, et la petite différence fait que l'excentricité calculée n'est pas vraiment nulle mais est très petite.

Néanmoins, je considère ici qu'une excentricité de 10^{-7} peut être considérée comme nulle. D'autant plus que ce code visant à étudier des systèmes multiples, l'excentricité due aux interactions planètes-planètes va, dans la pratique, être plus grande que 10^{-7} . Cette excentricité résiduelle est responsable de la valeur non nulle du flux de chaleur qui est un peu plus petite que 10^{-2} W/m^2 . En revanche, pour un système plus extrême constitué

d’une planète de la masse de Jupiter à 5×10^{-3} UA d’une naine brune de $0.08 M_{\odot}$, l’excentricité résiduelle peut être aussi grande que 7.3×10^{-3} ce qui entraîne un flux de chaleur de $\sim 6 \times 10^3$ W/m²!⁴ Pour le cas de 55 Cancri e (Fischer *et al.*, 2008), qui est une Super-Terre qui orbite un étoile de $0.905 M_{\odot}$ à 0.0156 UA (Dawson and Fabrycky, 2010), l’excentricité résiduelle⁵ est de $\sim 3 \times 10^{-6}$. Cette excentricité résiduelle est faible mais est suffisante pour créer un flux de chaleur de ~ 300 W/m². Une des améliorations de ce code que je compte faire dans le futur est de résoudre ce problème d’excentricité résiduelle qui pour des systèmes extrêmes peut être problématique.

La diminution de l’excentricité est accompagnée d’une diminution de la distance orbitale de la planète. Ces deux grandeurs, excentricité et demi-grand axe, montrent un bon accord entre le code séculaire et le code Mercury+tides (sauf pour le problème d’excentricité résiduelle). L’obliquité de la planète diminue en moins de 500 ans de sa valeur initiale de 11.5° à moins de 10^{-4} degrés. Pendant ce même temps, la période de rotation varie de sa valeur initiale de 24 heures à la période de pseudo-synchronisation qui est alors de ~ 48.5 heures. L’évolution de l’obliquité et de la période de rotation de la planète montrent un bon accord entre le code séculaire et le code Mercury+tides.

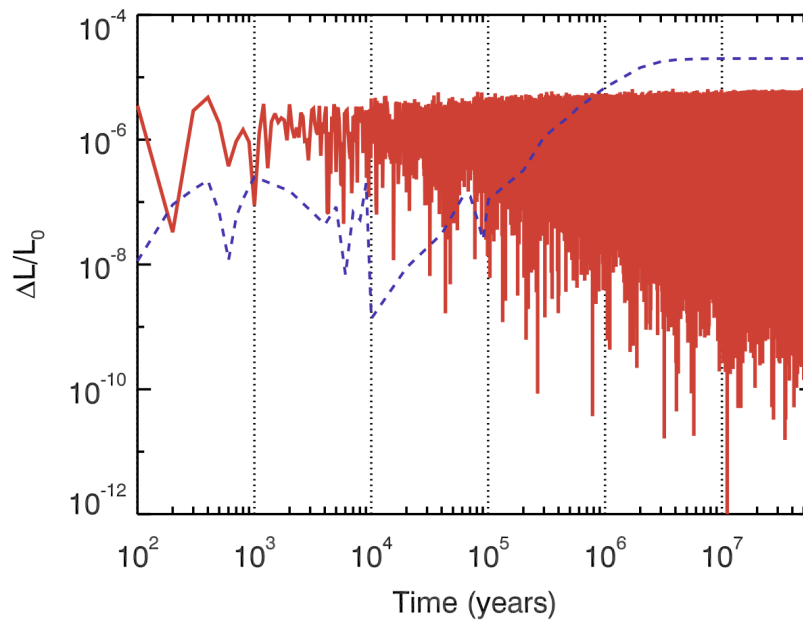


FIGURE 5.21 – Conservation du moment angulaire total en fonction du temps pour la simulation faite avec le code Mercury+tides (ligne pleine rouge) et avec le code séculaire (tirets bleus).

Je vérifie aussi pour cet exemple que le moment angulaire total est bien conservé (équation 4.38). Je définis la quantité α comme :

$$\alpha = \frac{L(t) - L(0)}{L(0)}, \quad (5.7)$$

4. Si l’évolution de cette planète est calculée en prenant en compte la marée dans la naine brune, elle tombe très rapidement sur la naine brune à cause de sa présence à l’intérieur du rayon de corotation.

5. L’excentricité résiduelle est obtenue avec une simulation où 55 Cancri e est seule dans le système.

où L est la norme du vecteur \mathbf{L} de la section 4.2.1. Ne pas prendre en compte la marée dans la naine brune revient à considérer la naine brune comme une masse ponctuelle, donc le moment angulaire total n'est la somme que du moment angulaire orbital et du moment angulaire rotationnel de la planète.

La Figure 5.21 montre la conservation du moment angulaire total en fonction du temps pour les deux simulations. Pour les deux simulations, la quantité α reste inférieure à 10^{-4} , et elle reste même inférieure à 10^{-5} pour la simulation faite avec le code Mercury+tides.

Cas 2 : Marée dans la naine brune

Je considère une planète de masse $1 M_{\oplus}$ orbitant une naine brune de $0.08 M_{\odot}$ très dissipative (avec un facteur de dissipation de $1000 \times \sigma_{\text{BD}}$). La distance orbitale initiale est de 0.018 UA (à l'extérieur du rayon de corotation), l'excentricité initiale est de 0 et son inclinaison initiale est de 0.2 rad.

La Figure 5.22 montre l'évolution de la distance orbitale, de l'inclinaison, de la période de rotation de la naine brune et de α en fonction du temps.

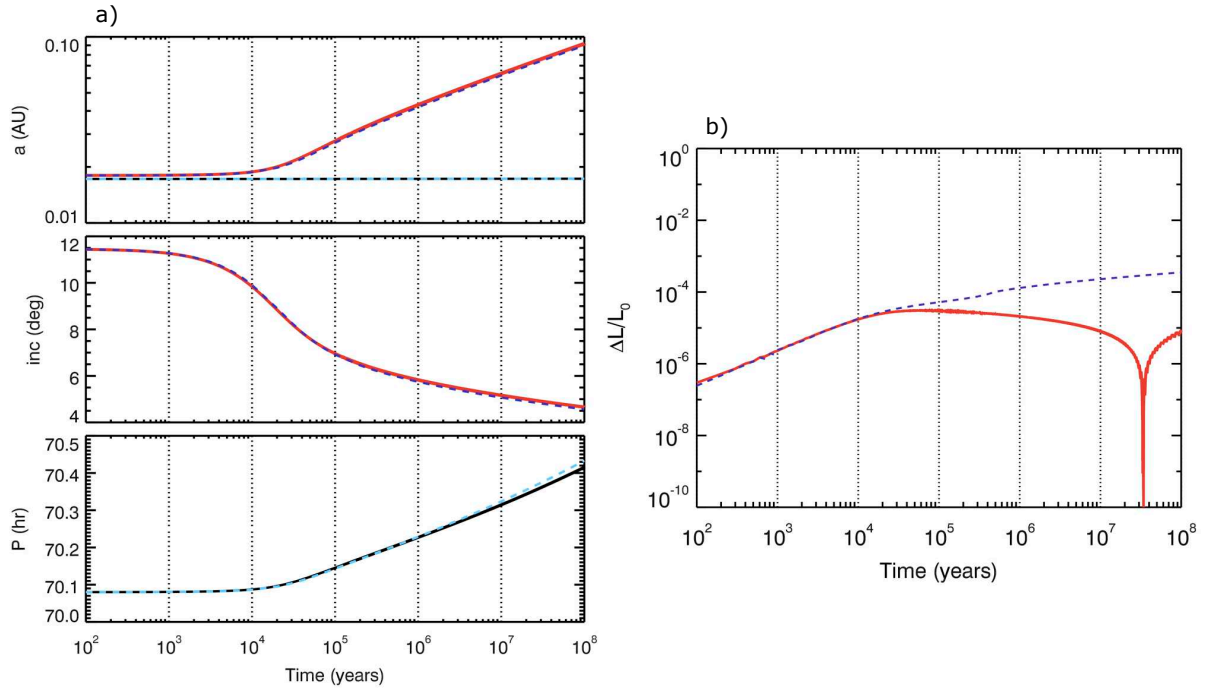


FIGURE 5.22 – Evolution par effet de marée d'une planète de masse $1 M_{\oplus}$ orbitant une naine brune de $0.08 M_{\odot}$ calculée avec le code Mercury+tides (trait plein rouge) et le code séculaire (tirets bleus). Graphe a) de haut en bas : évolution du demi-grand axe de la planète et de la distance de corotation (en trait plein noir pour Mercury+tides et tirets bleus clairs pour le code séculaire), évolution de l'inclinaison et évolution de la période de rotation de la naine brune (même code de ligne et couleur que pour la distance de corotation). Graphe b) conservation du moment angulaire total.

La distance orbitale initiale de la planète est supérieure au rayon de corotation, elle migre donc vers l'extérieur. La marée dans la naine brune fait diminuer l'inclinaison de la planète – ou l'obliquité de la naine brune – de $\sim 12^\circ$ à $\sim 4.5^\circ$ en 100 millions d'années. L'éloignement de la planète fait légèrement ralentir la rotation de la naine brune en accord avec la conservation du moment angulaire total. La partie droite de la Figure 5.22 montre que le moment angulaire total est bien conservé. En effet, la quantité α pour le code Mercury+tides reste inférieure à 10^{-4} pendant l'évolution. α est plus faible pour le code Mercury+tides que pour le code séculaire. Lorsque j'augmente la précision de calcul du code séculaire (le paramètre qui régit le choix du pas de temps dans la routine Runge-Kutta), l'évolution des différentes quantités se rapproche de celle calculée par le code Mercury+tides et la conservation du moment angulaire total est meilleure. Le code

Mercury+tides semble donc donner de meilleurs résultats que le code séculaire.

Cas 3 : Les deux marées

Je considère une planète de masse $1 M_{\oplus}$ de dissipation moyenne orbitant une naine brune de $0.08 M_{\odot}$ de dissipation moyenne. La distance orbitale initiale est de 0.018 UA (à l'extérieur du rayon de corotation). L'excentricité initiale de la planète est de 0.1, son obliquité initiale est de 0.2 rad, son inclinaison est de 5° et sa période de rotation initiale est de 24 heures.

La Figure 5.23 montre l'évolution de ce système. L'obliquité de la planète devient nulle en quelques milliers d'années, la période de rotation évolue vers la période de pseudo-synchronisation en quelques centaines d'années. L'effet de la marée dans la naine brune fait s'éloigner la planète. L'excentricité diminue de sa valeur initiale de 0.1 vers quelques 10^{-3} . L'inclinaison diminue de sa valeur initiale de 5° à 3° . La diminution de l'excentricité et de l'inclinaison ralentit quand le temps d'évolution atteint quelques dizaines de millions d'années. En effet, la planète s'éloignant les échelles de temps d'évolution augmentent.

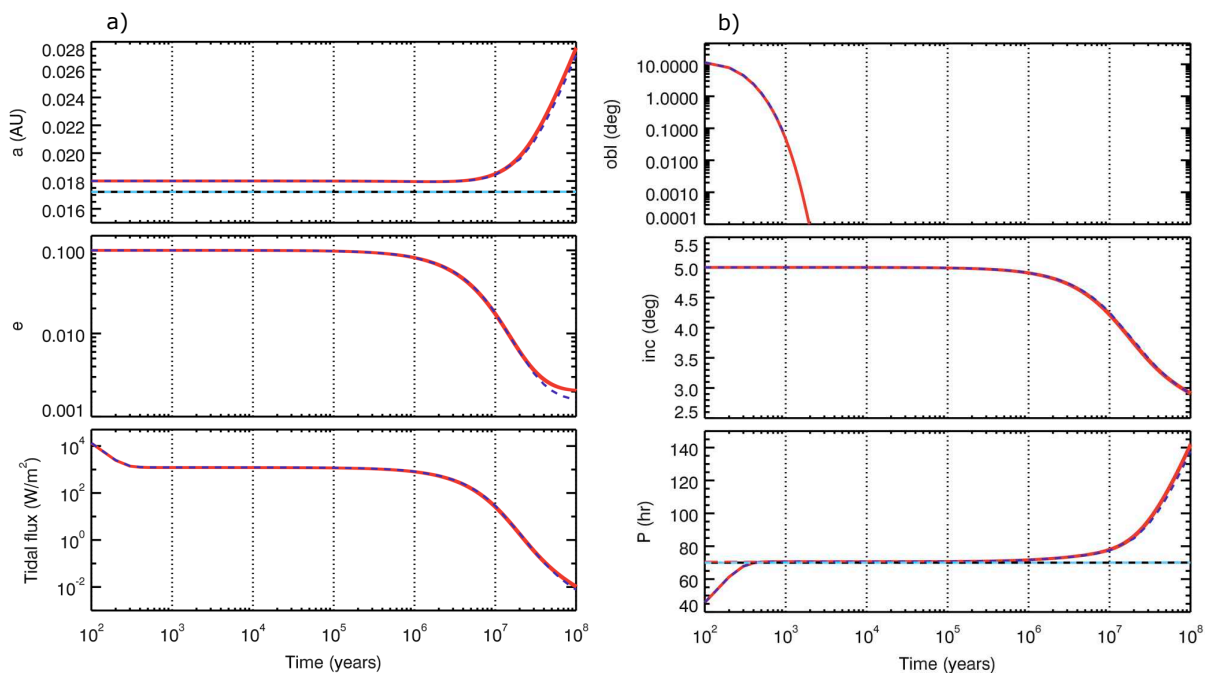


FIGURE 5.23 – Evolution par effet de marée d'une planète de masse $1 M_{\oplus}$ orbitant une naine brune de $0.08 M_{\odot}$ calculée avec le code Mercury+tides (traits pleins) et le code séculaire (tirets). Graphe a) de haut en bas : évolution du demi-grand axe (en rouge) et de la distance de corotation (en noir), évolution de l'excentricité et évolution du flux de chaleur dû aux effets de marée. Graphe b) de haut en bas : évolution de l'obliquité de la planète, évolution de son inclinaison et évolution de la période de rotation de la planète (en rouge) et de celle de la naine brune (en noir). La période de pseudo-synchronisation est tracée en grands tirets rouges.

Initialement, le flux de chaleur dû à la marée planétaire est très important. Dans les premières centaines d'années d'évolution, ce flux diminue de plus de 10^4 W/m^2 à $\sim 10^3 \text{ W/m}^2$ à cause de la diminution de l'obliquité de la planète. Ensuite le flux de

chaleur diminue à cause de la diminution de l'excentricité. Le flux de chaleur initial est très fort en comparaison aux valeurs de flux de marée mesuré pour des corps du système solaire. Par exemple, le flux de chaleur de marée à la surface de Io est entre 2.4 et 4.8 W/m² (Spencer *et al.*, 2000) et le flux thermique⁶ pour la Terre est de 0.08 W/m² (Pollack *et al.*, 1993). Dans ce travail, je néglige totalement l'effet de la dissipation sur la structure interne de la planète donc sur son facteur de dissipation.

Pour ce système, la quantité α reste inférieure à 10^{-5} pour le code Mercury+tides sans montrer d'augmentation systématique avec le temps. Le moment angulaire total est donc bien conservé.

Je teste aussi la robustesse du code Mercury+tides avec un exemple plus extrême. Je considère maintenant une planète de la masse de Jupiter ayant un facteur de dissipation de $100 \times \sigma_{\text{Gas Giant}}$ orbitant une naine brune de même masse que précédemment. La distance orbitale initiale est de 9×10^{-3} UA, donc la planète est initialement à l'intérieur du rayon de corotation. La planète va donc tomber sur la naine brune et je considère une naine brune peu dissipative ($0.01 \times \sigma_{\text{BD}}$) pour que la chute ne soit pas trop rapide. L'excentricité initiale est de 0.1, l'obliquité initiale est de 0.7 rad (= 40°), et l'inclinaison initiale est de 5°. La période initiale de rotation de la planète est de 240 heures.

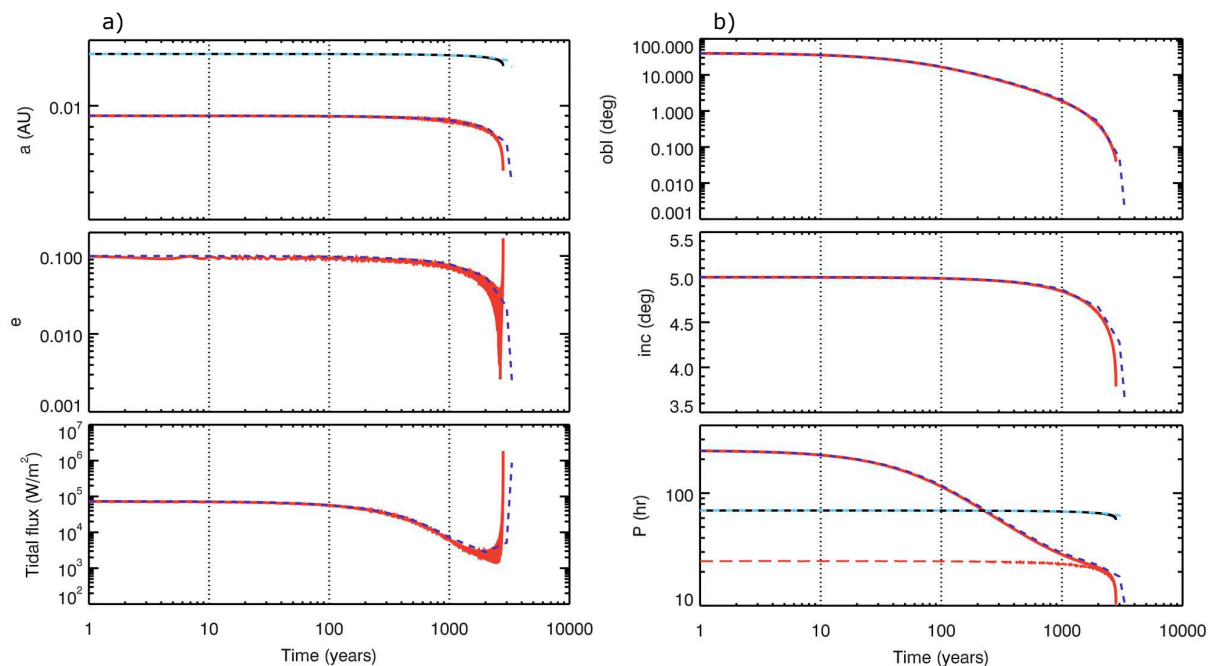


FIGURE 5.24 – Evolution par effet de marée d'une planète d'une masse de Jupiter orbitant une naine brune de $0.08 M_{\odot}$ calculée avec le code Mercury+tides (traits pleins) et le code séculaire (tirets). Graphe a) de haut en bas : évolution du demi-grand axe (en rouge) et de la distance de corotation (en noir), évolution de l'excentricité et évolution du flux de chaleur dû aux effets de marée. Graphe b) de haut en bas : évolution de l'obliquité de la planète, évolution de son inclinaison et évolution de la période de rotation de la planète (en rouge) et de celle de la naine brune (en noir). La période de pseudo-synchronisation est tracée en grands tirets rouges.

6. Ce flux inclut le flux de chaleur dû à la radioactivité et celui dû aux effets de marée.

La Figure 5.24 montre l'évolution de ce système. La planète tombe sur la naine brune en environ 3000 ans. Pendant sa chute, l'excentricité, l'obliquité et l'inclinaison de la planète diminuent. La période de rotation de la planète évolue en moins de 2000 ans de la période initiale de 240 heures à la période de pseudo-synchronisation (d'environ 24 heures). La période de rotation de la naine brune diminue en toute fin de simulation, cela est dû au transfert de moment angulaire de l'orbite de la planète vers le spin de naine brune.

Même pour ce cas extrême, les deux codes aboutissent à la même évolution. Le temps de collision bien que n'étant pas exactement le même reste du même ordre de grandeur pour les deux simulations. La Figure 5.25 montre la conservation du moment angulaire total pour cet exemple.

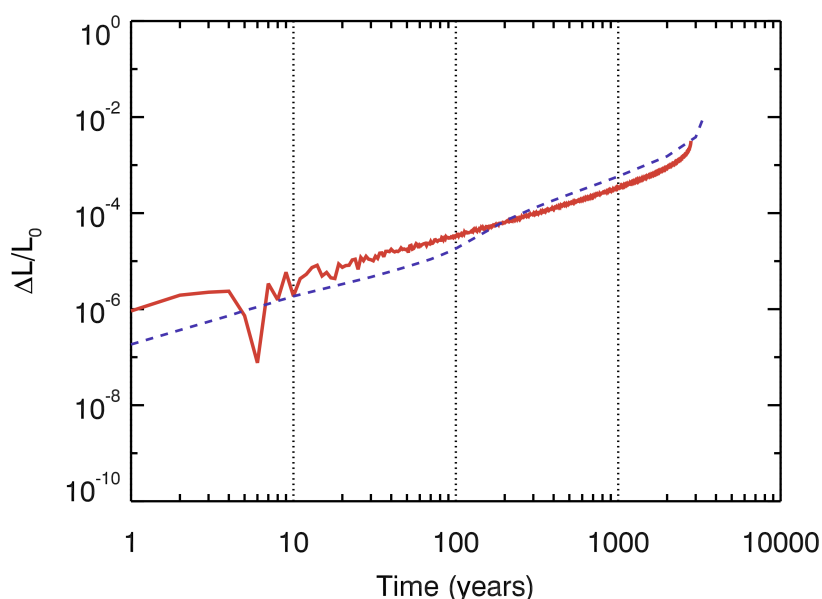


FIGURE 5.25 – Conservation du moment angulaire total en fonction du temps pour la simulation de la Figure 5.24 faite avec le code Mercury+tides (ligne pleine rouge) et avec le code séculaire (tirets bleus).

Comme ce système aboutit à la chute de la planète sur la naine brune, je ne m'attends pas à ce que la conservation du moment angulaire soit très bonne. En effet, la Figure 5.25 montre que pour les simulations des deux codes, la quantité α augmente avec le temps et atteint des valeurs de l'ordre de 0.01 à la fin de la simulation. La planète est très proche initialement et le devient encore plus, les effets de marée deviennent donc de plus en plus forts au fur et à mesure de la chute. Cet exemple permet de tester les limites du modèle. Pour des planètes très proches comme cet exemple, il faut systématiquement vérifier la conservation de α .

Néanmoins, le destin de la planète est compatible avec la théorie. Comme sa distance initiale est bien inférieure à la valeur du rayon de corotation, les effets de marée de la naine brune ont bien pour effet de faire migrer la planète vers l'intérieur. Si l'évolution générale ne serait pas susceptible de changer si le code Mercury+tides était amélioré, le temps de collision entre la planète et la naine brune pourrait varier.

Cas 4 : Les deux marées, la naine brune évoluée

Je considère une planète de masse $1 M_{\oplus}$ de dissipation moyenne orbitant une naine brune de $0.08 M_{\odot}$ de dissipation moyenne dont le rayon et le rayon de giration varient avec le temps. La distance orbitale initiale est de 0.018 UA (à l'extérieur du rayon de corotation). L'excentricité initiale de la planète est de 0.1, son obliquité initiale est de 0.2 rad, son inclinaison est de 0° et sa période de rotation initiale est de 24 heures. Pour toutes les simulations pour lesquelles l'évolution de la naine brune est prise en compte, les planètes commencent leur évolution autour d'une naine brune d'un million d'années et le temps figurant sur les Figures associées correspond au temps écoulé après ce temps initial (voir section 5.1.2).

A cause de l'interpolation nécessaire sur les valeurs du rayon et du rayon de giration, cette version du code est plus lente que la version à rayon constant.

La Figure 5.26 montre l'évolution de ce système. La planète est initialement à l'extérieur du rayon de corotation donc la planète migre vers l'extérieur à cause de la marée dans la naine brune, mais l'excentricité de la planète est assez forte (0.1), la marée planétaire a donc pour effet de faire migrer la planète vers l'intérieur. Il y a ainsi une compétition entre les deux marées pour l'évolution du demi-grand axe. Dans un premier temps, lorsque l'obliquité est encore non nulle et la rotation de la planète n'est pas pseudo-synchronisée, la marée planétaire domine et fait diminuer légèrement le demi-grand axe. Une fois l'obliquité nulle et la planète en pseudo-synchronisation, la marée dans la naine brune prend le dessus et fait s'éloigner la planète. Dans le même temps, l'excentricité diminue à cause de la marée planétaire et de la marée dans la naine brune.

Après quelques millions d'années, le rayon de la naine brune a diminué suffisamment pour que l'effet de la marée dans la naine brune devienne plus faible que celui de la marée planétaire. La migration vers l'extérieur s'arrête et la marée planétaire fait diminuer le demi-grand axe à nouveau.

La comparaison entre les simulations des deux codes montre une petite différence de quelques 10^{-5} UA sur le demi-grand axe au niveau de l'inversion du sens de la migration. Cette différence est très petite et a tendance à diminuer quand la précision du code séculaire est augmentée. Dans tous les cas, l'évolution qualitative est très bien reproduite même si des petites différences quantitatives peuvent parfois apparaître. Le code Mercury+tides reproduit bien l'évolution du spin de la naine brune due à la diminution du rayon (cadran du milieu du graphe b) de la Figure 5.26).

Le moment angulaire total de ce système est bien conservé comme le montre la Figure 5.26. La valeur de α reste sous la barre des 10^{-6} .

Ces différents tests montrent que le code Mercury+tides reproduit bien les évolutions orbitales et les évolution des spins des différents corps calculées avec le code séculaire. Le moment angulaire total est bien conservé dans la plupart des cas, avec l'exception d'un système où la planète tombe sur la naine brune. Je considère que ce code peut donc être utilisé pour son but premier : simuler des systèmes multiplanétaires. Pour toutes les simulations réalisées, il convient néanmoins de vérifier la conservation du moment angulaire total pour être sûr que l'évolution calculée est correcte.

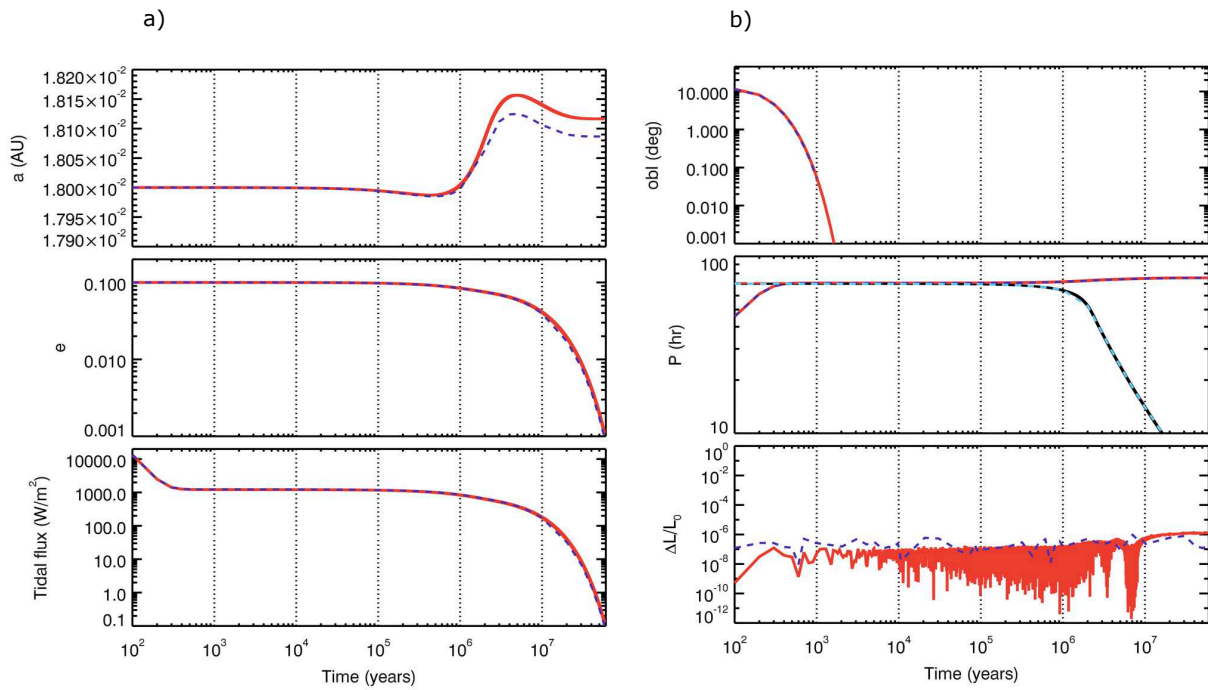


FIGURE 5.26 – Evolution par effet de marée d’une planète de masse $1 M_{\oplus}$ orbitant une naine brune de $0.08 M_{\odot}$ calculée avec le code Mercury+tides (traits pleins) et le code séculaire (tirets). Graphe a) de haut en bas : évolution du demi-grand axe (en rouge) et de la distance de corotation (en noir), évolution de l’excentricité et évolution du flux de chaleur dû aux effets de marée. Graphe b) de haut en bas : évolution de l’obliquité de la planète, évolution de la période de rotation de la planète (en rouge) et de celle de la naine brune (en noir), la période de pseudo-synchronisation est tracée en grands tirets rouges et conservation du moment angulaire total.

5.2.2 Exemple pour un système de planètes autour d’une naine brune

Maintenant que le code Mercury+tides est validé par les exemples précédents, je peux étudier des systèmes multiplanétaires évoluant par effet de marée.

Dans cette partie, je vais illustrer deux phénomènes inhérents à la présence de plus d’une planète dans le système. Le premier phénomène est l’échange d’excentricité qui a lieu entre les planètes. Cet échange d’excentricité peut avoir des conséquences importantes pour les planètes internes. Cet exemple est comparable à ce que Mardling and Lin (2004) a fait pour un cas général et le cas particulier de HD 209458. Je présente ici une autre méthode d’étude plus générale et qui ne nécessite pas de considérer de faibles excentricités. Le deuxième phénomène est la capture de planètes en résonance lors de la migration induite par la marée dans la naine brune.

Echange d’excentricité et survie de planètes internes

Je considère ici un système de deux planètes orbitant une naine brune de $0.08 M_{\odot}$. La planète interne est une planète de la masse de la Terre, dont la distance orbitale initiale est de 0.018 UA. Son excentricité initiale est de 0, son obliquité initiale est de 0.01 rad ($\sim 0.6^{\circ}$), son inclinaison initiale est de 5° et sa période de rotation initiale est de 24 heures. Sa dissipation est la dissipation nominale pour une planète de $1 M_{\oplus}$ (voir Tableau 4.1). La planète externe est une super Terre de $10 M_{\oplus}$ dont la distance orbitale initiale est de 0.1 UA. Son excentricité initiale est de 0.5, son obliquité initiale est de 0.2 rad ($\sim 11.5^{\circ}$), son inclinaison initiale est de 1° et sa période de rotation initiale est de 24 heures. Sa dissipation est égale à dix fois la dissipation nominale pour une planète de $10 M_{\oplus}$ (voir Tableau 4.1).

Je réalise quatre simulations différentes de ce système en faisant varier le facteur de dissipation de la naine brune de 0.1 à 100 fois sa valeur nominale. Je compare les évolutions calculées avec le code Mercury+tides à celles calculées avec le code séculaire pour pouvoir identifier les effets provenant de la présence de plusieurs planètes dans le système. La planète externe étant beaucoup plus massive que la planète interne son évolution va être très proche de celle qu’elle aurait eu étant seule. Mais la planète interne est très influencée par la présence de son compagnon massif et des différences importantes apparaissent entre l’évolution calculée avec le code Mercury+tides et le code séculaire.

La Figure 5.27 montre le résultat de l’évolution de ce système calculé avec le code Mercury+tides pour une naine brune de facteur de dissipation nominal. Les deux planètes sont initialement à l’extérieur du rayon de corotation, donc si leur évolution est déterminée par la marée dans la naine brune, elles migrent vers l’extérieur. Mais ce n’est pas ce qui est observé.

L’excentricité initialement nulle de la planète interne est excitée à une valeur de 0.1 en moyenne. A cause de cette excentricité importante, l’évolution de cette planète n’est plus dominée par l’effet de la marée dans la naine brune (ce qui est le cas pour la simulation avec le code séculaire correspondante, en tirets oranges sur la Figure 5.27) et la marée planétaire a pour effet d’empêcher la migration vers l’extérieur. Après quelques millions d’années d’évolution, la marée planétaire fait décroître l’excentricité de la planète interne ce qui fait migrer la planète vers l’intérieur jusqu’à la faire tomber sur la naine brune (ce qui sera vu plus en détail sur la Figure 5.29).

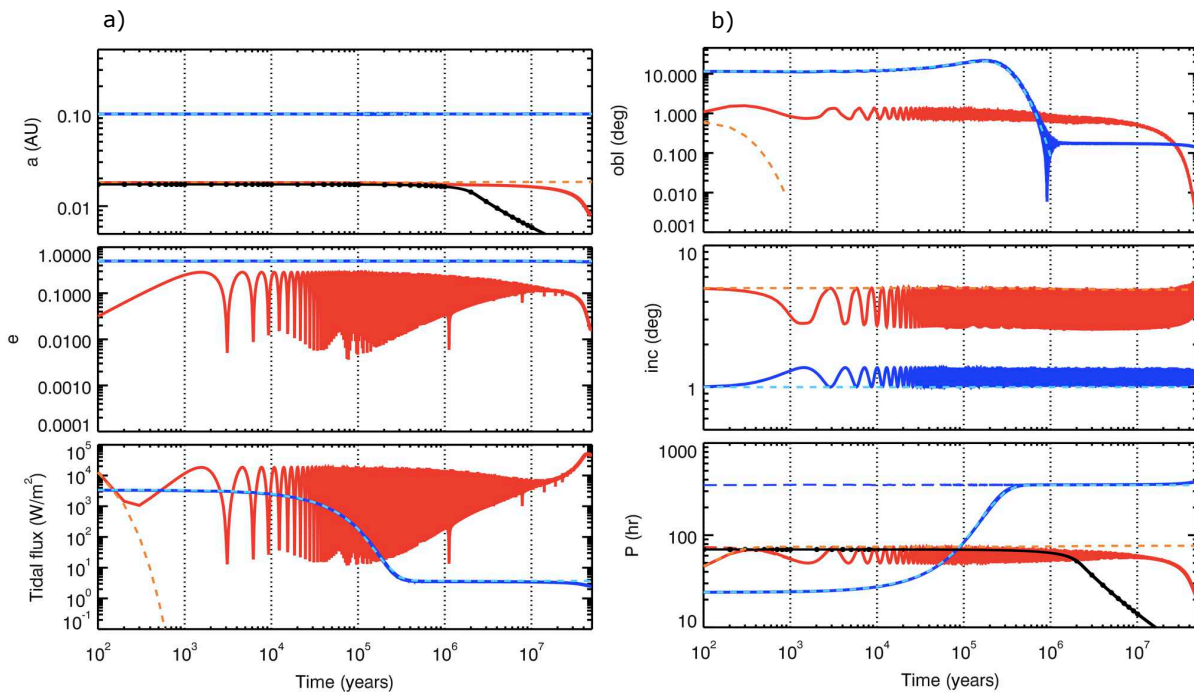


FIGURE 5.27 – Evolution par effet de marée d’une planète de $1 M_{\oplus}$ (en rouge) et d’une super-Terre de $10 M_{\oplus}$ (en bleu) orbitant une naine brune de $0.08 M_{\odot}$ calculée avec le code Mercury+tides (traits pleins) et le code séculaire (tirets). Graphe a) de haut en bas : évolution du demi-grand axe (en couleur) et de la distance de corotation (en noir), évolution de l’excentricité et évolution du flux de chaleur dû aux effets de marée. Graphe b) de haut en bas : évolution de l’obliquité de la planète, évolution de son inclinaison et évolution de la période de rotation de la planète (en couleur) et de celle de la naine brune (en noir). La période de pseudo-synchronisation est tracée en grands tirets.

Le graphe b) de la Figure 5.27 montre que l'obliquité de la planète interne est très fortement perturbée par la présence de la planète externe. En effet, si la planète interne avait été seule, son obliquité aurait diminué jusqu'à une valeur nulle en quelques milliers d'années comme le montrent les tirets oranges correspondant à la simulation réalisée avec le code séculaire. L'obliquité de la planète interne est donc excitée de la même façon que son excentricité l'est. Son obliquité varie autour de 1° et diminue ensuite sur des échelles de temps de l'ordre de la dizaine de millions d'années, c'est-à-dire, lors de la chute de la planète tombe vers la naine brune. L'obliquité de la planète externe suit l'évolution qu'elle aurait eue si elle avait été seule dans le système (représentée par les tirets bleu clair) jusqu'à dix millions d'années⁷. Ensuite, l'obliquité reste constante à une valeur faible de $\sim 0.2^\circ$. L'obliquité d'une planète dépend donc des effets de marée mais aussi de la présence d'autres planètes dans le système.

Pour cet exemple, l'inclinaison des deux planètes oscille et la marée dans la naine brune ne la fait pas varier de façon notable sur dix millions d'années. Néanmoins, l'inclinaison de la planète interne augmente lors de sa chute vers la naine brune. Le graphe b) de la Figure 5.27 montre aussi l'évolution de la période de rotation des deux planètes et l'évolution de la période de rotation de la naine brune. La période de rotation de la planète externe varie en accord avec l'évolution calculée avec le code séculaire. D'une période de rotation initiale de 24 heures, elle atteint la période de pseudo-synchronisation en quelques centaines de milliers d'années. La période de rotation de la planète interne atteint la période de pseudo-synchronisation en quelques centaines d'années. Sa période de rotation reste ensuite semblable à la période de pseudo-synchronisation qui, tant que le demi-grand axe est constant, varie comme l'excentricité, donc oscille avec le temps. Quand la planète commence à tomber vers la naine brune, la période de rotation diminue toujours en suivant la période de pseudo-synchronisation. La période de rotation de la naine brune est identique à celle calculée avec le code séculaire. Son évolution est dominée par l'effet de la diminution du rayon.

Le graphe a) de la Figure 5.27 montre le flux de chaleur pour les deux planètes. Le flux de chaleur de la planète interne reste très grand durant son évolution à cause de sa forte excentricité et augmente lorsque la planète tombe vers la naine brune. Si la planète interne avait été seule, il serait devenu nul en même temps que l'obliquité serait devenue nulle. Le flux de chaleur de la planète externe est élevé en début d'évolution à cause de l'obliquité non nulle et de la non pseudo-synchronisation de sa rotation. Son flux se stabilise ensuite à quelques W/m^2 , ce qui reste une valeur non négligeable (comparable au flux de chaleur à la surface de Io).

La Figure 5.28 montre la dépendance de l'évolution de ce système avec la dissipation dans la naine brune. Pour des facteurs de dissipation de la naine brune supérieurs à $10 \times \sigma_{\text{BD}}$, la planète interne tombe dans la naine brune. Comme la seule différence entre les graphes a), b), c) et d) est le facteur de dissipation dans la naine brune, cette différence d'évolution n'est due qu'à la marée dans la naine brune (et pas à la marée planétaire). Pour une naine brune ayant un facteur de dissipation de $10 \times \sigma_{\text{BD}}$, la planète interne tombe en quelques centaines de milliers d'années, alors que pour une naine brune ayant un facteur de dissipation de $100 \times \sigma_{\text{BD}}$, la planète interne tombe en quelques dizaines de

7. L'évolution de l'obliquité de la planète externe suit le genre d'évolution expliquée dans la section 5.1.2 (Figures 5.6, 5.7). La rapide rotation initiale de la planète fait que son obliquité augmente, et quand le taux de rotation a diminué alors l'obliquité diminue.

milliers d'années. Cette chute est accompagnée d'une diminution forte de l'excentricité.

La planète interne est initialement à l'extérieur du rayon de corotation, donc elle devrait migrer vers l'extérieur. Mais la présence de la planète externe excite son excentricité et la Figure 5.29 montre que l'excentricité est suffisante pour que le périastre soit à l'intérieur du rayon de corotation. Quand l'excentricité de la planète est dans un maximum d'oscillation ($e \sim 0.3$), la planète passe une partie de son orbite à l'intérieur du rayon de corotation (autour du périastre) et une partie à l'extérieur du rayon de corotation. Sur une orbite, l'effet de la marée dans la naine brune change de sens : il pousse la planète vers l'intérieur quand celle-ci passe au périastre et il la pousse vers l'extérieur le reste du temps. Il y a donc compétition entre ces deux effets, et l'issue de cette compétition n'est pas évidente. En effet, les effets de marée sont plus forts au périastre, mais la planète y passe un temps plus court. Néanmoins, les graphes c) et d) de la Figure 5.28 montrent que l'effet de la marée dans la naine brune lors du passage de la planète au périastre doivent l'emporter puisque la planète finit par tomber sur la naine brune. Les oscillations d'excentricité de la planète interne sont de même amplitude lorsque le facteur de dissipation de la naine brune augmente, donc dans tous ces cas la planète passe le même temps proche du périastre. Il s'agit donc bien de l'augmentation de la force de la marée dans la naine brune qui permet à la migration vers l'intérieur de l'emporter.

La Figure 5.29 montre un zoom sur l'évolution du demi-grand axe de la planète interne. Elle permet de voir l'évolution du périastre et de l'apoastre due aux oscillations de l'excentricité en fonction du temps. Sur le graphe b), l'évolution du demi-grand axe montre un ralentissement dans sa diminution pour un temps d'évolution de quelques millions d'années. La marée dans la naine brune et la marée planétaire sont en compétition à ce moment, la marée dans la naine brune pousse la planète vers l'extérieur et la marée planétaire la pousse vers l'intérieur. Finalement, la marée planétaire l'emporte et fait migrer la planète vers l'intérieur. Les planètes du graphe a) et du graphe b) vont aussi tomber sur la naine brune à terme mais à cause de la marée planétaire. Les planètes du graphe c) et du graphe d) tombent sur la naine brune à cause de la marée dans la naine brune.

En résumé, si l'excentricité des planètes d'un système est importante ($\gtrsim 0.1$) alors la survie de la planète interne est compromise et ce, même si celle-ci se situe au delà du rayon de corotation.

Suivant le facteur de dissipation de la naine brune, les planètes tombent sur la naine brune tôt dans leur évolution (avant le premier million d'années) ou tard (en quelques dizaines de millions d'années). Si le facteur de dissipation dans la naine brune est petit alors la marée planétaire va avoir pour effet de faire migrer la planète vers l'intérieur sur des échelles de temps longues (10^7 ans). Si le facteur de dissipation de la naine brune est grand alors la marée dans la naine brune va faire rapidement tomber la planète sur la naine brune (en moins de 10^6 ans) même si celle-ci a un demi-grand axe supérieur au rayon de corotation. En effet, la marée dans la naine brune pousse la planète vers l'intérieur lors du passage de la planète proche du périastre, c'est-à-dire lorsque les effets de marée sont les plus forts.

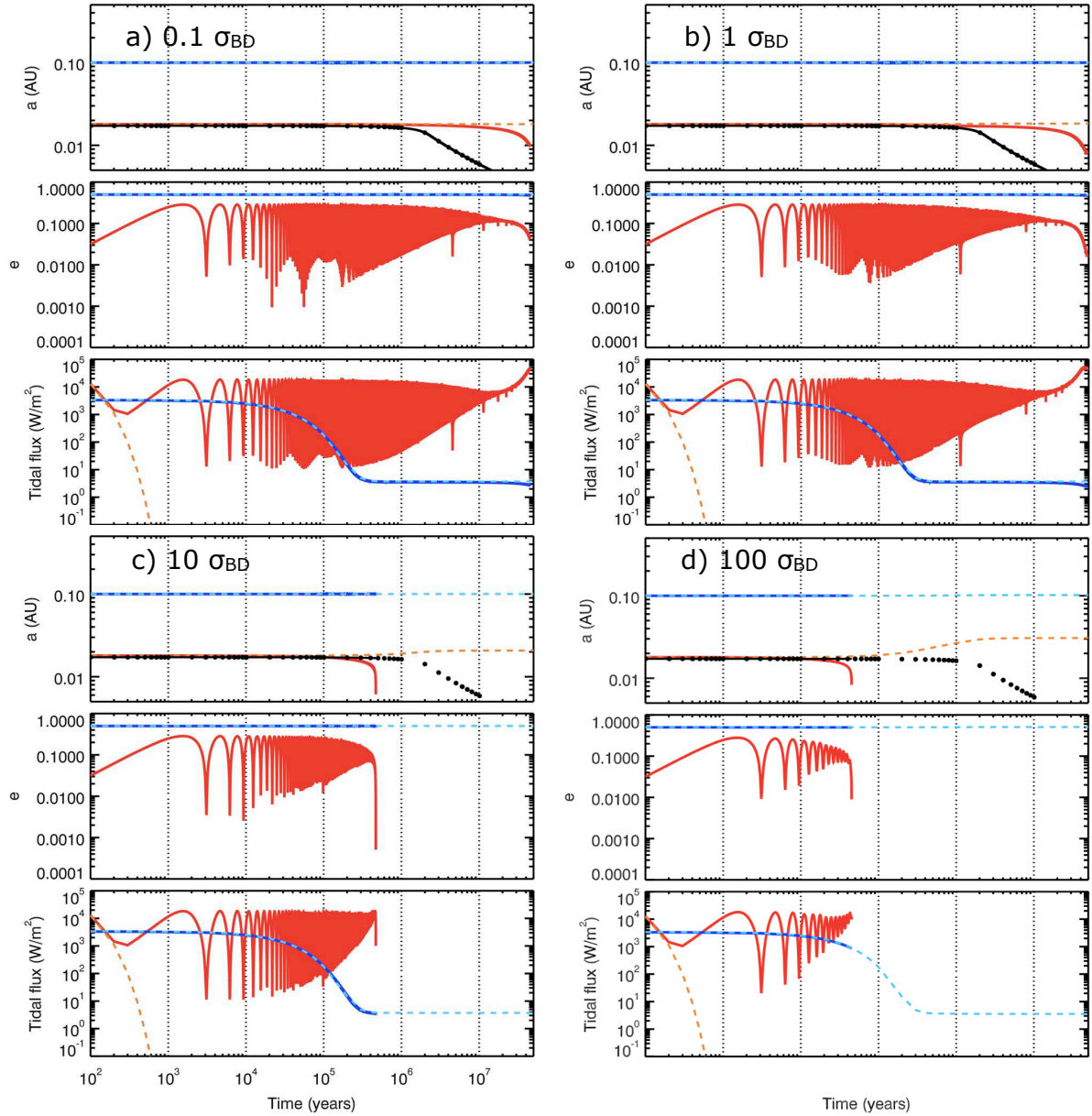


FIGURE 5.28 – Evolution par effet de marée d'une planète de $1 M_{\oplus}$ (en rouge) et d'une super-Terre de $10 M_{\oplus}$ (en bleu) orbitant une naine brune de $0.08 M_{\odot}$ calculée avec le code Mercury+tides (traits pleins) et le code séculaire (tirets ou points) pour différents facteurs de dissipation de la naine brune : $0.1 \times \sigma_{\text{BD}}$ (Graphe a), $1 \times \sigma_{\text{BD}}$ (Graphe b), $10 \times \sigma_{\text{BD}}$ (Graphe c) et $100 \times \sigma_{\text{BD}}$ (Graphe d). De haut en bas : évolution du demi-grand axe de la planète (en couleur) et de la distance de corotation (en noir), évolution de l'excentricité et évolution du flux de chaleur.

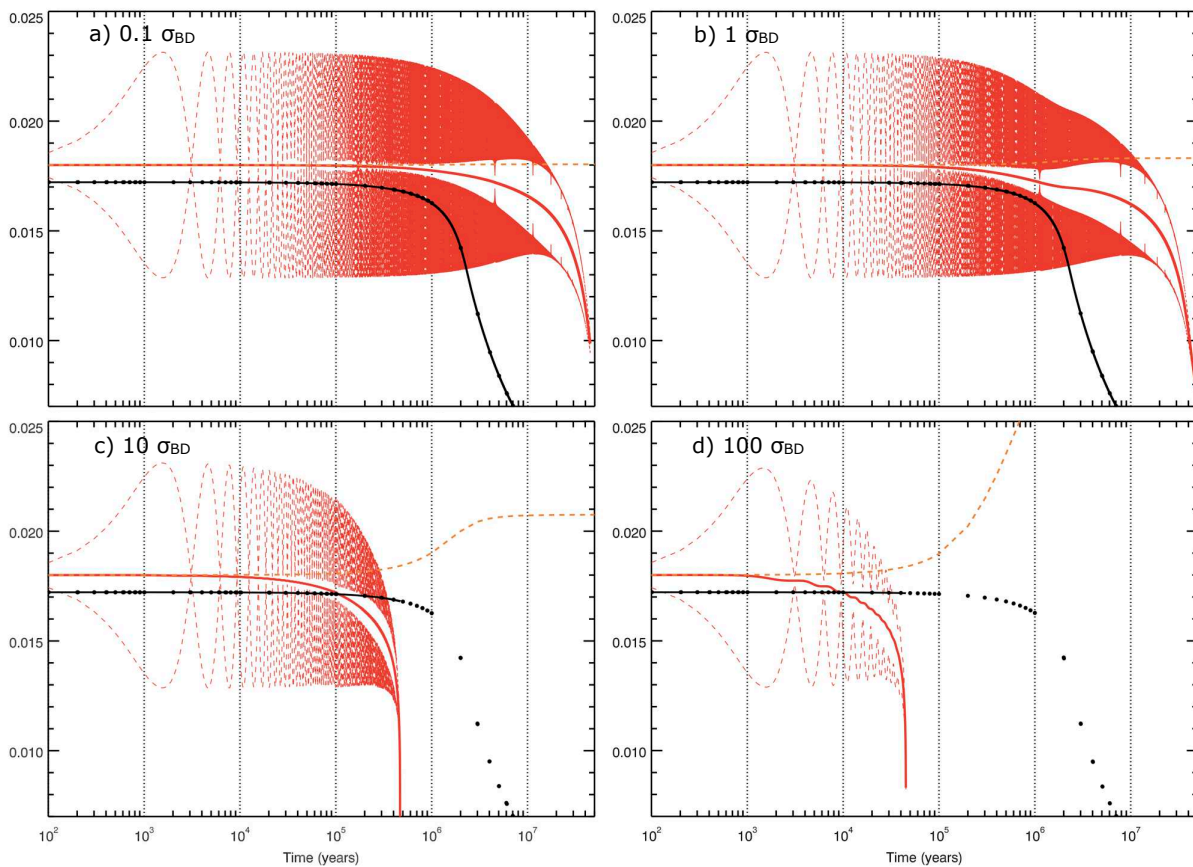


FIGURE 5.29 – Zoom sur l'évolution du demi-grand axe de la planète interne de la Figure 5.28. Les distances du périastre et de l'apoastré sont représentées en fins tirets rouges. A cause de la présence de la planète externe excentrique, l'excentricité de la planète interne est telle que son périastre est parfois à l'intérieur du rayon de corotation (en noir).

Croisement de résonance et capture en résonance

Si les planètes du système ne sont pas aussi excentriques que l’exemple précédent – en d’autres termes, si la marée dans la naine brune joue un rôle plus important que la marée planétaire – alors d’autres phénomènes peuvent être observés. En particulier le croisement de résonances ou l’apparition de résonances de moyen mouvement (*Mean Motion Resonances*). Ces deux phénomènes entraînent d’importants changements. Lorsque des planètes croisent une résonance, l’augmentation temporaire des excentricités peut entraîner un flux de chaleur important à la surface des planètes. Ceci est d’autant plus vrai pour des systèmes en résonance. Tant que les planètes sont en résonance, leurs excentricités sont excitées à des valeurs importantes. Il est donc important de prendre en compte ce genre de phénomènes dans toute étude dynamique d’un système.

Deux planètes 1 et 2 (1 plus proche que 2 du corps central) sont en résonance quand le rapport de leur période orbitale P_2/P_1 est commensurable et est donné par une formule du type :

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{p+q}{p}, \quad (5.8)$$

où p et q sont des entiers. Par exemple, pour $p = 2$ et $q = 1$, le rapport est de $3/2$ et les planètes sont en résonance $3 : 2$. Mais cette définition n’est pas complète, les résonances sont aussi caractérisées par un alignement des orbites au cours du temps, ces alignements sont quantifiés par des angles appelés “angles de résonance”. Les angles de résonance sont une mesure de l’angle entre les demi-grands axes lors d’une conjonction. Par exemple, il y a résonance $3 : 2$ entre la planète 1 et la planète 2 quand la valeur des angles suivants reste constante au cours du temps soit égale à 0° ou égale à 180° (ou quand la valeur de ces angles oscille autour de 0 et 180°) :

$$\begin{aligned} \phi_0 &= 3\lambda_2 - 2\lambda_1 - w_1 \\ \phi_1 &= 3\lambda_2 - 2\lambda_1 - w_2, \end{aligned} \quad (5.9)$$

où λ_1 et λ_2 sont les longitudes moyennes⁸ et w_1 et w_2 sont les longitudes du périastre des planètes 1 et 2.

Je considère ici un système de deux planètes de masse terrestre orbitant une naine brune de $0.08 M_\odot$. Ces deux planètes ont une excentricité initiale de 0.01, une obliquité initiale de 0.2 rad ($\sim 11.5^\circ$) et un facteur de dissipation nominal. La distance orbitale initiale de la planète interne (planète 1) est de 0.018 UA, son inclinaison initiale est de 1° et sa période de rotation initiale est de 24 heures. La distance orbitale initiale de la planète externe (planète 2) est de 0.025 UA, son inclinaison initiale est de 2° et sa période de rotation initiale est de 24 heures. Le rapport des périodes orbitales initiales est de 1.64 donc proche de 1.5, le rapport de période correspondant à une résonance $3 : 2$.

Je réalise trois simulations différentes de ce système en faisant varier le facteur de dissipation de la naine brune de 1 à 100 fois sa valeur nominale. Je compare à nouveau les évolutions calculées avec le code Mercury+tides à celles calculées avec le code séculaire pour pouvoir identifier les effets provenant de la présence de plusieurs planètes dans le système.

8. La longitude moyenne λ est définie comme la somme de l’anomalie moyenne M et de la longitude du périastre w . L’anomalie moyenne est égale à $M = n(t - \tau)$, avec n la fréquence orbitale moyenne, t le temps et τ le temps de passage de la planète au périastre.

La Figure 5.30 montre le résultat de l'évolution de ce système calculé avec le code Mercury+tides pour les trois facteurs de dissipation de la naine brune considérés ici. Les deux planètes commencent leur évolution à l'extérieur du rayon de corotation. A cause de la faible excentricité des planètes, l'effet dominant est celui de la marée dans la naine brune. Ainsi les planètes migrent vers l'extérieur.

Comme la planète interne est plus proche, elle ressent une force due à la marée dans la naine brune plus grande que celle que ressent la planète externe, ainsi la planète interne migre vers l'extérieur plus vite que la planète externe. La distance entre les deux planètes diminue donc avec le temps et ceci entraîne des croisements de résonance et peut aussi aboutir à une capture en résonance des deux planètes.

Les graphes a) de la Figure 5.30 et de la Figure 5.31 montrent que pour une naine brune ayant un facteur de dissipation nominal, les planètes ne rentrent pas en résonance. Le facteur de dissipation dans la naine brune est trop faible pour que la migration différentielle des planètes permette au rapport des périodes orbitales d'atteindre la valeur de 1.5. L'évolution des planètes est proche de celle qu'elles auraient eue si elles avaient été seules dans le système. En revanche, à partir de quelques millions d'années d'évolution, l'excentricité de chaque planète devient différente de l'évolution séculaire correspondante. Les excentricités des deux planètes évoluent de concert, et l'excentricité de la planète 1 ne diminue pas autant qu'elle l'aurait fait si elle avait été seule et l'excentricité de la planète 2 diminue plus que si elle avait été toute seule. Cela illustre la compétition entre les effets des interactions planètes-planètes et l'évolution par effet de marée. Comme les deux planètes ont la même masse, elles gardent la même excentricité, mais la marée planétaire dans la planète 1 fait diminuer l'excentricité de la planète 1 plus fortement que la marée planétaire dans la planète 2 fait diminuer l'excentricité de la planète 2. Donc finalement l'excentricité des deux planètes se trouve entre les valeurs qu'elles auraient eues si elles avaient été seules.

A environ 37 millions d'années, les deux planètes croisent la résonance 5 : 3 correspondant à un rapport de période de ~ 1.667 (voir graphe a) de la Figure 5.31). Les ellipses qui étaient alignées ($w_1 - w_2 \approx 0^\circ$) n'ont plus d'orientation privilégiée et l'angle $w_1 - w_2$ circule. Les excentricités des deux planètes sont excitées au passage de la résonance (voir graphe a) de la Figure 5.30). Leurs obliquités diminuent de quelques dixièmes de degrés et l'amplitude de l'oscillation des inclinaisons diminue (voir graphe a) de la Figure 5.32).

Pour une naine brune d'un facteur de dissipation supérieur ou égal à $10 \times \sigma_{BD}$, le rapport des périodes orbitales atteint 1.5 (voir graphes b) et c) de la Figure 5.31). Les deux planètes sont alors capturées en résonance 3 : 2.

Mustill and Wyatt (2011) donnent des critères pour la capture en résonance de deux planètes. La probabilité de capture dépend de la vitesse de migration différentielle et de l'excentricité des deux planètes. Si la vitesse de migration différentielle est trop grande, la capture n'a pas lieu. Pour l'exemple précédent, correspondant à une dissipation de la naine brune de $1 \times \sigma_{BD}$, le croisement a lieu quand les deux planètes s'éloignent l'une de l'autre, la vitesse de migration différentielle est donc trop grande pour permettre une capture en résonance. En revanche, pour les cas correspondants à une dissipation de la naine brune de $10 \times \sigma_{BD}$ et $100 \times \sigma_{BD}$, la migration est convergente et la vitesse de migration différentielle est plus faible ce qui permet la capture en résonance des deux planètes.

Les planètes orbitant la naine brune de dissipation $10 \times \sigma_{BD}$ rentrent en résonance après environ deux millions d'années d'évolution. A partir de ce moment, les ellipses décrivant

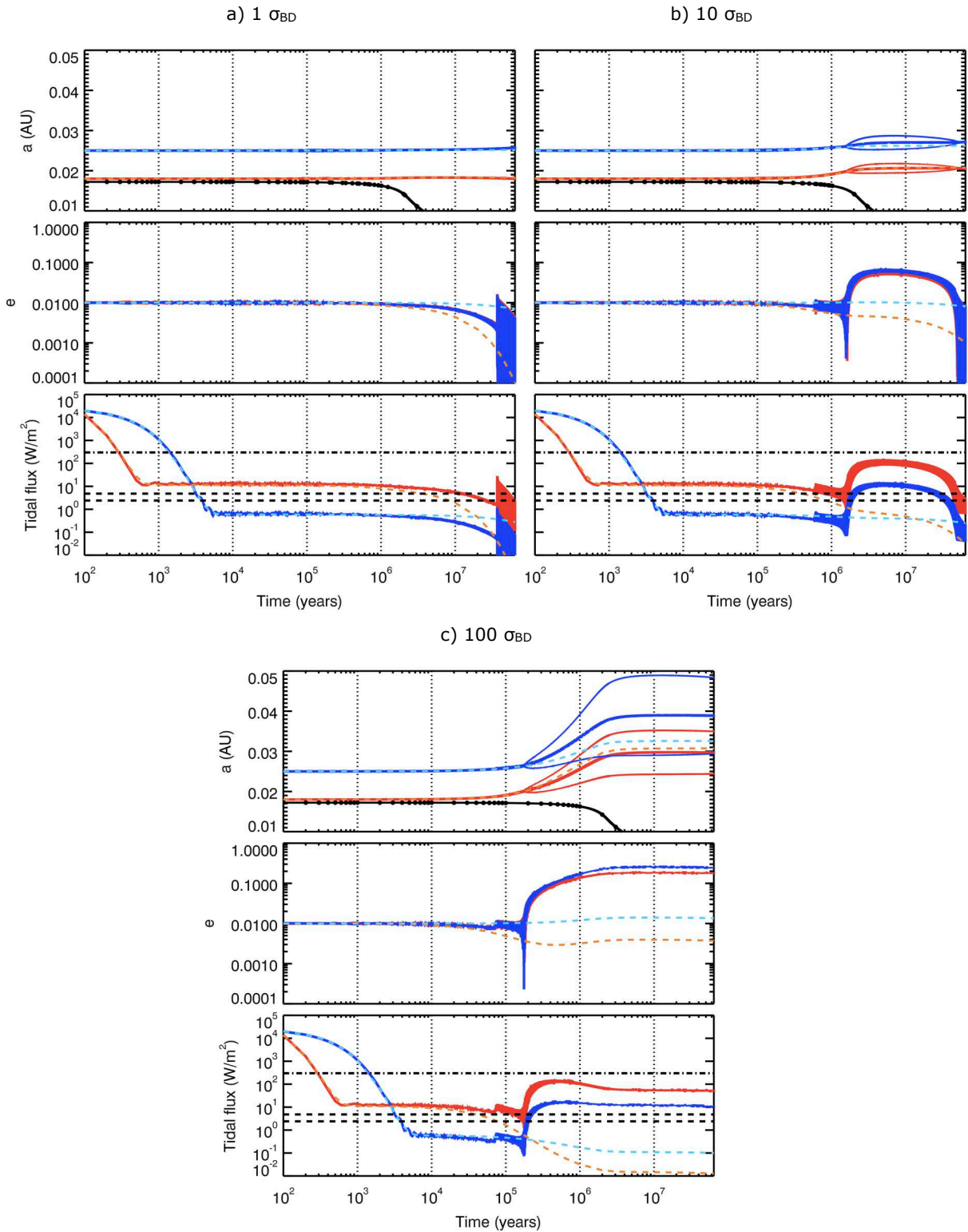


FIGURE 5.30 – Evolution par effet de marée de deux planètes de $1 M_{\oplus}$ orbitant une naine brune de $0.08 M_{\odot}$ calculée avec le code Mercury+tides (traits pleins) et le code séculaire (tirets) pour différents facteurs de dissipation de la naine brune : $1 \times \sigma_{BD}$ (Graphe a), $10 \times \sigma_{BD}$ (Graphe b) et $100 \times \sigma_{BD}$ (Graphe c). De haut en bas : évolution du demi-grand axe, de la distance du périastre et de l'apoastre des planètes (en couleur) et de la distance de corotation (en noir), évolution des excentricités et évolution des flux de chaleur. Le trait mixte noir correspond à un flux de chaleur de $300 W/m^2$ et les tirets noirs correspondent au flux de chaleur de Io (Spencer *et al.*, 2000).

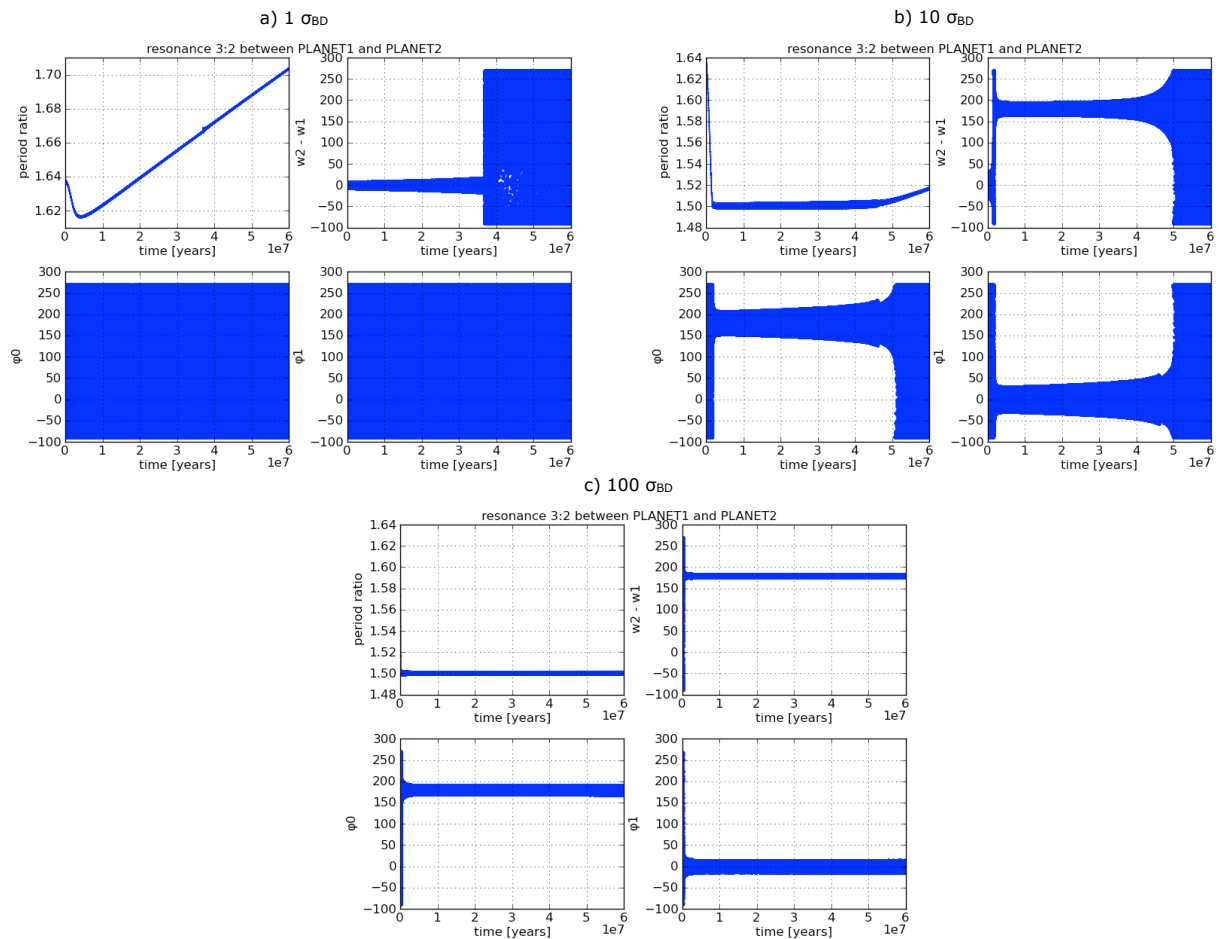


FIGURE 5.31 – Evolution des angles de résonances calculés avec le code Mercury+tides pour différents facteurs de dissipation de la naine brune : $1 \times \sigma_{BD}$ (Graphe a), $10 \times \sigma_{BD}$ (Graphe b) et $100 \times \sigma_{BD}$ (Graphe c). En haut à gauche : évolution du rapport des périodes orbitales. En haut à droite : évolution de la différence de la longitude du périastre. En bas : évolution de l'angle de résonance ϕ_0 (à gauche) et de l'angle de résonance ϕ_1 (à droite).

les orbites sont anti-alignées ($w_1 - w_2 = 180^\circ$) et les angles de résonance ϕ_0 et ϕ_1 (voir équation 5.9) oscillent autour de 180° pour ϕ_0 et 0° pour ϕ_1 (voir graphe b) de la Figure 5.31). L'arrivée dans la résonance s'accompagne d'une augmentation de l'excentricité (voir graphe b) de la Figure 5.30). Le cadran supérieur du graphe b) de la Figure 5.30 montre que la planète 1 migre à une vitesse proche de celle qu'elle aurait eu étant seule, mais la planète 2 migre plus rapidement et plus loin que si elle avait été seule. Grâce à la résonance, la planète 2 est poussée par la planète 1.

Les planètes orbitant la naine brune de dissipation $100 \times \sigma_{\text{BD}}$ rentrent en résonance après environ 2×10^5 ans. A partir de ce moment, les ellipses décrivant les orbites sont alignées ($w_1 - w_2 = 180^\circ$) et les angles de résonance ϕ_0 et ϕ_1 oscillent autour de 180° pour ϕ_0 et 0° pour ϕ_1 (voir graphe c) de la Figure 5.31). L'arrivée dans la résonance s'accompagne d'une forte augmentation de l'excentricité (voir graphe c) de la Figure 5.30). Cette augmentation d'excentricité est telle que la distance du périastre de la planète 2 est inférieure à au demi-grand axe de la planète 1, en d'autres termes si l'on néglige l'inclinaison mutuelle entre les deux planètes, les ellipses de leurs orbites se croiseraient. Mais la résonance est une situation stable et les planètes ne font pas de rencontres proches (qui peuvent aboutir à une déstabilisation du système).

Contrairement au cas correspondant au graphe b) de la Figure 5.30, le cadran supérieur du graphe c) montre que la planète 1 migre plus lentement que si elle avait été seule, mais la planète 2 migre toujours plus rapidement et bien plus loin que si elle avait été seule. La résonance agit comme une force répulsive agissant pour que le rapport des périodes reste le même malgré le rapprochement des planètes dû aux effets de marée. Pour cet exemple, l'excentricité est excitée à des valeurs autour de 0.2 pour la planète 1 et 0.3 pour la planète 2. La planète 1 étant plus proche, les effets de la marée planétaire créés par la forte excentricité sont plus forts et donc contrecarrent un peu cette forte augmentation d'excentricité due à la résonance.

La simulation de ces systèmes est toujours en cours pour atteindre un temps d'évolution de cent millions d'années. La marée planétaire peut jouer un rôle pour des échelles de temps plus longues. Il y a une compétition entre la marée dans la naine brune qui excite les excentricités et maintient les planètes en résonance et l'effet de la marée planétaire de chacune des planètes qui a pour effet de diminuer leur grande excentricité. Pour le cas correspondant à la naine brune de dissipation $10 \times \sigma_{\text{BD}}$, l'excentricité des deux planètes diminue à partir de 5×10^6 ans, temps à partir duquel la marée dans la naine brune devient négligeable. Cette baisse d'excentricité est accompagnée d'une diminution du demi-grand axe de la planète 1 (Figure 5.30) et d'une augmentation de l'amplitude d'oscillation des angles $w_1 - w_2$, ϕ_0 et ϕ_1 (Figure 5.31). Vers 4.5 milliards d'années, les planètes quittent la résonance. Pour le cas correspondant à la naine brune de dissipation $100 \times \sigma_{\text{BD}}$, l'effet de la marée dans la naine brune devient négligeable plus tard, à des temps supérieurs à ceux montrés sur la Figure 5.30, donc le système va rester en résonance plus longtemps que précédemment.

La Figure 5.30 montre que quand les planètes sont en résonance et que leurs excentricités sont excitées, le flux de chaleur de marée atteint des valeurs proches de la centaine de W/m^2 pour la planète 1 et de la dizaine de W/m^2 pour la planète 2. Pour le cas b) pour lequel le facteur de dissipation de la naine brune est de $10 \times \sigma_{\text{BD}}$, ces flux suivent l'évolution des excentricités, donc ils passent par un maximum à 5×10^6 ans et ensuite diminuent. En revanche, pour le cas c) ($100 \times \sigma_{\text{BD}}$), ces flux diminuent à cause de l'éloignement rapide des planètes. Ils restent toutefois plus forts que le flux de chaleur à la

surface de Io (Spencer *et al.*, 2000).

La Figure 5.32 montre l'évolution de l'obliquité, de l'inclinaison et de la période de rotation des planètes, ainsi que l'évolution de la période de rotation de la naine brune. Pour les trois cas étudiés ici, les obliquités des deux planètes commencent leur évolution en accord avec l'évolution séculaire jusqu'à ce qu'elles atteignent des valeurs de quelques dixièmes de degrés. A partir de ce moment, les obliquités restent globalement constantes. Pour les cas correspondants à une naine brune ayant un facteur de dissipation de $10 \times \sigma_{\text{BD}}$ et de $100 \times \sigma_{\text{BD}}$, les obliquités augmentent très légèrement, le temps que le système rentre en résonance. Les deux marches (augmentation et diminution rapide) correspondent au moment où la valeur moyenne des oscillations de $w_1 - w_2$ change de valeur, elle passe de 0° à 180° . Le système change de configuration et cela a pour effet d'exciter les obliquités (et aussi les excentricités) avant l'entrée en résonance.

Une excitation épisodique semblable peut être vue aussi sur les courbes de l'évolution de l'inclinaison des planètes. Quand le système change de configuration, l'amplitude de l'oscillation des inclinaisons augmente. Lors de l'évolution, les inclinaisons des planètes oscillent entre les valeurs calculées par le code séculaire. Pour le cas de la naine brune ayant un facteur de dissipation nominal, les valeurs calculées avec le code séculaire ne montrent pas d'évolution notable, les inclinaisons restent constantes lors de l'évolution. L'amplitude des oscillations des inclinaisons diminue sur des échelles de temps de l'ordre de 10^7 ans. Pour les naines brunes ayant un facteur de dissipation plus grand, le code séculaire prédit que l'inclinaison des planètes diminue de quelques dixièmes de degrés en dix millions d'années. La Figure 5.32 montre que la valeur moyenne des inclinaisons des deux planètes suit cette tendance.

En résumé, si l'excentricité des planètes d'un système est faible ($\lesssim 0.1$) et que les planètes se trouvent à l'extérieur du rayon de corotation, elles peuvent être capturées en résonance.

Suivant le facteur de dissipation de la naine brune, les planètes migrent plus ou moins vite. Si le facteur de dissipation est petit, la migration vers l'extérieur de la planète interne n'est pas assez rapide pour que le système atteigne une résonance. Si le facteur de dissipation est grand, les planètes peuvent rentrer en résonance, leurs excentricités augmentent et elles migrent ensemble vers l'extérieur. Leurs excentricités sont excitées à des niveaux pour lesquels le flux de chaleur dû à la marée planétaire est proche du flux à la surface de Io.

Ce mécanisme permettrait de créer des chaînes de planètes en résonance semblables au système des satellites Galiléens.

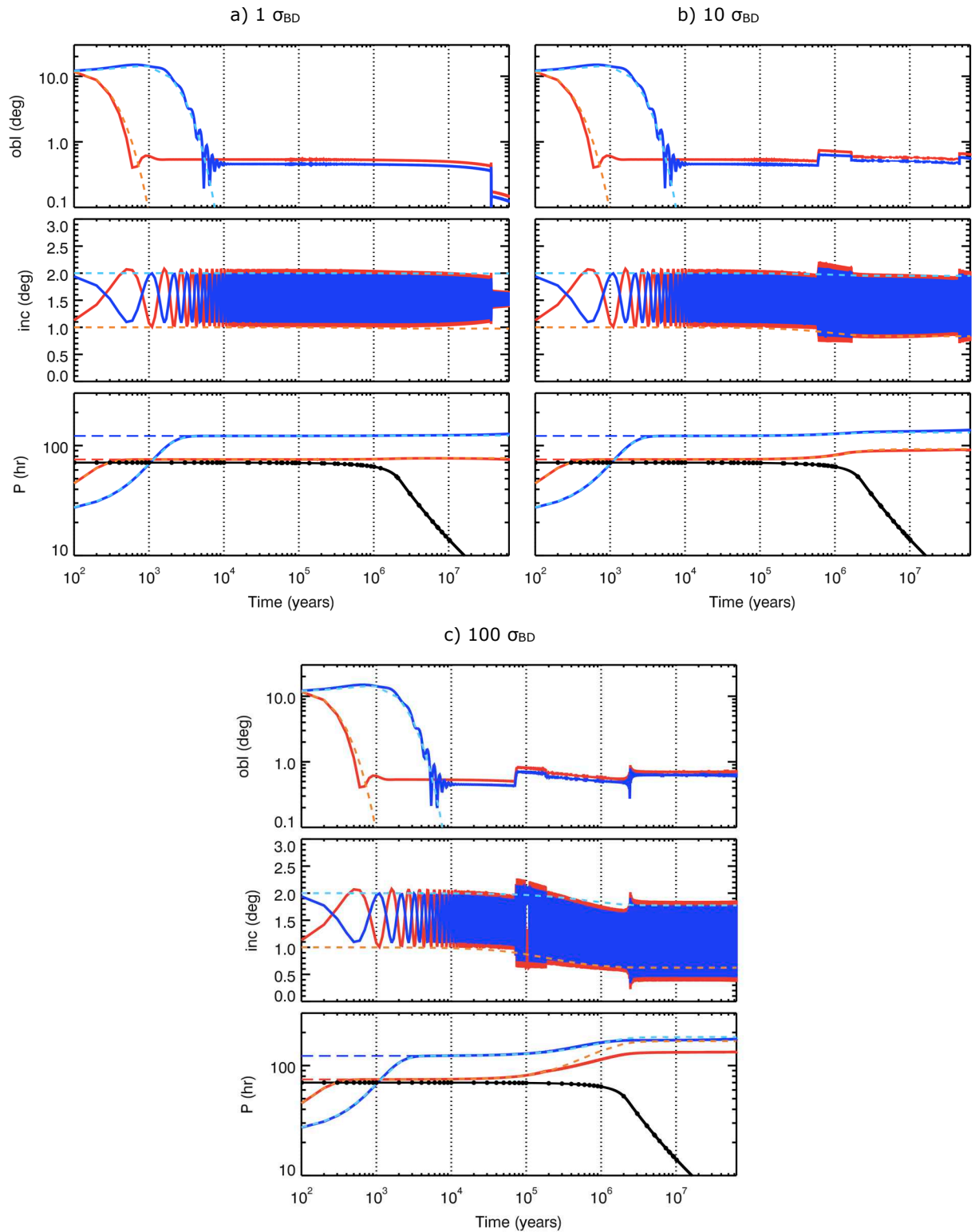


FIGURE 5.32 – Evolution par effet de marée de deux planètes de $1 M_{\oplus}$ orbitant une naine brune de $0.08 M_{\odot}$ calculée avec le code Mercury+tides (traits pleins) et le code séculaire (tirets) pour différentes dissipation dans la naine brune : $1 \times \sigma_{BD}$ (Graphe a), $10 \times \sigma_{BD}$ (Graphe b) et $100 \times \sigma_{BD}$ (Graphe c). De haut en bas : évolution de l’obliquité des planètes, évolution de leur inclinaison et évolution de la période de rotation des planètes (en couleur) et de la naine brune (en noir). La période de pseudo-synchronisation est tracée en grands tirets.

Chapitre 6

Evolution de planètes autour d'étoiles de faible masse

Les résultats de cette partie ont fait l'objet d'une publication dans la revue *Astronomy & Astrophysics* (Bolmont *et al.*, 2012).

Cette étude a pour but de comprendre l'effet de l'histoire de la rotation de l'étoile sur les planètes, mais aussi l'effet que les planètes peuvent avoir sur la rotation de l'étoile. Suivant une approche légèrement différente dans la prise en compte de l'évolution de l'étoile et des vents stellaires, Dobbs-Dixon *et al.* (2004) a aussi étudié cette problématique.

Le taux de rotation est une quantité importante de l'évolution d'une étoile, mais aussi pour l'évolution orbitale de planètes proches puisqu'il détermine la distance de corotation et délimite donc la région de migration interne de la région de migration externe. Après avoir discuté la façon dont sont pris en compte les vents stellaires pour l'évolution du spin de l'étoile dans la première partie, les résultats de cette étude seront présentés dans la section 6.2. Puis, je parlerai de la difficulté consistant à relier les résultats de l'évolution par effet de marée aux observations et de l'importance de l'effet de collisions sur la période de rotation des étoiles.

6.1 Période de rotation

Mes calculs commencent pendant la période pré-séquence principale. L'évolution des périodes de rotation de ces jeunes objets a souvent été paramétrée en terme de scénario "disk locking" (e.g., Bouvier *et al.*, 1997; Rebull *et al.*, 2004, 2006; Edwards *et al.*, 1993; Choi and Herbst, 1996), dans lequel la période de rotation de l'étoile est considérée constante pour un certain temps (qui est associé au temps de dissipation du disque). J'adopte ici ce modèle simple et commence les calculs au moment de la dissipation du disque. Ensuite l'évolution du moment angulaire de rotation de l'étoile est calculé en accord avec les équations physiques.

Un des buts principaux de cette partie est de déterminer comment différents scénarios de l'évolution de la rotation de l'étoile influencent l'interaction étoile-planète due aux effets de marée. A cette fin, je considère deux différentes voies d'évolution pour le spin de l'étoile qui appartient soit à la population des rotateurs rapides soit à celle des rotateurs lents. Je fais ce travail pour deux masses stellaires différentes : 0.1 et 1 M_{\odot} . Pour calculer l'évolution du spin de l'étoile, j'utilise un modèle simple, adapté de Bouvier *et al.* (1997)

pour l'étoile de type solaire et de Irwin *et al.* (2011) pour la naine M de $0.1 M_{\odot}$.

Pour les deux étoiles de 0.1 et $1 M_{\odot}$, j'ajoute l'effet des marées dans la formule de Bouvier *et al.* (1997) pour la perte de moment angulaire due aux vents stellaires (qui est basée sur les formules de Kawaler (1988) et MacGregor and Brenner (1991)). L'expression du taux de perte de moment angulaire est donnée par :

$$\frac{1}{J} \frac{dJ}{dt} = \frac{-1}{J} K \Omega_{\star}^{\alpha} \omega_{sat}^{3-\alpha} \left(\frac{R_{\star}}{R_{\odot}} \right)^{1/2} \left(\frac{M_{\star}}{M_{\odot}} \right)^{-1/2} \quad (6.1)$$

$$+ \frac{1}{J} \frac{h_{orb}}{2T_{\star}} \left[No1(e) - \frac{\Omega_{\star}}{n} No2(e) \right], \quad (6.2)$$

où h_{orb} est la norme du moment angulaire orbital \mathbf{h}_{orb} , n la fréquence angulaire orbitale moyenne et T_{\star} est l'échelle de temps de dissipation de l'étoile (définie dans la section 4.2.2, équation 4.50). Les fonctions $No1$ et $No2$ sont définies dans la partie 4.2.2. K et ω_{sat} sont des paramètres du modèle de Bouvier *et al.* (1997). Pour reproduire la période de rotation du Soleil, j'utilise la valeur de $K = 1.6 \times 10^{47}$ cgs et $\omega_{sat} = 14 \Omega_{\odot}$. Bouvier *et al.* (1997) a montré que pour les rotateurs rapides ($\Omega_{\star} > \omega_{sat}$), $\alpha = 1$, et pour les rotateurs lents ($\Omega_{\star} < \omega_{sat}$), $\alpha = 3$.

Irwin *et al.* (2011) proposent divers paramètres pour reproduire les données observationnelles des étoiles de masses $0.1 < M/M_{\odot} \leq 0.35$, et l'évolution du spin qu'ils simulent a été calculée pour une étoile de masse $0.25 M_{\odot}$. Ils ont aussi remarqué que les naines M qui sont des rotateurs rapides et celles qui sont des rotateurs lents ne peuvent pas être paramétrées par une seule valeur de K . Je considère ici que l'évolution du spin d'une naine M de $0.1 M_{\odot}$ peut être décrite par les mêmes paramètres qu'une naine M de $0.25 M_{\odot}$. Cette hypothèse explique les différences entre les courbes montrées plus bas (Figure 6.1) et celles d'Irwin *et al.* (2011).

Dans ce travail, j'utilise les valeurs :

$$\begin{cases} \omega_{sat} = 0.65 \Omega_{\odot}, \\ K_{fast} = 2.03 \times 10^{45} \text{ cgs}, & \text{pour les rotateurs rapides initialement,} \\ K_{slow} = 8.0 \times 10^{45} \text{ cgs}, & \text{pour les rotateurs lents initialement.} \end{cases}$$

Ces valeurs permettent de reproduire les valeurs du spin de l'étoile à $t = 5$ Gyr pour les deux tendances extrêmes de la Figure 14 de Irwin *et al.* (2011) ou la Figure 2.3 de ce travail.

La Figure 6.1 montre les chemins d'évolution du rayon d'une étoile de $0.1 M_{\odot}$ et de $1 M_{\odot}$ ainsi que leurs périodes de rotation. Pour les deux masses, les rotateurs lents ont une période initiale de $P_{\star 0} = 8$ jours et les rotateurs rapides ont une période initiale de $P_{\star 0} = 1.2$ jours, comme dans Bouvier (2008).

Finalement, l'expression du taux de rotation d'une étoile est :

$$\Omega_{\star}(t) = \Omega_{\star}(t_0) \times \frac{rg2_{\star}(t_0)}{rg2_{\star}(t)} \left(\frac{R_{\star}(t_0)}{R_{\star}(t)} \right)^2 \quad (6.3)$$

$$\times \exp \left(\int_{t_0}^t f_{tides} dt \right) \times \exp \left(\int_{t_0}^t f_{wind} dt \right), \quad (6.4)$$

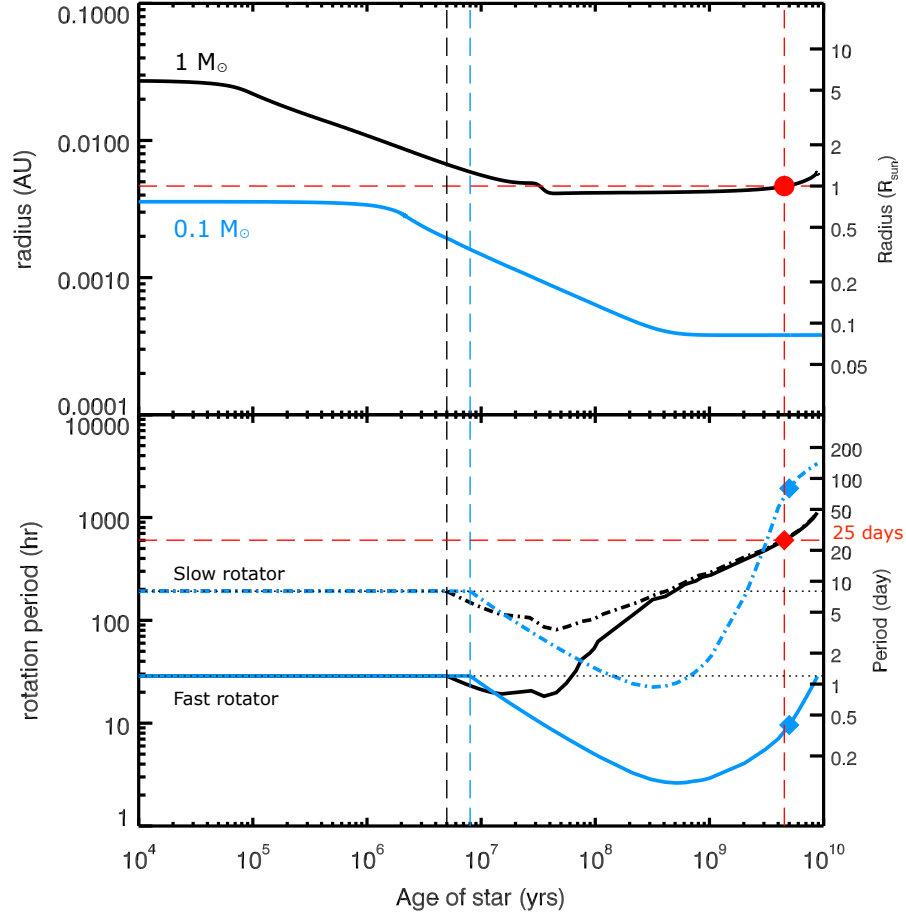


FIGURE 6.1 – Evolution du rayon (en haut) et du spin (en bas) d’une naine M de $0.1 M_{\odot}$ (en bleu) et d’un soleil (en noir). Dans le cadran inférieur, les lignes pleines et mixtes représentent respectivement l’évolution de la période de rotation d’un rotateur rapide initialement et celle d’un rotateur lent initialement. Comme dans le cadran supérieur, les courbes bleues correspondent à la naine M et les courbes noires correspondent à l’étoile de type solaire. Les losanges bleus dans le cadran inférieur correspondent à la valeur du spin à 5 Gyr pour les deux tendances extrêmes de Irwin *et al.* (2011). Les tirets verticaux représentent le temps zéro t_0 pour les deux masses d’étoile.

où t_0 correspond au temps de dissipation du disque protoplanétaire et f_{tides} est donné par l’équation 4.55 rappelée ici :

$$\begin{aligned}
 f_{tides} &= \frac{1}{\Omega_{\star}} \left. \frac{d\Omega_{\star}}{dt} \right|_{R_{\star}=cst, rg2_{\star}=cst} \\
 &= \frac{\gamma_{\star}}{2T_{\star}} \left[No1(e) - \frac{\Omega_{\star}}{n} No2(e) \right].
 \end{aligned}$$

La définition des différents termes se trouve dans la section 4.2.2. f_{wind} est défini comme :

$$f_{wind} = \begin{cases} -\frac{1}{I_\star} K \Omega_\star^2 \left(\frac{R_\star}{R_\odot}\right)^{1/2} \left(\frac{M_\star}{M_\odot}\right)^{-1/2}, & \text{if } \Omega_\star < \omega_{sat}, \\ -\frac{1}{I_\star} K \omega_{sat}^2 \left(\frac{R_\star}{R_\odot}\right)^{1/2} \left(\frac{M_\star}{M_\odot}\right)^{-1/2}, & \text{if } \Omega_\star > \omega_{sat}. \end{cases} \quad (6.5)$$

L'intégration des équations a été faite avec un intégrateur Runge-Kutta du quatrième ordre avec pas-de-temps adaptatif (Press *et al.*, 1992). La précision a été choisie telle que le demi-grand axe de chaque système simulé est correct à un niveau d'erreur numérique d'une partie sur 1000.

La Figure 6.1 montre qu'en l'absence de planètes, l'étoile accélère à cause de la contraction après la dissipation du disque à un temps τ_{disk} (tirets verticaux de la Figure 6.1). Après quelques 10^8 ans, le vent stellaire commence à freiner de manière efficace la rotation de l'étoile.

6.2 Résultats

6.2.1 Evolution orbitale des planètes

Pour des étoiles de $0.1 M_\odot$, l'effet des différentes évolutions du spin sur l'évolution orbitale des planètes est apparente pour des planètes de masse de la Terre et des dissipations nominales. Une planète de $1 M_\oplus$ commençant son évolution à 9×10^{-3} UA autour d'un rotateur lent tombe sur son étoile, mais si elle orbite un rotateur rapide, elle survit sur plusieurs milliards d'années.

Des effets intéressants commencent à apparaître pour des planètes de masse supérieure à $10 M_\oplus$. L'équation 4.50 montre que l'échelle de temps de dissipation dépend de la masse de la planète : plus la planète est massive, plus l'échelle de temps de dissipation de l'étoile est faible. Pour une planète de $1 M_\oplus$, l'échelle de temps d'évolution est trop longue pour causer des changements visibles en moins de quelques milliards d'années. Par contre, pour des planètes plus massives que $10 M_\oplus$, les échelles de temps d'évolution sont telles que des changements peuvent être vus en quelques dizaines de millions d'années. Ces planètes commencent à réagir quand elles croisent le rayon de corotation qui diminue ou augmente suivant l'âge auquel a lieu le croisement. La Figure 6.2 montre les résultats de simulations de systèmes constitués d'une planète de $10 M_\oplus$ orbitant une naine M de $0.1 M_\odot$ avec des dissipations nominales. Une planète commençant son évolution à 9×10^{-3} UA tombe sur l'étoile en quelques centaines de milliers d'années si l'étoile est initialement un rotateur lent, mais survit si l'étoile est un rotateur rapide. Dans ce deuxième cas, la planète commence par migrer légèrement vers l'intérieur avant de croiser le rayon de corotation, puis migre légèrement vers l'extérieur après. Pour un demi-grand axe initial supérieur à 0.02 UA, la différence obtenue avec les deux différents spins initiaux est négligeable. La super Terre GJ 1214 b a été détectée à une distance de 0.014 UA autour d'une naine M de $0.16 M_\odot$ (Charbonneau *et al.*, 2009; Carter *et al.*, 2011). Cette planète pourrait subir une évolution intéressante par effet de marée.

La migration vers l'intérieur et vers l'extérieur est plus dramatique quand le facteur de dissipation de l'étoile est augmenté à la valeur de $1000 \times \sigma_\star$. La marée stellaire contribue à repousser les planètes orbitant un rotateur rapide très efficacement et on retrouve le même comportement que pour des planètes orbitant des naines brunes massives (voir chapitre précédent 5 et Bolmont *et al.* (2011)). Pour des facteurs de dissipation grands, et des

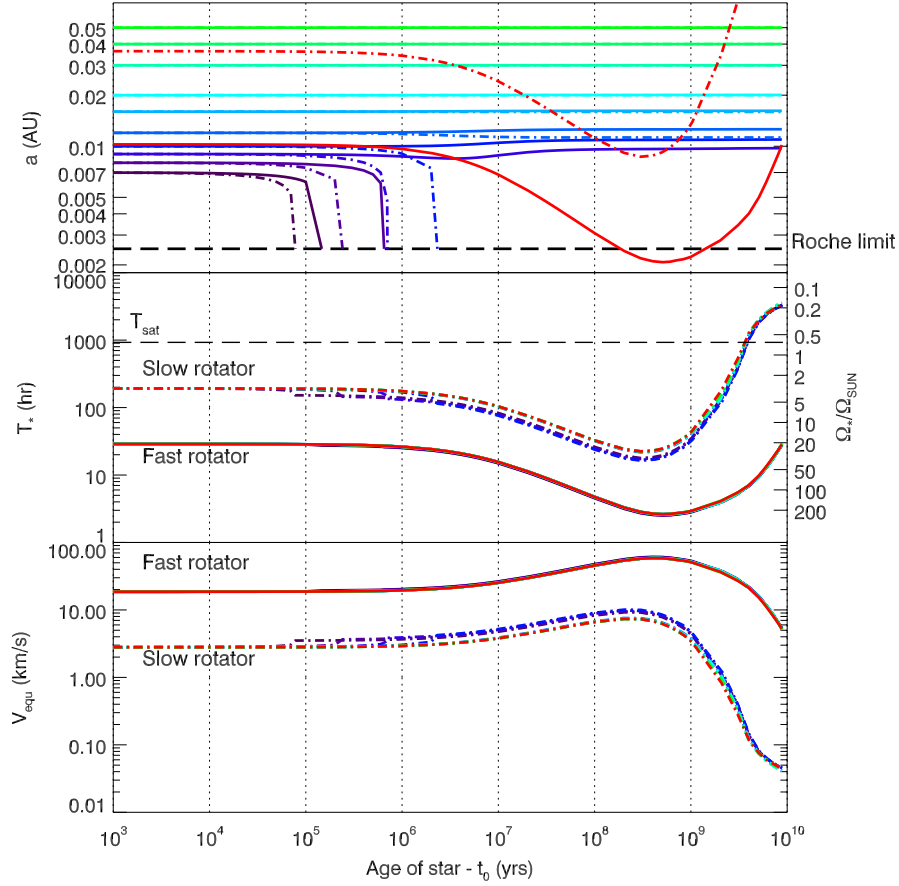


FIGURE 6.2 – Evolution par effet de marée d’une planète de $10 M_{\oplus}$ commençant à différents demi-grand axes initiaux autour d’une naine M de masse $0.1 M_{\odot}$ de dissipation nominale, qui est soit un rotateur rapide soit un rotateur lent. Cadran supérieur : Evolution du demi-grand axe. Les traits pleins de couleur correspondent à l’évolution d’une planète autour d’un rotateur rapide, les traits mixtes de couleur correspondent à l’évolution d’une planète autour d’un rotateur lent. Les traits pleins et mixtes rouges correspondent au rayon de corotation dans les deux cas quand il n’y a pas de planète. Les longs tirets noirs représentent la limite de Roche. Cadran central : évolution de la période de rotation de l’étoile (même convention de style de ligne). Les longs tirets noirs représentent $T_{sat} = 2\pi/\omega_{sat}$. Cadran inférieur : vitesse de rotation équatoriale de l’étoile (même convention de style de ligne).

rotateurs rapides, les planètes sont repoussées plus loin et les planètes les plus proches de l’étoile initialement convergent vers une distance donnée. Si l’on considérait un ensemble de planètes ayant une distribution de demi-grand axes initiaux uniforme, la distribution serait plus concentrée à la fin de l’évolution.

Comme il a été vu dans la section 4.5, pour des âges petits, l’évolution du demi-grand axe se passe sur des échelles de temps plus courtes autour d’une étoile de $0.1 M_{\odot}$ qu’around d’une étoile de $1 M_{\odot}$. Ainsi, pour être en mesure d’observer quelques différences entre les résultats venant des différents types d’évolution du spin de l’étoile de $1 M_{\odot}$, j’utilise un facteur de dissipation mille fois plus grand que la valeur nominale (donnée par Hansen

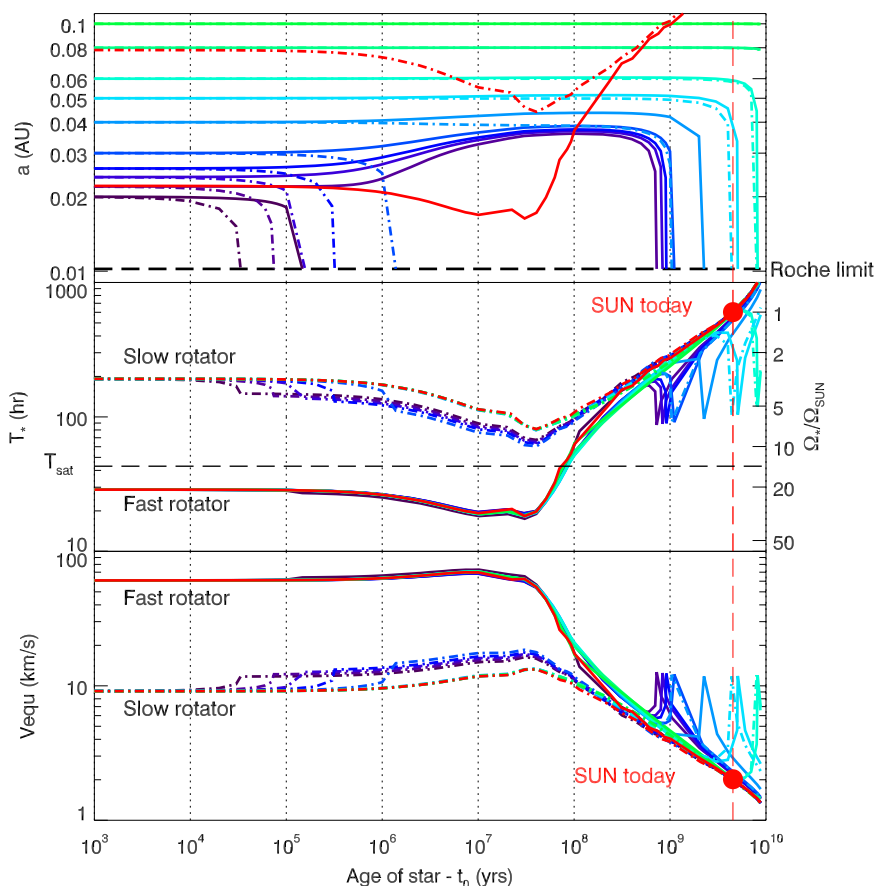


FIGURE 6.3 – Comme la Figure 6.2 mais pour une planète de la masse de Jupiter, et orbitant une étoile de $1 M_{\odot}$ fortement dissipative. Sur le cadran central et le cadran inférieur, le cercle plein rouge représente la rotation actuelle du soleil : 25 jours.

(2010)).

La Figure 6.3 montre l'évolution par effet de marée d'une Jupiter orbitant une étoile de $1 M_{\odot}$. La différence entre l'évolution d'une planète orbitant un rotateur rapide et un rotateur lent ne peut se voir que pour des planètes initialement très proches. Pour un rotateur lent, une planète qui commence à 0.03 UA tombe sur l'étoile en $\sim 10^6$ ans, alors que pour un rotateur rapide, elle tombe en un peu près un milliard d'années.

L'évolution de planètes autour de rotateurs rapides est intéressante car les planètes initialement proches du rayon de corotation commencent par migrer vers l'extérieur pour quelques dizaines de millions d'années. Vers $t = 50$ Myr, la rotation de l'étoile a suffisamment ralenti à cause des vents stellaires pour que les planètes croisent le rayon de corotation. Après le croisement, les planètes migrent vers l'intérieur et rentrent en collision avec l'étoile à environ un milliard d'années. Pour des planètes commençant à plus de 0.05 UA, l'évolution est identique que l'étoile soit un rotateur rapide ou un rotateur lent. Des planètes commençant à une distance orbitale de plus de 0.08 UA survivent l'évolution par effet de marée sur des échelles de temps de la dizaine de milliards d'années.

6.2.2 Evolution orbitale des planètes comparée à l'âge de l'étoile

Le temps indiqué sur l'axe des abscisses sur les Figures 6.2 et 6.3 commence à t_0 , donc après 5 ou 8 millions d'années selon la masse de l'étoile. L'avantage de ce système est de résoudre l'évolution par effet de marée se passant sur des échelles de temps relativement courtes, mais il est aussi intéressant de comparer ces échelles de temps d'évolution par effet de marée à l'échelle de temps de l'évolution stellaire. La Figure 6.4 montre l'évolution orbitale d'une planète de $10 M_{\oplus}$ orbitant une naine M de $0.1 M_{\odot}$. On peut voir que les planètes ne survivant pas à l'évolution tombent sur l'étoile en des temps bien plus courts que le temps d'évolution stellaire.

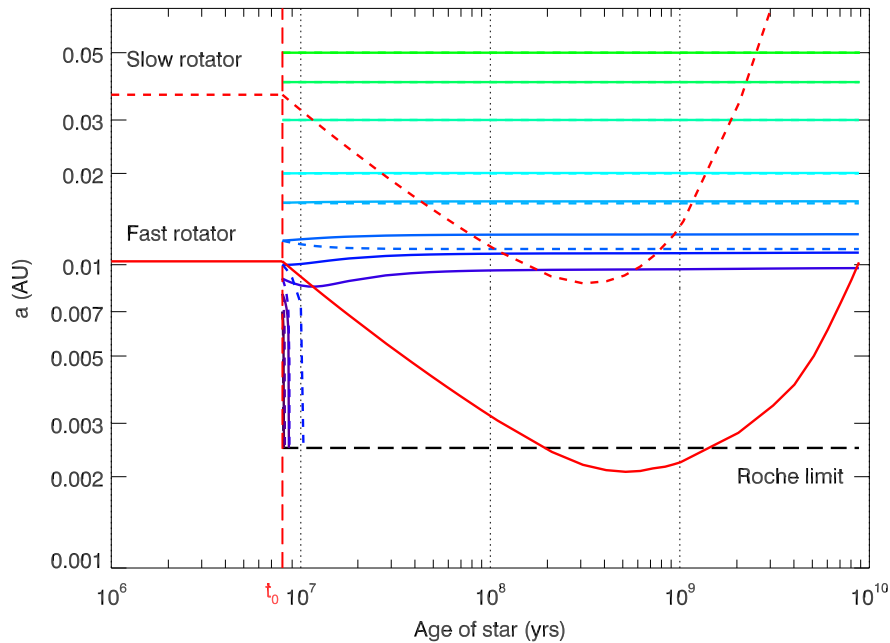


FIGURE 6.4 – Evolution par effet de marée d'une planète de $10 M_{\oplus}$ commençant à différents demi-grands axes initiaux autour d'une naine M de masse $0.1 M_{\odot}$ de dissipation nominale, qui est soit un rotateur rapide soit un rotateur lent. Les traits pleins colorés correspondent à l'évolution du demi-grand axe. Les traits pleins et les tirets rouges correspondent respectivement au rayon de corotation pour un rotateur rapide et un rotateur lent sans planète. Les longs tirets noirs correspondent à la limite de Roche.

Une planète orbitant une étoile de $0.1 M_{\odot}$ subit le même type d'évolution qu'une planète orbitant une naine brune (voir Bolmont *et al.*, 2011, ou la section 5.1). Les principaux changements orbitaux ont lieu tôt dans l'évolution, quand le rayon de l'étoile/la naine brune est encore suffisamment grand pour que la marée stellaire/la marée dans la naine brune est assez forte pour changer le demi-grand axe de la planète. Mais le rayon des étoiles de $0.1 M_{\odot}$ et des naines brunes décroît de façon importante avec le temps, de sorte que, après un certain temps, la marée stellaire/dans la naine brune devient trop faible et le système "gèle" dans une certaine configuration orbitale (voir la section 4.5 sur les ordres de grandeur).

Ainsi, on peut tirer des conclusions similaires pour des planètes orbitant des naines M de $0.1 M_{\odot}$ et des naines brunes. Une distribution statistique de planètes autour de

naines M purement convectives pourrait donner des informations quant à leur facteur de dissipation. Comme dans Bolmont *et al.* (2011) ou la section 5.1, il serait donc possible de tirer des conclusions du caractère compact de la distribution de demi-grand axe pour des planètes appartenant à de vieux systèmes. En effet, une dissipation plus grande aboutit à des distributions plus compactes et une plus grande période orbitale minimale en dessous de laquelle on ne s'attend pas à observer de planètes de type terrestre (voir les Figures 19 et 20 de Bolmont *et al.*, 2011, ou 5.18 et 5.19 de ce travail).

Pour une Jupiter orbitant une étoile de type solaire, la situation est différente. Les planètes qui survivent les premiers temps de l'évolution du système car elles étaient au delà du rayon de corotation, finissent par tomber sur l'étoile au bout d'un temps de l'ordre du milliard d'années quand la rotation de l'étoile ralentit de façon significative. La Figure 6.5 montre l'évolution d'une Jupiter autour d'une étoile comme le Soleil.

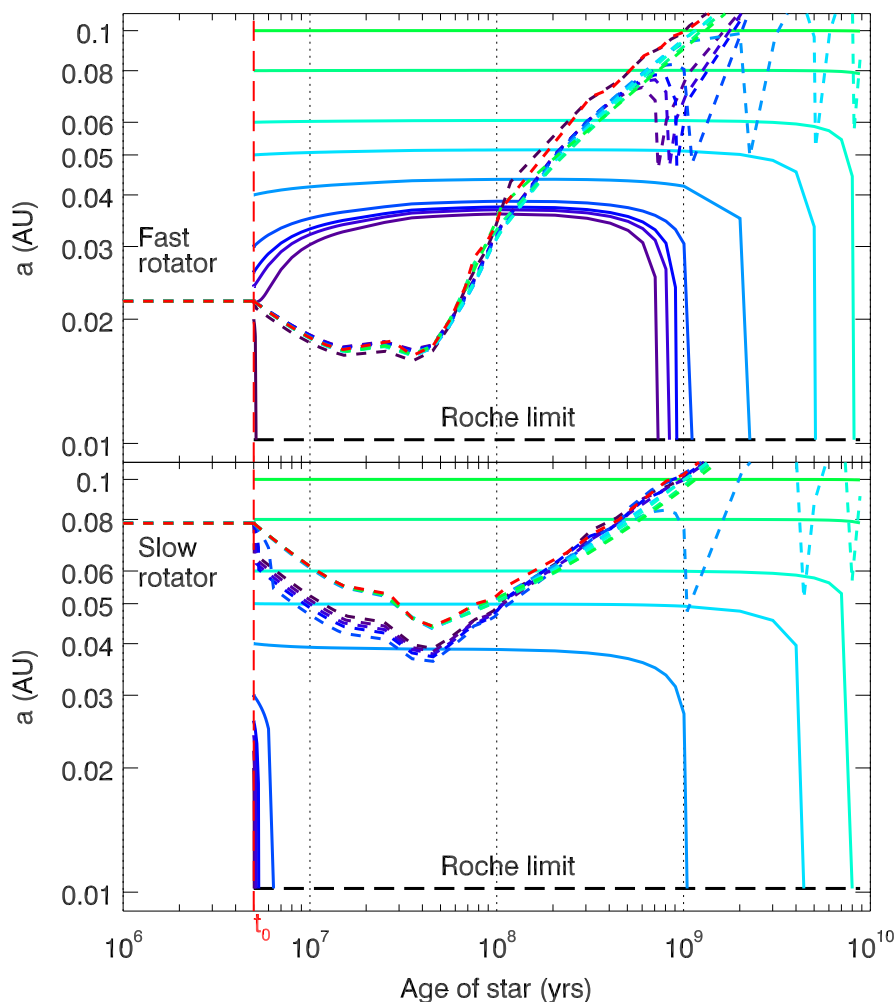


FIGURE 6.5 – Evolution par effet de marée d'une planète de la masse de Jupiter commençant à différents demi-grand axes initiaux autour d'un rotateur rapide (cadran supérieur) ou d'un rotateur lent (cadran inférieur) de $1 M_{\odot}$. Les tirets de couleur correspondent au rayon de corotation, et les tirets rouges correspondent au rayon de corotation si il n'y avait pas de planète. Les longs tirets noirs correspondent à la limite de Roche.

Pour des rotateurs rapides, soit la planète tombe rapidement sur l'étoile par rapport au temps d'évolution stellaire, ou elle tombe en plus de quelques centaines de millions d'années. Contrairement aux naines M, pour des étoiles de type solaire, les forces de marée sont toujours importantes à des âges avancés (voir la section 4.5). Ainsi les différences causées par la différence de rotation initiale de l'étoile dans l'évolution du système pour des jeunes âges disparaissent au cours de l'évolution à long terme. Il est impossible de tirer le même genre de conclusions que pour les naines M purement convectives ou les naines brunes.

6.2.3 Influence de la planète sur la rotation de l'étoile

L'évolution du spin d'une étoile sans planètes est déterminée par son spin initial, son taux de contraction et l'efficacité des vents stellaires. Mais, si une planète orbite l'étoile, il y a transfert de moment angulaire entre l'orbite de la planète et le spin de l'étoile. En particulier, une planète qui tombe vers l'étoile va entraîner une accélération de la rotation de l'étoile.

Accélération et collisions

La Figure 6.6 montre l'évolution d'une Jupiter orbitant une naine M de $0.1 M_{\odot}$ de dissipation nominale qui est soit un rotateur rapide soit un rotateur lent. Dans Irwin *et al.* (2011), le temps de disparition du disque de gaz, τ_{disk} , change selon la nature de l'étoile (rotateur rapide ou lent). Ici, on considère que les deux populations se découpent du disque de gaz au même temps $t_0 = 8$ Myr. De cette façon, on est capable de comparer les effets des marées sur l'évolution des planètes ayant les mêmes conditions initiales - excepté bien sûr le spin initial de l'étoile.

Comme précédemment, la Figure 6.6 montre que la plage de demi-grand axe permettant la survie des planètes est plus grande pour un rotateur rapide qu'un rotateur lent. En comparant avec la Figure 6.2, on voit aussi que le spin de l'étoile est fortement modifié par la migration planétaire. Quand la planète commence à spiraler vers l'intérieur à cause de la marée stellaire, le moment angulaire est transféré de l'orbite planétaire au spin de l'étoile. Ainsi, une planète qui tombe vers son étoile peut transformer celle-ci d'un rotateur lent à un rotateur rapide.

Dans ce travail, j'ai suivi la prescription de Irwin *et al.* (2011) qui fait l'hypothèse que les rotateurs rapides ont un paramètre K_{fast} pour décrire le vent stellaire alors que les rotateurs lents ont un paramètre K_{slow} . Mais, dans les simulations de la Figure 6.6 certains rotateurs lents deviennent des rotateurs rapides tôt dans l'évolution du système. Avec la prescription de Irwin *et al.* (2011), un rotateur lent devenu rotateur rapide redevient un rotateur lent à cause de cette différence de paramétrisation du vent stellaire. Il est possible qu'un rotateur lent devenu rotateur rapide évolue comme la population des rotateurs rapides. L'évolution tardive du spin d'une telle étoile aurait peu d'effet sur les planètes survivantes parce qu'elles se trouvent à une distance orbitale plus grande que celles qui sont tombées sur l'étoile et parce qu'après quelques dizaines de millions d'années, le rayon de l'étoile est suffisamment petit pour que les effets de marée soient négligeables.

La planète commençant son évolution à 0.014 UA autour d'un rotateur lent (cadran supérieur de la Figure 6.6) connaît une évolution intéressante. La planète commence à l'intérieur du rayon de corotation, donc la marée stellaire la pousse vers l'intérieur. Etant

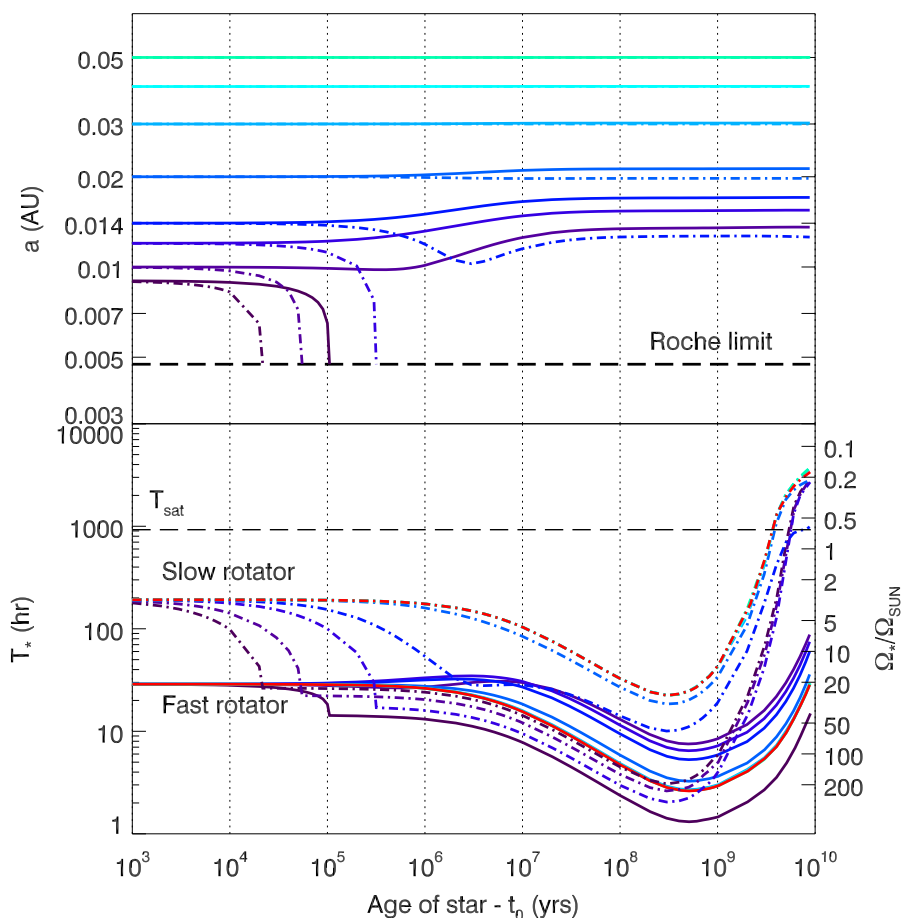


FIGURE 6.6 – Evolution par effet de marée d’une planète de la masse de Jupiter commençant à différents demi-grand axes initiaux autour d’un rotateur rapide ou d’un rotateur lent de $0.1 M_{\odot}$. Cadran supérieur : évolution du demi-grand axe d’une planète orbitant un rotateur rapide (trait plein) ou un rotateur lent (trait mixte). Cadran inférieur : période de rotation des rotateurs rapides (trait plein) et des rotateurs lents (traits mixtes). Les longs tirets noirs représentent $T_{sat} = 2\pi/\omega_{sat}$. Les courbes rouges représentent l’évolution du spin de l’étoile s’il n’y avait pas de planète.

donnée la masse importante de la planète, une grande partie du moment angulaire est transférée dans le spin de l’étoile et la fait ainsi accélérer. Le rayon de corotation diminue donc jusqu’à ce qu’il rattrape la planète et inverse le sens de migration. A 8×10^7 ans, l’étoile a été suffisamment ralentie par les vents stellaires que l’orbite de la planète croise à nouveau le rayon de corotation. Pour le reste de l’évolution, la planète migre lentement vers l’étoile, mais sur des échelles de temps très longues.

L’accélération de la rotation de l’étoile due à la migration d’une planète vers l’intérieur est aussi visible pour des étoiles de type solaire. La Figure 6.3 montre des pics dans la période de rotation, ces pics correspondent au moment où la Jupiter tombe effectivement sur l’étoile¹. Quand une collision se produit, l’étoile a un excès de rotation qui disparaît

1. Metzger *et al.* (2012) a identifié trois scénarios pour la collision d’une planète et d’une étoile dépendant de la distance orbitale à laquelle la limite de Roche de la planète devient plus petite que la

sur des temps de l'ordre du milliard d'années à cause des vents stellaires. Pour un système dont la planète commence à 0.06 UA, la collision se produit après 8 milliards d'années, mais juste après la collision, la vieille étoile a une fréquence de rotation cinq fois plus grande que celle du soleil actuel, ce qui correspond à une vitesse équatoriale de l'étoile d'environ 10 km/s.

Cet effet est plus important pour des planètes plus massives. Une planète de masse $5 M_J$ commençant son évolution à un demi-grand axe de 0.06 UA tombe sur l'étoile en environ 8 milliards d'années. Cette collision accélère la rotation de l'étoile jusqu'à vingt fois celle du soleil actuel (voir la Figure 6.7), ce qui correspond à une vitesse équatoriale d'environ 60 km/s. Ce taux de rotation correspond au taux de rotation initial de la population des rotateurs rapides.

Contrairement aux planètes proches orbitant une naine M de $0.1 M_\odot$ qui soit tombent sur l'étoile dans les quelques premiers millions d'années d'évolution, soit survivent sur des échelles de temps supérieures au milliard d'années, les planètes proches orbitant une étoile de type solaire qui ont survécu aux premiers millions d'années finiront quand même par tomber sur l'étoile. Cette différence de comportement peut s'expliquer par le fait qu'à un âge avancé, les naines M ont un rayon bien plus petit que les étoiles de type solaire et la marée stellaire est donc plus faible pour les naines M. Pour une planète à 0.03 UA, l'échelle de temps d'évolution du demi-grand axe τ_a dans le cas d'une naine M de cinq milliards d'années est supérieure à dix milliards d'années (voir la Figure 4.13), mais elle n'est que d'un milliard d'années pour une étoile de type solaire du même âge ayant une dissipation de $1000 \sigma_*$. La marée stellaire pour des naines M n'est simplement pas assez forte pour faire tomber des planètes à des âges avancés.

Synchronisation de l'étoile

Je montre ici un système qui connaît une évolution par effet de marée spectaculaire. Ce système est constitué d'une planète de la masse de Jupiter qui orbite une naine M de $0.1 M_\odot$ très dissipative ($1000 \sigma_*$) et qui est un rotateur rapide. La dissipation dans la planète est mise à zéro pour pouvoir n'étudier que l'effet de la marée stellaire.

La théorie de marée stipule que pour le problème à deux corps, un état d'équilibre est atteint quand l'orbite est circulaire, et quand l'orbite et les spins sont alignés et synchronisés (Hut, 1980). Dans cet état d'équilibre, la planète et l'étoile ont un spin qui est égal à la fréquence angulaire orbitale moyenne, $\Omega_* = \Omega_p = n$. La planète a un moment d'inertie plus faible que l'étoile, donc elle atteint la synchronisation tôt dans l'évolution (voir section 4.5 et la partie sur la pseudo-synchronisation dans la section précédente 5.1.2). Mais comme l'étoile a un moment d'inertie bien plus grand, l'étoile n'atteint en pratique jamais la synchronisation. Dans la plupart des cas, il faudrait bien plus que dix milliards d'années pour que l'étoile soit synchronisée. Mais, dans l'exemple de la Figure 6.8, où le facteur de dissipation a été significativement augmenté, la marée stellaire est assez forte pour que l'étoile atteigne la synchronisation entre quelques dizaines de milliers d'années et quelques centaines de milliers d'années.

taille de la planète. Ils discutent aussi des signatures observationnelles qu'un tel évènement peut avoir. Quelques configurations entraînent un excès de luminosité qui peut durer de quelques jours à plusieurs années. Néanmoins, ici, je considère une description des collisions très simple : une collision arrive quand la planète atteint la limite de Roche et alors tout le moment angulaire orbital est transféré dans le spin de l'étoile.

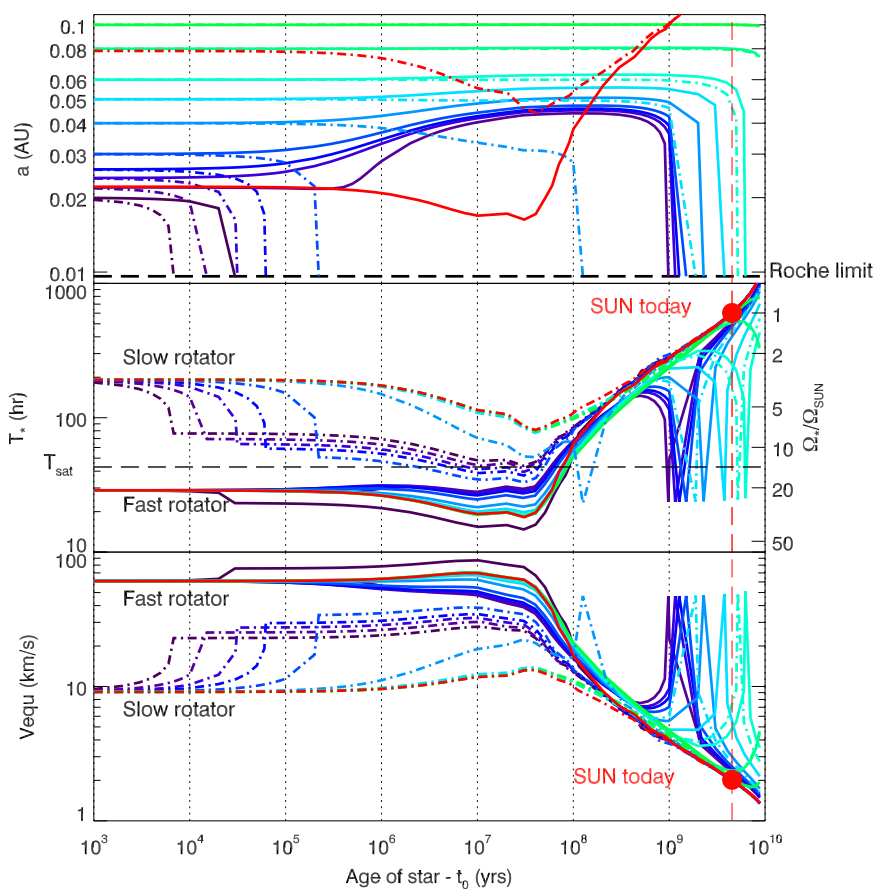


FIGURE 6.7 – Comme la Figure 6.3, mais avec une planète de $5 M_J$. On peut voir que, comme la planète est plus massive que pour la Figure 6.3, l'accélération de l'étoile est plus visible. Quelques rotateurs lents deviennent des rotateurs rapides pour quelques dizaines de millions d'années à cause de la collision avec la planète. Quand une collision se produit, l'étoile est accélérée à un taux de rotation qui est de l'ordre de grandeur de $20 \Omega_{\odot}$.

La Figure 6.8 montre un exemple de ce comportement. Intéressons-nous ici à la courbe violette qui correspond à une planète commençant son évolution à 0.014 UA. La période de rotation initiale de l'étoile est de 1.2 jours, ce qui correspond à une distance de corotation d'environ 0.01 UA. En dix mille ans, le rayon de corotation augmente et atteint la distance orbitale de la planète. Comme le montre le cadran inférieur, le spin de l'étoile diminue pour arriver à la valeur de la période orbitale de la planète (les planètes sont en pseudo-synchronisation ici). Après cent mille ans, la marée dans l'étoile a fait décroître l'excentricité à zéro. Comme $\Omega_*/n < \frac{18 N_{e1}(e)}{11 N_{e2}(e)}$ et comme la planète est en pseudo-synchronisation, ce système serait dans la région où $\dot{e} < 0$ sur le diagramme de phase ω/n vs e de la Figure 4.6. Entre cent mille ans et dix millions d'années, l'étoile et la planète restent en parfaite synchronisation. Cet état est un état d'équilibre pour le système, ou plutôt le serait si l'étoile n'évoluait pas dans le temps. Le rayon de l'étoile diminue ce qui entraîne l'accélération de la rotation de l'étoile et les vents stellaires entraînent la décélération de la rotation, ces deux effets font que le système quitte l'état

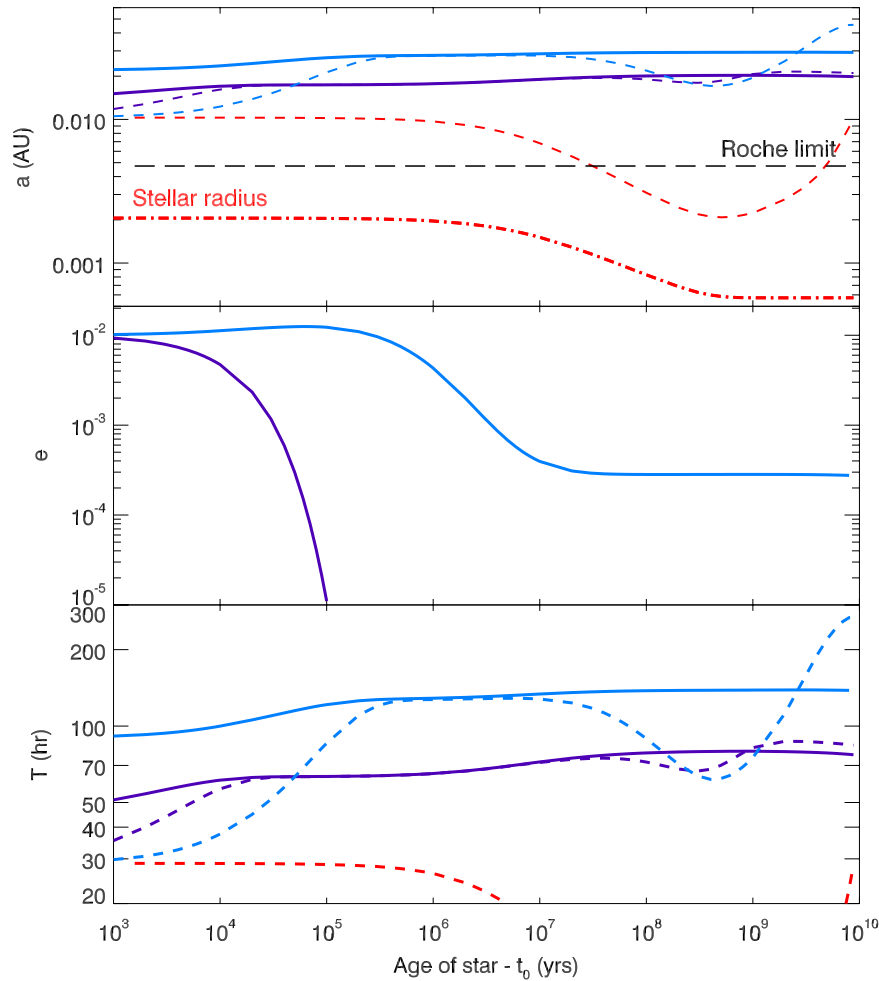


FIGURE 6.8 – Evolution par effet de marée d’une planète de la masse de Jupiter orbitant une naine M de $0.1 M_{\odot}$ ayant un fort facteur de dissipation et étant un rotateur rapide. Cadran supérieur : évolution du demi-grand axe (trait plein) commençant à différentes distances orbitales initiales, et le rayon de corotation correspondant (tirets). Les tirets rouges correspondent au rayon de corotation s’il n’y avait pas de planète. Cadran central : évolution de l’excentricité des planètes. Cadran inférieur : évolution de la période de rotation des planètes (trait plein), et de l’étoile correspondante (tirets). Dans les deux cas, la période de rotation de l’étoile diminue pour atteindre la valeur de la période de rotation de la planète (les planètes sont en pseudo-synchronisation). Plus tard dans l’évolution, soit l’accélération de la rotation due à la contraction de l’étoile soit sa décélération due aux vents stellaires fait que la période de rotation de l’étoile devient différente de celle de la planète.

d’équilibre. Après quelques dizaines de millions d’années, la contraction fait accélérer le spin de l’étoile, et les vents stellaires la font décélérer jusque un milliard d’années. La planète croise le rayon de corotation et la marée stellaire la fait migrer vers l’étoile. Le moment angulaire orbital de la planète est transféré vers le spin de l’étoile ce qui fait à nouveau accélérer sa rotation.

L'autre planète (en bleu sur la Figure 6.8) subit une évolution, mais avec deux différences. Premièrement, l'effet de la marée stellaire est plus faible car la planète se situe initialement plus loin (0.022 UA), la synchronisation est donc atteinte plus tard et pour un temps plus court. L'autre phénomène physique régissant l'évolution du spin devient non négligeable plus tôt. La phase d'accélération du spin est plus prononcée pour ce cas que le cas précédent. Deuxièmement, $\Omega_*/n > \frac{18}{11} \frac{Ne1(e)}{Ne2(e)}$, donc le système est dans la région où $\dot{e} > 0$, donc la marée stellaire fait augmenter l'excentricité. Mais le spin de l'étoile décroît plus vite que la fréquence angulaire orbitale moyenne n donc après quelques dizaines de milliers d'années, le système se retrouve dans la région où $\dot{e} < 0$ et la marée stellaire fait diminuer l'excentricité. Entre environ ~ 6 Myr et ~ 2 Gyr, la planète est à l'extérieur du rayon de corotation et $\Omega_*/n > \frac{18}{11} \frac{Ne1(e)}{Ne2(e)}$, donc la marée stellaire fait augmenter l'excentricité à nouveau. Mais, pendant ce temps, le rayon a diminué tellement que la marée stellaire devient négligeable et une excentricité faible reste dans le système. Quand l'étoile commence à ralentir à cause des vents stellaires, le système se retrouve à nouveau dans la région où $\dot{e} < 0$.

Cet exemple constitue un cas d'étude intéressant bien qu'il soit peu probable que le facteur de dissipation de l'étoile soit aussi grand pour permettre ce genre d'évolution.

Implications pour la détermination de l'âge d'une étoile

Comme il a été montré précédemment, les interactions par effet de marée entre l'étoile et un Jupiter chaud peut dans certain cas entraîner l'accélération de la rotation de l'étoile. Ceci est similaire à la conclusion de Pont (2009), qui explique que l'excès de rotation observé pour certaines étoiles peut être dû aux interactions par effet de marée entre la planète et son étoile. Des étoiles sans planètes peuvent encore garder des traces de leur violent passé. Les Figures 6.3 et 6.7 montrent que, quand une planète se rapproche de l'étoile, le spin de l'étoile varie de façon continue pour atteindre une valeur maximum au moment de la collision.

Pour déterminer l'âge d'une étoile, une technique adoptée est la "gyrochronologie stellaire" (Barnes, 2003; Barnes *et al.*, 2010b; Meibom *et al.*, 2011; Epstein and Pinsonneault, 2012), qui consiste à mesurer le spin de l'étoile et d'en déterminer l'âge en faisant l'hypothèse d'une évolution donnée de la rotation de l'étoile. En général, les étoiles ayant un grand taux de rotation sont classées comme étant de jeunes étoiles alors que les étoiles ayant un petit taux de rotation sont classées comme des étoiles vieilles qui ont été freinées par les vents stellaires.

Grâce à cette étude, on peut voir que cette méthode peut dans certains cas donner des âges incorrects aux étoiles ayant un fort taux de rotation. Une étoile ayant une rotation rapide peut être une étoile jeune mais pourrait aussi être une étoile vieille qui est rentrée en collision avec une planète. Par exemple, la collision d'une planète de $5 M_J$ avec une étoile étant initialement un rotateur rapide ou lent fait accélérer la rotation de l'étoile à un tel point que la période de rotation peut être aussi petite que celle caractéristique de la population des rotateurs rapides. Ainsi, des vieilles étoiles pourraient être confondues avec des jeunes étoiles par cette méthode de détermination des âges des étoiles.

De plus, une vieille étoile qui est rentrée en collision avec une planète de la masse de Jupiter reproduirait plusieurs caractéristiques des étoiles jeunes : elle serait un rotateur rapide, émettrait un excès de rayonnement infrarouge dû à la présence d'un disque de poussières chaudes et montrerait des signatures d'accrétion. Une collision produirait aussi

des signatures d'extrême ultraviolet, des rayons S mous, et un pic de luminosité dépendant de la nature de la collision (Metzger *et al.*, 2012). Il serait donc facile d'identifier à tort ces étoiles comme de jeunes étoiles.

L'âge des rotateurs rapides obtenu par la méthode de la gyrochronologie devrait être vérifié en utilisant d'autres techniques afin de confirmer leur jeune âge. Une autre technique consiste à estimer l'âge d'une étoile en comparant sa position sur le diagramme Hertzsprung-Russell avec des chemins d'évolution stellaire théoriques.

6.3 Conclusions

J'ai montré dans cette partie que l'histoire de la rotation de l'étoile peut influencer l'évolution par effet de marée des planètes proches pour une certaine région de l'espace des paramètres. Dans les cas où l'histoire de la rotation de l'étoile joue un rôle, la différence entre deux planètes proches de leur étoile – une orbitant un rotateur rapide et l'autre un rotateur lent – vient de la première phase de migration vers l'extérieur pour la planète orbitant le rotateur rapide (à cause de la distance de corotation plus petite). Cette phase de migration vers l'extérieur ne se produit pas pour une planète orbitant un rotateur lent. La migration vers l'extérieur et la décroissance du rayon diminuent la force de la marée stellaire et retarde efficacement ou empêche la chute de la planète sur l'étoile. A des âges avancés, à la fois les étoiles faisant partie de la population des rotateurs rapides et des rotateurs lents subissent un freinage de leur rotation à cause des vents stellaires (Skumanich, 1972; Bouvier *et al.*, 1997; Bouvier, 2008; Irwin *et al.*, 2011), donc l'histoire orbitale des planètes proches dépend d'un phénomène qui n'est pas directement observable : l'évolution du spin de l'étoile.

L'histoire de la rotation d'étoiles de type solaire affecte l'évolution des planètes par effet de marée seulement dans des circonstances relativement extrêmes, en particulier quand l'étoile est très dissipative avec des facteurs de dissipation σ_* d'environ 1000 la valeur nominale donnée par Hansen (2010). Pour ces étoiles fortement dissipatives, il y a des différences entre l'évolution par effet de marée de planètes orbitant des étoiles étant initialement des rotateurs rapides ou des rotateurs lents pour des planètes très proches ($a \lesssim 0.05$ UA) et massives ($M_p \gtrsim M_J$).

L'histoire de la rotation de l'étoile joue un rôle pour une plus grande région de l'espace des paramètres pour des étoiles de $0.1 M_\odot$, principalement parce que ces étoiles étant purement convectives, leur facteur de dissipation a été pris plus grand que pour des étoiles de $1 M_\odot$. Pour ces étoiles, la différence d'évolution entre planètes orbitant des rotateurs rapides ou des rotateurs lents est apparente pour des dissipations nominales, pour des planètes jusqu'à ~ 0.02 UA et pour des planètes de masse aussi faible que la masse de la Terre.

Les étoiles de faible masse et les étoiles de type solaire ont des facteurs de dissipation et des rayons différents, les échelles de temps associées à la marée stellaire ne sont donc pas identiques et évoluent de façon différente (voir les Figures 4.13 et 4.14). L'évolution par effet de marée autour de jeunes étoiles est plus importante pour des naines M que des étoiles de type solaire et la différence d'évolution entre rotateur rapide ou rotateur lent est apparente pour des planètes de la masse de la Terre et pour des dissipations nominales. Après quelques temps, le système gèle dans un état donné car le rayon a trop diminué, et les échelles de temps d'évolution atteignent plusieurs dizaines de milliards d'années. Pour

des étoiles de type solaire, l'évolution par effet de marée pour une dissipation nominale agit toujours sur des échelles de temps très longues. Ceci explique pourquoi il faut des planètes très massives ou augmenter le facteur de dissipation de l'étoile pour produire des différences d'évolution selon que l'étoile est un rotateur rapide ou un rotateur lent.

La migration vers l'intérieur d'une planète de la masse de Jupiter à l'intérieur du rayon de corotation d'une naine M de $0.1 M_{\odot}$ étant un rotateur lent peut résulter en une accélération significative de la rotation de l'étoile. L'effet est d'autant plus marqué si la planète tombe sur l'étoile. Irwin *et al.* (2011) ont utilisé différents paramètres pour décrire les vents stellaires des rotateurs rapides et des rotateurs lents et étaient donc capables de dire si une étoile était initialement un rotateur rapide ou un rotateur lent à partir de l'observation de son spin actuel. Mais, il a été montré que cette conclusion n'était pas si évidente. Quand l'étoile rentre en collision avec une planète, le taux de rotation d'une étoile peut être modifié de telle façon à ce qu'une étoile étant initialement un rotateur lent devienne un rotateur rapide.

Lorsqu'une planète massive orbite une naine M avec un fort facteur de dissipation ($1000 \times \sigma_{\star}$), il peut y avoir parfaite synchronisation, c'est-à-dire que la période de rotation de l'étoile est la même que celle de la planète et est égale à la période orbitale (Fig. 6.8). Mais cet état d'équilibre est instable et le système s'en éloigne quand la rotation de l'étoile accélère à cause de sa contraction ou quand la rotation décélère à cause des vents stellaires. Dans ce cas, le spin de l'étoile est fortement altéré car l'étoile est freinée par une planète à l'extérieur du rayon de corotation ou accélérée par une planète à l'intérieur du rayon de corotation.

Malheureusement, les Jupiters chauds autour de naines M sont extrêmement rares, à cause de l'inefficacité des processus de formation planétaire autour des étoiles de faible masse (Laughlin *et al.*, 2004; Ida and Lin, 2005; Kennedy and Kenyon, 2008). Seulement trois Jupiters chauds ont été détectés autour d'étoiles de masse inférieure à $0.7 M_{\odot}$ (Pepe *et al.*, 2004; Hellier *et al.*, 2011; Borucki *et al.*, 2011; Johnson *et al.*, 2012) et aucune autour d'étoiles de masse aussi faible que $0.1 M_{\odot}$. Les Jupiters chauds autour d'étoile de très faible masse doivent encore être détectés.

Une distribution statistique de planètes autour de naines M purement convectives pourrait aider à contraindre le facteur de dissipation σ_{\star} de ces objets. Plus précisément grâce à la distance du bord interne de la distribution de demi-grand axe des planètes, il serait possible de donner une limite inférieure au facteur de dissipation. En effet, la plus distante est cette limite inférieure, la plus dissipative est la naine M. Mais afin de pouvoir tirer des conclusions robustes, il faut une bonne estimation de l'âge de l'étoile, ce qui n'est pas chose aisée.

Pour des étoiles de type solaire, de telles conclusions ne peuvent pas être faites car si le facteur de dissipation est assez grand pour influencer l'évolution des planètes à un âge jeune, le système évoluera toujours par effet de marée pour des âges avancés. Les rotateurs lents et rapides ont des évolutions similaires après quelques centaines de millions d'années donc l'observation d'un Jupiter chaud orbitant une étoile d'un âge donné et de dissipation donnée ne permettrait pas de remonter à l'histoire de l'évolution de son spin. Dans les deux cas, des différents demi-grand axes initiaux peuvent aboutir au même demi-grand axe final. On pourrait imaginer essayer de déterminer l'évolution orbitale passée de la planète d'après la composition de son atmosphère afin de savoir si la planète vient d'une région "froide" (0.04 AU) ou d'une région "chaude" (0.03 AU). Malheureusement, cet exercice est plein d'incertitudes liées aux différences éventuelles de composition de planètes ne s'étant

pas formées à la même distance orbitale et liées aux paramètres de marée ($\Omega_*(t_0)$, σ_* , l'âge des étoiles observées...).

Néanmoins, il est important d'insister sur le fait que les planètes entrant en collision avec leur étoile tard dans l'évolution du système peut entraîner une accélération importante du spin de l'étoile et créer une population d'étoiles vieilles ayant un fort taux de rotation. L'accélération de la rotation des étoiles comme résultat d'une collision a été abordée par Levrard *et al.* (2009). Ils ont montré que les planètes tombant sur leur étoile à cause des effets de marée n'atteignent jamais d'état d'équilibre. Jackson *et al.* (2009) ont aussi travaillé sur la question des collisions dues aux effets de marée et aux conséquences que ces collisions peuvent avoir sur l'étoile. Ils ont aussi trouvé qu'une accélération notable de l'étoile et un changement de la composition de l'étoile étaient attendu. Toute détermination de l'âge d'une étoile basée sur la mesure de sa rotation peut donc être faussée. En général, les rotateurs rapides sont classés comme étant de jeunes étoiles, mais j'ai montré ici qu'une collision peut produire des étoiles vieilles étant des rotateurs rapides et ayant des caractéristiques d'étoiles jeunes. Une détermination alternative de l'âge des étoiles est donc importante, spécialement pour des rotateurs rapides.

Conclusion

J’ai exposé ici les résultats de mes études sur l’évolution de planètes par effet de marée autour de naines brunes, de naines M ou d’étoiles de type solaire.

Dans le chapitre 4, j’ai présenté la théorie que j’utilise par la suite : le modèle *Constant Time Lag*. Ce modèle revient à considérer que les objets étudiés sont composés d’un liquide peu visqueux et que le temps de réponse du corps déformable est constant au cours du temps. C’est un modèle simple, dont l’utilisation pour des planètes terrestres peut être remis en question, mais dans un premier temps, j’ai choisi de l’adopter.

Dans le chapitre 5, j’ai donné les résultats de simulations de systèmes planétaires autour de naines brunes.

Dans un premier temps (section 5.1), j’ai utilisé un code résolvant les équations séculaires pour étudier des systèmes constitués d’une planète orbitant une naine brune. Pour ce travail, l’évolution de la naine brune présentée dans le chapitre 1 de la partie I a été prise en compte. Dans cette partie, j’ai étudié systématiquement différents paramètres pouvant influencer l’évolution des planètes par effet de marée. L’évolution d’un système par effet de marée dépend de la marée créée par la planète dans la naine brune (marée dans la naine brune) et la marée créée par la naine brune dans la planète (marée planétaire).

Le fait que les naines brunes se contractent avec le temps fait que l’évolution provenant de la marée que la planète crée dans la naine brune se fait sur des temps de plus en plus long. Finalement autour d’une naine brune de plus d’une centaine de millions d’années, le système est “gelé” et n’évolue plus par effet de marée.

Le fait que la rotation des naines brunes accélère avec le temps a aussi une influence importante pour l’évolution par effet de marée des planètes. La rotation de la naine brune définit la zone de l’espace pour laquelle l’effet de la marée dans la naine brune fait migrer les planètes vers l’intérieur (à l’intérieur du rayon de corotation) de celle où elle les fait migrer vers l’extérieur (à l’extérieur du rayon de corotation). L’accélération de la naine brune entraîne la diminution du rayon de corotation. Ainsi des planètes commençant initialement leur évolution à l’intérieur du rayon de corotation peuvent être “sauvées” si le rayon de corotation diminue plus vite qu’elles ne tombent vers la naine brune. Dans la plupart des cas, les planètes qui survivent les premiers millions d’années d’évolution migrent vers l’extérieur et après une centaine de millions d’années le système est gelé. La période orbitale minimale à laquelle se trouvent les planètes dépend de la masse de la naine brune, de son facteur de dissipation et de sa période de rotation initiale. Elle est d’environ 20 heures pour une planète de la masse de la Terre qui orbite une naine brune de $0.04 M_{\odot}$ de dissipation nominale. Cette contrainte pourrait être testée grâce à des observations de tels systèmes.

Dans un deuxième temps (section 5.2), j’ai utilisé un code N-corps auquel j’ai ajouté les forces de marée et les couples de marée. Après avoir validé le code en comparant

quelques tests aux simulations obtenues avec le code qui résout les équations séculaires, j'ai montré quelques exemples d'évolution de systèmes multiplanétaires soumis aux effets de marée. Ce code a été développé pour des objets centraux différents : des naines brunes, des naines M et des étoiles de type solaire.

Les effets de marée peuvent avoir des conséquences importantes pour l'évolution orbitale des planètes.

J'ai montré que la survie d'une planète interne perturbée par une planète excentrique et située initialement à l'extérieur du rayon de corotation dépendait de la dissipation dans la naine brune. Sans son compagnon, la planète interne aurait survécu à l'évolution et aurait migré vers l'extérieur. Mais la présence d'une autre planète excentrique fait augmenter l'excentricité de la planète interne. Si le facteur de dissipation de la naine brune est petit, la planète fini par migrer vers l'intérieur à cause de la marée planétaire. Si le facteur de dissipation de la naine brune est grand, la planète tombe rapidement sur la naine brune. Bien que le demi-grand axe de la planète soit plus grand que le rayon de corotation initial, le périastre se trouve à l'intérieur. Les effets de marée sont plus importants au périastre, donc si la marée dans la naine brune est forte, elle peut entraîner une migration vers l'intérieur.

En revanche, si les planètes n'ont pas de grandes excentricités ($\lesssim 0.1$), alors la marée dans la naine brune domine lors de l'évolution. Les planètes migrent alors vers l'extérieur à des vitesses différentes. Les planètes convergent et peuvent être capturées en résonance. Ce mécanisme permet de créer des analogues au système de Jupiter et de ses satellites.

Dans le chapitre 6, j'ai utilisé à nouveau le code résolvant les équations séculaires pour étudier des systèmes constitués d'une planète orbitant soit une naine M de $0.1 M_{\odot}$ soit une étoile de type solaire. Pour ce travail, l'évolution de la naine M et de l'étoile de type solaire présentée dans le chapitre 2 de la partie I a été prise en compte, ainsi que l'effet de la perte de moment angulaire de l'étoile due aux vents stellaires. J'ai montré que l'histoire de la rotation de l'étoile – si elle était initialement un rotateur rapide ou lent – peut influencer l'évolution par effet de marée des planètes proches pour une certaine région de l'espace des paramètres.

L'histoire de la rotation d'étoiles de type solaire affecte l'évolution des planètes par effet de marée seulement dans des circonstances relativement extrêmes. SI le facteur de dissipation est de 1000 fois la valeur nominale σ_{\star} alors il y a des différences entre l'évolution par effet de marée de planètes orbitant des étoiles étant initialement des rotateurs rapides ou des rotateurs lents pour des planètes très proches ($a \lesssim 0.05$ UA) et massives ($M_p \gtrsim M_J$).

Pour des naines M, l'histoire de la rotation de l'étoile joue un rôle pour une plus grande région de l'espace des paramètres. Les naines M sont supposées être plus dissipatives que les étoiles de type solaire. La différence d'évolution entre planètes orbitant des rotateurs rapides ou des rotateurs lents est apparente pour un facteur de dissipation nominal, pour des planètes jusqu'à ~ 0.02 UA et pour des planètes de masse aussi faible que la masse de la Terre.

Comme pour les naines brunes, le rayon des naines M diminue tant, qu'à un certain âge, le système est gelé. En revanche, la marée dans les étoiles de type solaire agit encore à des âges avancés ($\gtrsim 1$ milliard d'années) pour des planètes de la taille de Jupiter. Comme à cet âge, la rotation de l'étoile a diminué à cause des vents stellaires, les planètes ayant survécu les premiers millions d'années se retrouvent à l'intérieur du rayon de corotation

et migrent vers l'étoile sur des échelles de temps de l'ordre du milliard d'années. Le Jupiter chaud tombe finalement sur l'étoile, ce qui fait accélérer sa rotation. Ce mécanisme peut créer une population d'étoiles vieilles ayant un fort taux de rotation. Les collisions entre planètes et étoiles peuvent donc biaiser les déterminations de l'âge d'une étoile qui sont basées sur la mesure de sa période de rotation.

Troisième partie

Habitabilité de planètes autour de naines brunes

Introduction

Pour de nombreuses raisons, l'étude climatique de planètes autour de naines brunes est très intéressante. Contrairement aux planètes autour d'étoiles, la zone habitable des naines brunes se rapproche avec le temps. Ainsi, avant d'arriver dans la zone habitable, les planètes sont trop chaudes pour pouvoir supporter de l'eau liquide à leur surface.

Si ces planètes se sont formées avec un réservoir d'eau, celui-ci serait alors sous forme gazeuse dans l'atmosphère. On peut donc se poser la question de l'échappement de cette eau. Pour contraindre ce phénomène complexe, il est nécessaire de connaître l'émission des naines brunes dans des bandes spectrales couvrant l'extrême UV aux rayons X. Il n'existe pas d'observations de naines brunes dans ces plages spectrales, il est donc délicat de donner des valeurs précises pour le taux d'échappement de l'eau.

La grande différence entre la zone habitable d'étoile de type solaire et autres est que les naines brunes ont une grande partie de leur rayonnement dans l'infrarouge, il y a donc chevauchement entre les bandes spectrales du flux entrant en haut de l'atmosphère et le flux infrarouge sortant. De plus, les caractéristiques spectrales des naines brunes sont différentes des étoiles, et l'absence supposée de certains rayonnements énergétiques suggèrent que la chimie des atmosphères de ces planètes serait à l'équilibre. Donc, si des observations de ces atmosphères sont faites dans le futur avec JWST, et qu'une chimie hors équilibre est observée, cela pourrait être synonyme de vie.

L'étude de l'atmosphère de planètes autour des naines brunes est donc un sujet très intéressant. Cette partie vise à commencer l'étude du climat de planètes autour de naines brunes.

Dans la section 7.1, **Zone habitable et climats**, je donnerai la définition utilisée ici de la zone habitable et de la température d'équilibre d'une planète.

Dans la section 7.2, **Avant l'entrée dans la zone habitable**, je donnerai malgré tout un ordre de grandeur d'une borne supérieure pour l'échappement. Je montrerai ainsi que les planètes peuvent vraisemblablement garder leur eau jusqu'à ce qu'elles atteignent la zone habitable.

Dans la section 7.3, **Dans la zone habitable**, j'utiliserai les résultats du chapitre 5 pour étudier comment le temps qu'une planète passe dans la zone habitable dépend de paramètres comme la masse de la naine brune ou de sa dissipation. Puis, je présenterai quelques résultats sur l'effet du chauffage dû aux effets de marée sur la température de la planète.

Chapitre 7

Habitabilité de planètes autour de naines brunes

7.1 Zone habitable et climats

Je considère maintenant l’habitabilité de planètes en utilisant le critère de zone habitable, c’est-à-dire la plage de distances orbitales pour laquelle une planète comme la Terre pourrait avoir de l’eau liquide à sa surface (Kasting *et al.*, 1993; Selsis *et al.*, 2007b). Cette question d’habitabilité est d’autant plus intéressante que les naines brunes refroidissent au cours du temps, la zone habitable se rapproche donc. Dans le chapitre 5, il a été montré que, dans la plupart des cas, les planètes migraient vers l’extérieur à cause des effets de marée. Comme la zone habitable se rapproche de la naine brune et que les planètes s’en éloignent, les planètes qui survivent à l’évolution par effet de marée passent un temps limité dans la zone habitable. Andreeshchev and Scalo (2004) ont montré que pour des naines brunes plus massives que $0.04 M_{\odot}$, une planète s’étant formée près de la limite de Roche peut rester dans la zone habitable plus de 4 milliards d’années. Mais Andreeshchev and Scalo (2004) n’ont pas pris en compte l’évolution par effet de marée. La migration vers l’extérieur due aux effets de marée réduit fortement le temps passé dans la zone habitable.

7.1.1 Zone habitable

Le concept de zone habitable est apparu pour caractériser des planètes comme la Terre dont les conditions atmosphériques permettent la présence d’eau liquide à la surface. La présence d’eau à la surface de la Terre est possible car elle se trouve à une bonne distance de notre Soleil et que son atmosphère est telle que les conditions de pression et de température à la surface sont compatibles avec la présence de l’eau sous forme liquide (Kasting *et al.*, 1993).

Pour les exoplanètes, les données climatiques ne sont pas connues. Néanmoins, un critère d’habitabilité peut être trouvé en déterminant la plage de distance à l’étoile hôte permettant d’avoir de l’eau liquide à la surface en supposant une atmosphère de diazote, dioxygène et dioxyde de carbone.

Le bord externe et le bord interne sont déterminés en calculant la limite pour deux cas extrêmes :

- Le bord externe est déterminé en simulant une planète avec une forte quantité de dioxyde de carbone, qui est un gaz à effet de serre permettant de réchauffer la surface de la planète. Si la planète est éloignée de son soleil, il faut ajouter de plus en plus de dioxyde de carbone (CO_2) pour que la température à la surface permette la présence d'eau. Mais si la planète est trop loin de son étoile, l'ajout de CO_2 ne permet plus de réchauffer la surface, car il se condense et forme des nuages. Ceci a pour effet d'augmenter l'albédo de la planète et ainsi de refroidir la surface (Kasting *et al.*, 1993). La distance étoile-planète, pour laquelle l'ajout de CO_2 aboutit à la création de nuages de CO_2 , définit donc la limite externe de la zone habitable.
- Le bord interne de la zone habitable est déterminé comme étant la distance à laquelle l'atmosphère de la planète est en "runaway greenhouse" qui est un effet de serre qui s'est emballé. Si la température de la planète subit une augmentation due à la luminosité croissante de son étoile, la quantité d'eau sous forme gazeuse augmente. La vapeur d'eau étant un puissant gaz à effet de serre, la température de surface augmente donc, ce qui fait augmenter la pression de vapeur d'eau, etc... Tout le réservoir d'eau passe dans la phase gazeuse et la planète n'est plus considérée comme habitable. C'est vraisemblablement ce qu'il s'est passé pour Venus (Kasting, 1988).

Il est important de noter ici qu'être dans la zone habitable n'est pas synonyme d'être habitable. En effet, l'habitabilité requiert des conditions chimiques et géophysiques particulières et une atmosphère suffisamment dense. L'habitabilité dépend aussi de l'activité de l'étoile, mais aussi de la rotation de la planète, de son obliquité et de son excentricité. Je ne cherche pas ici à prendre tous ces paramètres en compte, mais à donner une première approche de "l'habitabilité" des planètes autour de naines brunes. Je considère donc ici la zone habitable – ou plutôt "zone d'eau liquide" – telle qu'elle a été décrite ci-dessus tout en sachant que l'appartenance d'une planète à la zone habitable ne présage en rien de son habitabilité effective.

La vie telle que nous la connaissons est basée sur l'eau et il est alors logique que nous commençons par chercher des traces de vie identique à celle présente sur Terre. Néanmoins, il est de plus en plus accepté qu'il puisse exister d'autres formes de vie basées sur d'autres molécules (McKay and Smith, 2005).

7.1.2 Bilan de radiation pour la planète

En faisant un bilan de radiation pour la planète, avec des hypothèses simples, il est possible à moindre frais d'avoir une idée de la température de la planète.

Les hypothèses sont les suivantes :

- L'albédo planétaire A^1 est uniforme,
- La planète est sphérique,
- L'émission thermique de la planète se comporte comme une fonction de Planck à une température de brillance T_{eq} .

Dans un premier temps, je considère que la seule source de chaleur est l'absorption du rayonnement de la naine brune incident par la planète.

La luminosité de la naine brune L_{BD} est liée au flux de l'étoile F_{BD} par : $L_{\text{BD}} = 4\pi R_{\text{BD}}^2 F_{\text{BD}}$. Le flux de l'étoile peut s'exprimer à l'aide de la température effective de la naine brune notée T_{eff} et de la constante de Stefan Boltzmann σ_{SB} comme : $F_{\text{BD}} = \sigma_{\text{SB}} T_{\text{eff}}^4$.

1. L'albédo est la proportion de lumière incidente réfléchiée par la planète.

Ainsi le flux de la naine brune à une distance orbitale a est donné par :

$$F_{\text{inc}} = \frac{L_{\text{BD}}}{4\pi a^2} = \left(\frac{R_{\text{BD}}}{a}\right)^2 \sigma_{\text{SB}} T_{\text{eff}}^4, \quad (7.1)$$

et si la planète a une excentricité e alors le flux moyen sur une orbite s'écrit ainsi :

$$F_{\text{inc}} = \frac{L_{\text{BD}}}{4\pi a^2 \sqrt{1-e^2}} = \left(\frac{R_{\text{BD}}}{a}\right)^2 \frac{\sigma_{\text{SB}} T_{\text{eff}}^4}{\sqrt{1-e^2}}. \quad (7.2)$$

La planète intercepte une partie de ce rayonnement, et donc l'énergie reçue est : $F_{\text{inc}} \pi R_{\text{p}}^2$. La planète réfléchit une partie du rayonnement incident et l'autre partie est absorbée. L'énergie absorbée est donc donnée par : $(1-A)F_{\text{inc}} \times \pi R_{\text{p}}^2$. Cette énergie est alors irradiée sur toute la sphère et donc le bilan se traduit par :

$$(1-A)F_{\text{inc}} \times \pi R_{\text{p}}^2 = F_{\text{IR}} \times 4\pi R_{\text{p}}^2, \quad (7.3)$$

où F_{IR} est le flux émergent émis par la planète, qui est typiquement un rayonnement infra-rouge. Si j'appelle T_{eq} la température d'équilibre de la planète, l'expression de F_{IR} est donc la suivante :

$$F_{\text{IR}} = \sigma_{\text{SB}} T_{\text{eq}}^4 = \frac{1}{4}(1-A)F_{\text{inc}}. \quad (7.4)$$

Ainsi, la température d'équilibre de la planète est :

$$T_{\text{eq}} = \left(\frac{1}{4\sigma_{\text{SB}}}(1-A)\frac{L_{\text{BD}}}{4\pi a^2 \sqrt{1-e^2}}\right)^{1/4} \quad (7.5)$$

$$T_{\text{eq}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(1-A)^{1/4} \sqrt{\frac{R_{\text{BD}}}{a(1-e^2)^{1/4}}} T_{\text{eff}} \quad (7.6)$$

Ainsi pour une planète ayant un albédo de 0.5 orbitant à 0.01 UA une naine brune de $0.04 M_{\odot}$ et de 100 millions d'années d'âge, cela correspond à une température de $T_{\text{eq}} = 332$ K. Pour une naine brune de 500 millions d'années d'âge, cela correspond à une température de $T_{\text{eq}} = 200$ K. La Figure 7.1 montre la dépendance en demi-grand axe et en temps (donc en luminosité) de cette température pour une naine brune de $0.04 M_{\odot}$.

Sur la carte de la Figure 7.1, les deux traits blancs délimitent l'endroit où la température d'équilibre de la planète est entre 180 K et 270 K. Une planète ne peut pas être habitable si son flux sortant est supérieur à $F_{\text{IR}} = 300 \text{ W/m}^2$ car alors le phénomène de "runaway greenhouse" se produit. Ce flux sortant correspond à une température d'équilibre maximum de $T_{\text{eq}} = 270$ K. Cette température correspond à un flux incident de $F_{\text{inc}} = 1200 \text{ W/m}^2$ pour une planète ayant un albédo de 0, et $F_{\text{inc}} = 1600 \text{ W/m}^2$ pour une planète ayant un albédo de 0.25. Pour la limite externe, je fais une estimation grâce à l'étude de GJ 581 d qui orbite une naine M de $0.31 M_{\odot}$ (Udry *et al.*, 2007). GJ 581 d reçoit un flux de son étoile de $F_{\text{inc}} = 400 \text{ W/m}^2$. Wordsworth *et al.* (2011) ont montré que cette planète est potentiellement habitable. Ce flux correspond pour un albédo de 0.25 à une température d'équilibre de 191 K. Pour une naine brune dont le spectre est plus rouge, et dont le rayonnement est fortement absorbé par les constituants atmosphériques (comme l'eau ou le dioxyde de carbone), on s'attend à ce que l'albédo de la planète soit aussi plus faible (Selsis *et al.*, 2007b). Ainsi, si on extrapole vers les naines brunes, on

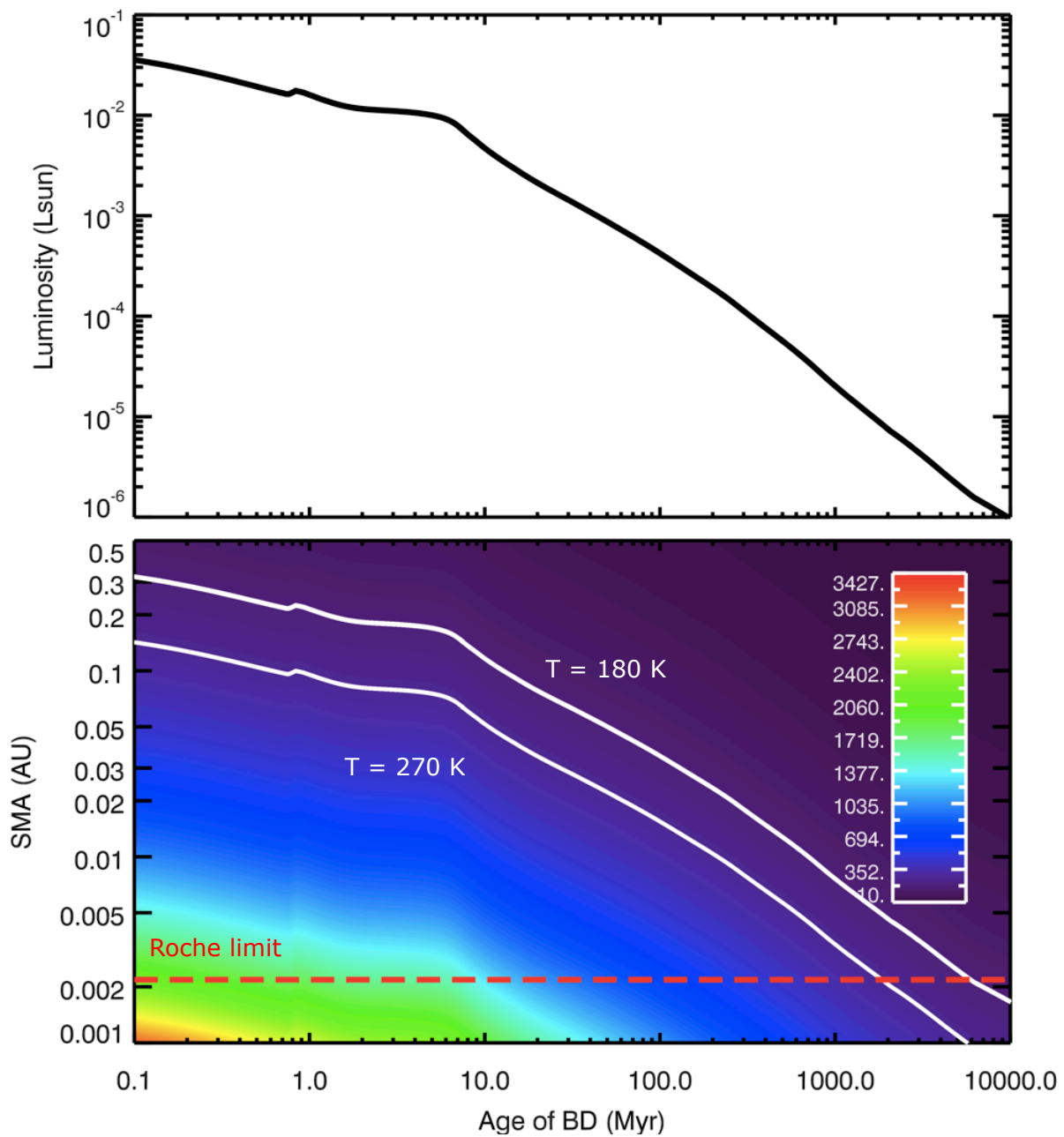


FIGURE 7.1 – Cadran supérieur : Luminosité d’une naine brune de $0.04 M_{\odot}$ en fonction de l’âge de la naine brune. Cadran inférieur : carte de la température T_{eq} en fonction de l’âge et du demi-grand axe. Les deux traits blancs correspondent à 180 K et 270 K. Les tirets rouges correspondent à la limite de Roche d’une planète de $1 M_{\oplus}$. Pour une vieille naine brune, la région où la planète aurait des températures d’équilibre théoriquement compatibles avec la présence d’eau liquide à sa surface est à l’intérieur de la limite de Roche, donc là où la planète ne pourrait pas exister telle quelle.

peut donner la limite de $T_{\text{eq}} = 180$ K qui correspond à un flux F_{inc} de 240 W/m^2 pour une planète ayant un albédo nul.

La naine brune refroidit avec le temps (voir chapitre 1), donc la luminosité décroît. Ainsi la planète doit se trouver plus proche d'une naine brune vieille que d'une naine brune jeune pour pouvoir avoir des températures compatibles avec l'eau liquide. J'ai montré dans le chapitre 5 que les planètes autour de naines brunes avaient tendance à migrer vers l'extérieur à cause de la rotation rapide de la naine brune ; ainsi prendre en compte les effets de marée pour calculer le temps qu'une planète passe dans la zone habitable va avoir pour effet de le diminuer.

La luminosité de la naine brune diminue tellement que, quand elle atteint des âges de l'ordre du milliard d'années, la zone habitable est à l'intérieur de la limite de Roche. (voir Figure 7.1). Même si les effets de marée n'étaient pas pris en compte, la durée d'habitabilité maximale d'une planète autour d'une naine brune de masse inférieure à $0.07 M_{\odot}$ serait limitée.

7.2 Avant l'entrée dans la zone habitable

Avant d'arriver dans la zone habitable de la naine brune, la planète passe un certain temps dans une zone trop chaude pour permettre la présence d'eau liquide à sa surface. La question se pose de savoir si le réservoir d'eau éventuellement présent sur la planète juste après la dissipation du disque proto-planétaire serait susceptible de survivre à cette période de forte insolation.

Cette question est équivalente à se demander si Venus serait habitable si elle revenait dans la zone habitable. Pour étudier ce problème, il faut donc identifier les phénomènes susceptibles de faire échapper l'eau d'une planète.

7.2.1 Perte d'eau

Il y a beaucoup de mécanismes différents permettant à l'eau de s'échapper d'une planète. Ces mécanismes dépendent de l'atmosphère, sa composition, sa structure verticale, la nature de la redistribution d'énergie : convection ou diffusion, si il y a des nuages ou pas.

Etant donné que les conditions atmosphériques des exoplanètes sont méconnues, il est intéressant ici de calculer la perte d'eau en supposant que le mécanisme en jeu est celui qui est le plus efficace. Ce mécanisme est appelé : "Energy limited escape" (Lammer *et al.*, 2003). Ce mécanisme nécessite deux rayonnements de longueurs d'ondes différentes :

- FUV : $0.1\text{--}0.2 \mu\text{m}$ pour dissocier les molécules d'eau,
- XUV : $0.1\text{--}100 \text{ nm}$ pour le chauffage de l'exosphère qui permet la fuite de l'hydrogène dans l'espace lorsque la vitesse thermique de H peut dépasser la vitesse de libération.

L'"Energy limited escape" revient à considérer que l'énergie du rayonnement incident dont la longueur d'onde est inférieure à 100 nm est convertie en énergie gravitationnelle qui permet à l'hydrogène de s'échapper. J'utilise ici la formule de Selsis *et al.* (2007a) qui relie le flux XUV F_{XUV} à la perte d'eau $\dot{m}_{\text{H}_2\text{O}}$:

$$\epsilon \frac{F_{\text{XUV}} \pi R_p^2}{(a/1\text{AU})^2} = \frac{\mathcal{G} M_p \dot{m}_{\text{H}_2\text{O}}}{R_p}, \quad (7.7)$$

où R_p est le rayon de la planète, M_p sa masse et a le demi-grand axe de la planète. ϵ est la fraction du rayonnement XUV incident qui est effectivement converti en énergie gravitationnelle pour l'échappement de l'hydrogène, cette fraction est une inconnue et contient toute la physique (complexe) de l'échappement de gaz d'une planète. Cette efficacité d'échappement a été calculée par Yelle (2004) comme étant d'environ ~ 0.1 , avec un modèle photochimique pour HD209458b qui est un Jupiter chaud. Pour cette étude, qui porte sur des planètes terrestres, j'utilise une valeur de $\epsilon = 0.2$ pour essayer à nouveau de trouver une valeur maximale pour la perte d'eau. La première partie de l'équation 7.7 $F_{\text{XUV}}\pi R_p^2/(a/1\text{AU})^2$ correspond à la fraction du flux XUV intercepté par la planète.

Ainsi la perte d'eau est donnée par :

$$\dot{m}_{\text{H}_2\text{O}} = \epsilon \frac{F_{\text{XUV}}\pi R_p^3}{\mathcal{G}M_p(a/1\text{AU})^2}. \quad (7.8)$$

En prenant en compte que la planète peut subir une migration orbitale, la perte d'eau pendant un temps t est de :

$$m_{\text{H}_2\text{O}} = \epsilon \frac{\pi R_p^3}{\mathcal{G}M_p} \int_0^t \frac{F_{\text{XUV}}}{(a/1\text{AU})^2} dt. \quad (7.9)$$

Venus a probablement perdu son eau par ce mécanisme. Selon Solomon and Head (1991), les observations radar du satellite Magellan et des observations terrestres montrent que les dernières traces d'eau sur Venus remontent à environ 1 milliard d'années. A cette époque, le Soleil était moins lumineux qu'actuellement, mais cela a suffi pour que Venus perde son eau (Kasting, 1988). Les naines brunes étant moins lumineuses, leur éventuel flux XUV doit être moindre. Je vais maintenant essayer d'estimer la perte d'eau pour une planète autour d'une naine brune.

7.2.2 Les planètes autour des naines brunes peuvent-elles habitables ?

Comme l'a été présenté dans le chapitre 1, la luminosité des naines brunes diminue avec le temps. Ainsi la zone habitable se rapproche de la naine brune alors que pour les étoiles comme le Soleil, la zone habitable s'éloigne.

Aucune observation n'a été faite du flux de naines brunes dans le domaine EUV. Mais, pour considérer un cas extrêmement défavorable, je considère que l'échappement n'est pas limité par la photo-dissociation de l'eau, c'est-à-dire que le rayonnement FUV est suffisamment intense pour dissocier l'eau et produire de l'hydrogène à un taux qui dépasse sa fuite vers l'espace.

Quant au flux X, certaines observations ont été faites d'objets de type spectraux allant de M8 à L5 (Berger *et al.*, 2010) avec Chandra/ACIS-I2. Alors que les observations précédentes d'objets de types spectraux M0 à M7 montrent que la luminosité X semble être de $10^{-3} L_{\text{bol}}$ (Pizzolato *et al.*, 2003), ces nouvelles observations montrent que la luminosité X des naines L semble être de l'ordre de $10^{-5} L_{\text{bol}}$. De plus, certaines de ces observations sont en fait des non-détections, donc la luminosité X des objets comme 2M0523-14 (L2-L3), 2M0036+18 (L3-L4) et 2M1507-16 (L5) serait en fait plus faible que $10^{-5} L_{\text{bol}}$.

Dans ce travail, je considère que cette valeur de $10^{-5} L_{\text{bol}}$ constitue une borne supérieure de la luminosité XUV des naines brunes. Comme la luminosité des naines brunes change avec le temps, leur luminosité X varie aussi (voir Figure 7.2).

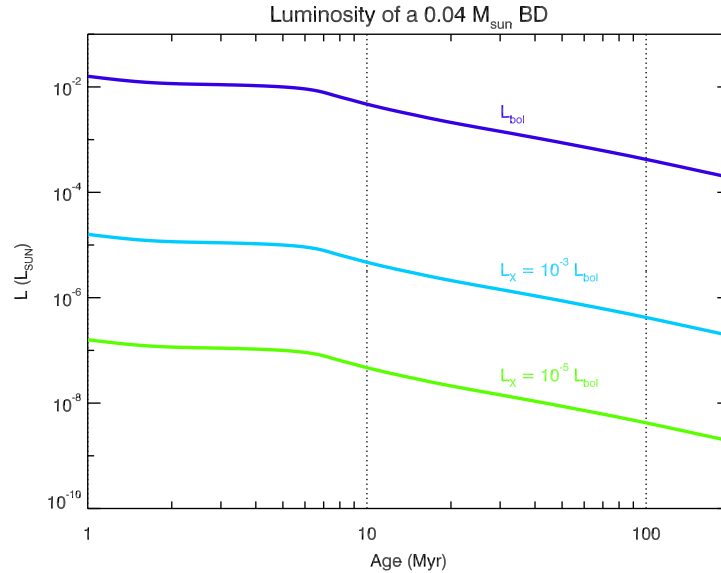


FIGURE 7.2 – Luminosité bolométrique L_{bol} , $10^{-3} L_{\text{bol}}$ et $10^{-5} L_{\text{bol}}$ en fonction du temps.

Je considère ici des naines brunes de masse supérieure à $0.04 M_{\odot}$. Je considère que la luminosité X est de $10^{-5} L_{\text{bol}}$, et j'utilise la formule 7.9 pour calculer la perte d'eau d'une planète comme la Terre ($R_p = R_{\oplus}$, $M_p = M_{\oplus}$). Le temps "zéro" est d'un million d'années ce qui correspondrait au moment où le disque protoplanétaire se dissipe (voir partie 5.1.2). Je considère que la planète a reçu son réservoir d'eau lorsqu'elle était encore dans le disque protoplanétaire, par collision avec des planétésimaux ou avec des embryons planétaires provenant de régions plus éloignées du disque, au delà de la limite de glace (Raymond *et al.*, 2007). Une autre possibilité est que la planète ait migré depuis des régions plus froides par migration type I par exemple (Ogihara and Ida, 2009). Ces processus ont été étudiés pour des systèmes orbitant des étoiles du type du soleil (Raymond *et al.*, 2007) et aussi pour des étoiles de faible masse (Ogihara and Ida, 2009). La tendance étant d'étudier ce qu'il se passe pour des étoiles de moins en moins massives, la question de l'apport d'eau pour des systèmes orbitant des naines brunes devrait être bientôt posée.

La Figure 7.3 montre des cartes qui représentent la perte d'eau calculée grâce à l'équation 7.8 en fonction du demi-grand axe de la planète (considéré ici constant) et du temps.

Par exemple, une Terre dotée d'un océan liquide comparable au nôtre ($M_{\text{eau}} = M_{\text{ocean}} = 1,3 \times 10^{21}$ kg), située à 0.01 AU d'une naine brune de masse $0.04 M_{\odot}$ et d'âge 1 million d'années perd un dixième de son réservoir d'eau en 8 millions d'années (voir Fig. 7.3). Due à la baisse de luminosité, la perte d'eau ralentit, si bien que quand la naine brune atteint l'âge de 100 millions d'années, la planète n'a perdu que 2–3 dixièmes de son réservoir initial. D'après les résultats présentés dans la section 7.3, la planète arrive dans la zone habitable quand la naine brune a environ 100 millions d'années. Donc si la planète possède de l'eau au moment de l'entrée dans la zone habitable, il est possible que la planète ait en effet un océan d'eau liquide à sa surface.

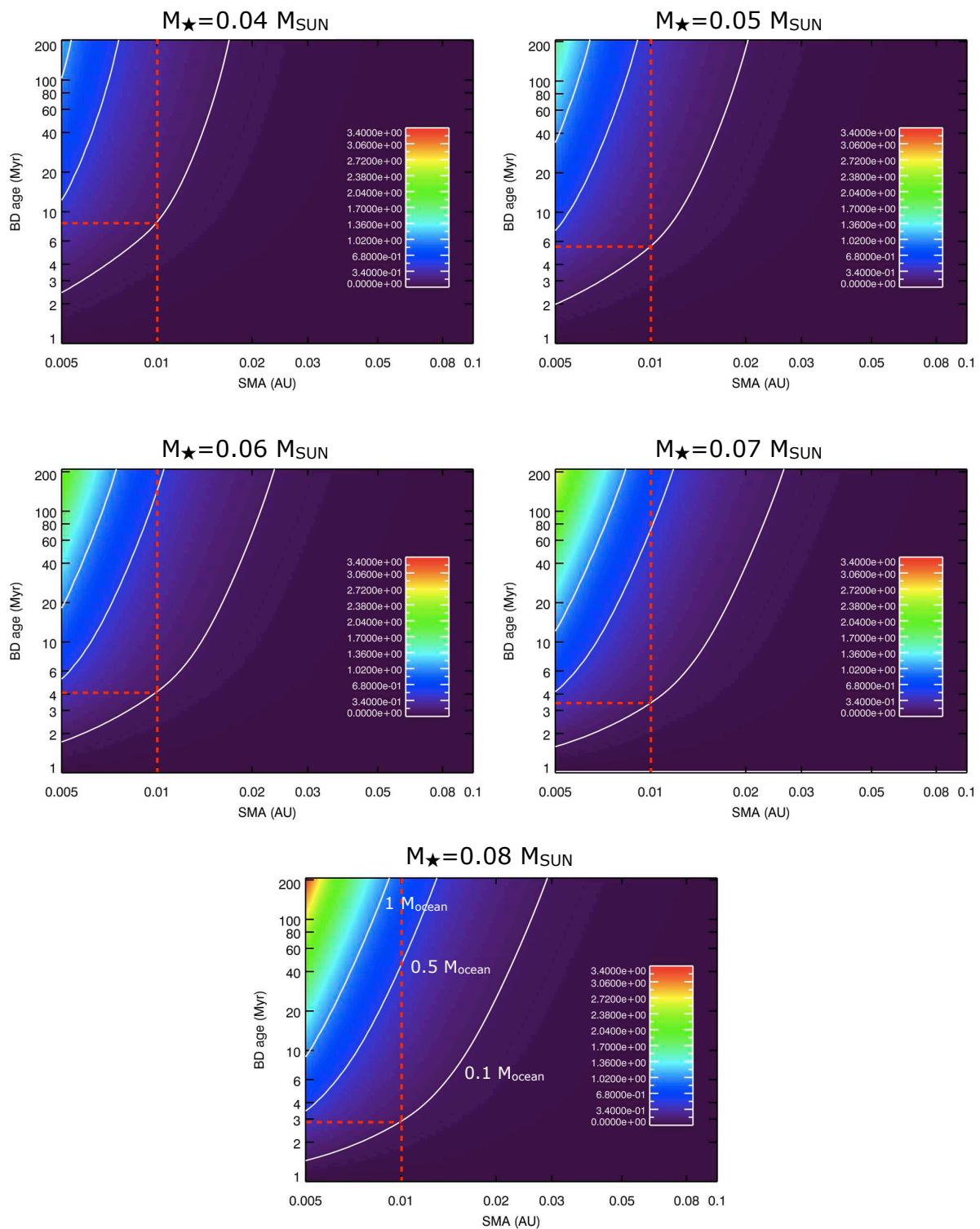


FIGURE 7.3 – Carte de la perte de masse d’eau (en océan terrestre) en fonction de l’âge de la naine brune de masse et de la distance de la planète. Les lignes blanches correspondent, de gauche à droite, aux lignes de niveaux : 1 océan, 0.5 océan et 0.1 océan. Une planète à 0.01 AU orbitant une naine brune de $0.04 M_{\odot}$ perd un dixième d’un océan terrestre en 8 millions d’années, alors que, si elle orbite une naine brune de $0.08 M_{\odot}$, elle perd un dixième d’un océan terrestre en moins de 3 millions d’années.

Une Terre dotée d'un océan liquide comparable au nôtre, située à 0.01 AU d'une naine brune de masse $0.08 M_{\odot}$ et d'âge 1 million d'années perd un dixième de son réservoir d'eau en moins de 3 millions d'années (voir Fig. 7.3) soit plus de deux fois plus vite qu'autour de la naine brune de masse $0.04 M_{\odot}$. Plus une naine brune est massive, plus elle est lumineuse donc la planète perdra son eau plus vite que si elle orbitait une naine brune moins massive.

En considérant ce scénario très défavorable, je trouve que les planètes autour de naines brunes pourraient garder un réservoir d'eau non nul à leur arrivée dans la zone habitable. Bien sûr, cela dépend de la quantité d'eau initiale, c'est-à-dire quand le disque se dissipe. Il faudrait estimer la probabilité que des planètes puissent avoir de l'eau à ce moment là par des simulations comme celles de Raymond *et al.* (2007) et Ogiwara and Ida (2009), mais adaptées aux naines brunes.

7.3 Dans la zone habitable

A leur arrivée dans la zone habitable, les planètes peuvent donc avoir un réservoir d'eau non nul. Dans un premier temps, considérons une définition simple de la zone habitable en donnant une limite de flux pour le bord externe.

J'ai calculé la position de la zone habitable de deux façons différentes. Dans un premier temps, je considère qu'une planète sur le bord externe de la zone habitable reçoit un flux de $F_{\text{inc}} = 400 \text{ W/m}^2$, le même flux que reçoit l'exoplanète potentiellement habitable de $\sim 8M_{\oplus}$ GJ 581 d (Udry *et al.*, 2007; Wordsworth *et al.*, 2011). Le bord interne de la zone habitable est défini comme recevant un flux de 1600 W/m^2 , qui correspond à la limite de "runaway greenhouse" pour une planète d'albédo égal à 0.25. La zone habitable définie par les flux $400 - 1600 \text{ W/m}^2$ est représentée avec des traits pleins sur les Figures 5.1, 5.10, 5.11, 5.12, 5.14, 5.15, 5.16 et 5.17. Ici, le plus important est la position du bord externe car il détermine le temps de passage d'une planète dans la zone habitable. Dans un deuxième temps, j'utilise la même méthode, mais en faisant l'hypothèse qu'une planète au bord externe de la zone habitable reçoit un flux de 240 W/m^2 . Cette valeur représente le flux le plus faible pour lequel une planète peut être habitable avec les meilleures conditions atmosphériques possibles. Cette deuxième définition de la zone habitable – $240 - 960 \text{ W/m}^2$ – est représentée avec des tirets sur les Figures 5.1, 5.10, 5.11, 5.12, 5.14, 5.15, 5.16 et 5.17. Etant donné les divers processus existant pour chauffer une planète (e.g., Forget and Pierrehumbert (1997), Pierrehumbert and Gaidos (2011)), il est important de rappeler ici que le bord externe de la zone habitable est, entre autres, une fonction des propriétés atmosphériques de la planète.

7.3.1 Influence des paramètres sur la zone habitable

J'utilise les mêmes calculs que dans le chapitre 5 pour étudier l'influence des différents paramètres sur le temps qu'une planète passe dans la zone habitable. Les Figures 7.4, 7.6 et 7.5 montrent l'influence de la masse de la planète, du facteur de dissipation de la naine brune et du facteur de dissipation de la planète sur ce temps.

Les planètes à des distances orbitales plus grandes passent moins de temps dans la zone habitable car celle-ci les dépasse plus tôt dans l'histoire du système. Augmenter la masse de la planète réduit le temps passé dans la zone habitable (Fig. 7.4). Les planètes

les moins massives sont moins influencées par les effets de la marée dans la naine brune donc elles ont une distance orbitale qui varie peu au cours de l'évolution. En revanche, plus la planète est massive, plus elle va migrer loin, donc rencontrer la zone habitable plus tôt, donc y rester moins longtemps.

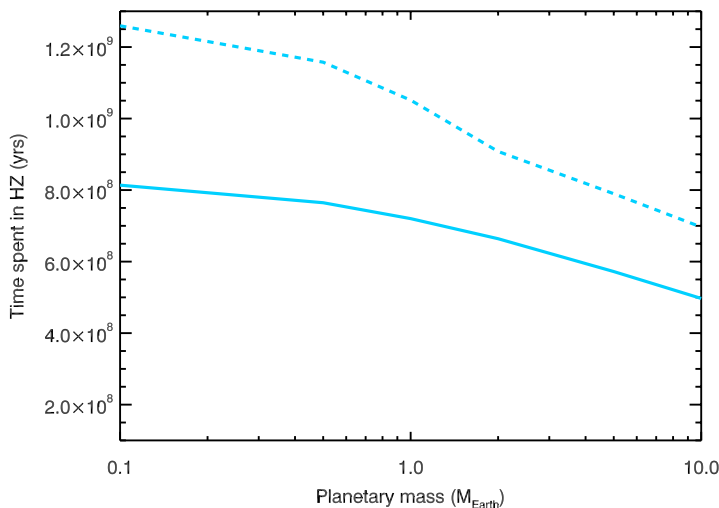


FIGURE 7.4 – Temps qu’une planète commençant son évolution à 9×10^{-3} UA passe dans la zone habitable en fonction de la masse de la planète.

De plus, si les planètes ont une excentricité non négligeable, elles reçoivent plus de flux au début de l'évolution, ce qui n'est pas en faveur de l'habitabilité. Au début de l'évolution, comme expliqué dans la partie précédente 7.2, les planètes sont plus proches de la naine brune que le bord interne de la zone habitable, elles sont déjà trop chaudes pour pouvoir avoir de l'eau liquide à leur surface, une excentricité non nulle ne ferait qu'empirer la situation. Pour des dissipations typiques et pour des planètes suffisamment proches de la naine brune, l'excentricité décroît vers zéro avant que la planète n'atteigne la zone habitable, ou plutôt avant que la zone habitable n'atteigne l'orbite de la planète. Mais il existe des cas où la planète commençant à une distance orbitale plus grande garde une excentricité non nulle plus longtemps. Elle peut la garder lors de son passage dans la zone habitable et même après qu'elle en soit sortie. Ceci permettrait que la planète reste habitable légèrement plus longtemps pour plusieurs raisons.

La première raison est que le flux reçu par la planète augmente avec l'excentricité de l'orbite (pour un demi-grand axe donné). Le flux reçu par la planète est $F(a, e \neq 0) = F(a, e = 0)(1 - e^2)^{-1/2}$. Mais cette augmentation de flux n'est importante que pour des orbites très excentriques ($e \gtrsim 0.8$), et de telles planètes devraient être relativement distantes pour que l'excentricité soit maintenue à un tel niveau à l'arrivée de la planète dans la zone habitable.

La deuxième raison est que pour une orbite excentrique, la marée dans la planète entraîne un chauffage interne. La déformation de la planète varie au cours d'une orbite, et les frictions internes créent un flux de chaleur ϕ_{tides} à la surface de la planète. Ce flux est donné par l'équation 5.6 rappelée ici :

$$\phi_{\text{tides}} = \dot{E}_{\text{tides}} / 4\pi R_p^2,$$

où \dot{E}_{tides} est donné dans l'équation 4.46 de la section 4.2.2.

Si pour une raison ou une autre (par exemple, l'excitation de l'excentricité par d'autres planètes), ce flux de chaleur dû aux effets de marée est important, celui-ci peut rendre une planète dans la zone habitable non habitable. Celui-ci peut aussi rendre les conditions à la surface favorables à l'eau liquide même si la planète est au delà de la limite externe de la zone habitable.

Augmenter le facteur de dissipation de la naine brune ou de la planète fait décroître le temps qu'une planète passe dans la zone habitable. En effet, pour des facteurs de dissipation plus grands, la planète est repoussée plus loin et elle croise la zone habitable plus tôt dans son évolution. Néanmoins, l'effet de la dissipation dans la naine brune est plus marqué que l'effet de la dissipation planétaire, comme le montrent les Figures 7.5 et 7.6. Le temps passé dans la zone habitable décroît davantage quand le facteur de dissipation de la naine brune augmente que quand le facteur de dissipation de la planète augmente.

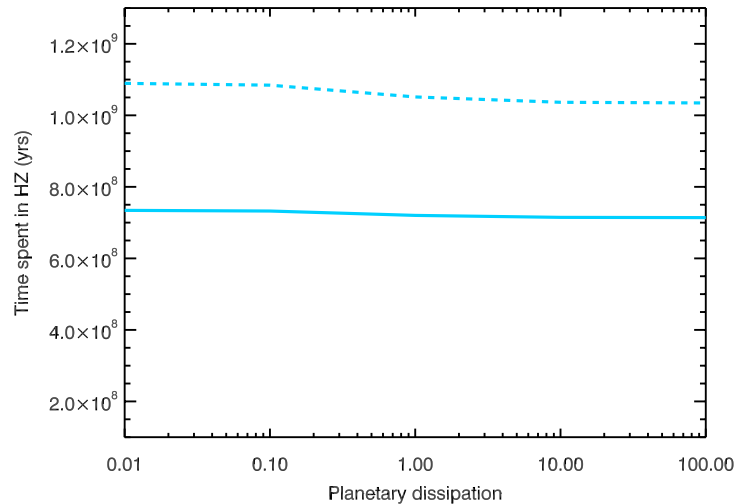


FIGURE 7.5 – Temps qu'une planète de $1 M_{\oplus}$ commençant son évolution à 9×10^{-3} UA passe dans la zone habitable en fonction du facteur de dissipation de la planète.

Le paramètre principal qui détermine la durée de passage d'une planète dans la zone habitable est la masse de la naine brune. La figure 7.7 montre cette durée en fonction de la masse de la naine brune.

Les naines brunes massives sont plus favorables à la présence d'une planète potentiellement habitable que les naines brunes de faible masse. Ceci est dû à l'évolution de la luminosité en fonction de la masse de la naine brune. La luminosité des naines brunes massives est plus grande et décroît moins que celle des naines brunes de faible masse. Ainsi la zone habitable des naines brunes massives est située plus loin de la naine brune. Ceci est favorable à l'habitabilité car l'évolution par effet de marée est plus faible à plus grande distance de la naine brune. La migration vers l'extérieur est donc moins prononcée et les planètes peuvent ainsi rester plus longtemps dans la zone habitable. Pour des naines brunes de masse supérieure à $0.075 M_{\odot}$, la luminosité décroît de moins en moins vite à cause du début de la réaction de fusion de l'hydrogène en son cœur. La zone habitable se

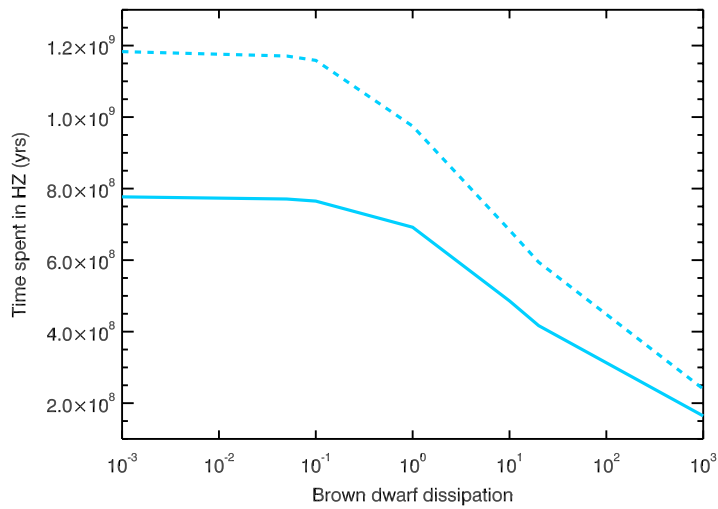


FIGURE 7.6 – Temps qu’une planète de $1 M_{\oplus}$ commençant son évolution à 9.5×10^{-3} UA passe dans la zone habitable en fonction du facteur de dissipation de la naine brune.

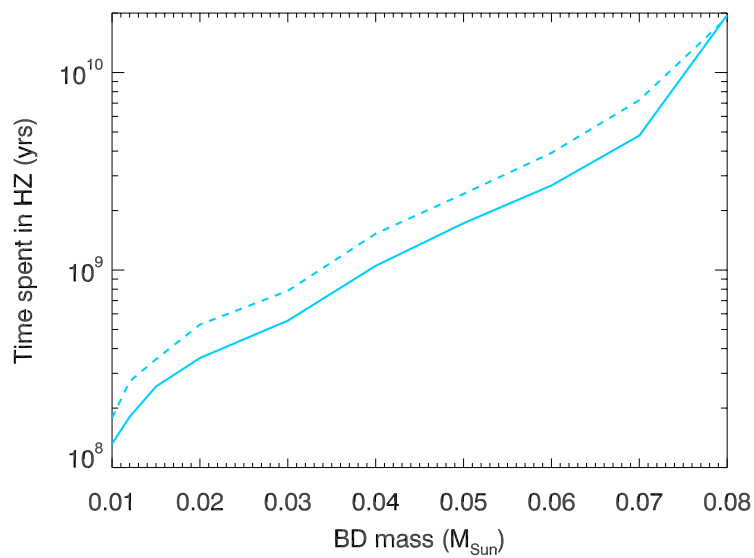


FIGURE 7.7 – Temps qu’une planète de $1 M_{\oplus}$ passe dans la zone habitable en fonction de la masse de la naine brune.

stabilise donc à une certaine distance. Au contraire, elle diminue jusqu'à être à l'intérieur de la limite de Roche pour des naines brunes de masse inférieure à $0.075 M_{\odot}$. Ceci fait que les planètes étant dans la zone habitable de ces naines brunes très massives à un âge d'un milliard d'années vont y rester indéfiniment.

Pour résumer, le scénario le plus optimiste pour l'habitabilité de planètes autour de naines brunes consiste à ce qu'elles soient en orbite autour d'une naine brune plutôt massive ($M_{\text{BD}} \gtrsim 0.04 M_{\odot}$) et que les paramètres induisent le plus petit changement orbital (donc faible dissipation dans la naine brune et dans la planète, faible masse de la planète). Néanmoins, il est important de se souvenir que la position des planètes dépend avant tout de leur distance orbitale initiale, et donc que le temps passé dans la zone habitable dépend de la position du demi-grand axe initial avec le rayon de corotation. La Figure 5.18 montre que pour une faible dissipation dans la naine brune, le meilleur cas correspondant à a_{switch} entraîne un changement orbital qui rapproche la planète de la naine brune, ce qui est très favorable pour optimiser le temps passé dans la zone habitable.

7.3.2 Zone habitable et chauffage de marée

Ce sujet a déjà été traité par Barnes *et al.* (2010a) pour une super Terre de $10 M_{\oplus}$ orbitant une naine M de $0.25 M_{\odot}$.

En prenant en compte le chauffage par effet de marée, la température uniforme de la planète devient alors :

$$T_{\text{unif}} = \left(T_{\text{eq}}^4 + \frac{\phi_{\text{tides}}}{\sigma_{\text{SB}}} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (7.10)$$

où T_{eq} est la température d'équilibre de l'équation 7.5 et ϕ_{tides} est le flux de chaleur dû à la déformation dans la planète (équation 5.6).

Je considère ici une planète de la masse de la Terre orbitant une naine brune de $0.04 M_{\odot}$. Le flux de chaleur dû aux effets de marée dépend du demi-grand axe, de l'excentricité, de l'obliquité et de la période de rotation de la planète. Je considère ici une planète en pseudo-synchronisation et ayant une obliquité nulle. Donc la source de chaleur vient de l'excentricité non nulle (si l'excentricité est nulle alors le terme entre crochet de l'équation 4.46 devient nul).

La Figure 7.8 montre la dépendance de la température de la planète T_{unif} avec son demi-grand axe et son excentricité pour une naine brune de différents âges. La planète a un albédo de 0.4 et un facteur de dissipation nominal ($1 \sigma_p$). Plus la naine brune vieillit, plus sa luminosité diminue et donc plus la zone 180–270 K se rapproche. Pour une planète sans excentricité, on retrouve le même résultat que pour la Figure 7.1 : la zone habitable se trouve entre ~ 0.08 UA et ~ 0.15 UA pour une naine brune d'un million d'années et entre ~ 0.012 UA et ~ 0.03 UA pour une naine brune de dix millions d'années. Mais après un milliard d'années, comme le montre la Figure 7.1, la zone habitable ne prenant en compte que le flux de la marée est à l'intérieur de 0.005 UA, donc la zone 180–270 K de la Figure 7.8 n'est due principalement qu'au chauffage de marée. Plus la naine brune vieillit, plus la limite de la zone habitable est due au chauffage de marée. Sur la Figure 7.8, cette tendance peut être identifiée en remarquant que plus l'âge de la naine brune augmente plus les lignes délimitant la zone habitable (traits pleins) ont tendance à suivre les lignes de flux $\phi_{\text{tides}} = \text{cst}$ (tirets). Plus la naine brune vieillit, plus la zone habitable est étroite. En effet, la dépendance en distance du terme T_{eq} ($\propto 1/\sqrt{a}$) est beaucoup moins marquée

que la dépendance en distance du terme de marée $\phi_{\text{tides}} (\propto 1/a^9)$. A cause de cette forte dépendance en demi-grand axe du flux de marée, la température pour des demi-grands axes inférieurs à 0.005 UA et des excentricités supérieures à 0.001 est principalement due aux effets de marée.

Pour une planète ayant un demi-grand axe constant, augmenter l'excentricité fait s'éloigner la zone habitable. Pour une naine brune d'un million d'années, l'augmentation observée est principalement due à l'effet géométrique de l'excentricité, c'est-à-dire au facteur $(1 - e^2)^{-1/2}$ de T_{eq} (équation 7.5). La planète se situe trop loin pour qu'elle ressente un chauffage de marée important. En revanche, pour des naines brunes de dix millions d'années et plus, la zone habitable se situant plus proche, là où les effets de marée commencent à jouer un rôle, la dépendance en excentricité provient du terme ϕ_{tides} de l'équation 7.10. Sur la Figure 7.8, cette tendance peut être identifiée en remarquant que plus l'excentricité augmente, plus les lignes délimitant la zone habitable ont tendance à suivre les lignes de flux $\phi_{\text{tides}} = \text{cst}$.

Alors que la zone habitable pour une excentricité nulle (ou sans effets de marée) rentre dans la limite de Roche pour des naines brunes plus vieilles qu'un milliard d'années, la zone habitable qui prend en compte les effets de marée reste à l'extérieur. Ainsi, si la planète a une petite excentricité, elle peut être habitable plus loin de la naine brune.

La Figure 7.9 montre la dépendance de la température de la planète T_{unif} avec le demi-grand axe et l'excentricité pour différents albédos de la planète et différents facteurs de dissipation. Un albédo de 0 signifie que la planète absorbe tout le rayonnement incident et donc le terme T_{eq} joue un rôle important pour la température, mais il n'est pas forcément dominant. Par exemple, le cadran supérieur du graphe d) de la Figure 7.9 montre que pour des excentricités supérieures à quelques 0.01, la température est déterminée par le chauffage par marée et ce même si l'albédo est nul. Un albédo proche de 1 signifie que la planète réfléchit presque tout le rayonnement incident donc la température de la planète est dominée par le terme de marée.

Pour un facteur de dissipation de la planète constant et à distance orbitale constante, augmenter l'albédo augmente donc l'influence des effets de marée sur la température. Sur la Figure 7.8 cette tendance peut être identifiée en remarquant que plus l'excentricité augmente plus les lignes délimitant la zone habitable ont tendance à suivre les lignes de flux $\phi_{\text{tides}} = \text{cst}$.

Quand le facteur de dissipation de la planète augmente, l'effet de ϕ_{tides} augmente, ainsi les lignes délimitant la zone habitable ont tendance à suivre les lignes de flux $\phi_{\text{tides}} = \text{cst}$ pour des excentricités plus faibles. La zone habitable se trouve de plus en plus loin quand le facteur de dissipation augmente.

Si la planète est seule dans le système, il est probable que son excentricité soit nulle à son arrivée dans la zone habitable, et seul le critère de la luminosité va déterminer si la planète est habitable ou non, c'est-à-dire ici, si la température est entre 180 et 270 K. En revanche, si la planète fait partie d'un système multiple, elle peut avoir une excentricité résiduelle due à la présence de compagnons. Cette planète va donc avoir un flux de chaleur à sa surface dû à la déformation de la planète le long de son orbite. Ce flux de chaleur va changer les limites de la zone habitable de façon importante et ce même pour des albédos nuls.

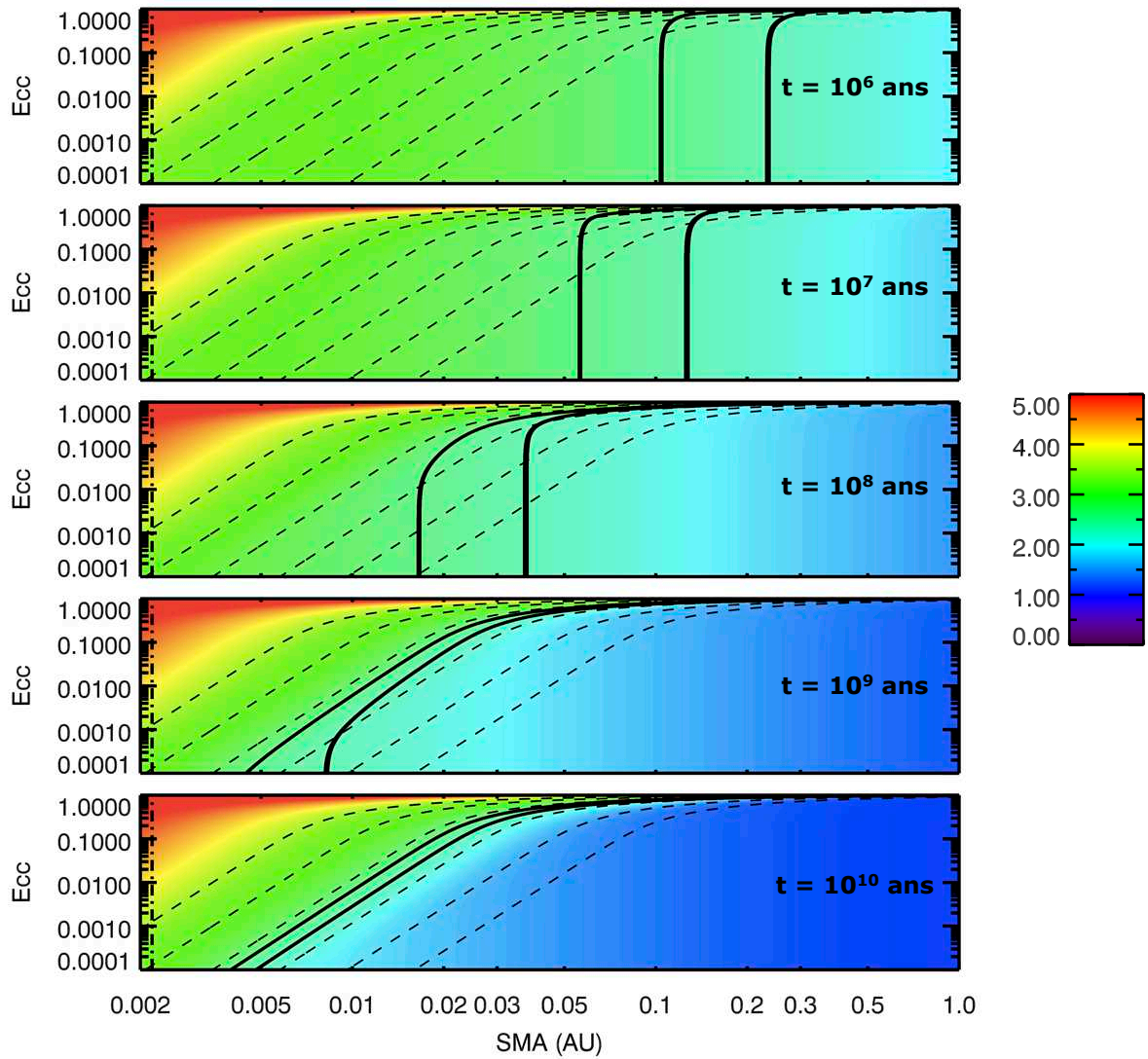


FIGURE 7.8 – Carte du logarithme en base dix de la température T_{unif} (en K) d’une planète de $1 M_{\oplus}$ orbitant une naine brune de $0.04 M_{\odot}$ en fonction de sa distance orbitale et de son excentricité. La planète a un facteur de dissipation de $1 \times \sigma_p$, un albédo de 0.4 et une obliquité nulle. La carte est tracée pour différents âges de la naine brune : 10^6 , 10^7 , 10^8 , 10^9 et 10^{10} ans. Les tirets noirs correspondent de droite à gauche à un flux ϕ_{tides} de 10^{-3} , 10^{-1} , 10^1 , 10^3 , 10^5 et 10^7 W/m^2 . Le trait vertical mixte noir représente la limite de Roche. Les traits noirs pleins représentent les limites de la zone 180–270 K.

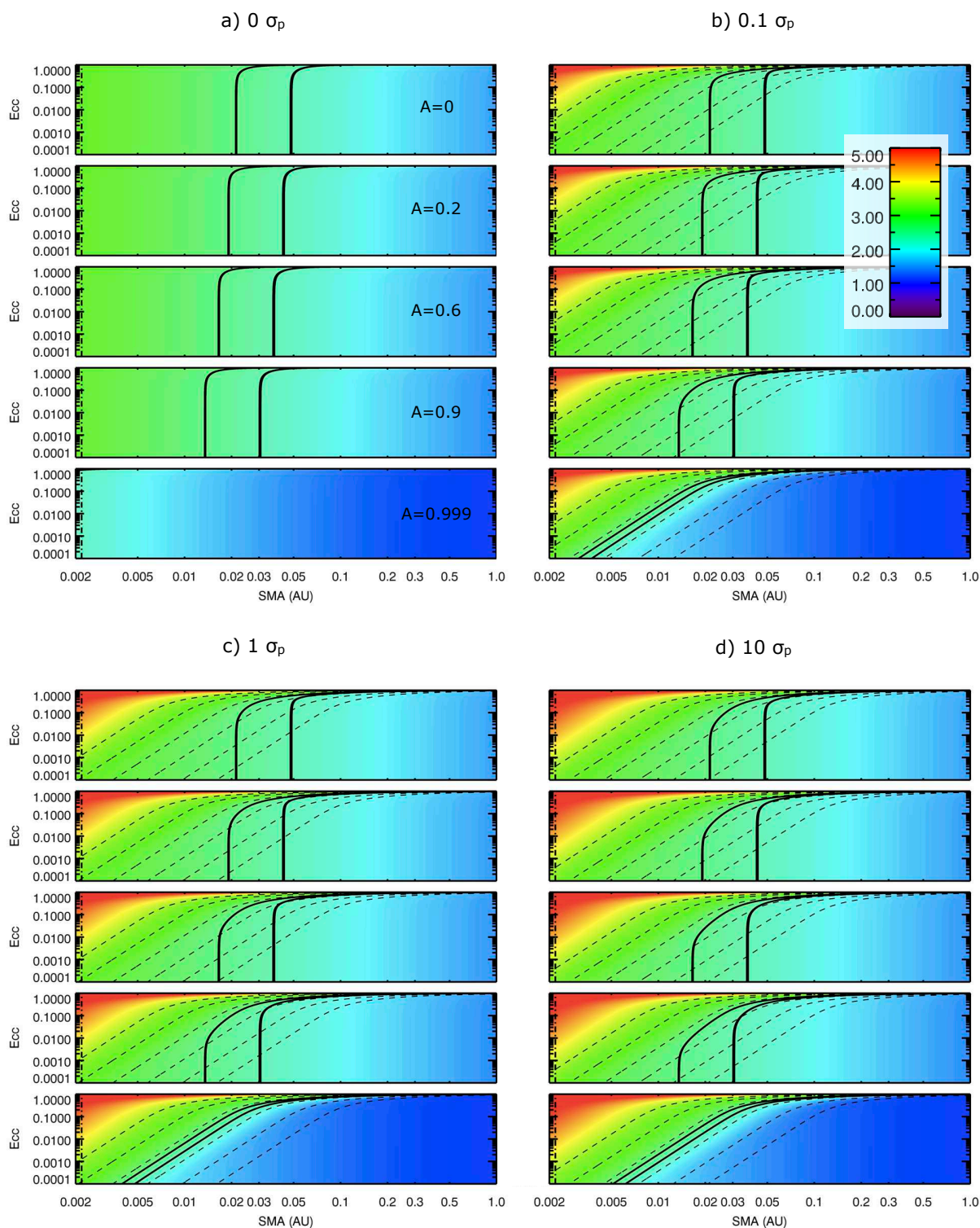


FIGURE 7.9 – Carte du logarithme en base dix de la température T_{unif} (en K) d’une planète de $1 M_{\oplus}$ orbitant une naine brune de $0.04 M_{\odot}$ de 10^8 ans en fonction de sa distance orbitale et de son excentricité. La carte est tracée pour trois facteurs de dissipation pour la planète : a) $0 \times \sigma_p$, b) $0.1 \times \sigma_p$, c) $1 \times \sigma_p$, d) $10 \times \sigma_p$. Les différents cadrans correspondent de haut en bas à des albédos de surface de : 0, 0.2, 0.4, 0.6 et 0.999. Les traits noirs correspondent aux températures de 180 et 270 K. L’obliquité de la planète est de zéro. Les tirets noirs correspondent de droite à gauche à un flux ϕ_{tides} de 10^{-3} , 10^{-1} , 10^1 , 10^3 , 10^5 et 10^7 W/m². Le trait vertical mixte noir représente la limite de Roche.

Conclusion

Dans cette partie j'ai montré une étude préliminaire du climat des planètes orbitant des naines brunes.

Dans la section 7.1, j'ai donné la définition de la "zone habitable" que j'ai utilisée. La zone habitable est ici la plage de distances orbitales pour laquelle une planète comme la Terre pourrait avoir de l'eau liquide à sa surface. Cette notion de zone habitable est dangereuse d'utilisation car elle porte à confusion, il ne s'agit pas d'un critère d'habitabilité, mais seulement une condition nécessaire et non suffisante pour que de l'eau liquide puisse être présente à la surface.

Comme les naines brunes refroidissent avec le temps, les planètes doivent être plus proches d'une naine brune vieille que d'une naine brune jeune pour pouvoir avoir des températures de surface compatibles avec la présence d'eau liquide. Or le chapitre 5 de la partie II a montré que les planètes autour des naines brunes avaient plutôt tendance à migrer vers l'extérieur, c'est-à-dire dans le sens opposé de celui de la zone habitable. Ainsi, les planètes commencent leur évolution trop chaudes pour avoir de l'eau liquide à leur surface.

Dans la section 7.2, j'ai donc tenté de répondre à la question de savoir si les planètes pouvaient garder un éventuel réservoir d'eau initial. En prenant des hypothèses très fortes et défavorables à la rétention d'eau, j'ai montré qu'une planète à 0.01 UA autour d'une naine brune de $0.04 M_{\odot}$ ne perdait que trois dixièmes d'un océan terrestre avant d'arriver dans la zone habitable. Ainsi, il y a de fortes chances que les planètes arrivent dans la zone habitable avec un réservoir d'eau non nul.

Dans la section 7.3, j'ai présenté dans un premier temps l'influence des paramètres du modèle utilisé dans le chapitre 5 de la partie II sur le temps qu'une planète passe dans la zone habitable. Pour que la planète passe le plus de temps dans la zone habitable, il faut que les effets de marée soient faibles (donc faible dissipation dans la naine brune et dans la planète, faible masse de la planète), que la masse de la naine brune soit supérieure à $0.04 M_{\odot}$ et que la distance orbitale initiale soit la plus petite possible – mais pas trop petite, sinon la marée dans la naine brune la fait tomber sur la naine brune.

Ensuite, j'ai présenté une étude préliminaire sur l'effet du chauffage dû aux effets de marée dans la planète sur la température de la planète. Si la planète a une excentricité non nulle, suivant l'albédo de la planète et de l'âge de la naine brune, les effets de marée vont déterminer de nouvelles bornes pour la zone habitable.

Quatrième partie
Conclusion et Perspectives

Chapitre 8

Conclusion

Mon travail à ce jour a été principalement axé sur l'étude de l'évolution de planètes par effet de marée. Les planètes évoluant par effet de marée orbitant n'importe quel objet central (naine brune, naine M, étoile de type solaire) sont des objets d'étude intéressants puisqu'ils sont situés proches de l'objet central. Ces planètes sont faciles à détecter par transit ou par la méthode des vitesses radiales.

Durant la première année de mon doctorat, j'ai étudié l'évolution par effet de marée de planètes autour de naines brunes. Ensuite, j'ai étendu cette étude à des planètes orbitant des naines M ou des étoiles de type solaire. L'originalité de ces études est que l'évolution du rayon du corps central est prise en compte. Comme la marée stellaire (ou la marée dans la naine brune) dépend fortement du rayon de l'étoile (ou la naine brune), prendre en compte cette dépendance est important pour calculer l'évolution par effet de marée des planètes. Suivant l'évolution du rayon de l'étoile (la naine brune) et l'impact que cette évolution a sur l'évolution de sa rotation, les planètes peuvent avoir différents types d'évolutions. Pour réaliser ces études, j'ai écrit un code qui résout les équations séculaires régissant l'évolution par effet de marée. Ce code séculaire intègre ces équations avec une méthode Runge-Kutta d'ordre 4 à pas de temps adaptatif (Press *et al.*, 1992).

Le plus gros de mon travail de thèse a ensuite consisté à ajouter les forces et les couples de marée dans le code N-corps Mercury (Chambers, 1999). Dans un premier temps, j'ai utilisé la force donnée dans Hut (1981) ce qui m'a permis de faire des études de systèmes coplanaires, pour des planètes sans obliquité. Ce code a servi pour l'étude du système 55 Cancri (Bolmont *et al.*, 2013). J'ai ensuite cherché à généraliser ce code pour prendre en compte des effets 3-D. Pour ceci, j'ai utilisé la force donnée dans Leconte *et al.* (2010). La validation de ce code a pris beaucoup de temps, j'ai testé plusieurs intégrateurs et plusieurs façon d'intégrer le spin de l'étoile et des planètes. La version de ce code donne satisfaction (voir section 5.2.1).

J'envisage dans le futur de continuer à essayer d'améliorer ce code, par exemple, il pourrait être intéressant de traiter de manière plus réaliste les cas aboutissants à un flux de chaleur très fort (comme pour l'exemple de la Figure 5.23, où le flux de chaleur est de 10^4 W/m²). Un tel flux de chaleur pourrait avoir un effet sur la structure interne de la planète (par exemple la faire fondre). En faisant l'hypothèse qu'une planète dont l'intérieur est fondu dissipe moins la chaleur d'une planète ayant un intérieur solide, une planète initialement solide peut commencer à fondre sous l'effet du chauffage de marée ce qui a pour conséquence de baisser son facteur de dissipation et ainsi le chauffage interne.

Pour une excentricité donnée, cette rétroaction peut aboutir à un état d'équilibre pour lequel la structure interne et les phases minérales sont en accord avec le flux de chaleur de marée. Une étude cohérente nécessiterait de prendre en compte une telle rétroaction entre le taux de dissipation et le facteur de dissipation comme l'ont fait Henning *et al.* (2009) et Běhouňková *et al.* (2011). Les forts flux de chaleur obtenus pour certaines des simulations que j'ai réalisées impliquent sûrement que la surface et l'intérieur de la planète sont fondus et que le transfert de chaleur vertical est extrêmement efficace, ce qui peut ne pas être cohérent avec la valeur de dissipation considérée.

Une autre amélioration serait de prendre en compte une rhéologie plus réaliste pour les planètes terrestres et plus généralement en utilisant un modèle de marée plus complexe que celui que j'ai utilisé jusqu'à présent (e. g. Remus *et al.*, 2012). En d'autres termes, je compte essayer d'appliquer des modèles plus complexes et donc plus réalistes que le modèle CTL. Le problème que j'essaie de garder en tête est qu'il y a tellement d'incertitudes concernant les intérieurs des exoplanètes – en réalité, même le rayon et la masse ne sont pas très bien contraints! – qu'utiliser des modèles faisant des hypothèses très fines sur la rhéologie ne semble pas indiqué. Néanmoins, je pense que cela est intéressant et peut aboutir tout de même à des conclusions importantes (voir par exemple Makarov and Efroimsky, 2013, dans lequel il est montré que des planètes terrestres seraient plus susceptibles d'être dans des résonances spin-orbite qu'en pseudo-synchronisation).

Chapitre 9

Perspectives

Les perspectives de ce travail sont diverses tant au niveau théorique qu’observationnel. Grâce aux prédictions théoriques sur la distance orbitale des planètes autour des naines brunes (voir chapitre 5, section 5.1.3), Belu *et al.* (2013) ont montré que la probabilité d’observer des planètes en transit autour de naines brunes était suffisamment élevée pour mettre en place des programmes dédiés, notamment depuis le sol et avec le télescope spatial Spitzer (*Spitzer Space Telescope*). Dans la partie III, j’ai montré que les planètes autour des naines brunes pouvaient avoir de l’eau liquide à leur surface quand elles sont dans la zone habitable, et qu’elles pouvaient rester dans cette zone un temps suffisant pour permettre l’apparition éventuelle de la vie.

Il est donc très intéressant de chercher à détecter et caractériser ces planètes. Ainsi, dans une première partie, je parlerai d’un projet d’observation de transit d’exoplanètes autour de naines brunes qui a été fait récemment.

Dans une deuxième partie, je parlerai des projets que j’aimerais mener une fois le doctorat achevé.

9.1 Observabilité

Dans la section 5.1.3, je montre que, pour des paramètres standards pour la dissipation dans la naine brune, il serait possible de trouver des planètes à des périodes orbitales supérieures à 20 heures.

Ces deux arguments font que la recherche de planètes orbitant des naines brunes est prometteuse. Je participe à une demande de temps d’observation pour observer des transits de planètes autour de naines brunes avec Spitzer. Ce projet est mené par Amaury Triaud, et le “white paper” correspondant figure dans l’annexe B.

Ce projet a pour but de trouver des planètes en transit autour de naines brunes pour identifier des cibles d’observation pour le *James Webb Space Telescope* (JWST, qui sera lancé en 2018). La stratégie est d’observer 120 naines brunes proches pendant 5400 heures. En utilisant les statistiques de la mission Kepler sur la probabilité d’observer une planète autour d’une étoile de faible masse, au moins deux planètes pourraient être ainsi détectées.

Les naines brunes constituent des cibles intéressantes pour l’observation de transit d’exoplanètes pour plusieurs raisons :

- La zone habitable se situe plus proche que pour les naines M, augmentant donc la

- probabilité d'observation de planètes dans la zone habitable¹ ;
- A cause de la petite taille des naines brunes, la profondeur de transit est plus grande ce qui permettrait de détecter des planètes de la taille de Mars ;
 - Pour une température de la planète donnée, le contraste entre la naine brune et la planète est moindre qu'entre une naine M et la planète ;
 - La figure 1.2 du chapitre 1 montre que pour des naines brunes âgées, le rayon reste un peu près constant. Le rayon d'une exoplanète en transit étant mesuré directement de la profondeur du transit, ceci implique que la détermination du rayon est plus précise ;
 - A cause de l'absorption moléculaire, les naines brunes émettent peu à certaines longueurs d'ondes² ce qui permet d'améliorer la capacité à détecter la lumière filtrant à travers l'atmosphère de la planète en utilisant des techniques spectroscopiques ;
 - Le taux de "faux positifs"³ est faible à cause des caractéristiques des naines brunes comme la couleur particulière ou le mouvement propre important.

Les atmosphères de planètes autour de naines brunes seront très diverses et *a priori* différentes des atmosphères de planètes semblables à la Terre. La caractérisation d'atmosphère d'exoplanètes en transit autour de naines brunes pourra être réalisée moyennant relativement peu de temps d'observation (par rapport à des planètes autour de naines M). Ces planètes constituent donc des cibles de choix.

9.2 Dynamique orbitale, spin et climat d'exoplanètes orbitant des étoiles de faible masse

L'abondance de planètes de la taille de la Terre dans la zone habitable d'étoiles de faible masse a récemment été estimée à $\sim 40\text{--}50\%$ (Bonfils *et al.*, 2013; Dressing and Charbonneau, 2013; Kopparapu, 2013). Comme la luminosité des étoiles de faible masse est faible, leur zone habitable est située suffisamment proche pour que les planètes s'y trouvant soit soumises à des effets de marée. La distribution spectrale des étoiles de faible masse est très différente de celle du soleil. Ainsi l'atmosphère et le climat d'une exoplanète s'en trouveraient affectés (par exemple, l'albédo de la planète, les abondances chimiques des composés atmosphériques ne seraient *a priori* pas les mêmes que sur Terre, pour les naines brunes il pourrait ne pas y avoir d'effet de serre, etc...). La situation serait encore plus extrême pour les planètes orbitant des naines brunes. La zone habitable se trouve encore plus proche que pour les étoiles de faible masse. Le spectre d'une naine brune est plus exotique que celui d'une étoile de type solaire et les planètes orbitant les naines brunes ne sont pas faciles à trouver. Mais des exoplanètes ont déjà été détectées autour de naines brunes (Chauvin *et al.* (2004); Todorov *et al.* (2010) et surtout Han *et al.* (2013)) et il y a de nombreuses preuves de la formation de planètes autour de naines brunes (par exemple, Luhman *et al.*, 2005; Apai *et al.*, 2005).

Je propose d'utiliser une combinaison de simulations dynamiques et de modélisation

1. La probabilité de transit R_*/a pour une Terre de température $T_{\text{eq}} = 255\text{ K}$ qui orbite un Soleil est de $\sim 0.5\%$. Elle est de $\sim 1.2\%$ si elle orbite la naine GJ 581, et de $\sim 2.2\%$ si elle orbite une naine brune.

2. Notamment dans les bandes de l'eau.

3. Les "faux positifs" sont des signaux qui pourraient être interprétés comme provenant d'une exoplanète mais en réalité il s'agit d'un autre phénomène astrophysique comme une éclipse de binaire par exemple.

climatique pour essayer de contraindre l'habitabilité des planètes orbitant des étoiles de faible masse ou des naines brunes. Pour cela, j'ai développé un code qui calcule à la fois l'évolution dynamique et aussi l'évolution des spins des différents corps d'un système soumis à des effets de marée (voir section 5.2). En cherchant à reproduire les propriétés statistiques des systèmes planétaires orbitant des étoiles de faible masse (en particulier leur séparation orbitale), je voudrais contraindre les facteurs de dissipation des planètes et à un certain degré leur structure interne. En utilisant les paramètres des effets de marée comme paramètres d'entrée, les simulations dynamiques pourront donner un portrait des taux de rotation et des obliquités, et de leurs variations, pour les planètes de n'importe quel système. Ensuite, les taux de rotation, les obliquités, les facteurs de dissipation des planètes, et les paramètres de la naine brune/étoile serviront de paramètres d'entrée à un modèle climatique. Les modélisations climatiques permettront d'avoir une idée du potentiel de ces planètes pour avoir de l'eau liquide à leur surface.

Mes plans pour l'avenir peuvent être divisés en deux projets principaux : le premier concernera l'étude de l'évolution de systèmes planétaires par effet de marée, le second sera l'étude de l'impact de la dynamique par effet de marée sur le climat des planètes terrestres proches de leur étoile/ naine brune.

Projet 1 : Contraindre les propriétés physiques et orbitales des exoplanètes avec des simulations dynamiques prenant en compte les effets de marée

La plupart des études des interactions par effet de marée dans des systèmes multi-planétaires ont été réalisées soit avec des méthodes moyennées soit seulement pour des systèmes 2-D, c'est-à-dire sans considérer des systèmes inclinés ou des planètes ayant des obliquités. Le code que j'ai présenté dans la partie 5.2 permet de simuler l'évolution à court et long terme de l'orbite, de la rotation et de l'obliquité des planètes soumises aux perturbations gravitationnelles engendrées par les autres planètes. Le code permet d'étudier des processus physiques comme les résonances qui sont non reproductibles avec des codes utilisant des équations moyennées. Ce code me permet aussi d'étudier l'effet de l'évolution du corps central, une naine brune, une naine M ou une étoile de type solaire.

Ce projet peut être divisé en deux parties. La première consiste à reproduire les statistiques de la population d'exoplanètes pour essayer d'en déterminer des caractéristiques générales et la deuxième consiste à étudier des systèmes individuels.

(a) Reproduire les propriétés grande échelle des systèmes observés

Avec plus de 900 exoplanètes connues dont 20% d'entre elles dans des systèmes multiples, quelques tendances statistiques peuvent être identifiées. Mon code permettrait d'étudier si la structure des systèmes planétaires ayant des planètes proches peut être expliquée par des processus physiques faisant intervenir les effets de marée. A partir d'un ensemble de conditions initiales visant à reproduire les différents aboutissements des processus de formation – planètes seules avec un perturbateur éloigné, chaîne des planètes en résonance ou non, co-orbitaux – je propose d'étudier l'influence des effets de marée sur ces systèmes en changeant les facteurs de dissipation dans les planètes ou dans l'étoile.

Une question en particulier serait d'étudier si les processus dissipatifs pourraient expliquer le fait que les planètes se trouvent juste en dehors des résonances (Papaloizou, 2011;

Batygin and Morbidelli, 2013; Delisle *et al.*, 2012; Lithwick and Wu, 2012). En changeant les facteurs de dissipation des planètes et aussi le facteur de dissipation de l'étoile et sa rotation, je peux déterminer quelles valeurs sont compatibles avec une évolution dont l'issue est comparable aux statistiques observées. De cette façon, je serai capable d'exclure des scénarios d'évolution et probablement de contraindre des paramètres de dissipation.

(b) L'étude de systèmes individuels

Je propose de contraindre les facteurs de dissipation en comparant les évolutions par effet de marée de systèmes multiplanétaires simulées par mon nouveau code avec les observations. Grâce à la détermination des éléments orbitaux présents, je peux étudier la stabilité du système et avoir une idée de l'état de rotation des planètes pour différents facteurs de dissipation. Si la courbe de lumière d'une planète ou la profondeur du transit secondaire sont observées, je peux utiliser mon code pour contraindre le facteur de dissipation de la planète.

- Tester la stabilité des systèmes, contraindre les facteurs de dissipation

Etant donné que les effets de marée ont tendance à diminuer l'excentricité des planètes, une étude de stabilité se doit de prendre en compte les effets de marée. Par exemple, dans Bolmont *et al.* (2013) (voir annexe A), nous montrons que pour certaines configurations orbitales observées, la stabilité du système 55 Cancri dépend du facteur de dissipation de la planète interne (qui transite). L'excentricité d'une planète proche de son étoile dépend des autres planètes et de son facteur de dissipation. En comparant l'excentricité mesurée avec le résultat de mon code, la dissipation dans la planète peut être contrainte. De manière similaire, il est possible de contraindre le facteur de dissipation d'une étoile de faible masse ou d'une naine brune car l'inclinaison d'une planète proche de son étoile dépend des autres planètes et du facteur de dissipation de l'objet central. Je compte étudier l'évolution par effet de marée de systèmes tels que HD 10180, GJ581 et Kepler-42 qui sont des systèmes de plusieurs planètes de faible masse évoluant par effet de marée. J'ai déjà réalisé des simulations avec Kepler-42. Je présenterai ces résultats lors de l'EPSC 2013 qui a lieu à Londres.

- Déterminer l'état de rotation des planètes

Comme le montre la section 5.2, l'évolution d'une planète est modifiée par la présence d'autres planètes. De la même façon que l'excentricité d'une planète est augmentée par la présence d'un compagnon plus excentrique, l'obliquité d'une planète est excitée par la présence d'une autre planète. La valeur de l'obliquité d'une planète dépend de son facteur de dissipation, mais aussi des caractéristiques des autres planètes. L'obliquité est un paramètre important pour les études climatiques. Par exemple, essayer de déterminer l'obliquité de GJ581 d serait très intéressant car cette planète est potentiellement habitable (Wordsworth *et al.*, 2011).

- Tester l'influence des effets de marée sur la détectabilité d'une planète

Etant donné un facteur de dissipation pour la planète et son excentricité, le flux de chaleur dû aux effets de marée peut avoir un effet notable sur la courbe de phase d'une planète (Selsis *et al.*, 2013). Il peut aussi modifier la détermination de l'albédo faite à partir de la profondeur du transit secondaire (Bolmont *et al.*, 2013). Avec mon code, je compte calculer les valeurs possibles de l'excentricité et de l'obliquité de planètes proches pour une plage de facteurs de dissipation. En comparant avec la profondeur de transit secondaire

ou les observations de courbes de lumière infra-rouge, cela permettra de contraindre la dissipation de la planète.

Projet 2 : L'effet du chauffage de marée et du spectre stellaire sur le climat des exoplanètes

Bien que cette thèse soit principalement dédiée à des questions de dynamique orbitale et d'effets de marée, j'ai suivi l'hiver passé une formation sur le GCM (*Global Climate Model*) au Laboratoire de Météorologie Dynamique à Paris. J'aimerais commencer à travailler sur les climats de planètes terrestres orbitant des étoiles de faible masse et des naines brunes. J'ai abordé le sujet dans la partie III en montrant qu'il était possible qu'une planète ait un réservoir d'eau à son arrivée dans la zone habitable et qu'elle pouvait ensuite y rester un temps compatible avec l'apparition éventuelle de vie. Ce projet est donc la continuation de cette étude.

Ce projet que je compte mener de front avec le projet 1 a pour but d'étudier l'effet du chauffage de marée et du spectre stellaire sur les climats d'exoplanètes. Il peut être divisé en trois sous-projets :

(a) Créer des modèles simples pour le climat de planètes orbitant des étoiles de faible masse et des naines brunes

Je compte utiliser la version 1-D du GCM de Paris pour faire une étude simple des climats des planètes autour d'étoiles de faible masse et de naines brunes. J'aimerais enquêter sur l'effet du type spectral de la radiation incidente, en adoptant un spectre de type M (étoile de faible masse) ou de type L (naine brune). Cela permettrait de déterminer le bord externe de la zone habitable pour des planètes de type terrestre ou des super-Terres. J'utiliserai ensuite une version simplifiée du GCM 3-D pour enquêter sur la redistribution de chaleur et la circulation atmosphérique, comme l'effet des saisons sur des possibles pièges froids⁴.

(b) Inclure le flux de chaleur créé par les effets de marée dans le GCM

Pour étudier l'influence des effets de marée sur le climat des exoplanètes, je compte ajouter la source de chaleur créée par la dissipation dans le GCM. Une planète ayant un flux de chaleur de marée important peut être précipitée dans un "runaway greenhouse" (Barnes *et al.*, 2013) bien qu'elle soit dans la zone habitable telle qu'elle est définie dans la partie III. Cet effet change donc les limites de la zone habitable d'eau liquide.

En admettant que je trouve que les effets de marée peuvent avoir une influence sur les climats et sur le spectre des exoplanètes, cela pourrait être une façon de contraindre des

4. Un piège froid est un endroit de la planète tellement froid qu'un composant important de l'atmosphère s'y condense (par exemple, l'eau ou le dioxyde de carbone). Les pièges froids se rencontrent principalement sur des planètes dont la rotation est synchronisée, qui ont donc un côté nuit permanent. A cause de la circulation qui peut amener le gaz à cet endroit, tout le réservoir peut être ainsi perdu. Par exemple, considérons ce qu'il advient d'un réservoir d'eau liquide sur une exoplanète ayant un piège froid. Du côté jour, il y a toujours évaporation d'une quantité d'eau. Le côté jour étant plus chaud que le côté nuit, la circulation atmosphérique va être telle que les vents circulent du côté jour vers le côté nuit emmenant donc la vapeur d'eau du côté nuit où elle se condense. A terme, le réservoir d'eau liquide peut être complètement vidé et la planète devient inhabitable.

paramètres comme le facteur de dissipation des planètes.

Le suivi de ces planètes que pourra réaliser JWST permettrait alors de contraindre les modèles de marée et les facteurs de dissipation.

(c) Combiner les sous-projets a et b pour développer un modèle pour le climat de planètes terrestres orbitant des étoiles de faible masse ou des naines brunes

Je compte déterminer si une planète orbitant une étoile de faible masse ou une naine brune pourrait être habitable en utilisant les résultats du code Mercury+tides. Par exemple, la version 1-D du GCM du Laboratoire de Météorologie Dynamique peut calculer l'évolution du climat sur le long terme en prenant en compte à la fois l'évolution orbitale de la planète mais aussi la variabilité spectrale du corps central.

A cause de la présence d'autres planètes qui peuvent exciter son excentricité et son obliquité, la planète peut être chauffée par les effets de marée comme le sont les satellites galiléens (Peale *et al.*, 1979). Ce chauffage peut être tel que la planète rentrerait dans un état de "runaway greenhouse" (Barnes *et al.*, 2013). Par contre des planètes excentriques situées au delà du bord externe de la zone habitable pourraient être chauffées par les effets de marée suffisamment pour avoir de l'eau liquide à leur surface (voir section 7.3.2). La Figure 9.1 montre le résultat d'une simulation d'un système de trois planètes de la masse de la Terre orbitant une naine brune de $0.08 M_{\odot}$ ayant un facteur de dissipation de dix fois la valeur nominale. L'excentricité et l'obliquité de chaque planète est excitée par la présence des autres planètes, donnant source à un flux de chaleur à la surface des trois planètes.

La Figure 9.1 montre que quand les planètes rentrent en résonance 2 : 1 (vers 1.5 millions d'années), le flux de chaleur dû aux effets de marée dépasse la limite de 300 W/m^2 pour déclencher le "runaway greenhouse". Si cette planète avait été dans la zone habitable, elle n'aurait probablement pas pu avoir de l'eau liquide à sa surface.

Il serait aussi intéressant d'étudier la réponse d'une atmosphère donnée à des oscillations d'excentricité et d'obliquité comme celles de la Figure 9.1, comme l'a fait Spiegel *et al.* (2010), mais en prenant en compte le chauffage de marée. J'aimerais pouvoir enquêter sur l'effet de la dissipation de la planète sur son climat à un temps donné, mais aussi d'enquêter sur son effet sur le long terme.

Conclusion

Je compte utiliser mon nouveau code Mercury+tides pour étudier l'évolution dynamique de systèmes planétaires hypothétiques et réels. La simulation de l'évolution dynamique de systèmes planétaires ayant une planète (ou plus) dans la zone habitable permet d'avoir une idée de l'obliquité de la planète, de son excentricité et du flux de chaleur de marée. Ces grandeurs sont importantes pour l'étude des climats et donc pour la question de l'habitabilité des planètes. Mon code est aussi utile pour tester la stabilité de systèmes planétaires. Grâce à ce nouvel outil, j'aimerais pouvoir contraindre les paramètres de dissipation du modèle de marée que j'utilise.

Les résultats du code Mercury+tides (demi-grand axe, excentricité, obliquité) peuvent être utilisés comme paramètres d'entrée pour n'importe quel modèle climatique. J'aimerais profiter de mon expérience récemment acquise dans l'utilisation du GCM pour commencer

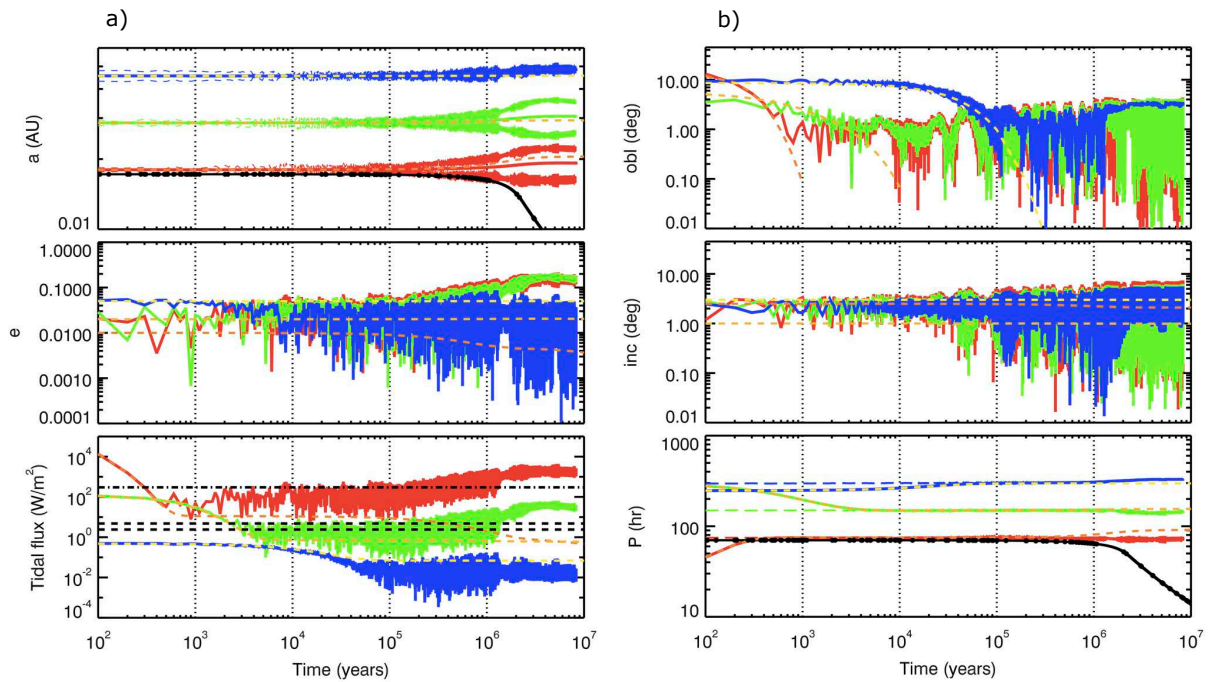


FIGURE 9.1 – Evolution par effet de marée d’un système de trois planètes de masse terrestre autour d’une naine brune de $0.08 M_{\odot}$ calculée avec le code Mercury+tides (traits pleins) et le code séculaire (tirets oranges ou points noirs). Graphe a) de haut en bas : évolution du demi-grand axe, de la distance du periastre et de l’apoastra des planètes (en rouge, vert et bleu) et de la distance de corotation (en noir), évolution de l’excentricité et évolution du flux de chaleur dû aux effets de marée. Le trait mixte noir correspond à un flux de $300 W/m^2$ et les tirets correspondent au flux de chaleur de marée de Io (Spencer *et al.*, 2000). Graphe b) de haut en bas : évolution de l’obliquité des planètes, évolution de leur inclinaison et évolution de la période de rotation des planètes (en rouge, vert et bleu) et de celle de la naine brune (en noir). La période de pseudo-synchronisation est tracée en grands tirets.

à travailler sur les climats de planètes orbitant des naines brunes ou des étoiles de faible masse.

En résumé, mon projet pour l’avenir est de connecter la dynamique orbitale aux climats. La distance orbitale, l’excentricité, l’obliquité et la rotation d’une planète ont un impact sur le climat d’une planète. De plus, si la planète possède une excentricité ou une obliquité ou une rotation non synchrone, elle aura un flux de chaleur de marée à sa surface ce qui peut aussi modifier le climat de la planète. J’aimerais enquêter sur ces questions et essayer de contraindre les paramètres du modèle de marée avec les observations disponibles et les futures observations comme celles qui seront faites avec le *James Webb Space Telescope*.

Bibliographie

- A. ANDREESHCHEV and J. SCALO. Habitability of Brown Dwarf Planets. In R. NORRIS & F. STOOTMAN, editor, *Bioastronomy 2002 : Life Among the Stars*, volume 213 of *IAU Symposium*, pages 115–+, June 2004.
- S. M. ANDREWS and J. P. WILLIAMS. A Submillimeter View of Circumstellar Dust Disks in ρ Ophiuchi. *ApJ*, 671 :1800–1812, December 2007.
- S. M. ANDREWS, D. J. WILNER, A. M. HUGHES, C. QI, and C. P. DULLEMOND. Protoplanetary Disk Structures in Ophiuchus. II. Extension to Fainter Sources. *ApJ*, 723 :1241–1254, November 2010.
- D. APAI, I. PASCUCCI, J. BOUWMAN, A. NATTA, T. HENNING, and C. P. DULLEMOND. The Onset of Planet Formation in Brown Dwarf Disks. *Science*, 310 :834–836, November 2005.
- A. BAGLIN, M. AUVERGNE, P. BARGE, J.-T. BUEY, C. CATALA, E. MICHEL, W. WEISS, and COROT TEAM. COROT : asteroseismology and planet finding. In B. BATTRICK, F. FAVATA, I. W. ROXBURGH, and D. GALADI, editors, *Stellar Structure and Habitable Planet Finding*, volume 485 of *ESA Special Publication*, pages 17–24, January 2002.
- I. BARAFFE, G. CHABRIER, F. ALLARD, and P. H. HAUSCHILDT. Evolutionary models for solar metallicity low-mass stars : mass-magnitude relationships and color-magnitude diagrams. *A & A*, 337 :403–412, September 1998.
- I. BARAFFE, G. CHABRIER, F. ALLARD, and P. H. HAUSCHILDT. Evolutionary models for low-mass stars and brown dwarfs : Uncertainties and limits at very young ages. *A & A*, 382 :563–572, February 2002.
- I. BARAFFE, G. CHABRIER, T. S. BARMAN, F. ALLARD, and P. H. HAUSCHILDT. Evolutionary models for cool brown dwarfs and extrasolar giant planets. The case of HD 209458. *A & A*, 402 :701–712, May 2003.
- I. BARAFFE, G. CHABRIER, T. S. BARMAN, F. ALLARD, and P. H. HAUSCHILDT. Evolutionary models for cool brown dwarfs and extrasolar giant planets. The case of HD 209458. *A & A*, 402 :701–712, May 2003.
- R. BARNES, B. JACKSON, R. GREENBERG, and S. N. RAYMOND. Tidal Limits to Planetary Habitability. *ApJ Lett.*, 700 :L30–L33, July 2009.
- R. BARNES, B. JACKSON, R. GREENBERG, S. N. RAYMOND, and R. HELLER. Tidal Constraints on Planetary Habitability. In V. COUDÉ DU FORESTO, D. M. GELINO,

- and I. RIBAS, editors, *Pathways Towards Habitable Planets*, volume 430 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 133, October 2010.
- R. BARNES, K. MULLINS, C. GOLDBLATT, V. S. MEADOWS, J. F. KASTING, and R. HELLER. Tidal Venuses : Triggering a Climate Catastrophe via Tidal Heating. *Astrobiology*, 13 :225–250, March 2013.
- R. BARNES, S. N. RAYMOND, R. GREENBERG, B. JACKSON, and N. A. KAIB. CoRoT-7b : Super-Earth or Super-IO? *ApJ Lett.*, 709 :L95–L98, February 2010.
- S. A. BARNES. On the Rotational Evolution of Solar- and Late-Type Stars, Its Magnetic Origins, and the Possibility of Stellar Gyrochronology. *ApJ*, 586 :464–479, March 2003.
- D. BARRADO Y NAVASCUÉS, J. R. STAUFFER, C. BRICEÑO, B. PATTEN, N. C. HAMBLY, and J. D. ADAMS. Very Low-Mass Stars and Brown Dwarfs of the Young Open Cluster IC 2391. *ApJS*, 134 :103–114, May 2001.
- M. R. BATE. Stellar, brown dwarf and multiple star properties from a radiation hydrodynamical simulation of star cluster formation. *MNRAS*, 419 :3115–3146, February 2012.
- K. BATYGIN and A. MORBIDELLI. Dissipative Divergence of Resonant Orbits. *AJ*, 145 :1, January 2013.
- A. R. BELU, F. SELSIS, S. N. RAYMOND, E. PALLÉ, R. STREET, D. K. SAHU, K. VON BRAUN, E. BOLMONT, P. FIGUEIRA, G. C. ANUPAMA, and I. RIBAS. Habitable Planets Eclipsing Brown Dwarfs : Strategies for Detection and Characterization. *ApJ*, 768 :125, May 2013.
- G. F. BENEDICT, B. MCARTHUR, E. NELAN, D. STORY, A. L. WHIPPLE, P. J. SHELUS, W. H. JEFFERYS, P. D. HEMENWAY, O. G. FRANZ, L. H. WASSERMAN, R. L. DUNCOMBE, W. VAN ALTENA, and L. W. FREDRICK. Photometry of Proxima Centauri and Barnard’s Star Using Hubble Space Telescope Fine Guidance Sensor 3 : A Search for Periodic Variations. *The Astronomical Journal*, 116 :429–439, July 1998.
- E. BERGER, G. BASRI, T. A. FLEMING, M. S. GIAMPAPA, J. E. GIZIS, J. LIEBERT, E. MARTÍN, N. PHAN-BAO, and R. E. RUTLEDGE. Simultaneous Multi-Wavelength Observations of Magnetic Activity in Ultracool Dwarfs. III. X-ray, Radio, and H α Activity Trends in M and L dwarfs. *ApJ*, 709 :332–341, January 2010.
- C. H. BLAKE, J. S. BLOOM, D. W. LATHAM, A. H. SZENTGYORGYI, M. F. SKRUTSKIE, E. E. FALCO, and D. S. STARR. Near-Infrared Monitoring of Ultracool Dwarfs : Prospects for Searching for Transiting Companions. *PASP*, 120 :860–871, August 2008.
- P. BODENHEIMER, D. N. C. LIN, and R. A. MARDLING. On the Tidal Inflation of Short-Period Extrasolar Planets. *ApJ*, 548 :466–472, February 2001.
- E. BOLMONT, S. N. RAYMOND, and J. LECONTE. Tidal evolution of planets around brown dwarfs. *A & A*, 535 :A94, November 2011.
- E. BOLMONT, S. N. RAYMOND, J. LECONTE, and S. P. MATT. Effect of the stellar spin history on the tidal evolution of close-in planets. *A&A*, 544 :A124, August 2012.

- E. BOLMONT, F. SELSIS, S. N. RAYMOND, J. LECONTE, F. HERSANT, A.-S. MAURIN, and J. PERICAUD. Tidal dissipation and eccentricity pumping : Implications for the depth of the secondary eclipse of 55 Cancri e. *A&A*, 556 :A17, August 2013.
- X. BONFILS, X. DELFOSSE, S. UDRY, T. FORVEILLE, M. MAYOR, C. PERRIER, F. BOUCHY, M. GILLON, C. LOVIS, F. PEPE, D. QUELOZ, N. C. SANTOS, D. SÉGRANSAN, and J.-L. BERTAUX. The HARPS search for southern extra-solar planets. XXXI. The M-dwarf sample. *A&A*, 549 :A109, January 2013.
- W. J. BORUCKI, D. G. KOCH, G. BASRI, N. BATALHA, T. M. BROWN, S. T. BRYSON, D. CALDWELL, J. CHRISTENSEN-DALSGAARD, W. D. COCHRAN, E. DEVORE, E. W. DUNHAM, T. N. GAUTIER, III, J. C. GEARY, R. GILLILAND, A. GOULD, S. B. HOWELL, J. M. JENKINS, D. W. LATHAM, J. J. LISSAUER, G. W. MARCY, J. ROWE, D. SASSELOV, A. BOSS, D. CHARBONNEAU, D. CIARDI, L. DOYLE, A. K. DUPREE, E. B. FORD, J. FORTNEY, M. J. HOLMAN, S. SEAGER, J. H. STEFFEN, J. TARTER, W. F. WELSH, C. ALLEN, L. A. BUCHHAVE, J. L. CHRISTIANSEN, B. D. CLARKE, S. DAS, J.-M. DÉSSERT, M. ENDL, D. FABRYCKY, F. FRESSIN, M. HAAS, E. HORCH, A. HOWARD, H. ISAACSON, H. KJELDSSEN, J. KOŁODZIEJCZAK, C. KULESA, J. LI, P. W. LUCAS, P. MACHALEK, D. MCCARTHY, P. MACQUEEN, S. MEIBOM, T. MIQUEL, A. PRSA, S. N. QUINN, E. V. QUINTANA, D. RAGOZZINE, W. SHERRY, A. SHPORER, P. TENENBAUM, G. TORRES, J. D. TWICKEN, J. VAN CLEVE, L. WALKOWICZ, F. C. WITTEBORN, and M. STILL. Characteristics of Planetary Candidates Observed by Kepler. II. Analysis of the First Four Months of Data. *ApJ*, 736 :19, July 2011.
- W. J. BORUCKI, D. G. KOCH, E. W. DUNHAM, and J. M. JENKINS. The Kepler Mission : A Mission To Determine The Frequency Of Inner Planets Near The Habitable Zone For A Wide Range Of Stars. In D. SODERBLUM, editor, *Planets Beyond the Solar System and the Next Generation of Space Missions*, volume 119 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 153, 1997.
- J. BOUVIER. Lithium depletion and the rotational history of exoplanet host stars. *A & A*, 489 :L53–L56, October 2008.
- J. BOUVIER, M. FORESTINI, and S. ALLAIN. The angular momentum evolution of low-mass stars. *A & A*, 326 :1023–1043, October 1997.
- M. K. BROWNING. Simulations of Dynamo Action in Fully Convective Stars. *ApJ*, 676 :1262–1280, April 2008.
- M. BĚHOUNKOVÁ, G. TOBIE, G. CHOBLET, and O. ČADEK. Tidally Induced Thermal Runaways on Extrasolar Earths : Impact on Habitability. *ApJ*, 728 :89, February 2011.
- J. A. CABALLERO, V. J. S. BÉJAR, R. REBOLO, J. EISLÖFFEL, M. R. ZAPATERO OSORIO, R. MUNDT, D. BARRADO Y NAVASCUÉS, G. BIHAIN, C. A. L. BAILER-JONES, T. FORVEILLE, and E. L. MARTÍN. The substellar mass function in σ Orionis. II. Optical, near-infrared and IRAC/Spitzer photometry of young cluster brown dwarfs and planetary-mass objects. *A & A*, 470 :903–918, August 2007.
- L. CARONE and M. PÄTZOLD. Constraints on the tidal dissipation factor of a main sequence star : The case of OGLE-TR-56b. *Planet. Space Sci.*, 55 :643–650, April 2007.

- J. A. CARTER, J. N. WINN, M. J. HOLMAN, D. FABRYCKY, Z. K. BERTA, C. J. BURKE, and P. NUTZMAN. The Transit Light Curve Project. XIII. Sixteen Transits of the Super-Earth GJ 1214b. *ApJ*, 730 :82, April 2011.
- G. CHABRIER and I. BARAFFE. Structure and evolution of low-mass stars. *A & A*, 327 :1039–1053, November 1997.
- G. CHABRIER and I. BARAFFE. Theory of Low-Mass Stars and Substellar Objects. *ARA&A*, 38 :337–377, 2000.
- G. CHABRIER, I. BARAFFE, F. ALLARD, and P. HAUSCHILDT. Evolutionary Models for Very Low-Mass Stars and Brown Dwarfs with Dusty Atmospheres. *ApJ*, 542 :464–472, October 2000.
- G. CHABRIER and M. KÜKER. Large-scale α^2 -dynamo in low-mass stars and brown dwarfs. *A & A*, 446 :1027–1037, February 2006.
- J. E. CHAMBERS. A hybrid symplectic integrator that permits close encounters between massive bodies. *MNRAS*, 304 :793–799, April 1999.
- 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, and T. FORVEILLE. A super-Earth transiting a nearby low-mass star. *Nat*, 462 :891–894, December 2009.
- G. CHAUVIN, A.-M. LAGRANGE, C. DUMAS, B. ZUCKERMAN, D. MOUILLET, I. SONG, J.-L. BEUZIT, and P. LOWRANCE. A giant planet candidate near a young brown dwarf. Direct VLT/NACO observations using IR wavefront sensing. *A&A*, 425 :L29–L32, October 2004.
- P. I. CHOI and W. HERBST. Rotation Periods of Stars in the Orion Nebula Cluster : The Bimodal Distribution. *The Astronomical Journal*, 111 :283, January 1996.
- F. COMERÓN, R. NEUHÄUSER, and A. A. KAAS. Probing the brown dwarf population of the Chamaeleon I star forming region. *A&A*, 359 :269–288, July 2000.
- P. CRESSWELL and R. P. NELSON. Three-dimensional simulations of multiple protoplanets embedded in a protostellar disc. *A & A*, 482 :677–690, May 2008.
- M. C. CUSHING, J. D. KIRKPATRICK, C. R. GELINO, R. L. GRIFFITH, M. F. SKRUTSKIE, A. MAINZER, K. A. MARSH, C. A. BEICHMAN, A. J. BURGASSER, L. A. PRATO, R. A. SIMCOE, M. S. MARLEY, D. SAUMON, R. S. FREEDMAN, P. R. EISENHARDT, and E. L. WRIGHT. The Discovery of Y Dwarfs using Data from the Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE). *ApJ*, 743 :50, December 2011.
- G. H. DARWIN. A tidal theory of the evolution of satellites. *The Observatory*, 3 :79–84, July 1879.
- G. H. DARWIN. On the Secular Changes in the Elements of the Orbit of a Satellite Revolving about a Tidally Distorted Planet. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series I*, 171 :713–891, 1880.

- R. I. DAWSON and D. C. FABRYCKY. Radial Velocity Planets De-aliased : A New, Short Period for Super-Earth 55 Cnc e. *ApJ*, 722 :937–953, October 2010.
- I. DE GREGORIO-MONSALVO, F. MÉNARD, W. DENT, C. PINTE, C. LÓPEZ, P. KLAASSEN, A. HALES, P. CORTÉS, M. G. RAWLINGS, K. TACHIYAMA, L. TESTI, S. TAKAHASHI, E. CHAPILLON, G. MATHEWS, A. JUHASZ, E. AKIYAMA, A. E. HIGUCHI, M. SAITO, L.-Å. NYMAN, N. PHILLIPS, J. RODÍ, S. CORDER, and T. VAN KEMPEN. Unveiling the gas and dust disk structure in HD 163296 using ALMA observations. *ArXiv e-prints*, July 2013.
- J.-B. DELISLE, J. LASKAR, A. C. M. CORREIA, and G. BOUÉ. Dissipation in planar resonant planetary systems. *A&A*, 546 :A71, October 2012.
- P. DELORME, C. J. WILLOTT, T. FORVEILLE, X. DELFOSSE, C. REYLÉ, E. BERTIN, L. ALBERT, E. ARTIGAU, A. C. ROBIN, F. ALLARD, R. DOYON, and G. J. HILL. Finding ultracool brown dwarfs with MegaCam on CFHT : method and first results. *A&A*, 484 :469–478, June 2008.
- I. DOBBS-DIXON, D. N. C. LIN, and R. A. MARDLING. Spin-Orbit Evolution of Short-Period Planets. *ApJ*, 610 :464–476, July 2004.
- C. D. DRESSING and D. CHARBONNEAU. The Occurrence Rate of Small Planets around Small Stars. *ApJ*, 767 :95, April 2013.
- S. EDWARDS, S. E. STROM, P. HARTIGAN, K. M. STROM, L. A. HILLENBRAND, W. HERBST, J. ATTRIDGE, K. M. MERRILL, R. PROBST, and I. GATLEY. Angular momentum regulation in low-mass young stars surrounded by accretion disks. *The Astronomical Journal*, 106 :372–382, July 1993.
- M. EFROIMSKY and V. V. MAKAROV. Tidal Friction and Tidal Lagging. Applicability Limitations of a Popular Formula for the Tidal Torque. *ApJ*, 764 :26, February 2013.
- P. P. EGGLETON, L. G. KISELEVA, and P. HUT. The Equilibrium Tide Model for Tidal Friction. *ApJ*, 499 :853–+, May 1998.
- C. R. EPSTEIN and M. H. PINSONNEAULT. How Good of a Clock is Rotation ? The Stellar Rotation-Mass-Age Relationship for Old Field Stars. *ArXiv e-prints*, March 2012.
- D. C. FABRYCKY, J. J. LISSAUER, D. RAGOZZINE, J. F. ROWE, E. AGOL, T. BARCLAY, N. BATALHA, W. BORUCKI, D. R. CIARDI, E. B. FORD, J. C. GEARY, M. J. HOLMAN, J. M. JENKINS, J. LI, R. C. MOREHEAD, A. SHPORER, J. C. SMITH, J. H. STEFFEN, and M. STILL. Architecture of Kepler’s Multi-transiting Systems : II. New investigations with twice as many candidates. *ArXiv e-prints*, February 2012.
- D. A. FISCHER, G. W. MARCY, R. P. BUTLER, S. S. VOGT, G. LAUGHLIN, G. W. HENRY, D. ABOUAV, K. M. G. PEEK, J. T. WRIGHT, J. A. JOHNSON, C. MCCARTHY, and H. ISAACSON. Five Planets Orbiting 55 Cancri. *ApJ*, 675 :790–801, March 2008.
- E. B. FORD, D. RAGOZZINE, J. F. ROWE, J. H. STEFFEN, T. BARCLAY, N. M. BATALHA, W. J. BORUCKI, S. T. BRYSON, D. A. CALDWELL, D. C. FABRYCKY, T. N. GAUTIER, M. J. HOLMAN, K. A. IBRAHIM, H. KJELDSSEN, K. KINEMUCHI, D. G. KOCH, J. J.

- LISSAUER, M. STILL, P. TENENBAUM, K. UDDIN, and W. WELSH. Transit Timing Observations from Kepler. V. Transit Timing Variation Candidates in the First Sixteen Months from Polynomial Models. *ApJ*, 756 :185, September 2012.
- F. FORGET and R. T. PIERREHUMBERT. Warming Early Mars with Carbon Dioxide Clouds That Scatter Infrared Radiation. *Science*, 278 :1273–+, November 1997.
- J. J. FORTNEY, M. S. MARLEY, and J. W. BARNES. Planetary Radii across Five Orders of Magnitude in Mass and Stellar Insolation : Application to Transits. *ApJ*, 659 :1661–1672, April 2007.
- F. FRESSIN, G. TORRES, D. CHARBONNEAU, S. T. BRYSON, J. CHRISTIANSEN, C. D. DRESSING, J. M. JENKINS, L. M. WALKOWICZ, and N. M. BATALHA. The False Positive Rate of Kepler and the Occurrence of Planets. *ApJ*, 766 :81, April 2013.
- P. GHOSH and F. K. LAMB. Disk accretion by magnetic neutron stars. *ApJ Lett.*, 223 :L83–L87, July 1978.
- P. GOLDREICH and S. SOTER. Q in the Solar System. *Icarus*, 5 :375–389, 1966.
- J. GOODMAN and C. LACKNER. Dynamical Tides in Rotating Planets and Stars. *ApJ*, 696 :2054–2067, May 2009.
- I. S. GRADSHTEYN, I. M. RYZHIK, A. JEFFREY, and D. ZWILLINGER. *Table of Integrals, Series, and Products*. Cambridge University Press, Cambridge, 2007.
- R. GREENBERG. Frequency Dependence of Tidal q . *ApJL*, 698 :L42–L45, June 2009.
- K. E. HAISCH, Jr., E. A. LADA, and C. J. LADA. Disk Frequencies and Lifetimes in Young Clusters. *ApJ Lett.*, 553 :L153–L156, June 2001.
- C. HAN, Y. K. JUNG, A. UDALSKI, T. SUMI, B. S. GAUDI, A. GOULD, D. P. BENNETT, Y. TSAPRAS, M. K. SZYMAŃSKI, M. KUBIAK, G. PIETRZYŃSKI, I. SOSZYŃSKI, J. SKOWRON, S. KOZŁOWSKI, R. POLESKI, K. ULACZYK, L. WYRZYKOWSKI, P. PIETRUKOWICZ, F. ABE, I. A. BOND, C. S. BOTZLER, P. CHOTE, M. FREEMAN, A. FUKUI, K. FURUSAWA, P. HARRIS, Y. ITOW, C. H. LING, K. MASUDA, Y. MATSUBARA, Y. MURAKI, K. OHNISHI, N. J. RATTENBURY, T. SAITO, D. J. SULLIVAN, W. L. SWEATMAN, D. SUZUKI, P. J. TRISTRAM, K. WADA, P. C. M. YOCK, V. BATISTA, G. CHRISTIE, J.-Y. CHOI, D. L. DEPOY, S. DONG, K.-H. HWANG, A. KAVKA, C.-U. LEE, L. A. G. MONARD, T. NATUSCH, H. NGAN, H. PARK, R. W. POGGE, I. PORRITT, I.-G. SHIN, T. G. TAN, J. C. YEE, K. A. ALSUBAI, D. M. BRAMICH, P. BROWNE, M. DOMINIK, K. HORNE, M. HUNDERTMARK, S. IPATOV, N. KAINS, C. LIEBIG, C. SNODGRASS, I. A. STEELE, and R. A. STREET. Microlensing Planet Around Brown-Dwarf. *ArXiv e-prints*, July 2013.
- B. M. S. HANSEN. Calibration of Equilibrium Tide Theory for Extrasolar Planet Systems. *ApJ*, 723 :285–299, November 2010.
- L. HARTMANN and K. B. MACGREGOR. Protostellar mass and angular momentum loss. *ApJ*, 259 :180–192, August 1982.

- L. HARTMANN and J. R. STAUFFER. Additional measurements of pre-main-sequence stellar rotation. *The Astronomical Journal*, 97 :873–880, March 1989.
- P. M. HARVEY, T. HENNING, Y. LIU, F. MÉNARD, C. PINTE, S. WOLF, L. A. CIEZA, N. J. EVANS, II, and I. PASCUCCI. A Herschel Survey of Cold Dust in Disks around Brown Dwarfs and Low-mass Stars. *ApJ*, 755 :67, August 2012.
- C. HAYASHI and T. NAKANO. Evolution of Stars of Small Masses in the Pre-Main-Sequence Stages. *Progress of Theoretical Physics*, 30 :460–474, October 1963.
- C. HELLIER, D. R. ANDERSON, A. COLLIER CAMERON, M. GILLON, E. JEHIN, M. LENDL, P. F. L. MAXTED, F. PEPE, D. POLLACCO, D. QUELOZ, D. SÉGRANSAN, B. SMALLEY, A. M. S. SMITH, J. SOUTHWORTH, A. H. M. J. TRIAUD, S. UDRY, and R. G. WEST. WASP-43b : the closest-orbiting hot Jupiter. *A & A*, 535 :L7, November 2011.
- P. HENNEBELLE and G. CHABRIER. Analytical Theory for the Initial Mass Function : CO Clumps and Prestellar Cores. *ApJ*, 684 :395–410, September 2008.
- W. G. HENNING, R. J. O’CONNELL, and D. D. SASSELOV. Tidally Heated Terrestrial Exoplanets : Viscoelastic Response Models. *ApJ*, 707 :1000–1015, December 2009.
- W. HERBST, C. A. L. BAILER-JONES, and R. MUNDT. The Mass Dependence of Stellar Rotation in the Orion Nebula Cluster. *ApJ Lett.*, 554 :L197–L200, June 2001.
- W. HERBST, J. EISLÖFFEL, R. MUNDT, and A. SCHOLZ. The Rotation of Young Low-Mass Stars and Brown Dwarfs. *Protostars and Planets V*, pages 297–311, 2007.
- L. A. HILLENBRAND, J. M. CARPENTER, J. S. KIM, M. R. MEYER, D. E. BACKMAN, A. MORO-MARTÍN, D. J. HOLLENBACH, D. C. HINES, I. PASCUCCI, and J. BOUWMAN. The Complete Census of 70 μm -bright Debris Disks within “the Formation and Evolution of Planetary Systems” Spitzer Legacy Survey of Sun-like Stars. *ApJ*, 677 :630–656, April 2008.
- A. W. HOWARD, G. W. MARCY, S. T. BRYSON, J. M. JENKINS, J. F. ROWE, N. M. BATALHA, W. J. BORUCKI, D. G. KOCH, E. W. DUNHAM, T. N. GAUTIER, III, J. VAN CLEVE, W. D. COCHRAN, D. W. LATHAM, J. J. LISSAUER, G. TORRES, T. M. BROWN, R. L. GILLILAND, L. A. BUCHHAVE, D. A. CALDWELL, J. CHRISTENSEN-DALSGAARD, D. CIARDI, F. FRESSIN, M. R. HAAS, S. B. HOWELL, H. KJELDSSEN, S. SEAGER, L. ROGERS, D. D. SASSELOV, J. H. STEFFEN, G. S. BASRI, D. CHARBONNEAU, J. CHRISTIANSEN, B. CLARKE, A. DUPREE, D. C. FABRYCKY, D. A. FISCHER, E. B. FORD, J. J. FORTNEY, J. TARTER, F. R. GIROUARD, M. J. HOLMAN, J. A. JOHNSON, T. C. KLAUS, P. MACHALEK, A. V. MOORHEAD, R. C. MOREHEAD, D. RAGOZZINE, P. TENENBAUM, J. D. TWICKEN, S. N. QUINN, H. ISAACSON, A. SHPORER, P. W. LUCAS, L. M. WALKOWICZ, W. F. WELSH, A. BOSS, E. DEVORE, A. GOULD, J. C. SMITH, R. L. MORRIS, A. PRSA, T. D. MORTON, M. STILL, S. E. THOMPSON, F. MULLALLY, M. ENDL, and P. J. MACQUEEN. Planet Occurrence within 0.25 AU of Solar-type Stars from Kepler. *ApJS*, 201 :15, August 2012.
- P. HUT. Stability of tidal equilibrium. *A & A*, 92 :167–170, December 1980.

- P. HUT. Tidal evolution in close binary systems. *A & A*, 99 :126–140, June 1981.
- P. HUT. Tidal evolution in close binary systems for high eccentricity. *A&A*, 110 :37–42, June 1982.
- S. IDA and D. N. C. LIN. Toward a Deterministic Model of Planetary Formation. III. Mass Distribution of Short-Period Planets around Stars of Various Masses. *ApJ*, 626 :1045–1060, June 2005.
- J. IRWIN, Z. K. BERTA, C. J. BURKE, D. CHARBONNEAU, P. NUTZMAN, A. A. WEST, and E. E. FALCO. On the Angular Momentum Evolution of Fully Convective Stars : Rotation Periods for Field M-dwarfs from the MEarth Transit Survey. *ApJ*, 727 :56, January 2011.
- J. IRWIN, S. HODGKIN, S. AIGRAIN, J. BOUVIER, L. HEBB, and E. MORAUX. The Monitor project : rotation of low-mass stars in the open cluster NGC 2547. *MNRAS*, 383 :1588–1602, February 2008.
- B. JACKSON, R. BARNES, and R. GREENBERG. Observational Evidence for Tidal Destruction of Exoplanets. *ApJ*, 698 :1357–1366, June 2009.
- B. JACKSON, R. GREENBERG, and R. BARNES. Tidal Heating of Extrasolar Planets. *ApJ*, 681 :1631–1638, July 2008.
- H. JEFFREYS. The effect of tidal friction on eccentricity and inclination. *MNRAS*, 122 :339–343, 1961.
- J. A. JOHNSON, J. Z. GAZAK, K. APPS, P. S. MUIRHEAD, J. R. CREPP, I. J. M. CROSSFIELD, T. BOYAJIAN, K. VON BRAUN, B. ROJAS-AYALA, A. W. HOWARD, K. R. COVEY, E. SCHLAWIN, K. HAMREN, T. D. MORTON, G. W. MARCY, and J. P. LLOYD. Characterizing the Cool KOIs. II. The M Dwarf KOI-254 and Its Hot Jupiter. *The Astronomical Journal*, 143 :111, May 2012.
- J. F. KASTING. Runaway and moist greenhouse atmospheres and the evolution of earth and Venus. *Icarus*, 74 :472–494, June 1988.
- J. F. KASTING, D. P. WHITMIRE, and R. T. REYNOLDS. Habitable Zones around Main Sequence Stars. *Icarus*, 101 :108–128, January 1993.
- W. M. KAULA. Tidal Dissipation by Solid Friction and the Resulting Orbital Evolution. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 2 :661–685, 1964.
- S. D. KAWALER. Angular momentum loss in low-mass stars. *ApJ*, 333 :236–247, October 1988.
- G. M. KENNEDY and S. J. KENYON. Planet Formation around Stars of Various Masses : The Snow Line and the Frequency of Giant Planets. *ApJ*, 673 :502–512, January 2008.
- M. KIRAGA and K. STEPIEN. Age-Rotation-Activity Relations for M Dwarf Stars. *Acta Astron.*, 57 :149–172, June 2007.

- J. D. KIRKPATRICK. Cold brown dwarfs with WISE : Y dwarfs and the field mass function. *Astronomische Nachrichten*, 334 :26–31, February 2013.
- J. D. KIRKPATRICK, I. N. REID, J. LIEBERT, R. M. CUTRI, B. NELSON, C. A. BEICHMAN, C. C. DAHN, D. G. MONET, J. E. GIZIS, and M. F. SKRUTSKIE. Dwarfs Cooler than “M” : The Definition of Spectral Type “L” Using Discoveries from the 2 Micron All-Sky Survey (2MASS). *ApJ*, 519 :802–833, July 1999.
- C. KOEN. Time series photometry of the nearby brown dwarf DENIS-P J0041353-562112. *MNRAS*, pages 1735–+, November 2010.
- R. K. KOPPARAPU. A Revised Estimate of the Occurrence Rate of Terrestrial Planets in the Habitable Zones around Kepler M-dwarfs. *ApJL*, 767 :L8, April 2013.
- S. S. KUMAR. The Structure of Stars of Very Low Mass. *ApJ*, 137 :1121, May 1963.
- V. LAINEY, J.-E. ARLOT, Ö. KARATEKIN, and T. VAN HOOLST. Strong tidal dissipation in Io and Jupiter from astrometric observations. *Nature*, 459 :957–959, June 2009.
- K. LAMBECK. *The earth’s variable rotation : Geophysical causes and consequences*. 1980.
- H. LAMMER, F. SELSIS, I. RIBAS, E. F. GUINAN, S. J. BAUER, and W. W. WEISS. Atmospheric Loss of Exoplanets Resulting from Stellar X-Ray and Extreme-Ultraviolet Heating. *ApJl*, 598 :L121–L124, December 2003.
- A. F. LANZA, C. DAMIANI, and D. GANDOLFI. Constraining tidal dissipation in F-type main-sequence stars : the case of CoRoT-11. *A & A*, 529 :A50, May 2011.
- P. S. LAPLACE, N. BOWDITCH, and N. I. BOWDITCH. *Mécanique céleste*. 1829.
- D. W. LATHAM, R. P. STEFANIK, T. MAZEH, M. MAYOR, and G. BURKI. The unseen companion of HD114762 - A probable brown dwarf. *Nature*, 339 :38–40, May 1989.
- G. LAUGHLIN, P. BODENHEIMER, and F. C. ADAMS. The Core Accretion Model Predicts Few Jovian-Mass Planets Orbiting Red Dwarfs. *ApJ Lett.*, 612 :L73–L76, September 2004.
- A. LAWRENCE, S. J. WARREN, O. ALMAINI, A. C. EDGE, N. C. HAMBLY, R. F. JAMESON, P. LUCAS, M. CASALI, A. ADAMSON, S. DYE, J. P. EMERSON, S. FOUCAUD, P. HEWETT, P. HIRST, S. T. HODGKIN, M. J. IRWIN, N. LODIEU, R. G. MCMAHON, C. SIMPSON, I. SMAIL, D. MORTLOCK, and M. FOLGER. The UKIRT Infrared Deep Sky Survey (UKIDSS). *MNRAS*, 379 :1599–1617, August 2007.
- J. LECONTE, I. BARAFFE, G. CHABRIER, T. BARMAN, and B. LEVRARD. Structure and evolution of the first CoRoT exoplanets : probing the brown dwarf/planet overlapping mass regime. *A & A*, 506 :385–389, October 2009.
- J. LECONTE, G. CHABRIER, I. BARAFFE, and B. LEVRARD. Is tidal heating sufficient to explain bloated exoplanets ? Consistent calculations accounting for finite initial eccentricity. *A & A*, 516 :A64+, June 2010.

- J. LECONTE, G. CHABRIER, I. BARAFFE, and B. LEVRARD. The radius anomaly in the planet/brown dwarf overlapping mass regime. *Detection and Dynamics of Transiting Exoplanets, St. Michel l'Observatoire, France, Edited by F. Bouchy; R. Diaz; C. Moutou; EPJ Web of Conferences, Volume 11, id.03004*, 11 :3004–+, February 2011.
- J. LECONTE, D. LAI, and G. CHABRIER. Distorted, nonspherical transiting planets : impact on the transit depth and on the radius determination. *A & A*, 528 :A41+, April 2011.
- B. LEVRARD, C. WINISDOERFFER, and G. CHABRIER. Falling Transiting Extrasolar Giant Planets. *ApJ Lett.*, 692 :L9–L13, February 2009.
- D. N. C. LIN, P. BODENHEIMER, and D. C. RICHARDSON. Orbital migration of the planetary companion of 51 Pegasi to its present location. *Nat*, 380 :606–607, April 1996.
- J. J. LISSAUER, D. C. FABRYCKY, E. B. FORD, W. J. BORUCKI, F. FRESSIN, G. W. MARCY, J. A. OROSZ, J. F. ROWE, G. TORRES, W. F. WELSH, N. M. BATALHA, S. T. BRYSON, L. A. BUCHHAVE, D. A. CALDWELL, J. A. CARTER, D. CHARBONNEAU, J. L. CHRISTIANSEN, W. D. COCHRAN, J.-M. DESERT, E. W. DUNHAM, M. N. FANELLI, J. J. FORTNEY, T. N. GAUTIER, III, J. C. GEARY, R. L. GILLILAND, M. R. HAAS, J. R. HALL, M. J. HOLMAN, D. G. KOCH, D. W. LATHAM, E. LOPEZ, S. MCCAULIFF, N. MILLER, R. C. MOREHEAD, E. V. QUINTANA, D. RAGOZZINE, D. SASSELOV, D. R. SHORT, and J. H. STEFFEN. A closely packed system of low-mass, low-density planets transiting Kepler-11. *Nature*, 470 :53–58, February 2011.
- Y. LITHWICK and Y. WU. Resonant Repulsion of Kepler Planet Pairs. *ApJL*, 756 :L11, September 2012.
- B. LÓPEZ MARTÍ, J. EISLÖFFEL, A. SCHOLZ, and R. MUNDT. The brown dwarf population in the Chamaeleon I cloud. *A&A*, 416 :555–576, March 2004.
- A. E. H. LOVE. Earth, the yielding of the, to disturbing forces. *MNRAS*, 69 :476, April 1909.
- A. E. H. LOVE. *Some Problems of Geodynamics*. Cambridge University Press, 1911.
- A. E. H. LOVE. *A treatise on the Mathematical Theory of Elasticity*. Dover, 1944.
- K. L. LUHMAN, L. ADAME, P. D'ALESSIO, N. CALVET, L. HARTMANN, S. T. MEGEATH, and G. G. FAZIO. Discovery of a Planetary-Mass Brown Dwarf with a Circumstellar Disk. *ApJ Lett.*, 635 :L93–L96, December 2005.
- K. L. LUHMAN, L. ADAME, P. D'ALESSIO, N. CALVET, K. K. MCLEOD, C. J. BOHAC, W. J. FORREST, L. HARTMANN, B. SARGENT, and D. M. WATSON. Hubble and Spitzer Observations of an Edge-on Circumstellar Disk around a Brown Dwarf. *ApJ*, 666 :1219–1225, September 2007.
- D. LYNDEN-BELL and J. E. PRINGLE. The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables. *MNRAS*, 168 :603–637, September 1974.

- K. B. MACGREGOR and M. BRENNER. Rotational evolution of solar-type stars. I - Main-sequence evolution. *ApJ*, 376 :204–213, July 1991.
- V. V. MAKAROV and M. EFROIMSKY. No Pseudosynchronous Rotation for Terrestrial Planets and Moons. *ApJ*, 764 :27, February 2013.
- G. W. MARCY, R. P. BUTLER, D. FISCHER, S. S. VOGT, J. J. LISSAUER, and E. J. RIVERA. A Pair of Resonant Planets Orbiting GJ 876. *ApJ*, 556 :296–301, July 2001.
- R. A. MARDLING. The Role of Chaos in the Circularization of Tidal Capture Binaries. II. Long-Time Evolution. *ApJ*, 450 :732, September 1995.
- R. A. MARDLING. Long-term tidal evolution of short-period planets with companions. *MNRAS*, 382 :1768–1790, December 2007.
- R. A. MARDLING and D. N. C. LIN. Calculating the Tidal, Spin, and Dynamical Evolution of Extrasolar Planetary Systems. *ApJ*, 573 :829–844, July 2002.
- R. A. MARDLING and D. N. C. LIN. On the Survival of Short-Period Terrestrial Planets. *ApJ*, 614 :955–959, October 2004.
- S. MATT and R. E. PUDRITZ. Accretion-powered Stellar Winds as a Solution to the Stellar Angular Momentum Problem. *ApJ Lett.*, 632 :L135–L138, October 2005.
- S. MATT and R. E. PUDRITZ. The spin of accreting stars : dependence on magnetic coupling to the disc. *MNRAS*, 356 :167–182, January 2005.
- S. MATT and R. E. PUDRITZ. Accretion-powered Stellar Winds. III. Spin-Equilibrium Solutions. *ApJ*, 681 :391–399, July 2008.
- S. P. MATT, G. PINZÓN, R. DE LA REZA, and T. P. GREENE. Spin Evolution of Accreting Young Stars. I. Effect of Magnetic Star-Disk Coupling. *ApJ*, 714 :989–1000, May 2010.
- S. P. MATT, G. PINZÓN, T. P. GREENE, and R. E. PUDRITZ. Spin Evolution of Accreting Young Stars. II. Effect of Accretion-powered Stellar Winds. *ApJ*, 745 :101, January 2012.
- M. MAYOR, M. MARMIER, C. LOVIS, S. UDRY, D. SÉGRANSAN, F. PEPE, W. BENZ, J. . BERTAUX, F. BOUCHY, X. DUMUSQUE, G. LO CURTO, C. MORDASINI, D. QUELOZ, and N. C. SANTOS. The HARPS search for southern extra-solar planets XXXIV. Occurrence, mass distribution and orbital properties of super-Earths and Neptune-mass planets. *ArXiv e-prints*, September 2011.
- M. MAYOR and D. QUELOZ. A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, 378 :355–359, November 1995.
- C. P. MCKAY and H. D. SMITH. Possibilities for methanogenic life in liquid methane on the surface of Titan. *Icarus*, 178 :274–276, November 2005.
- S. MEIBOM, R. D. MATHIEU, K. G. STASSUN, P. LIEBESNY, and S. H. SAAR. The Color-period Diagram and Stellar Rotational Evolution—New Rotation Period Measurements in the Open Cluster M34. *ApJ*, 733 :115, June 2011.

- B. D. METZGER, D. GIANNIOS, and D. S. SPIEGEL. Optical and X-ray transients from planet-star mergers. *MNRAS*, 425 :2778–2798, October 2012.
- S. MOHANTY, G. BASRI, F. SHU, F. ALLARD, and G. CHABRIER. Activity in Very Cool Stars : Magnetic Dissipation in Late M and L Dwarf Atmospheres. *ApJ*, 571 :469–486, May 2002.
- J. MORIN, J.-F. DONATI, P. PETIT, X. DELFOSSE, T. FORVEILLE, L. ALBERT, M. AURIÈRE, R. CABANAC, B. DINTRANS, R. FARES, T. GASTINE, M. M. JARDINE, F. LIGNIÈRES, F. PALETOU, J. C. RAMIREZ VELEZ, and S. THÉADO. Large-scale magnetic topologies of mid M dwarfs. *MNRAS*, 390 :567–581, October 2008.
- P. S. MUIRHEAD, J. A. JOHNSON, K. APPS, J. A. CARTER, T. D. MORTON, D. C. FABRYCKY, J. S. PINEDA, M. BOTTOM, B. ROJAS-AYALA, E. SCHLAWIN, K. HAMREN, K. R. COVEY, J. R. CREPP, K. G. STASSUN, J. PEPPER, L. HEBB, E. N. KIRBY, A. W. HOWARD, H. T. ISAACSON, G. W. MARCY, D. LEVITAN, T. DIAZ-SANTOS, L. ARMUS, and J. P. LLOYD. Characterizing the Cool KOIs. III. KOI 961 : A Small Star with Large Proper Motion and Three Small Planets. *ApJ*, 747 :144, March 2012.
- C. D. MURRAY and S. F. DERMOTT. *Solar system dynamics*. Cambridge University Press, 1999.
- A. J. MUSTILL and M. C. WYATT. A general model of resonance capture in planetary systems : first- and second-order resonances. *MNRAS*, 413 :554–572, May 2011.
- J. MUZEROLLE, L. ADAME, P. D’ALESSIO, N. CALVET, K. L. LUHMAN, A. A. MUENCH, C. J. LADA, G. H. RIEKE, N. SIEGLER, D. E. TRILLING, E. T. YOUNG, L. ALLEN, L. HARTMANN, and S. T. MEGEATH. 24 μm Detections of Circum(sub)stellar Disks in IC 348 : Grain Growth and Inner Holes? *ApJ*, 643 :1003–1010, June 2006.
- T. NAKAJIMA, B. R. OPPENHEIMER, S. R. KULKARNI, D. A. GOLIMOWSKI, K. MATTHEWS, and S. T. DURRANCE. Discovery of a cool brown dwarf. *Nature*, 378 :463–465, November 1995.
- O. NERON DE SURGY and J. LASKAR. On the long term evolution of the spin of the Earth. *A & A*, 318 :975–989, February 1997.
- R. NEUHÄUSER, C. BRICEÑO, F. COMERÓN, T. HEARTY, E. L. MARTÍN, J. H. M. M. SCHMITT, B. STELZER, R. SUPPER, W. VOGES, and H. ZINNECKER. Search for X-ray emission from bona-fide and candidate brown dwarfs. *A&A*, 343 :883–893, March 1999.
- R. NEUHAUSER and F. COMERON. ROSAT X-ray Detection of a Young Brown Dwarf in the Chamaeleon I Dark Cloud. *Science*, 282 :83, October 1998.
- I. NEWTON. *Philosophiae naturalis principia mathematica, vol. 1 - 4*. 1760.
- M. OGIHARA and S. IDA. N-Body Simulations of Planetary Accretion Around M Dwarf Stars. *ApJ*, 699 :824–838, July 2009.
- G. PAATZ and M. CAMENZIND. Winds and accretion flows around T Tauri stars. *A & A*, 308 :77–90, April 1996.

- P. PADOAN and Å. NORDLUND. The “Mysterious” Origin of Brown Dwarfs. *ApJ*, 617 :559–564, December 2004.
- J. C. B. PAPALOIZOU. Tidal interactions in multi-planet systems. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 111 :83–103, October 2011.
- J. C. B. PAPALOIZOU and C. TERQUEM. On the dynamics of multiple systems of hot super-Earths and Neptunes : tidal circularization, resonance and the HD 40307 system. *MNRAS*, 405 :573–592, June 2010.
- I. PASCUCCI, D. APAI, K. LUHMAN, T. HENNING, J. BOUWMAN, M. R. MEYER, F. LAHUIS, and A. NATTA. The Different Evolution of Gas and Dust in Disks around Sun-Like and Cool Stars. *ApJ*, 696 :143–159, May 2009.
- M. PÄTZOLD, L. CARONE, and H. RAUER. Tidal interactions of close-in extrasolar planets : The OGLE cases. *A & A*, 427 :1075–1080, December 2004.
- M. J. PAYNE and G. LODATO. The potential for Earth-mass planet formation around brown dwarfs. *MNRAS*, 381 :1597–1606, November 2007.
- S. J. PEALE, P. CASSEN, and R. T. REYNOLDS. Tidal Dissipation in the Galilean Satellites. In *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, volume 10 of *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, pages 964–966, March 1979.
- F. PEPE, M. MAYOR, B. DELABRE, D. KOHLER, D. LACROIX, D. QUELOZ, S. UDRY, W. BENZ, J.-L. BERTAUX, and J.-P. SIVAN. HARPS : a new high-resolution spectrograph for the search of extrasolar planets. In M. IYE and A. F. MOORWOOD, editors, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 4008 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 582–592, August 2000.
- F. PEPE, M. MAYOR, D. QUELOZ, W. BENZ, X. BONFILS, F. BOUCHY, G. LO CURTO, C. LOVIS, D. MÉGEVAND, C. MOUTOU, D. NAEF, G. RUPPRECHT, N. C. SANTOS, J.-P. SIVAN, D. SOSNOWSKA, and S. UDRY. The HARPS search for southern extra-solar planets. I. HD 330075 b : A new “hot Jupiter”. *A & A*, 423 :385–389, August 2004.
- N. PHAN-BAO, J. GUIBERT, F. CRIFO, X. DELFOSSE, T. FORVEILLE, J. BORSENBERGER, N. EPCHTEIN, P. FOUQUÉ, and G. SIMON. New neighbours : IV. 30 DENIS late-M dwarfs between 15 and 30 parsecs. *A&A*, 380 :590–598, December 2001.
- R. PIERREHUMBERT and E. GAIDOS. Hydrogen Greenhouse Planets Beyond the Habitable Zone. *ApJ Lett.*, 734 :L13+, June 2011.
- N. PIZZOLATO, A. MAGGIO, G. MICELA, S. SCIORTINO, and P. VENTURA. The stellar activity-rotation relationship revisited : Dependence of saturated and non-saturated X-ray emission regimes on stellar mass for late-type dwarfs. *A&A*, 397 :147–157, January 2003.
- H. N. POLLACK, S. J. HURTER, and J. R. JOHNSON. Heat flow from the earth’s interior - Analysis of the global data set. *Reviews of Geophysics*, 31 :267–280, August 1993.

- F. PONT. Empirical evidence for tidal evolution in transiting planetary systems. *MNRAS*, 396 :1789–1796, July 2009.
- W. H. PRESS, S. A. TEUKOLSKY, W. T. VETTERLING, and B. P. FLANNERY. *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing*. Cambridge University Press, 1992.
- S. N. RAYMOND, J. SCALO, and V. S. MEADOWS. A Decreased Probability of Habitable Planet Formation around Low-Mass Stars. *ApJ*, 669 :606–614, November 2007.
- R. REBOLO, M. R. ZAPATERO OSORIO, and E. L. MARTÍN. Discovery of a brown dwarf in the Pleiades star cluster. *Nature*, 377 :129–131, September 1995.
- L. M. REBULL, J. R. STAUFFER, S. T. MEGEATH, J. L. HORA, and L. HARTMANN. A Correlation between Pre-Main-Sequence Stellar Rotation Rates and IRAC Excesses in Orion. *ApJ*, 646 :297–303, July 2006.
- L. M. REBULL, S. C. WOLFF, and S. E. STROM. Stellar Rotation in Young Clusters : The First 4 Million Years. *The Astronomical Journal*, 127 :1029–1051, February 2004.
- F. REMUS, S. MATHIS, J.-P. ZAHN, and V. LAINEY. Anelastic tidal dissipation in multi-layer planets. *A&A*, 541 :A165, May 2012.
- L. RICCI, A. ISELLA, J. M. CARPENTER, and L. TESTI. CARMA Interferometric Observations of 2MASS J044427+2512 : The First Spatially Resolved Observations of Thermal Emission of a Brown Dwarf Disk. *ApJL*, 764 :L27, February 2013.
- L. RICCI, L. TESTI, A. NATTA, A. SCHOLZ, and I. DE GREGORIO-MONSALVO. ALMA Observations of ρ -Oph 102 : Grain Growth and Molecular Gas in the Disk around a Young Brown Dwarf. *ApJL*, 761 :L20, December 2012.
- V. S. SAFRONOV. *Evoliutsiia doplanetnogo oblaka*. English transl. : Evolution of the Protoplanetary Cloud and Formation of Earth and the Planets, NASA Tech. Transl. F-677, Jerusalem : Israel Sci. Transl. 1972, 1969.
- A. SCHOLZ and J. EISLÖFFEL. Rotation and variability of very low mass stars and brown dwarfs near ϵ Ori. *A & A*, 429 :1007–1023, January 2005.
- F. SELSIS, B. CHAZELAS, P. BORDÉ, M. OLLIVIER, F. BRACHET, M. DECAUDIN, F. BOUCHY, D. EHRENREICH, J.-M. GRIESSMEIER, H. LAMMER, C. SOTIN, O. GRASSET, C. MOUTOU, P. BARGE, M. DELEUIL, D. MAWET, D. DESPOIS, J. F. KASTING, and A. LÉGER. Could we identify hot ocean-planets with CoRoT, Kepler and Doppler velocimetry? *Icarus*, 191 :453–468, November 2007.
- F. SELSIS, J. F. KASTING, B. LEVRARD, J. PAILLET, I. RIBAS, and X. DELFOSSE. Habitable planets around the star Gliese 581? *A & A*, 476 :1373–1387, December 2007.
- F. SELSIS, A.-S. MAURIN, F. HERSANT, J. LECONTE, E. BOLMONT, S. N. RAYMOND, and M. DELBO'. The effect of rotation and tidal heating on the thermal lightcurves of super Mercuries. *A&A*, 555 :A51, July 2013.

- F. SHU, J. NAJITA, E. OSTRICKER, F. WILKIN, S. RUDEN, and S. LIZANO. Magneto-centrifugally driven flows from young stars and disks. 1 : A generalized model. *ApJ*, 429 :781–796, July 1994.
- F. H. SHU, H. SHANG, A. E. GLASSGOLD, and T. LEE. X-rays and fluctuating X-winds from protostars. *Science*, 277 :1475–1479, 1997.
- M. F. SKRUTSKIE, R. M. CUTRI, R. STIENING, M. D. WEINBERG, S. SCHNEIDER, J. M. CARPENTER, C. BEICHMAN, R. CAPPS, T. CHESTER, J. ELIAS, J. HUCHRA, J. LIEBERT, C. LONSDALE, D. G. MONET, S. PRICE, P. SEITZER, T. JARRETT, J. D. KIRKPATRICK, J. E. GIZIS, E. HOWARD, T. EVANS, J. FOWLER, L. FULLMER, R. HURT, R. LIGHT, E. L. KOPAN, K. A. MARSH, H. L. MCCALLON, R. TAM, S. VAN DYK, and S. WHEELOCK. The Two Micron All Sky Survey (2MASS). *AJ*, 131 :1163–1183, February 2006.
- A. SKUMANICH. Time Scales for CA II Emission Decay, Rotational Braking, and Lithium Depletion. *ApJ*, 171 :565–+, February 1972.
- S. C. SOLOMON and J. W. HEAD. Fundamental issues in the geology and geophysics of Venus. *Science*, 252 :252–260, April 1991.
- C. SOTIN, O. GRASSET, and A. MOCQUET. Mass radius curve for extrasolar Earth-like planets and ocean planets. *Icarus*, 191 :337–351, November 2007.
- J. R. SPENCER, K. L. JESSUP, M. A. MCGRATH, G. E. BALLESTER, and R. YELLE. Discovery of Gaseous S₂ in Io’s Pele Plume. *Science*, 288 :1208–1210, May 2000.
- D. S. SPIEGEL, A. BURROWS, and J. A. MILSOM. Planet or Brown Dwarf? Bringing the Deuterium-Burning Criterion into Focus. In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts 42*, volume 42 of *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, pages 27.27–+, October 2010.
- D. S. SPIEGEL, A. BURROWS, and J. A. MILSOM. The Deuterium-burning Mass Limit for Brown Dwarfs and Giant Planets. *ApJ*, 727 :57–+, January 2011.
- K. G. STASSUN, R. D. MATHIEU, T. MAZEH, and F. J. VRBA. The Rotation Period Distribution of Pre-Main-Sequence Stars in and around the Orion Nebula. *The Astronomical Journal*, 117 :2941–2979, June 1999.
- K. TODOROV, K. L. LUHMAN, and K. K. MCLEOD. Discovery of a Planetary-mass Companion to a Brown Dwarf in Taurus. *ApJL*, 714 :L84–L88, May 2010.
- C. A. TOUT and J. E. PRINGLE. Spin-down of rapidly rotating, convective stars. *MNRAS*, 256 :269–276, May 1992.
- S. UDRY, X. BONFILS, X. DELFOSSE, T. FORVEILLE, M. MAYOR, C. PERRIER, F. BOUCHY, C. LOVIS, F. PEPE, D. QUELOZ, and J.-L. BERTAUX. The HARPS search for southern extra-solar planets. XI. Super-Earths (5 and 8 M_⊕) in a 3-planet system. *A & A*, 469 :L43–L47, July 2007.
- W. R. WARD. Density waves in the solar nebula - Differential Lindblad torque. *Icarus*, 67 :164–180, July 1986.

- L. M. WEISS, G. W. MARCY, J. F. ROWE, A. W. HOWARD, H. ISAACSON, J. J. FORTNEY, N. MILLER, B.-O. DEMORY, D. A. FISCHER, E. R. ADAMS, A. K. DUPREE, S. B. HOWELL, R. KOLBL, J. A. JOHNSON, E. P. HORCH, M. E. EVERETT, D. C. FABRYCKY, and S. SEAGER. The Mass of KOI-94d and a Relation for Planet Radius, Mass, and Incident Flux. *ApJ*, 768 :14, May 2013.
- J. WISDOM and M. HOLMAN. Symplectic maps for the n-body problem. *AJ*, 102 :1528–1538, October 1991.
- A. WOLSZCZAN. Confirmation of Earth-Mass Planets Orbiting the Millisecond Pulsar PSR B1257+12. *Science*, 264 :538–542, April 1994.
- A. WOLSZCZAN and D. A. FRAIL. A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12. *Nature*, 355 :145–147, January 1992.
- R. D. WORDSWORTH, F. FORGET, F. SELSIS, E. MILLOUR, B. CHARNAY, and J.-B. MADELEINE. Gliese 581d is the First Discovered Terrestrial-mass Exoplanet in the Habitable Zone. *ApJ Lett.*, 733 :L48+, June 2011.
- R. V. YELLE. Aeronomy of extra-solar giant planets at small orbital distances. *Icarus*, 170 :167–179, July 2004.
- D. G. YORK, J. ADELMAN, J. E. ANDERSON, Jr., S. F. ANDERSON, J. ANNIS, N. A. BAHCALL, and SDSS COLLABORATION. The Sloan Digital Sky Survey : Technical Summary. *AJ*, 120 :1579–1587, September 2000.
- J.-P. ZAHN. The dynamical tide in close binaries. *A&A*, 41 :329–344, July 1975.
- J.-P. ZAHN. Rotation and lithium depletion in late-type binaries. *A & A*, 288 :829–841, August 1994.
- M. R. ZAPATERO OSORIO, R. REBOLO, E. L. MARTIN, G. BASRI, A. MAGAZZU, S. T. HODGKIN, R. F. JAMESON, and M. R. COSSBURN. New Brown Dwarfs in the Pleiades Cluster. *ApJ Lett.*, 491 :L81, December 1997.

Annexes

Annexe A

Tidal dissipation and eccentricity pumping : Implications for the depth of the secondary eclipse of 55 Cnc e

Abstract

We use the super-Earth 55 Cnc e as a case-study to address an observable effect of tidal heating. This transiting short-period planet belongs to a compact multiple system with massive planets. We investigate whether planet-planet interactions can force the eccentricity of this planet to a level that would affect the eclipse depth observed with Spitzer.

Using the constant time-lag tidal model, we first calculated the observed planet flux as a function of albedo and eccentricity for different tidal dissipation constants and for two extreme cases : a planet without heat redistribution and a planet with full heat redistribution. We derived the values of albedo and eccentricity that match the observed transit depth. We then performed N-body simulations of the planetary system including tides and General Relativity to follow the evolution of the eccentricity of planet e. We compared the range of eccentricities given by the simulations with the eccentricities required to alter the eclipse depth.

Using our nominal value for the dissipation constant and the most recent estimates of the orbital elements and masses of the 55 Cnc planets, we find that the eccentricity of planet e can be high enough to contribute at a measurable level to the thermal emission measured with Spitzer. This affects the constraints on the albedo of the planet, which can be as high as 0.9 (instead of 0.55 when tidal heating is ignored). We also derive a maximum value for the eccentricity of planet e directly from the eclipse depth : $e < 0.015$, assuming Earth's dissipation constant.

Transiting exoplanets in multiple planet systems – like 55 Cancri – are exceptional targets for testing tidal models because their tidal luminosity may be observable. Future multi-wavelength observations of eclipse depth and phase curves (for instance with EChO and JWST) will probably allow us to better resolve the temperature map of these planets and break the degeneracy between albedo and tidal heating that remains for single-band observations. In addition, an accurate determination of the eccentricity will make it possible to constrain the dissipation rate of the planet and probe its internal structure.

Tidal dissipation and eccentricity pumping: Implications for the depth of the secondary eclipse of 55 Cnc e

Emeline Bolmont^{1,2}, Franck Selsis^{1,2}, Sean N. Raymond^{1,2}, Jeremy Leconte³, Franck Hersant^{1,2}, Anne-Sophie Maurin^{1,2}, and Jessica Pericaud¹

¹ Univ. Bordeaux, LAB, UMR 5804, F-33270, Floirac, France

² CNRS, LAB, UMR 5804, F-33270, Floirac, France

³ Laboratoire de Météorologie Dynamique, Institut Pierre Simon Laplace, Paris, France

Received xxx ; accepted xxx

ABSTRACT

Aims. We use the super Earth 55 Cnc e as a case study to address an observable effect of tidal heating. This transiting short-period planet belongs to a compact multiple system with massive planets. We investigate whether planet-planet interactions can force the eccentricity of this planet to a level affecting the eclipse depth observed with Spitzer.

Methods. Using the constant time lag tidal model, we first calculate the observed planet flux as a function of albedo and eccentricity, for different tidal dissipation constants and for two extreme cases: a planet with no heat redistribution and a planet with full heat redistribution. We derive the values of albedo and eccentricity that match the observed transit depth. We then perform N-body simulations of the planetary system including tides and General Relativity to follow the evolution of the eccentricity of planet e. We compare the range of eccentricities given by the simulations with the eccentricities required to alter the eclipse depth.

Results. Using our nominal value for the dissipation constant and the most recent estimates of the orbital elements and masses of the 55 Cnc planets, we find that the eccentricity of planet e can be large enough to contribute at a measurable level to the thermal emission measured with Spitzer. This affects the constraints on the albedo of the planet, which can be as high as 0.9 (instead of 0.55 when ignoring tidal heating). We also derive a maximum value for the eccentricity of planet e directly from the eclipse depth: $e < 0.015$ assuming Earth's dissipation constant.

Conclusions. Transiting exoplanets in multiple planet systems – like 55 Cancri – are exceptional targets for testing tidal models because their tidal luminosity may be observable. Future multi-wavelengths observations of eclipse depth and phase curves (for instance with EChO and JWST) should allow us to better resolve the temperature map of these planets and break the degeneracy between albedo and tidal heating that remains for single band observations. In addition, an accurate determination of the eccentricity will make it possible to constrain the dissipation rate of the planet and to probe its internal structure.

Key words. Planets and satellites: fundamental parameters – Planets and satellites: dynamical evolution and stability – Planet-star interactions –

1. Introduction

The bright star 55 Cancri hosts at least five planets (Fischer et al., 2008) including the close-in $8M_{\oplus}$, $2.17R_{\oplus}$ planet e that is on a transiting orbit (Demory et al., 2011; Winn et al., 2011; Gillon et al., 2012). Table 1 shows the parameters of the star and planet e. Planets 55 Cnc e and Kepler 10 b are the only low-mass planets ($M < 10M_{\oplus}$) whose secondary eclipse has been observed, respectively by Demory et al. (2012, hereafter D12) and Batalha et al. (2011). In the case of Kepler 10 b, the planetary signal responsible for the eclipse depth is dominated by reflected light due to the spectral window of Kepler (400 – 900 nm). For this planet, a high albedo ($A > 0.5$) is required to fit the observation (Batalha et al., 2011; Rouan et al., 2011). The secondary eclipse of 55 Cnc e has been measured by D12 using the 4–5 μm IRAC2 channel of Spitzer. At these wavelengths, the thermal emission dominates the planetary flux. The observation implies an upper limit on the albedo ($A < 0.55$) as well as an inefficient heat transport towards the night side of the planet. Even with a null albedo, a planet with a uniform temperature would have an insufficient dayside emission to produce the observed drop of flux during the secondary eclipse (D12). The required albedo depends of course strongly on the radius of the planet but Gillon et al. (2012) have

put tight constraints on the radius of 55 Cnc e by combining primary transit data from both MOST and Spitzer. The parameters of the bright host star 55 Cnc have been accurately characterized using various techniques (including interferometric measurements) by von Braun et al. (2011).

Planets Kepler 10b and 55 Cnc e share a lot of similarities but their surface albedo derived from secondary eclipse seem to differ. The composition of the two planets can of course be different. In particular, 55 Cnc e has a surprisingly low density that implies a significant volatile content (and therefore a gaseous envelope), as suggested by D12, or a carbon-rich composition (ceramics being less dense than silicates) as suggested by Madhusudhan et al. (2012). In the present study, we investigate a scenario that could change the albedo determination, in which the thermal emission of 55 Cnc e is enhanced by the tidal dissipation resulting from a low eccentricity maintained by the other planets of the system. With a method similar to the one Barnes et al. (2010) used to infer the eccentricity of Corot-7 b and its tidal heating, we used N-body simulations that include tidal interactions and General Relativity to study the evolution

Star	$M (M_{\odot})$	Radius (R_{\odot})	P (days)	$\log(g)$	$T_{\text{eff}}(\text{K})$	[Fe/H]
	0.905	0.943	39	4.45	5196	0.31
Planet	$M \sin i$	Radius	a (AU)			
55 Cnc e	$8.26 M_{\oplus}$	$2.17 R_{\oplus}$	0.01560			

Table 1. Stellar properties and minimum mass, radius, and semi-major axis of planet 55 Cnc e. The stellar mass, radius, effective temperature, gravity and metallicity come from von Braun et al. (2011) and its rotation period comes from Fischer et al. (2008). The values of $M \sin i$ and a come from table 10 of Dawson & Fabrycky (2010). The radius of 55 Cnc e comes from Gillon et al. (2012).

of the system and of 55 Cnc e in particular. We find that the orbit of 55 Cnc e cannot be fully circularized and keeps a low eccentricity subjected to important variations. Using the planets' orbital elements derived from radial velocity data, we find that the eccentricity of planet e can reach values close to 0.01, which is below the upper limit from observations ($e=0.06$, D12) but enough for dissipation to produce an internal heat flux comparable to the stellar heating. In this case, the tidal dissipation affects the observed secondary eclipse depth, which can be compatible with a high albedo.

In a first section we study the influence of tidal dissipation on the thermal emission of the planet and derive the minimum eccentricities required to affect the thermal phase curve and secondary eclipse of 55 Cnc e, for two extreme cases: a planet with no heat redistribution - no atmosphere - and a planet with a full redistribution of the stellar heating. In a second section, we simulate the dynamical evolution of the 55 Cnc system in order to constraint the range of possible eccentricities for planet e.

2. Effect of eccentricity on the secondary transit depth.

2.1. Modeling the planet flux

In order to bracket the range of possible situations we consider two different cases: a synchronously-rotating planet with no atmosphere and a planet with a uniform temperature due to a fully efficient redistribution of the stellar heating by an atmosphere. The bolometric stellar flux ϕ_{\star} and the spectral flux density $\phi_{\star,\lambda}$ received at a distance d are given by given by

$$\phi_{\star}(d) = \sigma T_{\text{eff}}^4 \left(\frac{R_{\star}}{d} \right)^2,$$

where σ is the Stefan-Boltzmann constant, T_{eff} and R_{\star} are the effective temperature and radius of the star, and

$$\phi_{\star,\lambda}(d) = F_{\star,\lambda} \left(\frac{R_{\star}}{d} \right)^2,$$

where $F_{\star,\lambda}$ is the spectral flux density at the surface of the star and is computed with the stellar atmosphere code Phoenix (Allard et al., 2012) for the T_{eff} , gravity ($\log(g)$) and metallicity of 55 Cnc (see Table 1). This synthetic spectrum agrees well with available observations (I. Crossfield, private communication), which are numerous for such a bright star (e.g. IRAS, IRTF, Akari, Spitzer, Wise).

The planet spectrum is a combination of its thermal emission and the reflected light. To derive the thermal component we first need to calculate the surface temperature map, which depends on both the absorbed stellar flux and the internal heat flux. Note that we consider an eccentricity that remains small enough so that its effect on the irradiation remains negligible. To calculate the stellar heating, we can thus assume a circular orbit and a

synchronous rotation. In those circumstances, the irradiation at a given point of the planet does not vary with time. We checked with a more detailed thermophysical model that accounting for the small librations of the planet and the thermal inertia of the surface does not change our results.

If we assume no redistribution of the incident flux (no atmosphere), then the stellar flux absorbed by the planetary surface is a function of the zenith angle θ and the Bond albedo A_B and is given by

$$\phi_{\text{abs}} = \phi_{\star}(a) \cos \theta (1 - A_B),$$

a being the semi-major axis of the orbit. As we set the origin of the geographic coordinates at the substellar point, the zenith angle is given by $\cos \theta = \cos(\text{latitude}) \cos(\text{longitude})$. We also include an internal heat flow due to tidal dissipation. Other sources of internal heat like radioactivity or remnant of accretion/differentiation can dominate when dissipation is negligible but in this case the resulting surface warming would be too low to affect the observed emission. For instance, the mean heat flow of the Earth corresponds to a surface temperature of only 30 K. Significantly higher values would imply a very young planet, a case we do not consider here given von Braun et al. (2011)'s estimation of the age of 55 Cnc: 10.2 Gyr. Locally, the flux emitted by the surface is equal to the sum of the absorbed stellar flux and the internal heat flow ϕ_{tides} resulting from tidal dissipation, which we assume uniform over the whole planetary surface. On the dayside, the surface temperature is thus given by

$$T_{\text{day}}(\theta) = \left(\frac{\phi_{\text{abs}}(\theta) + \phi_{\text{tides}}}{\sigma} \right)^{\frac{1}{4}},$$

while on the night side we have

$$T_{\text{night}} = (\phi_{\text{tides}}/\sigma)^{\frac{1}{4}}.$$

In the case of a full redistribution of the absorbed stellar energy the temperature is uniform over the whole planet and simply given by

$$T_{\text{unif}} = \left(T_{\text{eq}}^4 + \frac{\phi_{\text{tides}}}{\sigma} \right)^{\frac{1}{4}},$$

where T_{eq} is the equilibrium temperature of the planet:

$$T_{\text{eq}} = \left(\frac{\phi_{\star}(a)(1 - A_B)}{4\sigma} \right)^{\frac{1}{4}}.$$

The surface of the planet is divided into a longitude-latitude grid. Each cell j of the grid has a surface temperature T_j and an area S_j . The flux spectral density received by a distant observer at a distance d is given by

$$\phi_{P,\lambda}(d) = \sum_j I_j \frac{S_j \cos \alpha_j}{d^2},$$

where α_j is the angle between the normal to the cell and the direction toward the observer and I_j is the specific intensity of the cell given by

$$I_j = \frac{\epsilon_\lambda B_\lambda(T_j) + A_\lambda \phi_{\star,\lambda}(a) \cos \theta_j}{\pi},$$

where B_λ is the Planck function, ϵ_λ is the surface emissivity, and A_λ is the surface spectral albedo. In this study, we use $\epsilon_\lambda = 1$ and $A_\lambda = A_B = A$. In practice, $\cos \alpha_j$ is calculated as the dot product of the directions vectors attached to the center of the planet and pointing towards the observer and the center of the j cell. Only locations visible to the observer ($\cos \alpha_j > 0$) contribute to $\phi_{P,\lambda}$.

In the previous formula, the star is considered as a point source but this approximation can become inadequate in the case of extremely close planets. Seen from 55 Cnc e, the angular radius of the stellar disk is 15° . This has two main consequences. First, it affects the distribution of the stellar flux over the planetary surface and thus the temperature map. The terminator that delimits the dayside and the nightside is replaced by a penumbra region, as described by Léger et al. (2011). This effect, however, has a negligible impact on the observed flux even in the case of 55 Cnc e because the affected regions of the planet emit/reflect an insignificant fraction of the total spatially-unresolved planetary flux. We simulated numerically an extended star by spreading the stellar luminosity over a number of fainter punctual sources distributed over the stellar disk. We found that, for phase angles smaller than 120° , the planetary flux calculated with a point source star and with an extended star differ by less than 1%. There is a second, more significant, effect: phase angles smaller than 15° cannot be observed as they are eclipsed by the star. The out-of-transit photometric reference used by D12 actually covers a broad range of phase angles: $68 - 15^\circ$ before the eclipse and $15 - 43^\circ$ after, while the eclipse itself lasts about one tenth of the orbit. With our model, we can calculate the planetary flux from an airless planet for any phase angle (i.e. sub-observer longitude). Therefore, we can either produce the light curve for the whole range of observed phase angles (as in Fig. 1 to 2) or for a phase angle of 35° , which is the averaged value of the out-of-transit observations by D12 (as in Fig.3 to 4).

To compare the computed planetary flux with the measured transit depth of 131 ± 28 ppm derived by D12, we calculate the planet to star contrast ratio R as follows:

$$R = \frac{\int_{\Delta\lambda} \phi_{P,\lambda}(D) w_\lambda d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} \phi_{\star,\lambda}(D) w_\lambda d\lambda},$$

where $D = 12.34$ pc is the distance of the 55 Cnc system, w_λ is the spectral response of the IRAC2 detector (as given in Fig. 2.4 of the IRAC Instrument Handbook), and $\Delta\lambda$ is the IRAC2 band ($3.9 - 5.1 \mu\text{m}$).

2.1.1. Tidal heating

The average surface heat flux ϕ_{tides} is given by $\dot{E}_{\text{tides}}/4\pi R_p^2$ where \dot{E}_{tides} is the rate of tidal dissipation. We use here the constant time lag model to compute \dot{E}_{tides} . For a planet of mass M_p in pseudo-synchronous rotation orbiting a star of mass M_\star at a semi-major axis a and with a null obliquity (formula 13 from Leconte et al., 2010), the rate of tidal dissipation is given by:

$$\dot{E}_{\text{tide}} = 2 \frac{1}{T_p} \frac{\mathcal{G} M_p M_\star}{4a} \left[Na1(e) - \frac{Na2(e)^2}{\Omega(e)} \right], \quad (1)$$

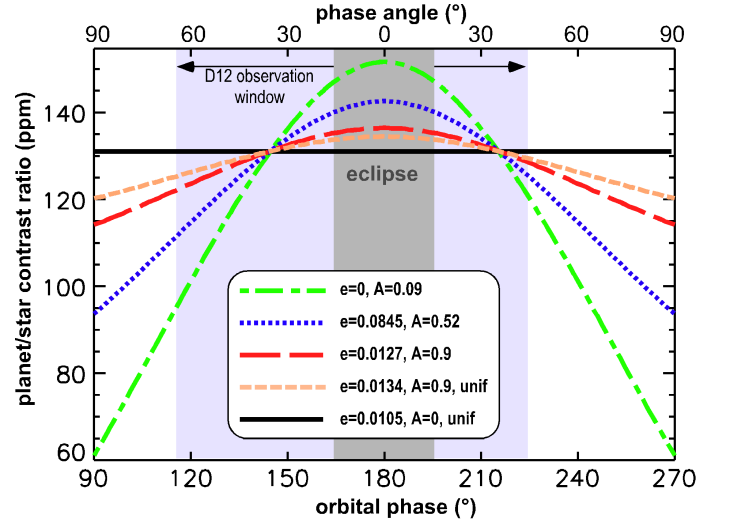


Fig. 1. The effect of albedo and eccentricity on the light curve. This graph shows the planet/star contrast ratio as a function of the orbital phase for different values of (e, A) . All these models give the same flux (131 ppm) for a phase angle of 35° , which is the average value for the out-of-eclipse Spitzer observations by D12. Calculations are done with the nominal value σ_p and the orbital parameters and planetary mass from Endl et al. (2012). The short-dashed and full lines are for a uniform temperature (perfect redistribution of heat) while there is no redistribution in the three other cases.

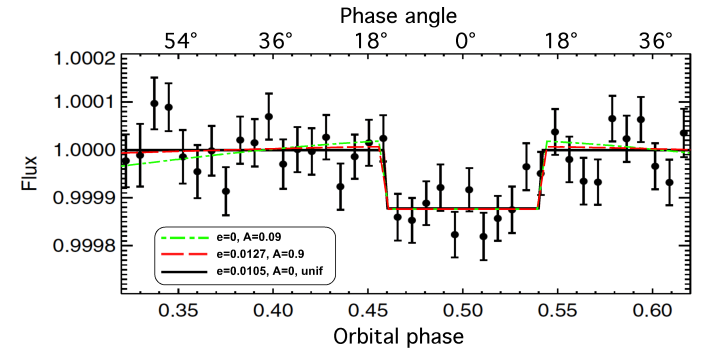


Fig. 2. Same as Fig. 1 but the modeled light curves are superimposed to the actual photometric observations with Spitzer as published by D12. Only 3 of the cases from in Fig. 1, with the same line styles and color, are shown here.

where the dissipation timescale T_p is defined as

$$T_p = \frac{1}{9} \frac{M_p}{M_\star (M_p + M_\star)} \frac{a^8}{R_p^{10}} \frac{1}{\sigma_p} \quad (2)$$

and depends on the mass of the planet M_p , its dissipation factor σ_p (as defined by Hansen (2010)) and of the mass of the star M_\star . $Na1(e)$, $Na2(e)$ and $\Omega(e)$ are eccentricity-dependent factors:

$$Na1(e) = \frac{1 + 31/2e^2 + 255/8e^4 + 185/16e^6 + 85/64e^8}{(1 - e^2)^{15/2}},$$

$$Na2(e) = \frac{1 + 15/2e^2 + 45/8e^4 + 5/16e^6}{(1 - e^2)^6},$$

$$\Omega(e) = \frac{1 + 3e^2 + 3/8e^4}{(1 - e^2)^{9/2}}.$$

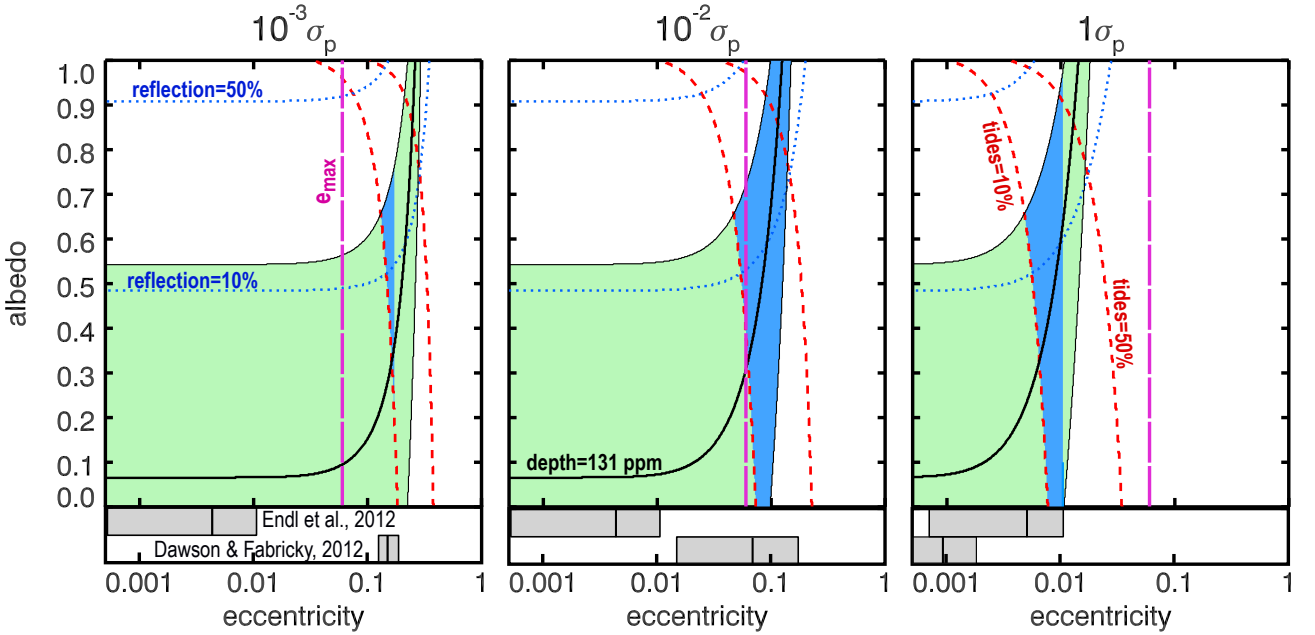


Fig. 3. Constraints on albedo and eccentricity from the secondary eclipse depth, in the case of an airless planets. The light green shaded areas are in agreement with the 131 ± 28 ppm depth measured with IRAC2/Spitzer by D12. The right hand side plot is for an Earth-like dissipation constant σ_p ; the left and middle plots are for $10^{-3} \times \sigma_p$ and $10^{-2} \times \sigma_p$, respectively. The dotted (resp. dashed) lines indicate where reflection (resp. tidal dissipation) accounts for 10 and 50% of the planetary flux (reflection + thermal re-emission + tides = 100%). The long dashed pink vertical line represents the observational constraint on the eccentricity given by D12. Horizontal grey bars below the graphs indicate the range of eccentricities found with the dynamical simulations described in section 3.2. The upper and lower bars correspond to initial orbital elements from Endl et al. (2012) and Dawson & Fabrycky (2010), respectively. The maximum and mean values of the eccentricity are indicated, as well as the minimum when larger than 5×10^{-4} . The blue areas are in agreement with the transit depth, the condition that tides accounts for more than 10% of the planetary flux and compatible with an eccentricity within the range found with the dynamical simulations. For $10^{-3} \times \sigma_p$ and $10^{-2} \times \sigma_p$ the agreement is met for simulations of Dawson & Fabrycky (2010) while for $1 \times \sigma_p$ the agreement is met for Endl et al. (2012).

The difference in the rate of tidal dissipation assuming synchronization or pseudo-synchronization for planet 55 Cnc e is 3.5% for $e = 0.06$ (the upper limit of eccentricity from D12) and only 0.1% for $e = 0.01$.

The characteristics of planet e can be seen in Table 1. We used for this study the latest estimation for the radius of 55 Cnc e from Gillon et al. (2012). Both Dawson & Fabrycky (2010) and Endl et al. (2012) give comparable masses for 55 Cnc e .

As in Bolmont et al. (2011, 2012) in order to be consistent with the Earth dissipation inferred from D245 astrometric data (Neron de Surgy & Laskar, 1997), our nominal value of σ_p is $1.877 \times 10^{-51} \text{ g}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. This value will be referred thereafter as 55 Cnc e nominal dissipation factor.

The uncertainty on the dissipation factor is, however, considerable. The composition of the planet and its internal structure are unknown while they affect, and are affected by, the dissipation. For instance, if we assume that a melted planet dissipates less than a solid one, an initially solid planet can start to melt due to tidal heating, which in turn lowers its dissipation and the internal heating. For a given eccentricity, this feedback may result in a steady state, in which the internal structure and mineral phases are consistent with the tidal heating. A self-consistent treatment would thus include a feedback between the dissipation rate and the dissipation factor, but that is beyond the scope of this study. (Such modeling has been done by Henning et al. (2009) and Běhouňková et al. (2011).) Nonetheless, there is no reason that 55 Cnc e 's dissipation factor should be the same as Earth's. To take into account this uncertainty we performed simulations over 7 decades of dissipation factors from 10^{-5} to $10^2 \times \sigma_p$.

Figure 5 shows the contours of the average surface heat flux ϕ_{tides} , as a function of eccentricity and dissipation factor. To affect the observation, ϕ_{tides} must be extremely high and comparable to the insolation flux. Such values exceed by orders of magnitude the tidal heat flux measured at the surface of Io, which is the largest in the Solar System. The highest values on Fig. 5 certainly imply a melted surface and interior, as well as an extremely efficient vertical heat transfer, which may not be consistent with the assumed strong dissipation, as discussed above. Note, however, that a melted surface does not contradict the airless assumption as melted refractory materials have very low vapor pressures: Léger et al. (2011) calculated that the equilibrium pressure above a substellar magma ocean on Corot 7 b would not exceed a few Pa, with a negligible effect on the opacity and horizontal heat transport.

2.2. Model vs observations

Besides parameters that are constrained by observations other than secondary eclipse (M_* , M_p , R_p , a), ϕ_{tides} depends on the eccentricity and on the internal dissipation constant σ_p , while the albedo A determines the ratio between reflected and absorbed stellar fluxes. At low eccentricities yielding negligible dissipation, the planetary flux depends only on the albedo (and on the heat redistribution assumption). For higher eccentricities, the resulting dissipation can increase the temperature and the flux depends on two additional parameters: e and σ_p . Figures 3 and 4 show contours of the eclipse depth in the IRAC2/Spitzer band as a function of eccentricity and albedo,

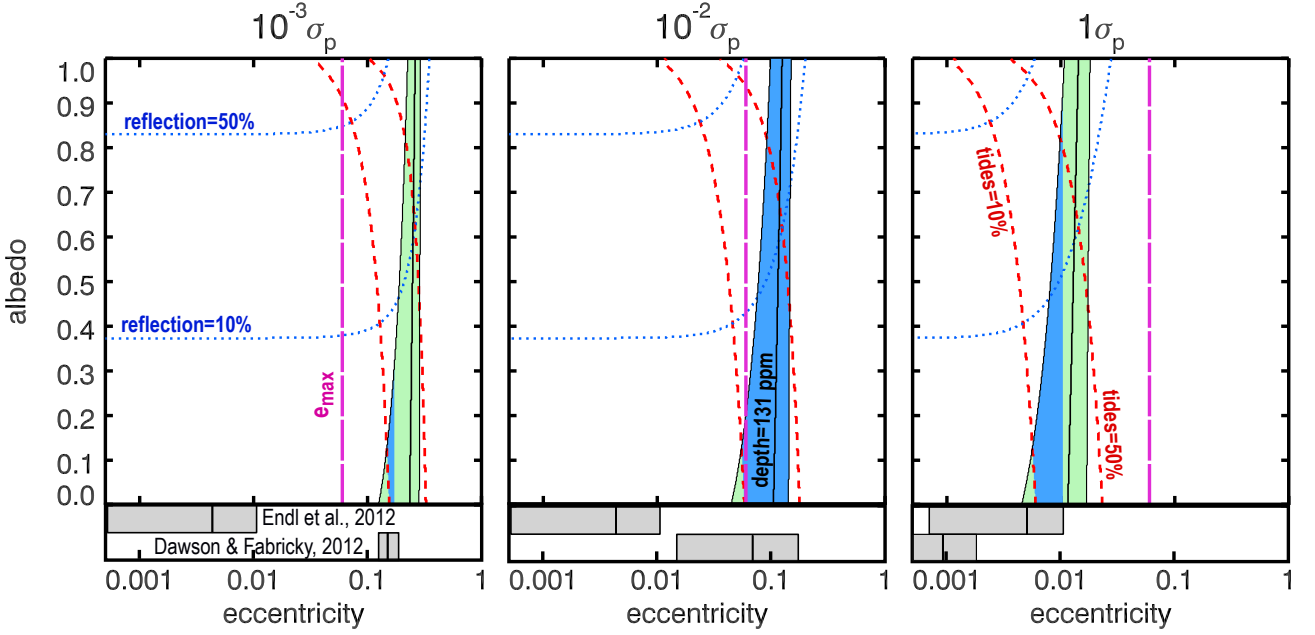


Fig. 4. Same as in Fig. 3 but for an isothermal planetary surface.

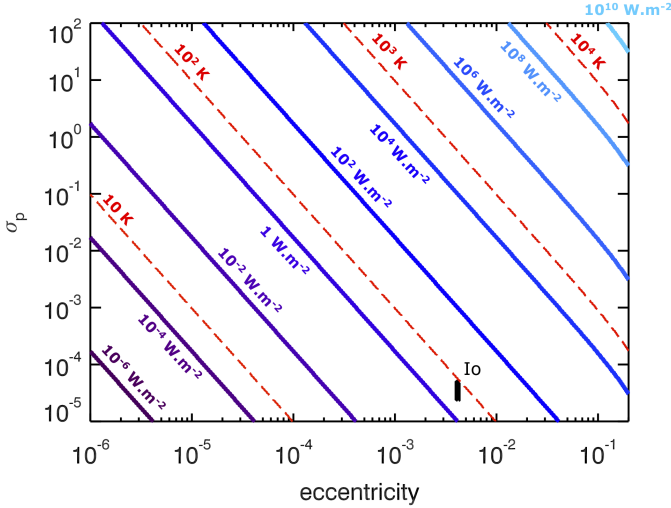


Fig. 5. Map representing contours of the average surface heat flux ϕ_{tides} , as a function of eccentricity and planetary dissipation factor. From left to right the full lines correspond to a flux of 10^{-6} , 10^{-4} , 10^{-2} , 1 , 10^2 , 10^4 , 10^6 , 10^8 , 10^{10} W.m^{-2} . The long dashed lines correspond to a temperature $T = (\phi_{\text{tides}}/\sigma)^{1/4}$ of 10 , 10^2 , 10^3 and 10^4 K. The observed value of ϕ_{tides} on Io, $2.4\text{--}4.8$ W/m^2 (Spencer et al., 2000), is indicated in black for its estimated eccentricity value of 4.3×10^{-3} (Murray & Dermott, 1999).

and for three values of the dissipation constant: $10^{-3} \times \sigma_p$, $10^{-2} \times \sigma_p$ and $1 \times \sigma_p$. Figure 3 is for a planet with no atmosphere while Fig. 4 is for an isothermal photosphere (full redistribution of the stellar heating). The shaded area gives the $A - e$ domain compatible with the observation by D12 (131 ± 28 ppm). The eclipse depth is calculated for a phase angle of 35° corresponding to the average phase angle during the out-of-eclipse observations by D12. Isothermal cases cannot match the observation even for $A = 0$ (as noted by D12) because

the dayside would be too cold and would produce an eclipse that is too shallow unless there is an internal source of heat. This isothermal case may not, however, be realistic for such a close-in planet, even in the presence of a thick atmosphere. Indeed, the radiative cooling timescale, which varies as T^{-3} , is likely to be shorter than the dynamical one due to the high equilibrium temperature of this planet (~ 1600 K, for an albedo of 0.5). Even a moderate day-night temperature contrasts would make the dayside emission significantly stronger than the nightside one. Note also that a phase modulation exists even in the isothermal case due to the reflected light (unless $A = 0$).

The cases with no heat redistribution match the observation with either an albedo lower than 0.55 and no eccentricity (in agreement with D12) or with a higher albedo (up to $A = 1$) and an eccentric orbit. When increasing (resp. decreasing) the dissipation constant, lower (resp. higher) values of the eccentricity are required to modify the eclipse depth by a same factor. In Fig. 3 and 4 the blue shaded area corresponds to cases for which the following three conditions are met: the resulting transit depth is within the observational range, the tides account for more than 10% of the planetary flux and the eccentricity is within the range of eccentricities found by the dynamical simulations of the system. For dissipations of $10^{-3} \times \sigma_p$ and $10^{-2} \times \sigma_p$, the range of eccentricity comes from a simulation of the system of Dawson & Fabrycky (2010) and for a dissipation of $1 \times \sigma_p$, it comes from a simulation of the system of Endl et al. (2012). For example, assuming that tides represent more than 10% of the planetary flux, the observations would be in agreement with a planet of albedo between 0.25 and 0.75 assuming a dissipation of $10^{-3} \times \sigma_p$. As we do not know the dissipation of the planet nor its precise eccentricity the observations would not allow to determine the albedo of the planet. However, D12 gave an observational constraint on the eccentricity of 55 Cnc e, it should not be higher than 0.06. It allows to rule out some of the solutions found. For a dissipation of $10^{-3} \times \sigma_p$, there would no longer be agreement with Dawson & Fabrycky (2010) because the eccentricity is too high. For a dissipation of $10^{-2} \times \sigma_p$, there would be an agreement with Dawson & Fabrycky (2010) for a planet of

albedo between 0.35 and 0.7. For a dissipation of $1 \times \sigma_p$, there would still be an agreement with Endl et al. (2012) for a planet of albedo lower than 0.95.

We define here the critical eccentricity as the eccentricity above which tides affect the transit depth by more than 10% and for which the transit depth is of 103 ppm. This critical eccentricity depends on the dissipation and is given in Table 5 for the range of dissipation factors considered here. In Figures 3 and 4, the critical eccentricity corresponds to the eccentricity of the intersection of the dashed line corresponding to “tides = 10%” and the upper line of the shaded area. The maximum eclipse depth that we find without dissipation is 134 ppm with no atmosphere and 98 ppm in the isothermal case (to be compared with the 131 ± 28 ppm found by D12).

Whatever the redistribution efficiency, the albedo, and for a dissipation constant of $1 \times \sigma_p$, eccentricities higher than 0.015 produce too large a planet flux and can be ruled out. However, D12 constrained the eccentricity of 55 Cnc e to be less than 0.06, which allows us to rule out some of the solutions we found.

Fig. 3 and 4 also show the range of eccentricities found with N-body simulations that are described in the next section. These N-body simulations use two different sets of orbital elements and masses derived from radial velocities, one from Dawson & Fabrycky (2010) and the other from Endl et al. (2012). In particular, the value for the orbital distance of planet e slightly differs between these two sets (see Table 3). The effect on the transit depth calculation is, however, very small and would hardly be seen on these plots. Therefore, Fig. 3 and 4 only present the results obtained with $a = 0.01544$ AU, the value from Endl et al. (2012).

As shown in Fig. 1, orbital photometry (i.e. phase curve measurement) could break the degeneracy between the different sets of albedo and eccentricity. Cases with strong tidal heating and high albedo exhibit much flatter phase curves than cases with negligible tidal heating and low albedo. Distinguishing between these cases at $4.5 \mu\text{m}$ would require a photometric precision of the order of 10 ppm, which is not achieved yet as seen in Fig. 2. The space telescope EChO (Tinetti et al., 2012) should reach the required precision and could also observe at wavelengths as long as $11 \mu\text{m}$ and possibly $15 \mu\text{m}$. At these wavelengths the planet/star contrast ratio would increase significantly (200 ppm at $11 \mu\text{m}$). Also by measuring the eclipse depth and/or the phase curve at different wavelengths simultaneously, EChO could get a much better constraint on the temperature map of the planet and thus on the albedo vs eccentricity.

With no other constraints on the eccentricity, our results show that all values of the albedos between 0 and 1 are possible for 55 Cnc e if its dissipation factor is of $10^{-2} \times \sigma_p$. The goal of the next section is to estimate the maximum eccentricity of planet e using N-body simulations of the 55 Cnc system.

3. The eccentricity of 55 Cnc e: damping vs forcing

In a system with one planet, the eccentricity of such a close-in planet would be damped to zero very quickly, however 55 Cnc e is part of a compact five-planet system. Planet-planet interactions can maintain an eccentricity, which would be an equilibrium between the tidal damping and the excitation by the other planets.

3.1. Eccentricity evolution assuming a single planet system

The model used for the study of the evolution of one planet around its host star is a re-derivation of the equilibrium tide model of Hut (1981) as in Eggleton et al. (1998). We consider both the tide raised by the star on the planet and by the planet on the star. We apply the constant time lag model (Leconte et al., 2010) and use Hansen’s (2010) estimation of the internal dissipation constant of giant exoplanets and their host stars for planet ‘b’ and 55 Cnc. For consistency, we use for planet e the same dissipation constant as in the tidal heating model (see section 2.1.1).

The secular evolution of the eccentricity of the planet is given by Hansen (2010):

$$\begin{aligned} \frac{\dot{e}}{e} &= \frac{1}{e} \frac{de}{dt} \Big|_{plan} + \frac{1}{e} \frac{de}{dt} \Big|_{star} \\ &= -\frac{9}{2T_p} \left[Ne1(e) - \frac{11}{18} \frac{\Omega_p}{n} Ne2(e) \right] \\ &\quad - \frac{9}{2T_\star} \left[Ne1(e) - \frac{11}{18} \frac{\Omega_\star}{n} Ne2(e) \right], \end{aligned} \quad (3)$$

where Ω_p is the planet rotation frequency, and n is the mean orbital angular frequency. The stellar parameters are obtained by switching the p and \star indices. $Ne1(e)$ and $Ne2(e)$ are given by:

$$\begin{aligned} Ne1(e) &= \frac{1 + 15/4e^2 + 15/8e^4 + 5/64e^6}{(1 - e^2)^{13/2}}, \\ Ne2(e) &= \frac{1 + 3/2e^2 + 1/8e^4}{(1 - e^2)^5}. \end{aligned}$$

The integration of the tidal equations was performed using a fourth order Runge-Kutta integrator with an adaptive timestep routine (Press et al., 1992). The precision of the calculations was chosen such that the final semi-major axis of each integrated system was robust to numerical error at a level of at most one part in 10^3 .

The characteristics of the star and the inner planet of the 55 Cnc system are listed in Table 1.

We use for the star 55 Cnc the value of stellar dissipation derived by Hansen (2010): $\sigma_\star = 4.992 \times 10^{-66} \text{ g}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. We compute the tidal evolution of 55 Cnc e with the dissipation factor given in section 2.1.1 and we also compute separately the tidal evolution of 55 Cnc b. This planet is thought to be a gas giant, so Hansen’s value for gas giants is used: $\sigma_b = 2.006 \times 10^{-60} \text{ g}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. The radius of 55 Cnc b is calculated assuming a Jupiter density.

Because the planetary spin synchronization timescale is short compared to the other timescales considered here (Leconte et al., 2010; Heller et al., 2011), each planet rotation period is fixed to the pseudo-synchronization value at every calculation timestep. Note that for the low eccentricities found for planet e, the difference in the dissipation rates calculated assuming pseudo-synchronization and synchronization is negligible. If the obliquity of planet e is determined by planetary tides, it reaches zero on very short timescales. The obliquity of planet ‘b’ should not evolve tidally on less than Gyr timescales. For simplicity, we assume both obliquities to be zero.

If the obliquity of 55 Cnc e were non-zero it would affect our results by increasing the planet’s dissipation rate and tidal heat flux. Neglecting the obliquity of 55 Cnc e therefore gives us a lower limit on the possible tidal flux. We calculated the tidal flux

for two different obliquities of planet e. Fig. 6 shows the ratio of the planetary tidal- to total flux in the Spitzer band for different obliquities, for dissipation factors and albedos. As expected, the lower the dissipation factor, the higher the eccentricity needed to reach the ratio of 10% of the planet tidal flux over its total flux. For a dissipation factor of $10^{-3} \times \sigma_p$, the eccentricity needed to reach 10% is of about 0.1 for a planet with an albedo of 0 and this eccentricity is of 0.04 if the albedo is of 1. In the IRAC2 Spitzer band, the thermal emission dominates over the reflected light so increasing the albedo has an effect of decreasing the non tidal part of the flux emitted by the planet. Thus, a smaller eccentricity is needed for the tidal flux to reach 10% of the planet total flux.

The right panel of Fig. 6 shows a case for which planet e's obliquity of 2 degrees may have been excited by forcing from the other planets. Had this planet been alone, tides would have reduced this obliquity in very short timescales. The major difference with the left panel is that for small eccentricities, the ratio $F_{p,tides}/F_{p,tot}$ is non zero. The obliquity contributes to the tidal dissipation in a strong way. If the planetary dissipation is more than $10^{-2} \times \sigma_p$, the ratio is always bigger than 10% whatever the value of the planet's albedo. For eccentricities bigger than 0.1, the tidal dissipation due to the eccentricity becomes dominant again.

The study of the effect of obliquities of the inner planets on the N-body evolution of the system will be conducted in the future.

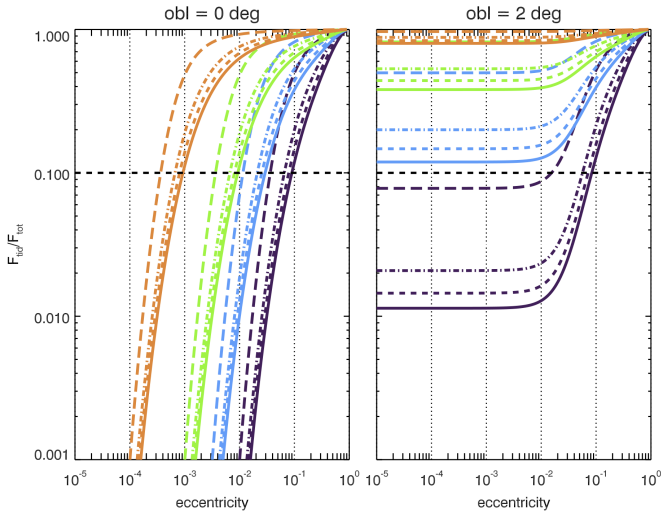


Fig. 6. Ratio of 55 Cnc e tidal flux over its total flux as a function of eccentricity for two different obliquities (0° and 2°). The purple curve corresponds to a dissipation factor of $10^{-3} \times \sigma_p$, the blue one to $10^{-2} \times \sigma_p$, the green one to $10^{-1} \times \sigma_p$ and the orange one to $10^1 \times \sigma_p$. The full line corresponds to a Bond albedo of the planet of 0, the small dashed line to an albedo of 0.5, the dashed dotted line to an albedo of 0.8 and the long dashed one to an albedo of 1. The black horizontal dashed line represents a ratio of 10%.

The tidal evolution of a single planet around a star is determined by the tide raised by the planet on the star - the stellar tide - and the tide raised by the star on the planet - the planetary tide. The eccentricity damping timescale $\tau_{ecc|plan}$ due to the planetary tide is given by $\tau_{ecc|plan} = \left| \frac{e}{\dot{e}} \right|_{plan}$.

For 55 Cnc e, $\tau_{ecc|plan} \sim 4600$ yrs, and the eccentricity damping timescale due to the stellar tide is $\tau_{ecc|star} \sim 1.4 \times 10^{10}$ yrs. The evolution of the eccentricity of 55 Cnc e will therefore be dominated by the planetary tide. Let us define the eccentricity damping timescale as $\tau_{ecc} = \tau_{ecc|plan}$. In Fig. 7, the evolutionary tracks of 55 Cnc e are represented in purple dashed-dotted lines for a nominal dissipation factor σ_p . If this planet was alone in the system, the eccentricity would be damped in about $10 \times \tau_{ecc|plan}$.

For 55 Cnc b, $\tau_{ecc|plan}$ and $\tau_{ecc|star}$ are longer than the age of the system. The eccentricity of 55 Cnc b will remain at its present values on more than Gyrs timescales. In Fig. 7, the evolutionary tracks of 55 Cnc b are represented in blue dashed-dotted lines. If this planet was alone in the system, its semi-major axis and eccentricity would remain the same for more than one billion years.

However, to accurately describe the evolution of 55 Cnc e, it is crucial to take into account the fact that these planets are interacting and are part of a five-planet system.

3.2. Eccentricity evolution assuming the five-planet system

3.2.1. Tides in multiple planets systems

To compute the tidal interactions we used the tidal force as expressed in Hut (1981) for the constant time lag model. We added the force in the N-body code Mercury (Chambers, 1999). Kaib et al. (2011) showed that the system is expected to be nearly coplanar (all the orbits remain within 5° in their simulations). Ehrenreich et al. (2012) claim that they have observed the signature of an extended hydrogen atmosphere of planet b, grazing the stellar disk, implying a very low mutual inclination between planets e and 'b'. Because planet e is transiting, assuming coplanarity implies that all the minimum masses inferred from radial velocity are close to the true masses. Kaib et al. (2011) predicted that the plane of the orbits should be misaligned with the star due to the influence of the binary companion 55 Cnc B. In this study, however, we assume a zero inclination of the system and neglect the gravitational influence of 55 Cnc B. Furthermore, we consider that the planets have zero obliquity. We consider the tidal forces between the star and the planets but we neglect the tidal interaction between planets. In this formalism, the total tidal force exerted by the star on the i^{th} planet gives an acceleration for the planet of:

$$\begin{aligned} M_i \mathbf{a}_{i,tides} = & \left[-\frac{3\mathcal{G}}{r_i^7} (M_i^2 k_{2,\star} R_\star^5 + M_\star^2 k_{2,i} R_i^5) \right. \\ & \left. - \frac{27}{2} \frac{\dot{r}_i}{r_i^8} (M_i^2 \sigma_\star R_\star^{10} + M_\star^2 \sigma_i R_i^{10}) \right] \mathbf{e}_{r,i} \\ & + \frac{9}{2r_i^7} [M_i^2 \sigma_\star R_\star^{10} (\Omega_\star - \dot{\theta}_i) \\ & + M_\star^2 \sigma_i R_i^{10} (\Omega_i - \dot{\theta}_i)] \mathbf{e}_{\theta,i}, \end{aligned} \quad (4)$$

where R_i is the radius of the i^{th} planet, M_i its mass, σ_i its dissipation factor, $k_{2,i}$ its potential Love number of degree 2, r_i is the distance between the center of star and the i^{th} planet and \dot{r}_i its derivative. $\dot{\theta}_i$ is the derivative of the i^{th} planet's true anomaly θ_i (the instantaneous orbital angular velocity). The radial vector $\mathbf{e}_{r,i}$ links the center of the star S to the center of the i^{th} planet P_i, $\mathbf{e}_{r,i} = \frac{\mathbf{SP}_i}{|\mathbf{SP}_i|}$. The orthoradial vector $\mathbf{e}_{\theta,i}$ is such that $\mathbf{e}_{r,i} \times \mathbf{e}_{\theta,i} = \frac{\mathbf{h}_i}{|\mathbf{h}_i|}$,

where $\mathbf{h}_i = \frac{M_* M_i}{M_* + M_i} \mathbf{r}_i \times \mathbf{v}_i$ is the orbital angular momentum of the i^{th} planet, here in heliocentric coordinates.

Here, we consider that only the two inner planets feel the effects of tides. This assumption is justified by the order of magnitude calculation made in section 3.1. Both planets are assumed to be in pseudo-synchronous rotation.

We also add the orbital acceleration due to General Relativity (Kidder, 1995; Mardling & Lin, 2002). Adding this force causes a change in the period of the eccentricity oscillations but does not change much the equilibrium eccentricity of planet e.

We performed different simulations with two sets of initial conditions. For each set of initial conditions, we varied the planetary dissipation from $10^{-5} \times \sigma_p$ to $100 \times \sigma_p$.

The first set of initial conditions is from Dawson & Fabrycky (2010) and the second one is from Endl et al. (2012). Table 2 and Table 3 show the initial conditions for Dawson & Fabrycky (2010) and Endl et al. (2012) respectively.

Planet	$M \sin i$	a (AU)	e	ω (deg)
55 Cnc e	$8.26 M_{\oplus}$	0.01560	0.17	181
55 Cnc b	$0.825 M_J$	0.1148	0.010	139
55 Cnc c	$0.171 M_J$	0.2403	0.005	252
55 Cnc f	$0.155 M_J$	0.781	0.3	180
55 Cnc d	$3.82 M_J$	5.74	0.014	186

Table 2. Minimum mass, and orbital elements of the three outer planets of the 55 Cnc system. The values of $M \sin i$, a , e and ω come from table 10 of Dawson & Fabrycky (2010).

Planet	$M \sin i$	a (AU)	e	ω (deg)
55 Cnc e	$8.37 M_{\oplus}$	0.01544	0.0	90
55 Cnc b	$0.80 M_J$	0.1134	0.004	110
55 Cnc c	$0.165 M_J$	0.237	0.07	356
55 Cnc f	$0.172 M_J$	0.77	0.32	139
55 Cnc d	$3.53 M_J$	5.47	0.02	254

Table 3. Minimum mass, and orbital elements of the five planets of the 55 Cnc system. The values of $M \sin i$, a , e and ω are from Tables 2 and 3 of Endl et al. (2012).

3.2.2. Results

Orbits and masses from Dawson & Fabrycky (2010)

Figure 7 shows the 1 Myr evolution of the 5-planet system starting from the orbits from Table 2 and for a dissipation factor of $1 \times \sigma_p$ for 55 Cnc e. For the first few 10^4 yrs, the eccentricity of 55 Cnc e (initially set to 0.17) decreases as expected by the secular evolution calculations (dashed-dotted purple line), as if it were alone in the system, save a few oscillations. But after this initial decay, the eccentricity stops decreasing and oscillates around a few 10^{-3} , due to the simultaneous influence of tidal damping and eccentricity pumping by the other planets.

Over 1 Myr, the semi-major axis of 55 Cnc e does not vary significantly. It decreases from 1.560×10^{-2} AU to 1.515×10^{-2} AU in the first few 10^4 yrs while the eccentricity is still high and then decreases to reach 1.512×10^{-2} AU at 1 Myr. As expected from the order of magnitude timescale, the eccentricity of 55 Cnc b does not decrease over the integration time. However due to the presence of other planets exciting its orbit, 55 Cnc b's eccentricity oscillates around 0.016.

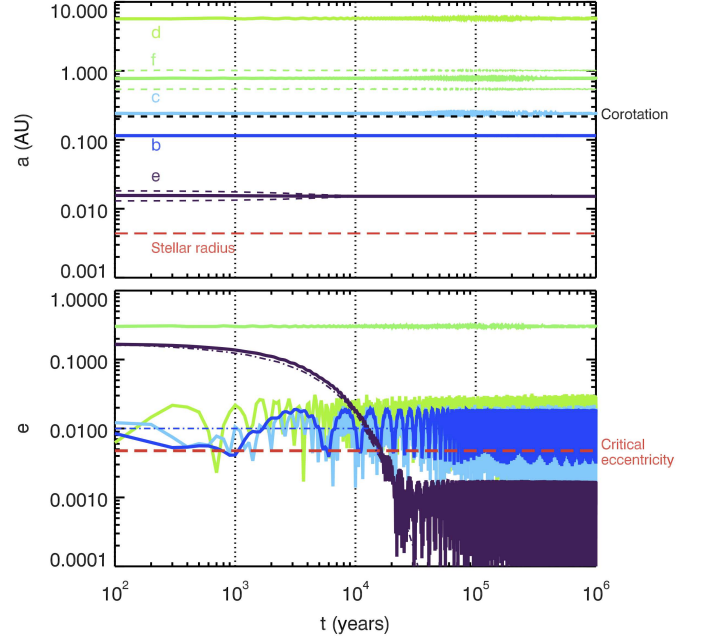


Fig. 7. Evolution of semi-major axis and eccentricity for the five planets of 55 Cnc assuming the "nominal" tidal dissipation for 55 Cnc e and the initial conditions come from Dawson & Fabrycky (2010). Top panel: the semi-major axis is plotted in thick colored lines, the colored dashed lines represent the distance of aphelion and perihelion for each planet. The corotation radius is indicated by a black dashed line and the thick red dashed line is the stellar radius. Bottom panel: the colored full lines represent the eccentricities of the five planets, the dashed dotted lines represent the secular evolution 55 Cnc e (purple) and 55 Cnc b (blue) would experience if alone in the system. The thick red dashed line represent the critical eccentricity of planet e above which its secondary transit depth is increased by more than 10% by tidal heating.

We tested if assuming pseudo-synchronization for 55 Cnc e and 55 Cnc b is correct when their eccentricities oscillate around their mean value. When 55 Cnc e has the maximum eccentricity its pseudo-synchronization period is of 17.949016 hr, and when it has the minimum eccentricity, it is of 17.950161 hr. The difference between these two values is of $\lesssim 0.01\%$, which is negligible for dissipation. So the pseudo-synchronization remains a good assumption. For 55 Cnc b tidal interaction is weak so it keeps its initial rotation period throughout the evolution. We chose here to assume pseudo-synchronization.

To validate our version of the N-body code Mercury with tides, we verified it could reproduce the tidal evolution of single planet systems simulated with the code used in Bolmont et al. (2011) and Bolmont et al. (2012), which solves the tidal secular equations for the semi-major axis, eccentricity (equation 3 of this paper) and rotation spin evolution of planet and star. We tested the General Relativity effects with Mardling (2007)'s calculations for the secular evolution of two-planet systems. However as they use the constant phase lag model to compute the tidal force, we cannot compare their tidal evolution calculations with our simulations, which are based on the constant time lag model. The recent literature has debated the applicability of the constant time lag and constant phase lag models. The constant phase

lag model has been shown to be mathematically inconsistent (Efroimsky & Makarov, 2013). On the other hand, Greenberg (2009) showed that the response of a viscoelastic fluid reduces exactly to the constant time lag approach in the limit where the forcing frequency is smaller than the natural frequency of the system and where damping is weak (see his equations 8b and c in these limits). A real planet’s response is certainly much more complex than the one of a viscoelastic fluid, meaning that the constant time lag approach must also be used with care. The constant time lag model is a linear theory but taking into account nonlinear terms can result in noticeable changes (Weinberg et al., 2012). However, we choose this model because we believe that it stands on more robust mathematical grounds than the constant phase lag model.

As the dissipation factor of planets is not well known, we decided to cover a wide dissipation factor range, from $10^{-5} \times \sigma_p$ to $100 \times \sigma_p$. As seen in section 2, the dissipation factor affects the tidal heating and change the value of the eccentricity required to affect the depth of the secondary eclipse. In addition, changing the dissipation in 55 Cnc e has two effects on its orbital evolution. First, it has an effect on how fast its eccentricity decreases. For a dissipation factor of $0.1 \times \sigma_p$, the eccentricity reaches the “equilibrium” in $\sim 3 \times 10^5$ yrs, while for a nominal dissipation factor, it does so in $\sim 3 \times 10^4$ yrs, and $\sim 3 \times 10^3$ yrs for $10 \times \sigma_p$. This is in agreement with the order of magnitude calculation of section 3.1. In fact, the eccentricity damping timescale τ_{ecc} scales as T_p so as $\sigma_p^{-1} \propto (k_{2,p} \Delta T_p)^{-1}$, so if the dissipation factor is twice the fiducial value τ_{ecc} is half the value calculated for the nominal dissipation factor.

Thus for dissipations below $10^{-2} \times \sigma_p$ the “equilibrium” eccentricity is not reached in less than 1 Myr because the system is still in the circularization period. For dissipation lower than $10^{-2} \times \sigma_p$, the minimum, average and maximum values of the eccentricity of Table 5 are calculated for the whole evolution. For dissipation bigger than $10^{-1} \times \sigma_p$, the “equilibrium” eccentricity is reached in less than 1 Myr. The minimum, average and maximum values of the eccentricity are then calculated when the eccentricity has reached the “equilibrium”.

The evolution of the system assuming 55 Cnc e has a dissipation factor of $10^{-2} \times \sigma_p$ can be seen in Fig. 8. The eccentricity of 55 Cnc e remains higher than the critical eccentricity for $\sim 6 \times 10^5$ yrs. For a dissipation of $100 \times \sigma_p$, the planet 55 Cnc e falls on its star in $\sim 1.2 \times 10^5$ yrs. It is therefore likely that the planet dissipates less than this value because the probability of observing the system in this configuration is low.

Changing the dissipation factor of 55 Cnc e has also an effect on the forcing of its eccentricity by the other planets. The “equilibrium” eccentricity oscillates between a minimum and a maximum value, which are given in Table 5 for the different planetary dissipation factors.

As expected, when the planetary dissipation is higher the forced eccentricity is lower. In Fig. 7, we plot the critical eccentricity above which the tidal heating has an effect of more than 10% on the depth of the secondary transit. This value evolves with the dissipation. If the planet has a large dissipation factor, the eccentricity needed to have a strong tidal dissipation is lower. In section 4, we discuss the configurations that produce the strongest tidal signature in the transit depth.

Fig.7 shows that the eccentricity of 55 Cnc e determined by Dawson & Fabrycky (2010), $e = 0.17$, is not stable as it is

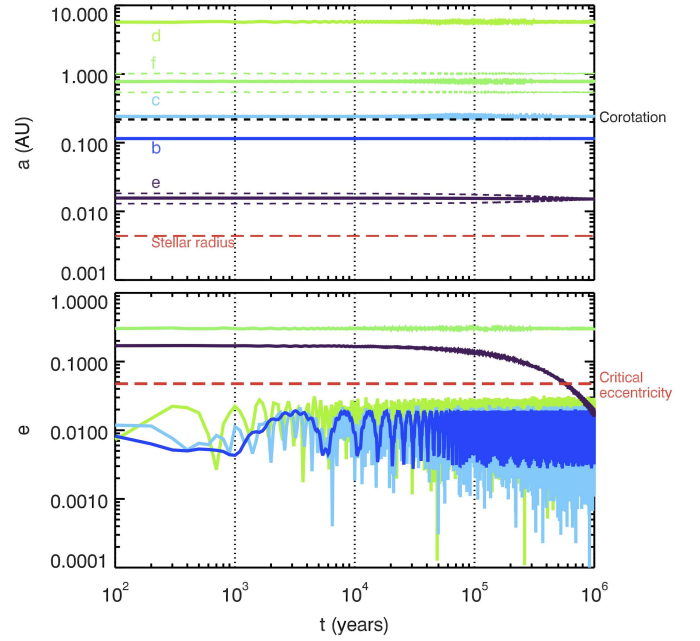


Fig. 8. As Fig. 7 but assuming a dissipation factor of $10^{-2} \times \sigma_p$ for 55 Cnc e.

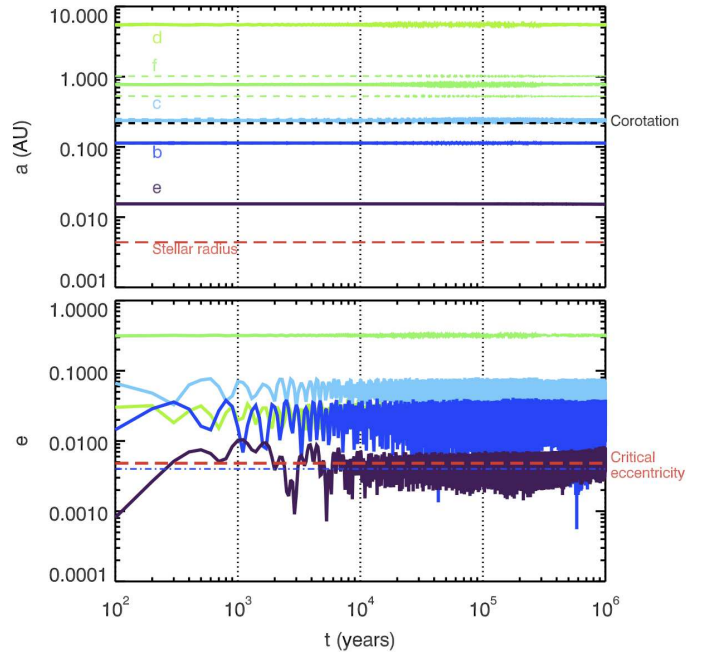


Fig. 9. As Figure 7, but the initial conditions come from Endl et al. (2012).

damped to values of a few 10^{-3} in less than 10^5 yrs. Table 5 also shows that the eccentricity of 55 Cnc e never becomes high enough to cause a notable increase in the IR emission of the planet. In the absence of significant tidal heating, inefficient redistribution of heat and an albedo lower than 0.55 are required.

Orbits and masses from Endl et al. (2012)

Using the orbital distances, masses and exact arguments of pericenter proposed by Endl et al. (2012) lead to a destabilization

	$10^{-5}\sigma_p$	$10^{-4}\times\sigma_p$	$10^{-3}\times\sigma_p$	$10^{-2}\times\sigma_p$	$10^{-1}\times\sigma_p$	$10^0\times\sigma_p$	$10^1\times\sigma_p$	$10^2\times\sigma_p$
min ecc	1.66×10^{-1}	1.63×10^{-1}	1.33×10^{-1}	1.56×10^{-1}	7.70×10^{-5}	5.00×10^{-6}	6.70×10^{-5}	1.00×10^{-6}
mean ecc	1.70×10^{-1}	1.68×10^{-1}	1.52×10^{-1}	6.82×10^{-2}	1.75×10^{-3}	9.36×10^{-4}	3.16×10^{-4}	4.45×10^{-5}
max ecc	1.73×10^{-1}	1.73×10^{-1}	1.72×10^{-1}	1.71×10^{-1}	3.27×10^{-3}	1.80×10^{-3}	6.85×10^{-4}	9.10×10^{-5}
crit. ecc	4.21×10^{-1}	2.71×10^{-1}	1.31×10^{-1}	4.76×10^{-2}	1.52×10^{-2}	4.82×10^{-3}	1.52×10^{-3}	4.82×10^{-4}

Table 4. Minimum, maximum and mean value of the eccentricity of 55 Cnc e obtained in the simulation of the system proposed by Dawson & Fabrycky (2010) for different dissipation factor for 55 Cnc e. The critical eccentricity needed to affect the planet is also indicated for each case.

	$10^{-5}\sigma_p$	$10^{-4}\times\sigma_p$	$10^{-3}\times\sigma_p$	$10^{-2}\times\sigma_p$	$10^{-1}\times\sigma_p$	$10^0\times\sigma_p$	$10^1\times\sigma_p$	$10^2\times\sigma_p$
min ecc	1.07×10^{-4}	1.22×10^{-4}	1.05×10^{-4}	3.10×10^{-5}	2.50×10^{-5}	7.16×10^{-4}	6.00×10^{-6}	0.00
mean ecc	7.55×10^{-3}	5.78×10^{-3}	4.36×10^{-3}	4.33×10^{-3}	3.27×10^{-3}	4.98×10^{-3}	8.16×10^{-4}	1.74×10^{-5}
max ecc	1.30×10^{-2}	1.11×10^{-2}	1.03×10^{-2}	1.01×10^{-2}	9.38×10^{-3}	1.04×10^{-2}	1.52×10^{-3}	4.54×10^{-4}
crit. ecc	4.21×10^{-1}	2.71×10^{-1}	1.31×10^{-1}	4.76×10^{-2}	1.52×10^{-2}	4.82×10^{-3}	1.52×10^{-3}	4.82×10^{-4}

Table 5. Minimum, maximum and mean value of the eccentricity of 55 Cnc e obtained in the simulation of the system proposed by Endl et al. (2012) for different dissipation factor for 55 Cnc e. The critical eccentricity needed to affect the planet is also indicated for each case.

of the system. We simulated the system with the N-body code Mercury without the tidal forces and without General Relativity and the outcome is the ejection of a planet. We also simulated the system without tides but with General relativity and the outcome is also the ejection of a planet. However, if we simulate the system with the orbital distances and masses from Endl et al. (2012) but using random arguments of pericenter (knowing that the values they provide are affected by significant uncertainties), we usually find that the system is stable on 10^7 yrs timescales.

Fig. 9 shows the simulation using orbital elements and masses from Endl et al. (2012). The important differences between Endl et al. (2012) and Dawson & Fabrycky (2010) for the dynamical evolution of the system mainly lie in the values of the eccentricities of b and c. In Dawson & Fabrycky (2010), b and c have small eccentricities: 0.01 for b and 0.005 for c, while in Endl et al. (2012) b has a small eccentricity: 0.004 but c has a high eccentricity: 0.07. In Dawson & Fabrycky (2010) after the damping of its initially high value, the eccentricity of e depends mainly on the eccentricity of b and in a weaker way on the eccentricity of c. However for Endl et al. (2012), we observe that c excites b from the initial value of 0.004 to the mean value of ~ 0.02 . So e is excited by a more eccentric planet b than was the case for Dawson & Fabrycky (2010), and in a weaker way by a more eccentric planet c.

The eccentricity of 55 Cnc e cannot be zero because of the presence of the other planets, it oscillates around 4.98×10^{-3} . The eccentricity of b also increases to oscillate around 2.20×10^{-2} . However, during the evolution of the five planets, the system frequently passes within the error bars of the current configuration derived by (Endl et al., 2012). For these configurations, the eccentricity of 55 Cnc e is higher than the critical eccentricity for tidal heating. This simulation therefore provides dynamical evolution snapshots that are simultaneously consistent with the system properties derived from radial velocities, the secondary eclipse depth observed with Spitzer and an observable tidal heating.

As seen in Table 5 and Fig. 9, the mean eccentricity of 55 Cnc e is also higher than the critical value. For $10\times\sigma_p$, the maximum value of the eccentricity is above the critical eccentricity while for $0.1\times\sigma_p$ the eccentricity always remain below the critical value.

In Fig 3 (airless case) we can see that the upper limit on the albedo is 0.75 for the mean eccentricity from this simula-

tion. For the maximum eccentricity, this upper limit is as high as 0.85. Interestingly, these high values of the albedo match those inferred for the exoplanet Kepler 10 b.

In the isothermal case (Fig 4) the upper limit on the albedo is 0.1 for the mean eccentricity from this simulation. For the maximum eccentricity, this upper limit is 0.7. No solutions are found for $0.1\times\sigma_p$ and a marginal match is found with $10\times\sigma_p$ with $A < 0.05$.

4. Tidal dissipation, transit depth and eccentricity

Fig. 10 sums up what has been discussed so far. It shows the range of simulated eccentricities of 55 Cnc e for an evolution of 1 Myr superimposed with the albedo-dependent region in the eccentricity-planetary dissipation parameters space corresponding to the two following conditions:

$$\begin{cases} F_{p,tides}/F_{p,tot} > 0.1 \\ 103 \text{ ppm} < F_{p,tot}/F_{\star} < 159 \text{ ppm} \end{cases} \quad (5)$$

The first condition is that the tidal flux is more than 10% the total flux of the planet. The second condition corresponds to the observability constrain of a transit depth of 131 ± 28 ppm, where F_{\star} is the flux of the star calculated – as the flux of the planet – at a distance of 12.34 pc (D12) in the Spitzer band.

The configurations for which the two conditions are met are therefore where the thick colored curves representing the output of our Mercury code intersect the shaded areas. For Dawson & Fabrycky (2010), the overlap occurs from a dissipation of a few $\sim 10^{-4}\times\sigma_p$ to a dissipation of a few $10^{-2}\times\sigma_p$. However, as the eccentricity of the planet has been constrained by observations (D12) to be smaller than 0.06, the lower limit of the dissipation we can infer is about $8\times 10^{-3}\sigma_p$ – where the dashed dotted orange line intersects the horizontal black dashed line. For dissipations lower than $10^{-2}\times\sigma_p$, the eccentricity of 55 Cnc e has not reached the “equilibrium” eccentricity, and the planet is still in its circularization period after 1 Myr. The eccentricity decreases slowly with small oscillations as seen in Fig. 8. So for dissipations lower than $10^{-2}\times\sigma_p$, the minimum eccentricity plotted in Fig. 10 is the eccentricity of 55 Cnc e at $t = 1$ Myr and the maximum eccentricity is the high initial one 0.17. It means that for these configurations, the two conditions of equation 5 are met for a short period of time only. For example, for a dissipation

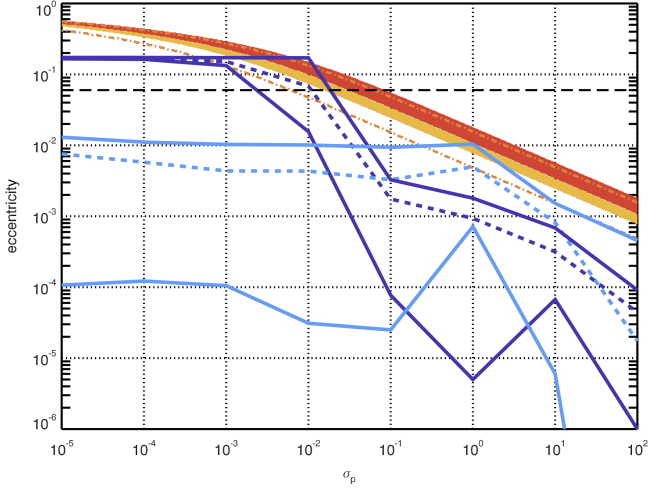


Fig. 10. Eccentricity vs dissipation. The thick colored lines corresponds to the minimum, average and maximum eccentricity – bottom full line, middle dashed line and top full line – of 55 Cnc e obtained with the simulations of Dawson & Fabrycky (2010) in purple, and Endl et al. (2012) in blue. The horizontal black dashed line corresponds to the upper limit from observations ($e = 0.06$, D12). The color bands correspond to the region where the two conditions of equation 5 are met: where the tides contribute to more than 10% of the planet’s flux and where the resulting transit depth is between the observational constraints. The light orange band corresponds to an albedo of 0 and the red one to an albedo of 1. The orange dashed dotted lines delimit the band corresponding to an albedo of 0.65.

of $10^{-2} \times \sigma_p$, the two conditions are met for $\sim 6 \times 10^5$ yrs after the proposed present configuration (Dawson & Fabrycky, 2010). We do not know the previous state of the system, but it is likely that with such low dissipation the ancient eccentricity was significantly higher than its present value.

The most favorable configuration is for a planet with $A \sim 0.65$ as can be seen in Fig. 3. This albedo corresponds to the band delimited by orange dashed dotted lines in Fig. 10. Fig. 3 shows that if the tides contribute to more than 10% to the planet’s flux, and the eccentricity of the planet is less than 0.06 and the transit depth is in agreement with the observations, the albedo of the planet would be between ~ 0.5 and 0.7.

For Endl et al. (2012), a consistency between the two conditions and the eccentricity range obtained with Mercury simulations is found for dissipations around $1 \times \sigma_p$. Depending on the dissipation, the two conditions are in agreement with the whole range of albedo. Contrary to the case of Dawson & Fabrycky (2010), the eccentricity oscillates around the “equilibrium” eccentricity for all the dissipation range values. So over time the system will be periodically in configurations for which the two conditions are met. Over an oscillation of the eccentricity, the two conditions are met when the eccentricity is the higher. For example, as can be seen in Fig. 10, for a dissipation of $10 \times \sigma_p$, the only configuration which would be in agreement with the two conditions is when 55 Cnc e reaches the maximum value of the eccentricity oscillations, and it would mean that the planet has an albedo of 0.65.

5. Discussion

This work shows that the albedo cannot be constrained directly from the eclipse depth due to the influence of tidal heating on the radiative budget. For a given dissipation constant there is, therefore, a degeneracy between albedo, eccentricity and the assumed heat redistribution scenario. This degeneracy can partially be broken by using precise orbital photometry, as shown in fig. 1. A measure of the eclipse depth and/or the phase curve at different wavelengths would provide an additional constraint on the temperature map (as shown for instance by Maurin et al., 2012) and thus on the heat redistribution as well as on the relative contributions of tidal and radiative heating. A measure of the secondary eclipse and/or the phase curve at visible wavelengths that are not affected by thermal emission would provide a direct measurement of the albedo and would also help breaking this degeneracy. The ratio between the day-side emission of the planet and the star is however very small: $A \times 17.5$ ppm and should be measured over a broad wavelength range in order to infer the Bond albedo. The photometric survey of 55 Cnc with MOST (Winn et al., 2011) reveals a modulation of the luminosity of the system (in the 350 – 700 nm window), at the orbital period of the planet and whose phase is consistent with a phase modulation. However, the amplitude of this modulation, ~ 170 ppm is nearly 10 times larger than what could be attributed to the planet. In addition the light curve does not exhibit a significant drop when the secondary eclipse occurs. This points to a modulation of the stellar luminosity itself. Winn et al. (2011) suggest that that part of the stellar hemisphere facing the planet could be slightly fainter than the rest of the star due to magnetic interaction between the planet and star. Such a stellar modulation would also make extremely challenging the extraction of the planetary phase modulation. How better is the situation in the infrared still has to be evaluated.

Our calculations assume that the internal heat flux is released uniformly over the planet. The existence of one or a few hot spots could significantly change the results. As an extreme case, if all the heat is released in the dark hemisphere, it has no effect on the dayside emission and thus a weak effect on the secondary eclipse depth. This would however have a strong signature on the orbital photometry.

In this study, we modeled the orbital photometric signature of planet e as if it was alone in the system. Kane et al. (2011) showed that, at visible wavelengths, the modulation due to planet ‘b’ may not be negligible compared with that of planet e, depending of course on the respective albedos of planets e and ‘b’. Characterizing the properties of planet e by orbital photometry thus requires the ability to distinguish between the two components, which is an additional challenge. At thermal wavelengths, the situation should be different because planet ‘b’ is a Jovian planet and atmospheric circulation tends to attenuate the day/night temperature contrast and thus the amplitude of thermal phase curve. To estimate this temperature contrast we can compare radiative and dynamical timescales. The radiative cooling timescale is given by $\tau_R = \frac{c_P P}{\sigma_g T^3}$ where c_P is the specific heat of H_2 , P is the pressure at the considered level and T is the bolometric brightness temperature. Assuming a superrotating atmosphere (as that of Venus or as predicted for strongly irradiated atmospheres (see for instance Showman et al., 2009 and Selsis et al., 2011)), a relevant dynamical timescale is given by $\tau_D = R/v$ where R is the planetary radius and v is the average of the zonal wind. Let us use $P = 0.1$ bar (a typical photosphere

for infrared radiation), $T=700$ K (the equilibrium temperature of the planet for $A = 0$), $R = R_{\text{Jup}}$. Using 3D hydrocodes, Selsis et al. (2011) found $v \sim 200$ m/s for the mean zonal wind speed for a 10 bar CO_2 atmosphere and an equilibrium temperature of 390 K, while Showman et al. (2009) found one order of magnitude faster winds for HD 189733b ($T_{\text{eq}} = 1200$ K). Assuming $200 < v < 2000$ m/s yields $1 < \tau_R/\tau_D < 10$, which implies an efficient heat redistribution between the day and night hemisphere and thus a rather flat phase curve. The change of equilibrium temperature between periastron and apoastron is less than 5 K, a difference that should be completely averaged out by the inertia of the atmosphere. The contribution of planet 'b' to the photometric variations of the system should thus be negligible at thermal wavelengths.

Observations in several infrared bands will be necessary to establish the radiative budget of the planet and demonstrate the existence of an excess of luminosity due to tidal heating. In particular, in the presence of an atmosphere, the measured brightness temperature can correspond to the physical temperature at any atmospheric level. This temperature can locally exceed the highest temperature that can be found on an airless planet with a null albedo. This can happen in two cases. First, if there is a strong greenhouse warming and if the observed band corresponds to an atmospheric window that probes the surface of the planet. This situation can be illustrated by the thermal phase curves modeled by Selsis et al. (2011) for CO_2 -rich atmospheres. In their Fig. 6, for instance, one can see that the $8.7 \mu\text{m}$ band (an atmospheric window) exhibits fluxes that are higher in the presence of an atmosphere. However, expected components of a planetary atmosphere, like CO_2 , CO , SO_2 , H_2S , CS_2 , have strong absorption bands in the IRAC2 spectral window, making unlikely for this band to probe the deep and hot atmospheric layers heated by greenhouse effect. An "excess" of brightness temperatures can also be observed in an opaque band probing high stratospheric layers subjected to a strong thermal inversion. In the present case this would imply that the atmosphere is sufficiently opaque over the whole 4 to $5 \mu\text{m}$ for the emission to come from very low pressure layers. Indeed, on the dayside of a synchronously rotating planet, the convective plume powered by the stellar irradiation is drafted to very high altitudes and an inversion appears possible only in the upper atmosphere.

In a recent work, Maurin et al. (2012) proposed to use multi-wavelengths orbital photometry to derive the albedo, radius and inclination of rocky planets on circular non-transiting short-period orbits. The present study shows that applying this technique requires to insure that tidal heating is not affecting the radiative budget of the planet. Planets subjected to the influence of a massive and eccentric companion could have a small non-measurable eccentricity sufficient to produce a significant tidal heating.

In our simulations, we assume the pseudo-synchronization of the planet spin. For rocky planets, the very existence of such state has been recently contested by Makarov & Efroimsky (2012), who suggest that the only likely rotation configurations are spin-orbit resonances. Taking into account a more realistic rheology for the rocky planets, they show that the seemingly lowest-energy state of pseudo-synchronization is actually unstable. In the present study, the eccentricities remain small enough so that the difference between the 1:1 spin-orbit resonance and pseudo-synchronization has a negligible effect on dissipation, at least after a few 10^4 yrs. The evolution during the first few 10^4 yrs of the simulation of the Dawson & Fabrycky (2010) system would, however, be different. Using the constant time

lag model, Rodriguez et al. (2012) showed that even though spin-orbit resonances are possible for large eccentricities, planets could be in pseudo-synchronization for eccentricities smaller than 0.1. This study takes into account the oblateness of the planet in a most accurate way than in our model but does not incorporate a realistic rheology for the terrestrial planets such as in Makarov & Efroimsky (2012).

The initial conditions of our simulations are the present values of semi-major axis and eccentricity of the planets. However, planet e must have formed farther out and migrated in due to tidal evolution. Tides are a dissipative process so it is delicate to integrate the evolution back in time, the solution diverges quickly to a huge semi-major axis and an eccentricity close to 1. To investigate a possible formation distance from the star would require to explore a range of semi-major axis initial conditions to try reproduce present values. Our simulations are time demanding, so exploring a huge parameters space – including the planetary dissipation – in order to find a appropriate configuration would require a lot of time. So, we chose here not to treat past evolution, but investigate the present dynamics of the system.

In this paper, we show the influence of the eccentricity of the outer planets on the eccentricity of the inner planet. In the case of Endl et al. (2012), the presence of the eccentric planet 'c' can increase the eccentricity of e from the supposed observational value of 0 to 5×10^{-3} . The presence of the other planets also influences the eccentricity of the inner planet, so the values of the inner planet equilibrium eccentricity could change if more planets exist in the system as might be the case according to Raymond et al. (2008).

6. Conclusions

Our study shows that the orbit of exoplanet 55 Cancri e cannot be fully circularized due to the influence of the other planets in the system. The forced eccentricity depends on the unknown dissipation constant and on the detailed set of orbital elements for the system. Using an Earth-like dissipation and orbital parameters from Endl et al. (2012), we find an eccentricity that oscillate around a mean value 5×10^{-3} , up to 8.5×10^{-3} . The resulting tidal heating is sufficient to affect the thermal emission that has been observed at secondary eclipse with Spitzer/IRAC2 by Demory et al. (2012).

With $e = 0$ (and thus no internal heating) we find the same constraints on the planetary albedo as Demory et al. (2012): $A < 0.55$ in the absence of heat redistribution and no match in the case of a uniform temperature. Including tidal heating the upper limit on the albedo becomes 0.9 and 0.7 without heat redistribution and in the uniform case, respectively. With these new constraints, both 55 Cnc e and Kepler 10 b can have a high albedo ($A > 0.5$).

Assuming an Earth-like dissipation allows us to use the Spitzer measurement to put an upper limit on the eccentricity: $e < 0.015$, which is significantly lower than the observational constraint from D12 ($e < 0.06$). The actual dissipation is unknown but future observations (in particular multi-wavelength orbital photometry) will have the ability to better constraint the contribution of tidal dissipation and thus the eccentricity. Alternatively, a more accurate measurement of the eccentricity and of the inclination of the system would allow us to constrain the dissipation.

This shows the importance tidal heating on the radiative budget of close-in exoplanets, in particular in compact systems that include eccentric planets. This case illustrates how the dynamics of a whole planetary system can influence the retrieval of the intrinsic properties of one particular planet (here, for instance, the surface albedo).

Acknowledgements. FS acknowledges support from the European Research Council (Starting Grant 209622: E₃ARTHS). EB and SNR thank the CNRS's PNP program. We thank the referee Rory Barnes for helpful comments that improved the paper.

References

- Allard, F., Homeier, D., & Freytag, B. 2012, Royal Society of London Philosophical Transactions Series A, 370, 2765
- Barnes, R., Raymond, S. N., Greenberg, R., Jackson, B., & Kaib, N. A. 2010, *ApJ*, 709, L95
- Batalha, N. M., Borucki, W. J., Bryson, S. T., et al. 2011, *ApJ*, 729, 27
- Bolmont, E., Raymond, S. N., & Leconte, J. 2011, *A&A*, 535, A94
- Bolmont, E., Raymond, S. N., Leconte, J., & Matt, S. P. 2012, *A&A*, 544, A124
- Běhouňková, M., Tobie, G., Choblet, G., & Čadež, O. 2011, *ApJ*, 728, 89
- Chambers, J. E. 1999, *MNRAS*, 304, 793
- Dawson, R. I. & Fabrycky, D. C. 2010, *ApJ*, 722, 937
- Demory, B.-O., Gillon, M., Deming, D., et al. 2011, *A&A*, 533, A114
- Demory, B.-O., Gillon, M., Seager, S., et al. 2012, *ApJ*, 751, L28
- Efroimsky, M. & Makarov, V. V. 2013, *ApJ*, 764, 26
- Eggleton, P. P., Kiseleva, L. G., & Hut, P. 1998, *ApJ*, 499, 853
- Ehrenreich, D., Bourrier, V., Bonfils, X., et al. 2012, *A&A*, 547, A18
- Endl, M., Robertson, P., Cochran, W. D., et al. 2012, *ArXiv e-prints*
- Fischer, D. A., Marcy, G. W., Butler, R. P., et al. 2008, *ApJ*, 675, 790
- Gillon, M., Demory, B.-O., Benneke, B., et al. 2012, *A&A*, 539, A28
- Greenberg, R. 2009, *ApJ*, 698, L42
- Hansen, B. M. S. 2010, *ApJ*, 723, 285
- Heller, R., Leconte, J., & Barnes, R. 2011, *A&A*, 528, A27+
- Henning, W. G., O'Connell, R. J., & Sasselov, D. D. 2009, *ApJ*, 707, 1000
- Hut, P. 1981, *A&A*, 99, 126
- Kaib, N. A., Raymond, S. N., & Duncan, M. J. 2011, *ApJ*, 742, L24
- Kane, S. R., Gelino, D. M., Ciardi, D. R., Dragomir, D., & von Braun, K. 2011, *ApJ*, 740, 61
- Kidder, L. E. 1995, *Phys. Rev. D*, 52, 821
- Leconte, J., Chabrier, G., Baraffe, I., & Levrard, B. 2010, *A&A*, 516, A64+
- Léger, A., Grasset, O., Fegley, B., et al. 2011, *Icarus*, 213, 1
- Madhusudhan, N., Lee, K. K. M., & Mousis, O. 2012, *ArXiv e-prints*
- Makarov, V. V. & Efroimsky, M. 2012, *ArXiv e-prints*
- Mardling, R. A. 2007, *MNRAS*, 382, 1768
- Mardling, R. A. & Lin, D. N. C. 2002, *ApJ*, 573, 829
- Maurin, A. S., Selsis, F., Hersant, F., & Belu, A. 2012, *A&A*, 538, A95
- Murray, C. D. & Dermott, S. F. 1999, Cambridge University Press
- Neron de Surgy, O. & Laskar, J. 1997, *A&A*, 318, 975
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing* (Cambridge University Press)
- Raymond, S. N., Barnes, R., & Gorelick, N. 2008, *ApJ*, 689, 478
- Rodriguez, A., Callegari, N., Michtchenko, T. A., & Hussmann, H. 2012, *MNRAS*, 427, 2239
- Rouan, D., Deeg, H. J., Demangeon, O., et al. 2011, *ApJ*, 741, L30
- Selsis, F., Wordsworth, R. D., & Forget, F. 2011, *A&A*, 532, A1
- Showman, A. P., Fortney, J. J., Lian, Y., et al. 2009, *ApJ*, 699, 564
- Socrates, A., Katz, B., & Dong, S. 2012, *ArXiv e-prints*
- Spencer, J. R., Rathbun, J. A., Travis, L. D., et al. 2000, *Science*, 288, 1198
- Tinetti, G., Beaulieu, J. P., Henning, T., et al. 2012, *Experimental Astronomy*, 34, 311
- von Braun, K., Boyajian, T. S., ten Brummelaar, T. A., et al. 2011, *ApJ*, 740, 49
- Weinberg, N. N., Arras, P., Quataert, E., & Burkart, J. 2012, *ApJ*, 751, 136
- Winn, J. N., Matthews, J. M., Dawson, R. I., et al. 2011, *ApJ*, 737, L18

Annexe B

A search for rocky planets transiting nearby brown dwarfs

Abstract

L'année dernière, j'ai fait partie d'un projet d'observation mené par Amaury Triaud (le P.I. du projet) pour détecter des transits d'exoplanètes autour de naines brunes. Hélas, cette demande a été refusée. Néanmoins, suite à un appel de "white papers" du *Spitzer Science Center* visant à recenser l'ensemble des projets qui ont besoin de plusieurs cycles et qui nécessitent plus de 2000 heures d'observation, Amaury H.M.J. Triaud a choisi de refaire une demande de temps d'observation.

Le document attaché constitue un résumé de toutes les raisons qui font que les planètes autour des naines brunes sont des cibles excitantes.

Exoplanetary science has reached a historic moment. The *James Webb Space Telescope* will be capable of probing the atmospheres of rocky planets, and perhaps even start searching for biologically produced gases. However this is contingent on identifying suitable targets before the end of its 5-year mission. A race against time is on to discover the transiting planets with the most favorable properties, in time for *JWST*'s 2018 launch.

We have identified a realistic pathway to discover extremely favorable targets—rocky planets transiting nearby brown dwarfs—using the *Spitzer Space Telescope* as a survey instrument. Harnessing the continuous time coverage and the exquisite precision of *Spitzer* in a 5,400-hour campaign monitoring 120 nearby brown dwarfs, we will be sensitive to planets as small as Mars. Based on the planet occurrence rates for low-mass stars in the *Kepler* field, at least two planetary systems should be detected, which will become the prime targets for *JWST*.

Our proposed survey is the logical extension of recent progress in exoplanetary science; it also fulfills the 2010 Decadal Survey goal of exploring the solar neighborhood to map out the location of the the nearest habitable rocky planets.

Our program represents an essential step towards the atmospheric characterization of terrestrial planets, and holds promise for exploring the concept of habitability in a regime that is similar to Earth in many ways (planet size, mass, and equilibrium temperature) and different in other ways (orbital period, stellar spectrum). In addition, the survey will produce a voluminous database of photometric timeseries for a large sample of nearby brown dwarfs. We will measure their rotation periods, observe the advent of clouds formation and the decrease of magnetic activity, and search for companions through eclipses and direct imaging.

1 Science Plan

1.1 Science Justification

As recently as 5-10 years ago, most of the long-term planning in exoplanetary science was centered on the search for an Earth twin: a planet with the same size and mass as the Earth, orbiting a Sun-like star at a distance of approximately 1 AU. Now it is realized that rocky planets orbiting lower-mass hosts are both scientifically compelling and much more easily detected and characterized.

The Doppler (Co-I [Mayor et al. 2009, 2011](#); [Howard et al. 2010](#)) and *Kepler* ([Borucki et al. 2011](#); [Batalha et al. 2012](#); [Howard et al. 2012](#)) surveys have since revealed that 50% of solar like stars host planets more massive than Earth, within Mercury's period. *Kepler* also extended this view into the realm of M dwarfs ([Dressing & Charbonneau 2013](#)), which constitute 75% of the stars in the local neighborhood. These results have led to the conclusion that *there exists a large and readily detectable population of rocky planets that are far more amenable to atmospheric characterization than Earth twins*. The recent selection of *TESS* by NASA testifies to this intense interest in the discovery of nearby, characterizable, transiting planets. By surveying brown dwarfs, *Spitzer* has a chance of finding even more favorable objects for atmospheric spectroscopy.

Our project aims to discover the very nearest and most favorable examples.

1.1.1 A characterizable rocky exoplanet to turn JWST to

The study of exo-atmospheres is a fascinating and rapidly advancing field, so far mostly restricted to close-in gas giants (Co-I [Seager & Deming 2010](#)). Our survey will accelerate this field's transition toward studying terrestrial planet atmospheres. It is now widely recognized that M dwarf stars are attractive targets because of their small radii, and consequently reduced size contrast between

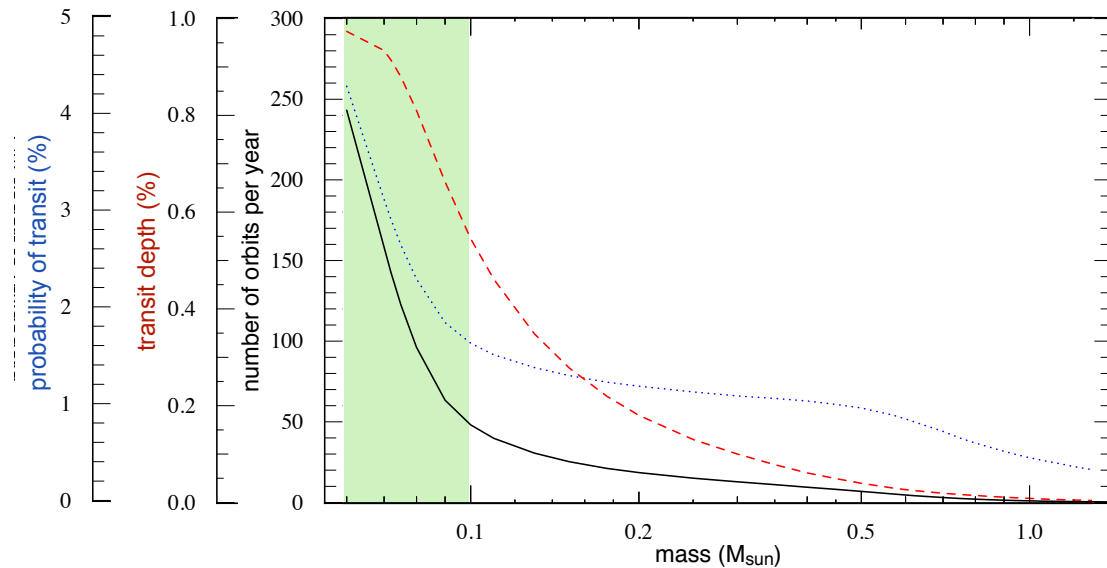


Figure 1: For a given equilibrium temperature (here 255K, like Earth), the number of orbits (i.e. transits or occultations) per year (**black**), the transit depth (**dashed red**), and the probability of transit (**dotted blue**) as a function of the primary’s mass. The green area is where we plan our survey. Stellar parameters were obtained from a 1 Gyr isochrone (Baraffe et al. 1998). The natural evolution of stars and brown dwarfs will alter those curves with time; for brown dwarfs, the slopes get steeper with time.

planet and star (Nutzman & Charbonneau 2008; Berta et al. 2012). Even so, observing the atmospheres of any Earth-sized planet transiting an M dwarf may be difficult with *JWST*. Belu et al. (2011) calculated the signal-to-noise ratio and photometric precision required for the detection of atmospheric features¹ via transmission and reflection spectroscopy using *JWST*’s MIRI instrument. A 5σ detection of spectral features in the atmosphere of a rocky planet in the habitable zone of a late M dwarf will require observing almost every single eclipse occurring throughout the *JWST*’s mission. In addition to raising concerns about allocating and scheduling so much observing time, it is highly questionable whether any of the current surveys can deliver, a transiting, habitable-zone, Earth-sized planet whose atmosphere would be detectable using *JWST*.

Brown dwarfs offer decisive advantages over M dwarfs. For a given planetary equilibrium temperature, the contrast between the central object and the planet is the least (and therefore most favorable) when the central object is faintest. Furthermore, the radiative habitable zone—within which rocky planets could sustain surface liquid water (Co-I Selsis et al. 2007; Kasting et al. 1993)—occurs at shorter orbital periods for fainter primaries. For brown dwarfs, *habitable zones can cover orbital periods as short as two days* (Co-I Bolmont et al. 2011), leading to high transit probabilities and frequent opportunities to observe occultations (50+ a year, Fig. 1). This makes brown dwarfs natural targets to consider for planet searches. They also possess other advantages:

- the small sizes of brown dwarfs imply that rocky planets produce relatively deep transits, permitting the single-transit detection of Mars-sized planets using *Spitzer* (Fig. 4);
- the planet size is easier to estimate accurately: brown dwarfs older than ~ 0.5 Gyr have a nearly constant radius with mass, therefore the planet size depends directly on the transit depth;
- due to molecular absorption, brown dwarfs are \sim dark at many wavelengths improving our capacity to detect radiation from the planet’s atmosphere through occultation spectroscopy;

¹defined as a brightness temperature variation of 30 K between two adjacent wavelength bins

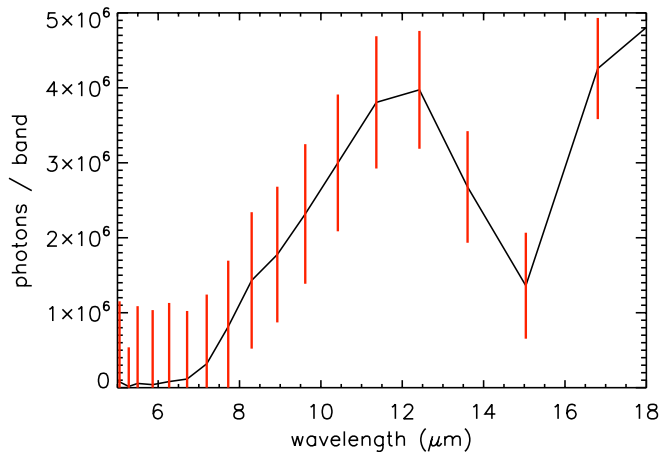


Figure 2: Using a general circulation model, it was possible to re-create the expected spectrum of a tidally synchronized, habitable, Earth size & mass planet illuminated by a 1600 K brown dwarf situated at 10pc. Occultations depths will be between 0.1 and 1mmag above 8 μm . 50 occultations, observed by the *JWST*, were co-added. **Red bars correspond to 5σ errors.** A CO_2 absorption line is clearly visible (Co-I Selsis & Leconte, in prep). Tidal synchronization is no threat to habitability and can even at times help it (Co-I Leconte et al. 2013).

- the reliability of the detection is improved by the absence of astrophysical false positives: brown dwarfs have very peculiar colors, small sizes, and being nearby, have a high proper motion allowing to check what is within their glare.

Co-I Selsis has extended to brown dwarf primaries the work of Belu et al. on forecasting the prospects for study with *JWST*. Observing in broad bands would reveal the presence of an atmosphere through the phase curve (Maurin et al. 2012). Its amplitude for a planet in the habitable zone of a brown dwarf could be detected at 10σ confidence by observing using MIRI over two orbital periods. Alternatively one could use narrow-bands to seek spectral signatures (Selsis et al. 2011). A 5σ detection of spectral features in emission can be reached after observing 50 occultations (Fig. 2), each of which lasts only 15 minutes (therefore requiring less than one day of integrated observing time)². This is an illustration in the jump in sensitivity enabled by short orbital periods, and consequently getting a high number of observable events per year (see also Belu et al. (2013)).

The past 15 years of studying exoplanets have revealed an impressive diversity in any observable that has been gathered, beating most theoretical expectations. The Solar system contains four rocky planets; each has a very different atmosphere. It would thus seem prudent to assume that we should expect very diverse atmospheric environments once we are given the chance to study them. Our community’s goal should therefore be to find multiple targets that can be profitably observed with *JWST* over a few years. We have already seen that an M-dwarf planet, while more favorable than a G-dwarf planet, will nevertheless require a very large allocation of *JWST* time. Only brown dwarf planets will be so readily observed that *JWST* could devote its resources to a variety of different targets. *Planets transiting brown dwarfs offer the fastest and most convenient route to the detection and to the study of the atmospheres of terrestrial extrasolar planets, including some having habitable environments.*

prospects for the detection of life

Some concerns have been expressed about brown dwarfs as possible hosts for habitable planets, which may be worth addressing here. Unlike main-sequence stars, brown dwarfs cool monotonically with age (e.g. Baraffe et al. 1998). This implies that brown dwarf planets that are currently in the habitable zone were likely to have been hotter in the past. Barnes & Heller (2013) indicate that this can lead to important water losses similar to what happened on Venus. The Sun’s UV and

²These simulations were only realized for MIRI. The other *JWST* instruments, NIRISS (Co-I Doyon et al. 2012), NIRcam, and NIRSpec, have not been investigated as thoroughly but could also be used to study the atmospheres of the planets resulting from this proposed *Spitzer* survey.

XUV flux then photolyzed most of the water vapor and drove its atmospheric escape by heating the exosphere. Vidotto et al. (2013) remark that the proximity of the habitable zone to the primary will make any planet's magnetosphere severely compressed and particularly exposed to erosion by the stellar wind. Both those effects can be quite dramatic for planets orbiting M dwarfs which can have substantial high-energy fluxes. However, the rapid observed rotation of brown dwarfs is thought to imply weak magnetic activity and stellar wind rates. The only brown dwarfs that have been observed to have strong UV and XUV fluxes are those that are very young, with evidence for accretion from the protoplanetary disk (Preibisch et al. 2005), and therefore predating the formation of planets. Co-I Bolmont et al. (in prep) show that the extent of water loss would also depend on the initial water reservoir and on the tidal evolution of the orbit. If water is not photolyzed, nothing prevents it from condensing back to the surface when atmospheric conditions have improved. It is therefore plausible that brown dwarf planets can enter the habitable zone through its hot inner edge and maintain a steam atmosphere long enough to later become hospitable for life.

Brown dwarf planets remain in the habitable zone for only a fraction of a brown dwarf's lifetime (~ 1 Gyr for a $0.04 M_{\odot}$ brown dwarf). This may seem too short an interval for life to develop but in fact, life on Earth is thought to have arisen within 1 Gyr of its formation. Such a short interval of habitability has a fascinating implication: *brown dwarf planets can provide the means to measure the timescale with which life emerges, opening the door to do comparative biology.*

It is believed that photosynthesis is required for a biosphere to chemically alter a whole planetary environment in a such way that it would be detectable in the planet's spectrum (Rosing 2005). Questions have arisen about whether photosynthesis could possibly evolve on a planet with a redder host star. Oxygenic photosynthesis uses photons to break water molecules and their hydrogen to reduce CO_2 . The water bonding energy corresponds to a wavelength of 240 nm. Since no such short wavelength reaches the surface of the Earth, life had to adapt to the available spectrum and store the energy of many photons. Using the longer wavelengths of a brown dwarf would only imply to store more photons per H_2O molecule. In fact, it is thought photosynthesis may have evolved in the ocean from infrared sensors used to detect heat sources (Nisbet 1995). Some photosynthetic organisms still use infrared light at great oceanic depth (Beatty et al. 2005). This leaves no reason ruling out the possibility of a photosynthetic activity (oxygenic or not) on a brown dwarf planet.

In fact the red spectra of brown dwarfs may offer a practical advantage in the search for atmospheric biomarkers. Because of photochemistry induced by stellar UVs, no known planetary atmosphere is at chemical equilibrium. This non-equilibrium chemistry will hinder the search for biosignatures around main sequence stars. O_2 , for instance, can build-up abiotically in some circumstances. Around brown dwarfs—in the absence of photolyzing fluxes (especially in UV and XUV)—planetary atmospheres might be expected to be closer to chemical equilibrium, unless bio-geochemical cycles are involved. *Even if we cannot affirm now that they are habitable, brown dwarf planets present the capacity for a reliable detection of biomarkers.*

1.1.2 Observational evidence for planets around very low mass stars

The subject of planets around brown dwarfs is a frontier area, with little in the way of definitive statistics, though with enough evidence to suggest that planet-searching will be profitable. Direct imaging surveys have revealed some candidate giant planets around brown dwarfs (e.g., Chauvin et al. 2004). It is unknown whether those companions formed in a disk or are themselves the outcome of the same gravitational instabilities that gave rise to the brown dwarf. However, disks are frequently detected around young brown dwarfs, and are observed to be massive enough to produce planets (Scholz et al. 2008). They also present evidence for grain growth similar to that observed

in regular T Tauri systems (Ricci et al. 2012, 2013; Meru et al. 2013). Planet formation is thus expected to occur within these disks (Payne & Lodato 2007). And indeed, a recent microlensing event gave evidence for a close-in giant planet around a brown dwarf (Han et al. 2013).

The prediction that brown dwarf planets should be very common also follows from a simple interpolation between the populations of super-Earths and mini-Neptunes around low-mass main-sequence stars, and the satellite populations orbiting our Solar system’s gas giants. Their properties and architectures are strangely reminiscent and hint at the possibility of similarities in the mechanism of formation (Chiang & Laughlin 2013). The process that created the moons of the giant planets was replicated at Jupiter, Saturn and Uranus (and presumably at Neptune). That 50% of neighboring stars host super-Earths and mini-Neptunes indicates a similarly robust process. There seems to be no reason why this pervasive process would not operate for brown dwarfs, which are intermediate in mass between Jovian planets and low-mass stars. Based on these considerations we should expect brown dwarfs to have systems of multiple planets that are dynamically cold (i.e. low eccentricity and inclination), with typical masses of order $0.5\text{--}2 M_{\text{Earth}}$ and orbital periods ranging from a fraction of a day to weeks.

Our extrapolation to the bottom of the Main Sequence is substantiated by a number of observations, made few only by the small samples that have been searched, and by the inherently low detection probabilities of the techniques employed. The MEarth project found a $6.6 M_{\text{earth}}$ mass planet transiting a $0.16 M_{\odot}$ star (Charbonneau et al. 2009). There are two microlensing events on low mass stars including one caused by a $3.2 M_{\text{earth}}$ orbiting an object of only $0.084 M_{\odot}$ (Kubas et al. 2012). Arguably the most compelling discovery is that of the *Kepler* Object of Interest 961, a $0.13 M_{\odot}$ star, orbited by a 0.7, a 0.8 and a $0.6 R_{\text{earth}}$ on periods shorter than two days (Muirhead et al. 2012). The KOI-961 system appears to be a scaled-up version of the Jovian system: precisely what we will be looking for around only somewhat less massive hosts. A second system called KOI-2704 has recently been confirmed to host two planets (Co-I Demory et al. in prep). The primaries of those two systems are just shy of the brown dwarf range. *Accounting for their low probabilities, such detections indicate the presence of a large, mostly untapped, population of low mass planets around very low mass stars.*

1.1.3 Expected yield

The expected yield of our *Spitzer* survey can be estimated by a mild and straightforward extrapolation from the results of the *Kepler* planet survey among its lowest-mass target stars. We used the *Kepler* input catalog to select a representative sample. We chose stars with $r'-K > 4.3$ (for which the primary’s mass should be $< 0.13 M_{\text{sol}}$; Baraffe et al. 1998). We filtered out giants by eliminating all sources with $J-K > 1.0$ or with $\text{KepMag} < 14$ (Mann et al. 2012). We retained only those targets with $\text{KepMag} < 17.5$. This leads to a catalog of 96 very low-mass stars.

Within this sample, a total of 5 planets around two distinct stars have already been found: KOI-961 (Muirhead et al. 2012) and KOI-2704 (Co-I Demory et al. in prep). Since our proposed *Spitzer* survey will employ the same transit technique, and will be sensitive to comparable planet sizes and periods, our biases will be similar to *Kepler*’s. *We thus expect a similar yield for our brown dwarf survey.* We conducted a number of simulations for a typical brown dwarf ($60 M_{\text{jup}}$, $0.9 R_{\text{jup}}$; Triaud et al. 2013), and we obtain a yield of two planetary systems (each containing several planets), if we select a slightly increased sample of 120 brown dwarfs that mostly compensates for our limited observing span of 40 hrs per target. Thus the yield of our *Spitzer* survey will be on a par with the portion of the *Kepler* survey restricted to low-mass stars with the important distinction, that we will have the capacity of studying the atmospheres of our detections using the *JWST*.

We believe that this simple calculation of the expected yield is conservative for the following reasons. *Kepler* probably missed a fraction of the population of sub-Earth-sized objects (Martín et al. 2013). Our *Spitzer* survey will be sensitive all the way down to Mars-sized objects. Furthermore the *Kepler* list of objects of interest is demonstrably incomplete for orbital periods shorter than half a day (Sanchis-Ojeda et al. 2013). We will be extremely sensitive to objects with such short periods, in fact such short periods may be more common around brown dwarfs.

1.1.4 Proposed Observations & Target Selection

The basic requirements of our program are infrared observations of each of 120 brown dwarf targets for a 40 hr continuous span of time. Howard et al. (2012) showed that the planet occurrence rates for short orbits increases rapidly as a function of periods before reaching a plateau. With the current set-up of a 40 hr time series, we will reach into the plateau, and even have a 1% chance per star of being able to detect a planet with an orbital period as long as Europa’s period (85 hr). Another motivation for seeking to observe for a minimum of 40 hr is based on theoretical considerations: due to tidal orbital evolution, planets are expected to evolve into 30-40 hr orbits around very low-mass stars and brown dwarfs (Co-I Bolmont et al. 2011, 2012). The requirement to detect sub-Earth sized planets is motivated by the *Kepler* finding that such objects may be frequent around low-mass stars. KOI-961, for example, is composed of *three* sub-Earth sized planets. We also require observations in the infrared because this is the spectral region where brown dwarfs are luminous. Only *Spitzer* can satisfy all of these requirements. The need for infrared observations, by itself, strongly inhibits the prospects for any ground-based survey for planets around brown dwarfs; only a handful of very nearby systems could be probed by such a survey (Co-I Gillon et al. 2013). And only with *Spitzer* could the observing program be efficient enough to allow the community to discover the most favorable targets in time for *JWST* observations.

To construct the sample we searched the Dwarf Archives and found 299 brown dwarfs bright enough to permit the detection of a Mars-sized planet in transit ($K < 13.5$). We retained those 182 targets with secure proper motion measurements, to guarantee that the targets are nearby but also to obtain the best photometry possible by placing them on *Spitzer*’s ”sweet spot” (Sec. 1.2.1). Of these, thirteen targets have already been observed by *Spitzer* in timeseries longer than 3 hours in staring mode³. We then removed all of the known binaries and very young objects as they would impact our detection threshold. We then proceeded to prioritize them based on apparent brightness in the *Spitzer* bands, and distance to the galactic plane (to minimize blending and confusion). This left a list of the best 120 targets, which are spread out over the entire sky (section 5).

We decided to observe only in one band, in channel 2, at 4.5 μm . For bright targets such as ours, the reduction routines reach similar precisions in both channels (Heinze et al. 2013), but the direct imaging component of our program requires that we observe in the redder channel. Observing in one band ensures consistency and stability for both the planet search program but also the detection of long period low amplitude variability of brown dwarfs as described in the next paragraphs.

1.1.5 An exceptional dataset to study brown dwarfs at the M/L transition

While finding planets is our primary goal, the dataset will be of great value for other scientific investigations of brown dwarfs, which themselves could have been the basis for a proposal of a similar scale. Last year’s reviewers of our proposal, in addition to commenting positively about

³timeseries on these thirteen objects will slightly increase our survey, but their timeseries are < 20 hr

the planet-search project, expressed a desire to see more discussion of those other scientific applications, which we provide here.

the rotation periods of brown dwarfs and origin of their variability

Photometric monitoring is an established technique for measuring rotation periods. It produces more accurate results than through measurements of the projected rotational velocities $v \sin i$ from spectral line broadening. Most of our program will focus on detecting variability and on the determination of rotation periods of late Ms and early to mid-L dwarfs.

Theoretical considerations revealed that because brown dwarfs cool and contract constantly (Baraffe et al. 1998), they will spin-up reaching rotations of a few hours. Ground-based $v \sin i$ measurements (e.g., Mohanty & Basri 2003; Blake et al. 2010) confirmed this and indicated that ultra-cool dwarf rotation periods are usually shorter than 10 hours. However, these results are dependent on several assumptions for various other line-broadening mechanisms occurring in ultra-cool dwarf atmospheres. This gave justification for ground-based photometric monitoring campaigns (e.g., Clarke et al. 2002; Koen 2005; Artigau et al. 2009; Radigan et al. 2012) who found a number of periodic variables. However their sensitivity is limited by relatively poor photometric precision on faint objects from the ground and the detection of periods longer than 10 hrs is compromised by the day-night cycle. Furthermore, the erratic photometric behavior of Luhman-16B as observed by Co-I Gillon et al. (2013) demonstrates that timeseries longer than a night, and the coverage of several rotation periods are sometimes required to understand cool atmospheres.

Spitzer's unrivaled photometric precision at infrared wavelengths, where ultra-cool dwarfs are bright, and its ability to conduct uninterrupted high-cadence observations over tens of hours have already proven to produce the best possible sensitivity to infrared variability on time scales of many hours. Such long monitorings have already targeted brown dwarfs (such as the Exploration Science Program led by Co-I Metchev called *Weather on Other Worlds*) and resulted in some unexpected discoveries relevant to our current request. Our observations will complement those programs and will attempt to elucidate some unanswered questions.

A number of targets observed by *Weather on other Worlds*, showed rotation periods longer than the timeseries. The program was optimized for the detection of periods < 10 hours. However their *Spitzer* timeseries revealed that there exists an unexpected population of ultra-cool dwarfs having rotation periods > 20 hrs (Metchev et al. in prep), although their exact values remain highly uncertain. Since only 19 out of 44 targets had some variability detected at $[4.5 \mu\text{m}]$, much longer rotation periods may also exist. Our plan to continuously observe each target for 40 hours will allow us to study these slowly rotating brown dwarfs. In addition, we will conduct ground-based optical spectroscopy, sensitive to signatures of chromospheric activity, for example in H_α . This will test the existence of an activity-rotation relation for brown dwarfs, as is well-known for solar-type stars (e.g., Hartmann & Noyes 1987). While Browning et al. (2010) find that chromospheric activity "saturates" in the fastest rotation early- to mid-M dwarfs, our survey may uncover a still intact activity-rotation relation at slower spin periods.

Co-I Metchev's program found periodic photometric variability with amplitudes down to the 0.1% precision limit for the observations on $[4.5] = 10\text{-}12$ mag L dwarfs. Our target selection emphasizes the brightest known late-M and L dwarfs, and will therefore routinely detect periodic variability in that range. This will allow us to detect storms in their atmospheres, down to about a 5th of Jupiter's Great Red spot. A joint analysis of storm size (i.e., variability amplitude), rotation period and photospheric temperature (spectral type) will inform on the dynamical processes that lead to the formation of clouds and stable storms in ultra-cool atmospheres.

Most variability studies have focused at the transition between the L and T spectral classes. A

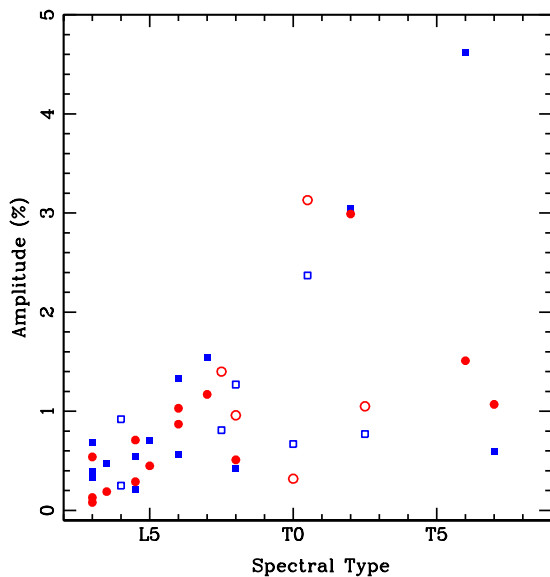


Figure 3: Variability amplitude as a function of spectral type among targets observed by the *Spitzer* program *Weather on Other Worlds* (Metchev et al., in prep). Squares represent [3.6] data while circles show [4.5] data. Solid symbols denote periodic variables, while open symbols show represent objects with unclear periodicities. Our program will mostly focus on a region that is off the graph on the left while covering some of the spectral range displayed here. Our targets have been selected for their luminosity meaning we will be sensitive to low amplitude variability in our entire sample.

trend of increasing maximum variability amplitude with spectral type is clearly apparent in data for L3-T8 dwarfs (see Fig. 3). It can be explained by the rising importance of dusty clouds and clouds holes in the atmospheres at cooler temperatures. In contrast, our targets are located in the transition region from spectral types late-M to mid-L. This encompasses a particularly interesting change in physical properties as indicated by observations of more elevated chromospheric and radio activity (e.g., Berger 2002; Berger et al. 2005). This shows that some magnetic activity occurs on early Ls, meaning they too could spin down as stars do (eg. Barnes 2007; Matt et al. 2012), or maybe prevent their spinning-up and explain the population of slow rotators detected by Metchev et al. Over the spectral range of our targets, dust clouds form and begin to dominate the photosphere (Ackerman & Marley 2001; Co-I Burgasser et al. 2002). Additionally, these clouds are likely charged resulting in thunderstorms and other charge transport processes (Co-I Helling et al. 2013). The *Weather on Other Worlds* sample omitted these to avoid ambiguity between variability induced by chromospheric hot/cold spots or clouds. Even so, in the intermediate L0-L5 (~2300K-1700K) temperature regime magnetic activity and clouds likely co-exist. Our observations will complement those presented in Fig. 3 by monitoring late-M and early-L dwarfs. In this manner, our program will test whether the nature of the variability (amplitude, periodicity, periods) changes in this temperature regime where few observations exist, and will so determine whether or when one variability mechanism dominates the other.

A 25% fraction of the variable L3-T8 dwarfs discovered during the *Weather on Other Worlds* campaign show erratic, non-periodic variability. Such behavior is likely caused by rapidly evolving cloud features because of fast convective turnover in the atmosphere. We expect that cloud evolution also takes place on longer time scales, as has been observed in individual objects over days or months (Radigan et al. 2012; Metchev et al. 2013). The 40-hr uninterrupted observations in the proposed program will be a factor of 2-3 longer than those obtained already and will detect cloud evolution in an unprecedentedly large sample of ultra-cool dwarfs, including slower rotators. The study of variability provide us with the ability to study atmospheres and compare meteorological systems with exoplanets (eg. Co-I Faherty et al. 2013; Konopacky et al. 2013; Sing et al. 2011).

brown dwarf binaries

With the exception of one young pair (Stassun et al. 2006), no eclipsing brown dwarf system has yet been reported. Additional eclipsing systems would be very valuable. A binary fraction of

15-20% has been measured by Reid et al. (2008) and Co-I Burgasser et al. (2010), based mainly on direct imaging. These surveys are insensitive to companions at short orbital distances. A mass ratio $q \sim 0.3$ marks the current observational limit with the exception of 2M1207b, a directly imaged $5 M_{\text{Jup}}$ companion to a primary estimated at $25 M_{\text{Jup}}$ (Chauvin et al. 2004). Allen et al. (2007) have surveyed 132 late M and L dwarfs at large separation but only probed down to $q \sim 0.5$.

Based on observations and theoretical considerations, Zuckerman & Song (2009) suggested that as the mass ratio is decreased, the occurrence rate of secondary companions to brown dwarfs should rise. Attempts at exploring the regime of larger mass ratios are plagued by the difficulties of observing cool dwarfs. Yet, the prospect that bodies such as 2M1207b may have formed in the disk via gravitational collapse (Boss 2000; Lodato et al. 2005) instead of a core-accretion scenario (Pollack et al. 1996; Alibert et al. 2005) raises the possibility of several modes of planet formation around brown dwarfs and motivates a search for lower-mass, fainter companions. Also, unequal pairs are particularly important benchmarks for testing evolutionary models since both have the same age and metallicity and empirically define an isochrone.

Co-I Sahlmann et al. (2013) have been using the astrometric technique to search for companions in a sample of 20 L dwarfs⁴. They have recently found a binary with a separation <0.5 AU, representative of a population of objects at short orbital distances and having large mass differences. The existence of slow rotating brown dwarfs is at this time not understood but could be caused by binaries having achieved synchronous rotation. Our *Spitzer* observations will offer us the opportunity to detect eclipsing brown dwarfs, and also the chance to search for companions via direct imaging, down to a mass ratio of $q \sim 0.02$ at large orbital separations (see section 1.1.6).

fundamental parameters of brown dwarfs

Modeling a planetary transit allows for a direct determination of the mean density of the primary object (Co-I Seager & Mallén-Ornelas 2003). Since brown dwarfs older than 1 Gyr are thought to all have nearly the same radius, the mean density measurements are nearly equivalent to mass measurements. These masses can be linked to measured effective temperatures, and absolute luminosities (thanks to parallax measurements) leading to an unprecedented test for the models.

1.1.6 Use of the data

single transit event detection

As mentioned earlier we tested our detection capacity of a single transit event, using existing *Warm Spitzer* data obtained for sources similar to our target list. A transit was added to this data. A MCMC algorithm described in Co-I Gillon et al. (2012) modeled the intra-pixel variation and a planetary transit, and recovered its parameters. We can recover a Mars-sized (0.35% depth) transit in the $[4.5 \mu\text{m}]$ band without trouble. Figure 4 show examples of an event created by a $1 R_{\text{Earth}}$ and a $1 R_{\text{Mars}}$ planet on real, archival data (binned data is also displayed for cosmetic reasons).

Once this one transit event is detected, we plan on hunting for the period using other facilities, notably by applying for DDT on *Hubble* and large ground based facilities such as Keck, or the VLTs. They will provide multicolor observations to confirm the achromatic nature of the event. Period $< 40\text{hr}$ can show two transit events, easing our detection and the follow-up. Thanks to their high proper motion, and to their small size, brown dwarfs do not suffer the same "astrophysical false positives" who forced transit search teams to undergo intensive confirmation radial velocity campaigns (eg. Triaud 2011).

⁴they are capable of detecting planets of a few Neptune masses a medium distances, complementary to our efforts

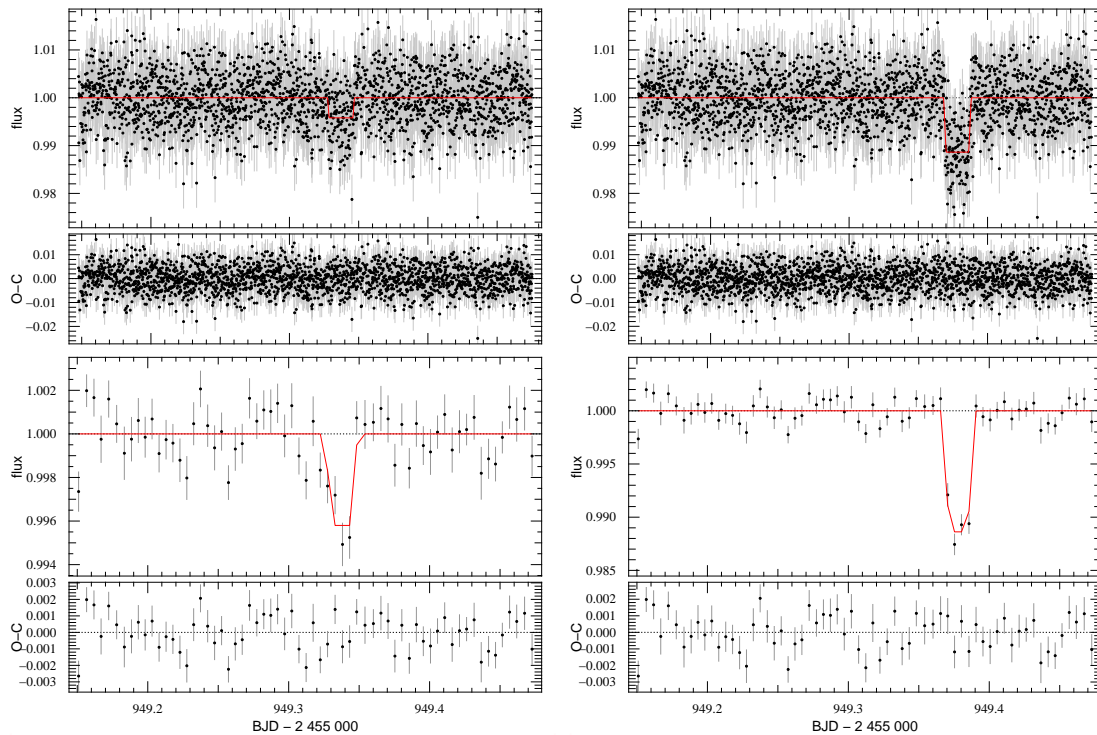


Figure 4: **top** existing *Warm Spitzer* [$4.5 \mu\text{m}$] data with a simulated transit. We fitted a transit model and included corrections for systematics (notably intra-pixel). **bottom** data and model have been binned for clarity. **left** a $1 R_{\text{mars}}$ planet transiting a $0.9 R_{\text{Jup}}$ object. **right**, a $1 R_{\text{earth}}$. The transits are located at different times. The residuals (O-C) are similar, showing our ability to distinguish the signal and not over-fit.

direct imaging

From stacking our images, we can obtain an image deep enough to identify companions as cool as $\sim 220 \text{ K}$ (down to $\sim 2 M_{\text{Jup}}$ at 1 Gyr) at large separation ($> 40 \text{ AU}$) around our main science targets. Such objects would be impossible to detect with existing facilities including NICMOS on *Hubble* (cf. [Stumpf et al. \(2010\)](#) and [Liu et al. \(2011\)](#) who were, at best, sensitive to objects down to $\sim 300 \text{ K}$). This is caused by the collapse of the near IR flux around 300 K (see in particular Fig. 12 in [Kirkpatrick et al. \(2012\)](#)). Our sensitivity to those low masses is further enhanced by the fact that most L dwarfs are relatively young objects as they cool down into the T dwarf domain in less than 5 Gyr. This has been confirmed observationally by [Cruz et al. \(2007\)](#) who have shown that the known field L dwarfs have kinematics typical of the 1-2 Gyr young disc population.

The size of our sample will enable us to derive robust statistics on the high contrast ratio binarity rate of brown dwarfs, reaching typical mass ratio of $q \sim 0.02$ (Primary $\sim 60 M_{\text{Jup}}$, Secondary $\sim 2 M_{\text{Jup}}$). Any detected companion will be a precious benchmark for giant planet atmosphere characterization below 300 K . *Such objects would be more akin to our own Jupiter in terms of age and temperature than any directly imaged exoplanet that near-future campaigns (GPI, Sphere, HiCIAO, P1640) are expected to find.* Given the relatively large projected separations we probe, the brightest of the identified companions may be within reach of deep ground-based photometric follow-up without the need for adaptive optics. *JWST* will offer the opportunity to characterize in depth even the faintest of the cool companions we will identify. Those will be at separations similar to 2M1207B, SDSS1416B and SIMP1501B ([Chauvin et al. 2004](#); Co-I [Burgasser et al. 2010](#); Co-I [Artigau et al. 2011](#)). Should no distant planetary-mass companion be found, we will set an upper limit on the occurrence of such companions $< 3.6\%$ with 95% confidence.

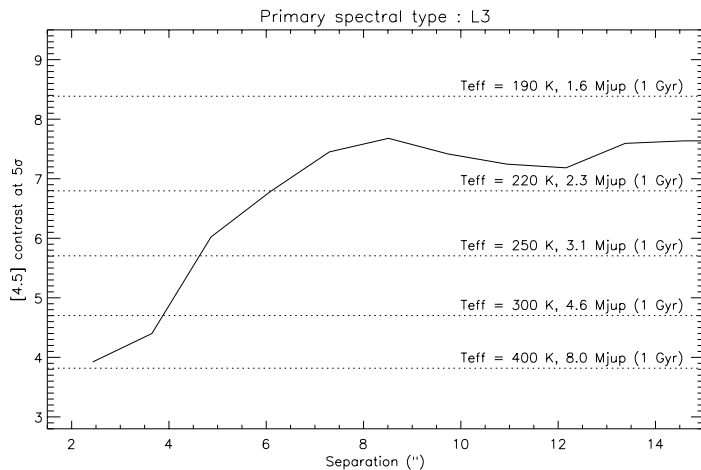


Figure 5: Detection limits for a companion to our targets estimated from an existing 7h *Warm Spitzer* stack of images. We can detect object below the line. This corresponds to a mass ratio of $q \sim 0.03$, down to $\sim 2 M_{\text{Jup}}$. Those limits depend on the brightness of the companion, thus its age.

We estimated our sensitivity from data of a $J=13.7$, L3 dwarf observed for 7 h using channel 2 *Warm Spitzer* data. This test image demonstrates a 5σ detection of objects with magnitude at $[4.5 \mu\text{m}] = 18$ is feasible. This sequence also provided an estimate of the expected contamination by background sources. A real companion is expected to have a $R-[4.5\mu\text{m}]$ color >15 magnitudes. We will identify non-companions first by checking DSS archive images. Then we will turn to 4 m class telescope (ie. MegaCam@CFHT) that can reach $R \sim 23.2$ (in 5 min), setting a $R-[4.5\mu\text{m}] > 6$ constraint. Finally we will ask for deep K -band imaging to exclude, rare, reddened objects at cosmological distances. A final confirmation could come from short second-epoch imaging.

rotation curves and cloud evolution maps

Long photometric timeseries allow to study how the lightcurve shape evolves. From the evolution of periodic and quasi-periodic features it is possible to invert the variations and create longitudinal brightness maps. This technique is close to mapping stellar spots on stars (Dorren 1987), the measure of wind speeds on Neptune by tracking the position of cloud patterns (Hammel et al. 1989), or the detection of hot spots on hot Jupiters (Knutson et al. 2007).

The surface features are reconstructed via a Fourier analysis that works best in uninterrupted timeseries. A coverage over multiple rotation periods (usual rotations have periods ~ 10 hrs) will reveal gradual phase changes leading to a measure of wind speeds. Similar analysis has been carried out and presented by Radigan et al. (2012). Our observations focus on M9 to L5 spectral types. Several Co-Is are pursuing variability programs across the L/T/Y range, providing context to the observations we will collect.

While collecting data to infer maps across the M-L transition, we will be also observe simultaneously in the optical to quantify how the amplitude and phase vary with color as done by Co-I Littlefair et al. (2008). We link these results to theoretical models like those of Co-I Helling et al. (2008) and Witte et al. (2011). This may lead to the development of sub-classes of models across the transition zone with evidence about where cloud formation takes place and indications about convective motion in brown dwarf atmospheres.

1.1.7 This survey in context

We realize that it is unusual, and may seem heretical, to request the use of *Spitzer* as a survey telescope to discover new transiting planets, rather than its more traditional use as an instrument for confirmation and characterization. However we believe it is now time to seize the opportunity to find the absolute best and brightest targets that will enable the next generation of characterization

studies, notably with *JWST*. We have concluded that only *Spitzer* is capable of performing such a survey with high enough efficiency. We need *Spitzer* in order to survey a sufficient number of stars, for a long enough duration, with the requisite precision and stability to guarantee the detection of planets smaller than Earth.

The *Spitzer* data will be the backbone of the survey, which will then feed targets to other large ground and space-based facilities to carry out all the necessary follow-up for a full characterization and understanding of our objects and complete all of our scientific goals. Radial-velocity observations should soon become feasible with the advent of high precision near-IR spectrographs, such as SPIRou and CARMENES. Notably we could confirm our objects by observing their *Doppler shadow* (Collier Cameron et al. 2010). It may also be possible to begin atmospheric characterization using Gemini, the VLTs or other large ground-based telescopes, although *JWST* will enable more penetrating and definitive studies.

The direct imaging component of the *Spitzer* survey will also allow us to pinpoint the interesting objects for future confirmation with other instruments. Finally, the study of brown dwarf variability is most interesting when at least two wavelength bands are available. Several of the Co-Is have privileged access to medium to large size telescopes with optical and IR detectors which will be used for simultaneous monitoring when possible. In addition, our experience shows that ground-based access is facilitated once space-based programs are granted.

1.2 Technical Justification

1.2.1 Observing Plan

The setup is the same for every target. We will use the new PCRS pick-up staring mode, which makes the telescope point on fairly bright stars in the field surrounding our brown dwarfs. It ensures that our targets will be located on a particular region of the detector (referred to as the "sweet spot") where the intra-pixel sensitivity has been accurately mapped. This will give the highest photometric accuracy achievable on *Spitzer*, which is important for both the transit detection, but also the variability side of our science goals.

AORs cannot be longer than 24 hours. We have split our sequences in chains of four 10 hour AORs, following advice from the *Spitzer* helpdesk. This splitting allows a re-pointing of the telescope and prevents an occasional drift from the "sweet spot". This produces overheads of 2-5 minutes that are shorter than the events we are searching (15 to 20 minutes) and will not prevent our detection. It has been noted that the telescope often drifts away from the "sweet spot" in the initial 30 minutes. Again following the advice of the helpdesk we will first schedule a 30 minute AOR. A PCRS pick-up after this initial AOR will ensure the target to be at the intended location for the science AORs. It will also allow the detector to stabilize as some systematics are created by the drift of bright sources on the detector while re-pointing.

Our integrations will last 12 seconds on each of our target. We will only use the [4.5 μm] channel. Every 24 to 48 hour, *Spitzer* needs to contact Earth and download its data. Our planned observations fit within this 48 hour window. We confirmed, again thanks to the helpdesk, that our data volume and the scheduling of our observations are feasible.

Accounting for all those constraints, for each of our targets, the total time including overheads as calculated by the tool *Spot* is ~ 45 hours. Observing 120 targets in this fashion means a total observing time estimated to 5405 hours that can easily be spread over several cycles.

1.2.2 Signal-to-Noise Considerations

Our targets are known, well characterized and have magnitudes in J , H and K band allowing for an estimate of the photon noise. Since data on similar targets has already been acquired by members of the team, we can reliably say that none of our targets will suffer problems related to saturation, or to their photon noise. The magnitude range we will cover ($10.5 < K < 13.1$) have been checked on the online STAR-PET tool and the fluxes (1.17 to 10.79 mJy for our targets) are well within the limits given in the *Spitzer* Observer's Manual.

1.2.3 Detector systematics

There are known systematics linked to the position of the target on the chip, but also on its centering within a pixel. Small vibrations in the satellite alter the pointing and, because of intra-pixel sensitivity differences, cause the photometry to vary. This is less of a problem at $[4.5 \mu\text{m}]$ (channel 2) and an accurate correction is possible by measuring the position of the PSF. The centroid of the PSF in x and y position on the detector is related to a polynomial function modeling the variation of the quantum efficiency within the pixel and correcting the flux. This method was notably developed by Co-I Gillon et al. (2012) and Co-I Demory et al. (2012) who achieved remarkable precision and accuracy, and reach close to the photon noise limit (only on the $[4.5 \mu\text{m}]$ channel). A recent method improving the corrections when the centroid is located close to a pixel's edge is being implemented (Stevenson et al. 2012). In addition, recent technical work on a heater onboard the satellite, and the introduction of the PCRS pointing mode allowing for greater pointing accuracy (Spot 19 release notes), have lowered the pixel-phase effect and ease its correction. Furthermore corrections are more accurate on long timeseries such as our observations. Co-Is Metchev, Lewis, Gillon and Demory have developed an expertise in analyzing *Spitzer* data meaning we already have several algorithms dealing with the systematics at our disposal. Our detection projections were all tested on existing *Warm Spitzer* data. An inspection of Fig. 4, showing a $[4.5 \mu\text{m}]$ photometric timeseries should convince you the systematics are not a issue for our science and for our team. Similarly, for the direct imaging part of our science case, we have used existing *Spitzer* data and Co-Is Artigau & Delorme showed that we have reached close to the confusion limit of the detector with a 7 h stack.

References

- Ackerman, A. S. & Marley, M. S. 2001, *ApJ*, 556, 872
Alibert, Y., Mousis, O., Mordasini, C., & Benz, W. 2005, *ApJL*, 626, L57
Allen, P. R., Koerner, D. W., McElwain, M. W., Cruz, K. L., & Reid, I. N. 2007, *AJ*, 133, 971
Artigau, É., Bouchard, S., Doyon, R., & Lafrenière, D. 2009, *ApJ*, 701, 1534
Artigau, É., Lafrenière, D., Doyon, R., et al. 2011, *ApJ*, 739, 48
Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, *A&A*, 337, 403
Barnes, R. & Heller, R. 2013, *Astrobiology*, 13, 279
Barnes, S. A. 2007, *ApJ*, 669, 1167
Batalha, N. M., Rowe, J. F., Bryson, S. T., et al. 2012, *ArXiv e-prints*
Beatty, J. T., Overmann, J., Lince, M. T., et al. 2005, *PNAS*, 102, 9306
Belu, A. R., Selsis, F., Morales, J.-C., et al. 2011, *A&A*, 525, A83
Belu, A. R., Selsis, F., Raymond, S. N., et al. 2013, *ArXiv e-prints*
Berger, E. 2002, *ApJ*, 572, 503
Berger, E., Rutledge, R. E., Reid, I. N., et al. 2005, *ApJ*, 627, 960
Berta, Z. K., Charbonneau, D., Désert, J.-M., et al. 2012, *ApJ*, 747, 35
Blake, C. H., Charbonneau, D., & White, R. J. 2010, *ApJ*, 723, 684

- Bolmont, E., Raymond, S. N., & Lecointe, J. 2011, *A&A*, 535, A94
- Bolmont, E., Raymond, S. N., Lecointe, J., & Matt, S. P. 2012, *A&A*, 544, A124
- Borucki, W. J., Koch, D. G., Basri, G., et al. 2011, *ApJ*, 728, 117
- Boss, A. P. 2000, *ApJL*, 536, L101
- Browning, M. K., Basri, G., Marcy, G. W., West, A. A., & Zhang, J. 2010, *AJ*, 139, 504
- Burgasser, A. J., Cruz, K. L., Cushing, M., et al. 2010, *ApJ*, 710, 1142
- Burgasser, A. J., Marley, M. S., Ackerman, A. S., et al. 2002, *ApJL*, 571, L151
- Charbonneau, D., Berta, Z. K., Irwin, J., et al. 2009, *Nature*, 462, 891
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al. 2004, *A&A*, 425, L29
- Chiang, E. & Laughlin, G. 2013, *MNRAS*, 431, 3444
- Clarke, F. J., Tinney, C. G., & Covey, K. R. 2002, *MNRAS*, 332, 361
- Collier Cameron, A., Bruce, V. A., Miller, G. R. M., Triaud, A. H. M. J., & Queloz, D. 2010, *MNRAS*, 403, 151
- Cruz, K. L., Reid, I. N., Kirkpatrick, J. D., et al. 2007, *AJ*, 133, 439
- Demory, B.-O., Gillon, M., Seager, S., et al. 2012, *ApJL*, 751, L28
- Dorren, J. D. 1987, *ApJ*, 320, 756
- Doyon, R., Hutchings, J. B., Beaulieu, M., et al. 2012, in *SPIE*, Vol. 8442
- Dressing, C. D. & Charbonneau, D. 2013, *ApJ*, 767, 95
- Faherty, J. K., Rice, E. L., Cruz, K. L., Mamajek, E. E., & Núñez, A. 2013, *AJ*, 145, 2
- Gillon, M., Demory, B.-O., Benneke, B., et al. 2012, *A&A*, 539, A28
- Gillon, M., Triaud, A. H. M. J., Jehin, E., et al. 2013, *ArXiv e-prints*
- Hammel, H. B., Beebe, R. F., de Jong, E. M., et al. 1989, *Science*, 245, 1367
- Han, C., Jung, Y. K., Udalski, A., et al. 2013, *ArXiv e-prints*
- Hartmann, L. W. & Noyes, R. W. 1987, *ARA&A*, 25, 271
- Heinze, A. N., Metchev, S., Apai, D., et al. 2013, *ApJ*, 767, 173
- Helling, C., Ackerman, A., Allard, F., et al. 2008, *MNRAS*, 391, 1854
- Helling, C., Jardine, M., Diver, D., & Witte, S. 2013, *P&SS*, 77, 152
- Howard, A. W., Marcy, G. W., Bryson, S. T., et al. 2012, *ApJS*, 201, 15
- Howard, A. W., Marcy, G. W., Johnson, J. A., et al. 2010, *Science*, 330, 653
- Kasting, J. F., Whitmire, D. P., & Reynolds, R. T. 1993, *Icarus*, 101, 108
- Kirkpatrick, J. D., Gelino, C. R., Cushing, M. C., et al. 2012, *ApJ*, 753, 156
- Knutson, H. A., Charbonneau, D., Allen, L. E., et al. 2007, *Nature*, 447, 183
- Koen, C. 2005, *MNRAS*, 357, 1151
- Konopacky, Q. M., Barman, T. S., Macintosh, B. A., & Marois, C. 2013, *Science*, 339, 1398
- Kubas, D., Beaulieu, J. P., Bennett, D. P., et al. 2012, *A&A*, 540, A78
- Lecointe, J., Forget, F., Charnay, B., et al. 2013, *A&A*, 554, A69
- Littlefair, S. P., Dhillon, V. S., Marsh, T. R., et al. 2008, *MNRAS*, 391, L88
- Liu, M. C., Delorme, P., Dupuy, T. J., et al. 2011, *ApJ*, 740, 108
- Lodato, G., Delgado-Donate, E., & Clarke, C. J. 2005, *MNRAS*, 364, L91
- Mann, A. W., Gaidos, E., Lépine, S., & Hilton, E. J. 2012, *ApJ*, 753, 90
- Martín, E. L., Cabrera, J., Martioli, E., Solano, E., & Tata, R. 2013, *ArXiv e-prints*
- Matt, S. P., MacGregor, K. B., Pinsonneault, M. H., & Greene, T. P. 2012, *ApJL*, 754, L26
- Maurin, A. S., Selsis, F., Hersant, F., & Belu, A. 2012, *A&A*, 538, A95
- Mayor, M., Marmier, M., Lovis, C., et al. 2011, eprint arXiv:1109.2497
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- Mayor, M., Udry, S., Lovis, C., et al. 2009, *A&A*, 493, 639
- Meru, F., Galvagni, M., & Olczak, C. 2013, *ArXiv e-prints*
- Metchev, S., Apai, D., Radigan, J., et al. 2013, *Astronomische Nachrichten*, 334, 40
- Mohanty, S. & Basri, G. 2003, *ApJ*, 583, 451
- Muirhead, P. S., Johnson, J. A., Apps, K., et al. 2012, *ApJ*, 747, 144
- Nisbet, E. G. 1995, *Nature*, 373, 479
- Nutzman, P. & Charbonneau, D. 2008, *PASP*, 120, 317
- Patten, B. M., Stauffer, J. R., Burrows, A., et al. 2006, *ApJ*, 651, 502
- Payne, M. J. & Lodato, G. 2007, *MNRAS*, 381, 1597
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996, *Icarus*, 124, 62
- Preibisch, T., McCaughrean, M. J., Grosso, N., et al. 2005, *ApJS*, 160, 582
- Radigan, J., Jayawardhana, R., Lafrenière, D., et al. 2012, *ApJ*, 750, 105
- Rebolo, R., Zapatero Osorio, M. R., & Martín, E. L. 1995, *Nature*, 377, 129

- Reid, I. N., Cruz, K. L., Kirkpatrick, J. D., et al. 2008, AJ, 136, 1290
- Ricci, L., Isella, A., Carpenter, J. M., & Testi, L. 2013, ApJL, 764, L27
- Ricci, L., Trotta, F., Testi, L., et al. 2012, A&A, 540, A6
- Rosing, M. T. 2005, International Journal of Astrobiology, 4, 9
- Sahlmann, J., Lazorenko, P. F., Segransan, D., et al. 2013, ArXiv e-prints
- Sanchis-Ojeda, R., Rappaport, S., Winn, J. N., et al. 2013, ArXiv e-prints
- Scholz, A., Jayawardhana, R., Wood, K., et al. 2008, ApJL, 681, L29
- Seager, S. & Deming, D. 2010, ARA&A, 48, 631
- Seager, S. & Mallén-Ornelas, G. 2003, ApJ, 585, 1038
- Selsis, F., Kasting, J. F., Levrard, B., et al. 2007, A&A, 476, 1373
- Selsis, F., Wordsworth, R. D., & Forget, F. 2011, A&A, 532, A1
- Sing, D. K., Pont, F., Aigrain, S., et al. 2011, MNRAS, 416, 1443
- Stassun, K. G., Mathieu, R. D., & Valenti, J. A. 2006, Nature, 440, 311
- Stevenson, K. B., Harrington, J., Fortney, J. J., et al. 2012, ApJ, 754, 136
- Stumpf, M. B., Brandner, W., Bouy, H., Henning, T., & Hippler, S. 2010, A&A, 516, A37
- Triaud, A. H. M. J. 2011, PhD thesis, Observatoire Astronomique de l'Universite de Geneve, <http://archive-ouverte.unige.ch/unige:18065>
- Triaud, A. H. M. J., Hebb, L., Anderson, D. R., et al. 2013, A&A, 549, A18
- Vidotto, A. A., Jardine, M., Morin, J., et al. 2013, ArXiv e-prints
- Witte, S., Helling, C., Barman, T., Heidrich, N., & Hauschildt, P. H. 2011, A&A, 529, A44
- Zuckerman, B. & Song, I. 2009, A&A, 493, 1149

2 Scheduling Profile

Our program comprises 120 targets selected throughout the sky (we tried to avoid the galactic plane to avoid target blending due to proper motion) with visibility all year around. Each observation will require a 45h near continuous staring of the telescope. All targets are currently known and catalogued by Simbad (@CDS-Strasbourg). There are presented in the Observation summary table. Therefore we are able to provide a full set of AOR as soon as the observing cycle starts. 9 sample AORs have been prepared. Furthermore, **our observations are not time critical. Since we realize they will take up a large fraction of *Spitzer*'s remaining time, and are themselves long sequences, we are happy if only a fraction of the time is awarded during Cycle 10** and we will re-apply at later cycles to complete our survey. Would a Cycle 11 be eventually financed and scheduled, we have no issue if they are transferred then.

We have also checked with the *Spitzer* helpdesk that the way our observations will be scheduled will generate reasonable data volumes.

3 Brief Team Resume

[still need to be done]

Our team has been partly introduced in the text where work by individual Co-Is and some of their very relevant publications have been highlighted. Our team comprises instrumentalists, observers and theorists with expertise spanning from planet detection and characterization to the study of brown dwarfs. We all have an immense vested interested in having this program accepted. The team was built in order to make the greatest use possible of the data we will collect, while making sure there is a sound theoretical framework to interpret our discoveries. The observers that are taking part are well seasoned and have access to european and american facilities, on both hemispheres and in space to which it is possible to ask for DDT and be immediately reactive when

we have secured a detection from the *Spitzer* data. In addition a number of us are preparing next generation instruments to which our *Spitzer* discoveries are directly relevant.

Coincidentally, the study of brown dwarfs and of exoplanets were born the same year (Rebolo et al. 1995; Mayor & Queloz 1995) and have seen since experienced profound change and incredible progress. Both topics have never really been far from each others and it is perhaps not surprising that a large number of Co-Is are already involved at the interface between exoplanets and brown dwarfs. Our team is unique in that many of us intimately link the understanding of brown dwarfs with planet formation, stellar formation and evolution, the search for Life, and of our Origins.

This proposal formed at the crossroads our collaborator's scientific efforts, in the theoretical, numerical and observational, on the planetary, but also on stellar evolution and the study of brown dwarfs. Our work has been highlighted in the text. This is how this team was formed, from the merging of our respective expertise and how combined excitement.

4 Summary of Existing Programs

ANYONE LEADING programs: Can you write a paragraph about the status of your observations please!

PI Triaud is PI on a recent program (PID 90159) targeting a hot Jupiter transiting a M0/K7 star with the aim to obtain transits and occultations in both channels to study its atmosphere. Observations are still being acquired by the spacecraft.

C-I Gillon is PI on a number of programs...

Co-I Laughlin was PI of GO-4 program 40386. The results of program 40386 were published in Laughlin et al. (2009). Laughlin was PI of GO-5 program 50734, which searched for eclipse variability among the Gliese 436 transits. The obtained data were analyzed, combined with several other sets of observations, and published as Knutson et al. (2011). Laughlin is PI of GO-8 program 80094, which obtained 3.5-micron photometry of HD 80606 during periastron passage of its companion planet during June 2012. Data obtained in program 80094 are currently under analysis. Finally Laughlin was co-I on numerous additional *Spitzer* exoplanet-related proposals, including Exploration Science program 60021, and he is a co-author on many of the numerous published refereed articles that have resulted.

Co-I Metchev is the lead on the Cycle 8 Exploration Science Program Weather on Other Worlds: A Survey of Cloud-Induced Variability in Brown Dwarfs (GO 80179). The program is 60% executed, and all obtained data have been reduced and analyzed. One paper has been submitted for publication (Heinze et al. 2012), and two are in preparation (Fleateau et al. 2012, Metchev et al. 2012a). Metchev has also led two other *Spitzer* programs. The joint *Spitzer*/HST program GO 40489 investigated the surface gravity dependence of the temperature at the L/T transition in brown dwarf atmospheres. A manuscript has been submitted for publication (Metchev et al. 2012b). The *Spitzer* DDT program 224 investigated the population statistics of L and T dwarfs, with results published in Metchev et al. (2008) and Geißler et al. (2011). Those observations extend our planet survey to a dozen more objects. **Co-I Metchev** is also PI of a new program searching for variability on 10 object situated at the T/Y transition. Their observations require similarly long photometric sequences to ours, but the magnitude of the objects leave only little room to search for planets.

5 Observation Summary Table

All targets have 5 AORs chained, one of 30 minutes, and four of 10 hours with PCRS pick-up.

All exposure times are 12 seconds per frame, with full-array read-out.

All observations will be conducted with the IRAC channel 2 at [4.5 μm].

Magnitudes in K were obtained from 2MASS and transformed into estimated [4.5] magnitudes using [Patten et al. \(2006\)](#).

Target name & Position (J2000)	K (mag)	[4.5 μm] (mag)	Flux density mJy	Spectral Type
2MASS J00100009-2031122	12.882	12.18	2.4	L0
2MASS J00154476+3516026	12.264	11.56	4.3	L2
2MASS J00320509+0219017	12.802	12.10	2.6	L1.5
2MASS J00415453+1341351	13.236	12.53	1.7	L0
2MASS J00464841+0715177	12.546	11.84	3.3	L0
2MASS J00502444-1538184	12.647	11.94	3.0	L1
2MASS J01090150-5100494	11.092	10.39	1.3	M8.5
2MASS J01090918-4954532	12.450	11.75	3.6	M8
2MASS J01235905-4240073	12.037	11.33	5.3	M8
2MASS J01282664-5545343	12.336	11.63	4.0	L2
2MASS J01443536-0716142	12.268	11.56	4.3	L5
2MASS J02132880+4444453	12.213	11.51	4.5	L1.5
2MASS J02192807-1938416	12.910	12.21	2.3	L1
2MASS J02281101+2537380	12.471	11.77	3.5	L0
2MASS J02284355-6325052	12.248	11.54	4.3	L1
2MASS J02511490-0352459	11.662	10.96	7.4	L3
2MASS J02572581-3105523	12.876	12.17	2.4	L8
2MASS J03061159-3647528	10.631	9.93	19.1	M8
2MASS J03140344+1603056	11.238	10.53	11.1	L0
2MASS J03454316+2540233	12.672	11.97	2.9	L0
2MASS J03521086+0210479	11.955	11.25	5.7	M9
2MASS J04390101-2353083	12.816	12.11	2.6	L6.5
2MASS J04455387-3048204	11.975	11.27	5.6	L2
2MASS J05002100+0330501	12.062	11.36	5.1	L4
2MASS J05233822-1403022	11.638	10.93	7.6	L2.5
2MASS J05264348-4455455	12.705	12.00	2.8	M9.5
2MASS J05395200-0059019	12.527	11.82	3.4	L5
2MASS J06244595-4521548	12.595	11.89	3.1	L5
2MASS J06521977-2534505	11.516	10.81	3.4	L0
2MASS J08283419-1309198	11.297	10.59	10.4	L2
2MASS J08354256-0819237	11.136	10.43	12.8	L5
2MASS J08472872-1532372	12.061	11.36	5.1	L2
2MASS J09111297+7401081	11.748	11.04	6.9	L0

Table continues next page...

Target name & Position (J2000)	K (mag)	[4.5 μ m] (mag)	Flux density mJy	Spectral Type
2MASS J09211410-2104446	11.690	10.99	7.2	L1.5
2MASS J10292165+1626526	12.623	11.92	3.0	L2.5
2MASS J10352455+2507450	13.286	12.58	1.7	L1
2MASS J10452400-0149576	11.780	11.08	6.6	L1
2MASS J10473109-1815574	12.891	12.19	2.4	L2.5
2MASS J10484281+0111580	11.623	10.92	7.7	L1
2MASS J10511900+5613086	11.905	11.20	5.9	L2
2MASS J10595138-2113082	13.210	12.51	1.8	L1
2MASS J11040127+1959217	12.950	12.25	2.3	L4
2MASS J11083081+6830169	11.583	10.88	8.0	L1
2MASS J11533966+5032092	12.851	12.15	2.5	L1
2MASS J11553952-3727350	11.462	10.76	8.9	L2
2MASS J11574809-4844428	12.793	12.09	2.6	L0.5
2MASS J11593850+0057268	12.811	12.11	2.6	L0
2MASS J12035812+0015500	12.476	11.77	3.5	L3
2MASS J12043036+3212595	12.515	11.81	3.4	L0
2MASS J12130336-0432437	13.014	12.31	2.1	L5
2MASS J12212770+0257198	11.953	11.25	5.7	L0
2MASS J12321827-0951502	12.554	11.85	3.3	L0
2MASS J12464678+4027150	13.281	12.58	1.7	L4
2MASS J12565688+0146163	12.791	12.09	2.6	L2
2MASS J13004255+1912354	11.624	10.92	7.7	L1
2MASS J13015465-1510223	13.098	12.39	2.0	L1
2MASS J13054106+2046394	13.368	12.66	1.5	L4
2MASS J13120707+3937445	12.945	12.24	2.3	L0
2MASS J13313310+3407583	12.885	12.18	2.4	L0
2MASS J13364062+3743230	13.099	12.39	2.0	L1
2MASS J13382615+4140342	12.771	12.07	2.7	L2.5
2MASS J13384944+0437315	12.737	12.03	2.8	L1
2MASS J13475911-7610054	12.550	11.85	3.3	L0
2MASS J13484591+0353545	13.229	12.52	1.8	L0
2MASS J14044495+4634297	13.057	12.35	2.1	L0
2MASS J14111735+3936363	13.239	12.53	1.7	L1.5
2MASS J14122449+1633115	12.521	11.82	3.4	L0.5
2MASS J14213145+1827407	11.943	11.24	5.7	L0
2MASS J14252798-3650229	11.805	11.10	6.5	L3
2MASS J14392836+1929149	11.546	10.84	8.3	L1
2MASS J14482563+1031590	12.683	11.98	2.9	L4
2MASS J15065441+1321060	11.741	11.04	6.9	L3
2MASS J15150083+4847416	12.500	11.80	3.4	L6
2MASS J15230657-2347526	12.903	12.20	2.4	L2.5
2MASS J15394189-0520428	12.575	11.87	3.2	L4

Table continues next page...

Target name & Position (J2000)	K (mag)	[4.5 μ m] (mag)	Flux density mJy	Spectral Type
2MASS J15485834-1636018	12.635	11.93	3.0	L2
2MASS J15500845+1455180	13.261	12.56	1.7	L2
2MASS J15551573-0956055	11.443	10.74	9.1	L1
2MASS J16102900-0040530	12.019	11.31	5.4	L0
2MASS J16154416+3559005	12.935	12.23	2.3	L3
2MASS J16184503-1321297	12.920	12.22	2.3	L0
2MASS J16192830+0050118	13.186	12.48	1.8	L2
2MASS J16304139+0938446	13.304	12.60	1.6	L0
2MASS J16452211-1319516	11.145	10.44	12.0	L1.5
2MASS J16573454+1054233	12.801	12.10	2.6	L2
2MASS J16580380+7027015	11.915	11.21	5.9	L1
2MASS J17054834-0516462	12.032	11.33	5.3	L4
2MASS J17073334+4301304	12.624	11.92	3.1	L0.5
2MASS J17111353+2326333	13.056	12.35	2.1	L0
2MASS J17312974+2721233	10.914	10.21	14.8	L0
2MASS J17502484-0016151	11.849	11.14	6.3	L5.5
2MASS J18071593+5015316	11.602	10.90	7.9	L1.5
2MASS J18212815+1414010	11.650	10.95	7.5	L4.5
2MASS J19090821-1937479	12.915	12.21	2.3	L1
2MASS J19360187-5502322	13.046	12.34	2.1	L5
2MASS J19561542-1754252	12.651	11.95	3.0	M8
2MASS J20025073-0521524	13.417	12.71	1.5	L6
2MASS J20261584-2943124	13.360	12.66	1.5	L1
2MASS J20282035+0052265	12.793	12.09	2.6	L3
2MASS J20343769+0827009	13.080	12.38	2.0	L1
2MASS J20360316+1051295	12.447	11.74	3.6	L3
2MASS J20575409-0252302	11.724	11.02	7.0	L1.5
2MASS J21041491-1037369	12.369	11.66	3.9	L2.5
2MASS J21073169-0307337	12.878	12.17	2.4	L0
2MASS J21304464-0845205	12.815	12.11	2.6	L1.5
2MASS J21371044+1450475	12.815	12.11	2.6	L2
2MASS J21373742+0808463	13.019	12.31	2.1	L5
2MASS J21580457-1550098	13.185	12.48	1.8	L4
2MASS J22425317+2542573	13.048	12.34	2.1	L3
2MASS J22431696-5932206	12.837	12.13	2.5	L0
2MASS J22545194-2840253	12.955	12.25	2.3	L0.5
2MASS J22551861-5713056	12.579	11.87	3.2	L5.5
2MASS J23065876-5008589	12.240	11.54	4.3	M9
2MASS J23101846-1759090	12.969	12.26	2.2	L0
2MASS J23211254-1326282	13.136	12.43	1.9	L1
2MASS J23302258-0347189	13.121	12.42	1.9	L1
2MASS J23440624-0733282	13.232	12.53	1.7	L4.5

Table continues next page...

Target name & Position (J2000)	K (mag)	[4.5 μ m] (mag)	Flux density mJy	Spectral Type
2MASS J23515044-2537367	11.269	10.56	10.7	L0.5
2MASS J23561081-3426044	11.965	11.26	5.6	M9.0
2MASS J23595762-2007394	13.248	12.54	1.7	M9.5

There are 5 405 hrs total requested for this observing program. We estimated this time using *Spot*. We prepared 9 sample AORs, submitted with this proposal on the 9 first target of this table. Each observation last between 45hrs 01 min and 45 hrs 05 min (including forecasted overheads). The total amount of time for those nine targets was divided and gave an average time of 45.044 hours. Multiplied by 120 targets, we reach 5405 hrs in total.

6 Modification of the Proprietary Period

We do not require any proprietary period. We trust that our reactivity is fast enough to analyze the data as soon as it is available, and if a planet is discovered, to immediately write DDTs and request to various ground and space facilities in order to confirm the transit's period, depth and achromaticity as well as start the characterization of the object. The scheduling of the objects will be advertised to the brown dwarf community so that even people not involved with this proposal can use the opportunity to obtain simultaneous data.

7 Summary of Duplicate Observations

The *Leopard* tool reveals that 29 of our 120 selected targets have been observed before. Most of them were targeted in the course of direct imaging searches of cool, widely separated companions (PIDs 35, 3136, 30298, 50356, 60046). Our observations go deeper and the presence of this archival data will in fact help us obtain a second, sometimes a third epoch, would we detect any companion. We selected our sample so as to remove all brown dwarfs that had been observed for more than 3 hours in a non-dithering mode with *Spitzer*. By its selection we have no true duplication.

8 Summary of Scheduling Constraints/ToOs

Our targets can be observed at any time, when they are within the visibility window of *Spitzer*. Our only constraint is that our observations are uninterrupted 40 hour sequences. The current set-up and the requirements for repointing using the PCRS peak-up are not an issue as mentioned earlier. This means we have to schedule back to back in a continuous chain, a 30 minute AOR (required for the PCRS-peak-up) followed by four AORS, each of 10 hours. Those five AORs are chained using the "group constraints" in the program *Spot*. This fills the majority of the time between two telescope downlinks but fits within the usual 24-48 hours. The helpdesk further confirmed that the data volumes generated by our program are feasible.

Our only real time constraint is to finish the survey by the start of 2018 when *JWST* will be launched into space.

