

Structure interne d'exoplanète : GJ 1132 b

Thomas Gonçalves
sous la direction de O.Mousis

12 Mars - 15 Juin 2018

université
de **BORDEAUX**



Master 2 :Noyau, Plasma, Univers
Année 2017/2018

Résumé

Mots-clés : GJ 1132 b, Intérieur planétaire, échappement atmosphérique

Ce stage a pour objectif dans un premier temps de comprendre deux modèles numériques écrits en fortran, l'un de structure interne de planète et l'autre d'échappement atmosphérique. Puis dans un second temps d'apporter des modifications à ces modèles, grâce à une recherche bibliographique. On a ensuite utilisé ces modèles pour étudier, GJ 1132 b, une exoplanète détectée en 2015 afin d'essayer de contraindre sa structure interne ainsi que l'effet de l'échappement atmosphérique sur son rayon.

Remerciement

Je tiens à remercier mon maître de stage Olivier Mousis ainsi que Bastien Brugger en thèse au LAM pour leurs conseils et soutiens, je remercie également l'ensemble du personnel pour leur accueil, leur bonne humeur et pour les différents séminaires organisés. Je remercie également le grand nombre de stagiaires présents au LAM, avec qui j'ai pu échanger sur les différents stages pendant les pauses repas.

Table des matières

1	Introduction	3
2	Modèles et limites	3
2.1	Structure interne : cinq couches	3
2.2	Échappement atmosphérique	7
3	Implémentation	9
3.1	Eau supercritique	9
3.2	Glace d'eau Ih	10
4	GJ 1132 b	11
4.1	Condition initial	11
4.2	Migration planétaire	13
5	Conclusions	15

1 Introduction

Dans le cadre de la recherche sur les exoplanètes, les instruments existant nous donnent accès à deux informations essentielles. La masse et le rayon des planètes, on en déduit par le calcul la densité. La distance entre la planète et son étoile permet d'avoir une idée sur la température de surface. Les conditions initiales que sont la densité et la température de surface permettent de faire une hypothèse sur la présence d'eau, et sur l'état physique de l'eau, essentiel à la vie tel qu'on la connaît. L'exoplanète GJ 1132 b a été découverte en 2015, par le programme MEarth, autour d'une naine rouge ($M = 0.181M_{\odot}$ et $R = 0.255R_{\odot}$). La masse de la planète a été évaluée à $1.63R_{\oplus}$ par la méthode des vitesses radiales, la planète possède certainement une atmosphère mise en évidence (Southworth et al. 2017), par le fait que son rayon est différent selon la longueur d'onde à laquelle on l'observe. On va donc se fixer à un rayon de $1.43R_{\oplus}$, car on va prendre en compte la couche fluide autour de la planète. L'objectif du stage, est à partir d'un modèle développé par le groupe "Système Planétaire" (Brugger et al. 2016, Brugger et al. 2017) d'étudier cette exoplanète. On cherche à connaître l'impact des conditions initiales de température, de masse et de rayon sur la structure interne donnée par notre modèle. De plus on étudie l'effet de l'échappement atmosphérique sur l'évolution des paramètres que sont la masse et le rayon de l'exoplanète.

2 Modèles et limites

2.1 Structure interne : cinq couches

Le modèle de structure interne des exoplanètes de type tellurique est basé sur notre connaissance de la Terre. Celui-ci se constitue de couches sphériques imbriquées les unes dans les autres, ces couches ont des compositions et des propriétés physiques différentes :

- un noyau métallique, majoritairement du fer et du nickel
- un manteau inférieur composé de divers silicates à haute pression
- un manteau supérieur composé de silicates à basse pression
- une couche de glace haute pression
- une couche d'eau liquide

le pourcentage massique d'eau de la planète, crée deux sous catégories (Figure 1). les planètes de type terrestre avec une faible quantité d'eau, et les planètes océan qui ont une plus grande quantité d'eau. Le modèle de structure interne établit l'évolution de quatre grandeurs physiques liées à des équations différentielles, au travers des différentes couches, de la surface jusqu'au centre de la planète (Sotin et al. 2007) :

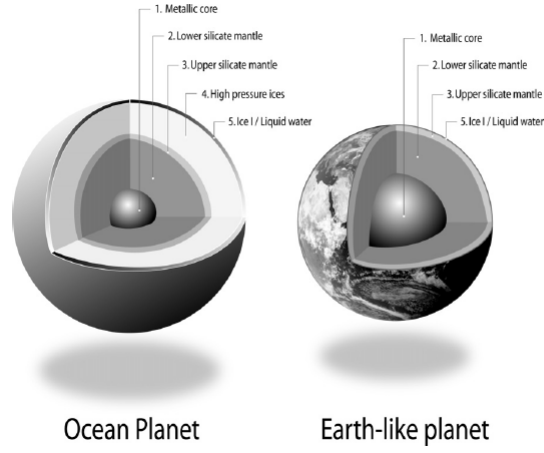


FIGURE 1 – Schéma de différentes couches pour les planètes de type océan et de type terrestre (Sotin et al. 2007)

— équation de la masse

$$\frac{dm}{dr} = 4 \pi \rho r^2$$

avec ρ la masse volumique en kg.m^{-3} et r la distance en mètre

— équation de l'accélération de la gravité

$$\frac{dg}{dr} = 4 \pi G \rho - \frac{2 G m}{r^3}$$

avec G la constante universelle de gravitation en $\text{m}^3.\text{kg}^{-1}.\text{s}^{-2}$

— équation de la pression

$$\frac{dp}{dr} = -\rho g$$

— équation de la température

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{g T \gamma}{\phi}$$

où ϕ est le paramètre sismique en Pa :

$$\phi = \frac{dP}{d\rho}$$

et γ est le paramètre de Grüneisen sans unité et qui s'exprime de la manière suivante :

$$\gamma = \gamma_0 \left(\frac{\rho_0}{\rho(r)} \right)^q$$

avec q , γ_0 et ρ_0 des constantes qui dépendent de la couche considérée. Ce terme permet de prendre en compte l'évolution des propriétés thermodynamiques de la matière à haute température (Vocadlo et al. 2000)

Ces quatre équations différentielles sont couplées puisque la masse m , l'accélération de la gravité g ainsi que la masse volumique apparaissent dans plusieurs de ces équations. On utilise la masse final (égale à la masse du corps), la pression et la température à la surface comme conditions aux limites. Une équation d'état vient lier, la pression, la température et la densité. Il existe un grand nombre d'équation d'état, les trois principales sont :

L'équation du troisième ordre de Birch–Murnaghan (BM3)

$$P(\rho, T) = \frac{3}{2}K_{T,0}[(\frac{\rho}{\rho_{T,0}})^{\frac{7}{3}} - (\frac{\rho}{\rho_{T,0}})^{\frac{5}{3}}]\{1 - \frac{3}{4}(4 - K'_{T,0})[(\frac{\rho}{\rho_{T,0}})^{\frac{2}{3}} - 1]\}$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} K_{T,0} = K_0 + a_P(T - T_0) \\ K'_{T,0} = K'_0 \\ \rho_{T,0} = \rho_0 \exp(\int_{T_0}^T \alpha(T) dT) \\ \alpha(T) = a_T + b_T T + \frac{c_T}{T^2} \end{array} \right\}$$

ou T_0 est la température de référence en Kelvin, ρ_0 la densité de référence en kgm^{-3} , K_0 le coefficient d'élasticité en Pa, K'_0 la dérivée par rapport à la pression du coefficient d'élasticité, a_P la dérivée par rapport à la température du coefficient d'élasticité et a_T , b_T et c_T sont des coefficients thermiques sans dimensions

L'équation de Mie–Grüneisen–Debye (MGD) se présente comme la somme d'un terme lié à la densité et d'un terme lié à la température :

$$P(\rho, T) = P(\rho, T_0) + \Delta P_{th}$$

$$P(\rho, T_0) = \frac{3}{2}K_0[(\frac{\rho}{\rho_0})^{\frac{7}{3}} - (\frac{\rho}{\rho_0})^{\frac{5}{3}}]\{1 - \frac{3}{4}(4 - K'_0)[(\frac{\rho}{\rho_0})^{\frac{2}{3}} - 1]\}$$

et

$$\Delta P_{th} = 9 \frac{n\gamma R}{V\Theta^3} [T^4 \int_0^{\frac{\theta}{T}} \frac{x^3}{e(x) - 1} dx - T_0^4 \int_0^{\frac{\theta}{T_0}} \frac{x^3}{e(x) - 1} dx]$$

ou

$$\theta = \theta_0 (\frac{\rho}{\rho_0})^\gamma$$

avec γ le paramètre de Grüneisen, θ_0 la température de référence de Debye et n le nombre d'atomes par formule chimique des molécules considérées.

L'équation de Vinet à la même formulation que la MGD

$$P(\rho, T) = P(\rho, T_0) + \Delta P_{th}$$

La partie dépendante de la température ΔP_{th} est similaire à la MGD, seule $P(\rho, T_0)$ diffère :

$$P(\rho, T_0) = 3K_0 \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\frac{2}{3}} - \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\frac{1}{3}} \right] \exp \left(\frac{3}{2} (K'_0 - 1) \left(1 - \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\frac{-1}{3}} \right)$$

l'équation d'état utilisée pour une couche composée d'eau est variable. Pour de l'eau à l'état liquide on utilise l'équation BM3 alors que pour la glace d'eau haute pression (glace VII) on utilise l'équation de Vinet. Les conditions de température et pression de surface de la planète influencent la présence ou l'absence de certaines couches d'eau. On utilise donc un modèle simplifié du diagramme de phase de l'eau pure (figure 2 a), afin d'identifier la phase d'eau présente à la surface de la planète. La condition de température pouvant être calculée grâce notamment à la distance entre la planète et son étoile ou imposée selon les besoins (d'autres paramètres rentrent en jeu comme l'albedo).

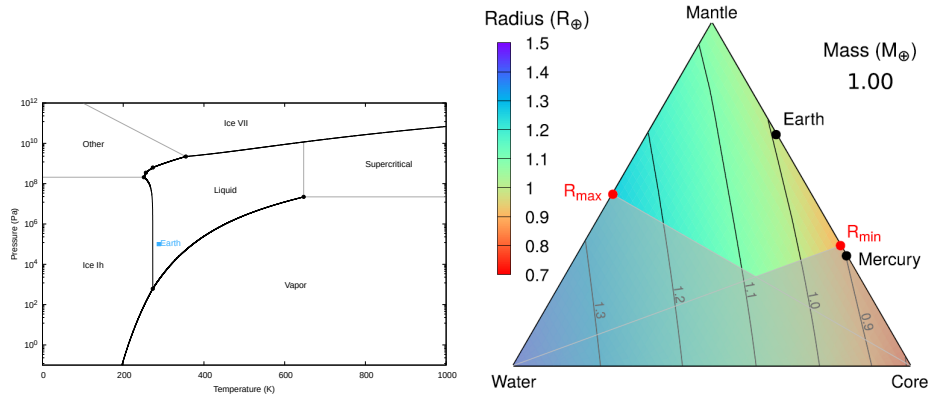


FIGURE 2 – à gauche un diagramme de phase, à droite le diagramme ternaire pour une planète d'une masse terrestre

Le code développé (Brugger et al 2017) fait varier la taille des ces cinq couches afin de trouve une structure interne, tout en respectant des paramètres fixés par l'utilisateur. Si on fixe la masse de la planète il est possible d'explorer un grand nombre de structure interne et d'obtenir un panel de rayons planétaires correspondants. Le diagramme ternaire (figure 2 b) permet de visualiser toute ces structures internes, chacune d'elle est un point de la figure qui est positionné en fonction du pourcentage massique du coeur, du manteau et d'eau qui compose la planète. Sur le diagramme plus on est proche d'un sommet du triangle plus le pourcentage massique associé est élevé. La Terre et Mercure sont positionnés par rapport à leur pourcentage massique respectifs. Terre CMF 0.325 (core mass fraction), WMF 0.0 water mass fraction et Mercure (CMF,WMF) = (0.68,0)

2.2 Échappement atmosphérique

Dans le modèle de structure interne on considère uniquement la présence de H_2O à la surface, de la même manière dans ce modèle on considère que les seuls gaz présents dans l'atmosphère de la planète seront l'hydrogène et l'oxygène (les molécules d'eau de la surface sont vaporisées puis complètement dissociées dans l'exosphère, on calcule cette température grâce notamment à la distance entre l'étoile et la planète (Owen et al. 2012). la perte de gaz provient du fait que l'énergie d'un photon XUV (0.1-100 nm) est supérieure ou égale à l'énergie gravitationnelle d'une particule de l'atmosphère, l'éjectant ainsi entièrement de la planète. En égalisant l'énergie incidente avec l'énergie gravitationnelle des particules échappées, on obtient le taux d'échappement massique :

$$\dot{m} = \epsilon \frac{F_{XUV} R_p^3}{GM_p (2a)^2}$$

Avec F_{XUV} la luminosité de l'étoile, R_p le rayon de la planète, M_p la masse de la planète, a est le demi grand axe, G la constante gravitationnelle et ϵ l'efficacité de l'échappement. Il est à noter que la luminosité de l'étoile F_{XUV} n'est pas fixe (figure 3), notre modèle prend en compte le type, la masse et le rayon de l'étoile considérés (Barraffe et al. 2016), et surtout la variation temporelle de sa luminosité qui va avoir un fort impact sur la perte de masse de la planète.

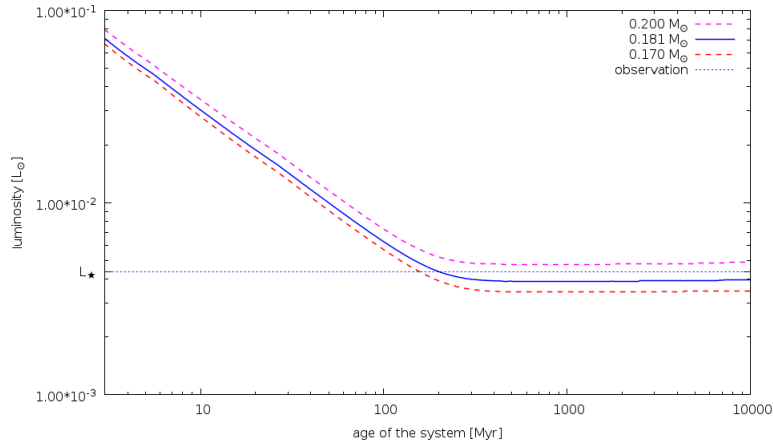


FIGURE 3 – Évolution de la luminosité d'une étoile de $0,181M_{\oplus}$ en fonction du temps

Il est toutefois important de préciser que seuls les atomes d'hydrogène peuvent être expulsés par du flux XUV. Pour les atomes d'oxygène, l'énergie nécessaire correspond à la bande X, et représente donc une perte beaucoup moins importante

(on estime souvent $L_{XUV} = 5 * L_X$). De plus on se place dans le cas le plus simple (Bolmont et al 2017), ou toute l'énergie fournie est utilisée pour l'échappement. Le flux massique F_M ($\text{kg.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$) peut être décomposé suivant le flux des deux différents constituants de l'atmosphère :

$$\begin{aligned} F_M &= F_H + F_O \\ &= m_H f_H + m_O f_O \end{aligned}$$

ou m_X est la masse et f_X est le flux atomique ($\text{atomes.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$) de l'atome X. Le flux massique est relié au taux d'échappement par la relation :

$$\dot{m} = F_M 4\pi R_p^2$$

il est possible d'isoler les flux de chaque particule. On définit tout d'abord le rapport des flux d'oxygène et d'hydrogène :

$$r_f = \frac{f_O}{f_H} = \frac{m_O F_O}{m_H F_H} = \frac{x_O m_c - m_O}{x_H m_c - m_H}$$

avec x_X , la fraction molaire de l'atome X dans l'exosphère et m_c , la masse croisée (cross-over mass) définie par :

$$m_c = m_H + \frac{kT F_H}{bgx_H}$$

ou k est la constante de Boltzmann, T est la température de l'exobase (à la surface de la planète), g est la gravité à l'exobase et b est le paramètre de collision entre l'oxygène et l'hydrogène (ce paramètre est également le produit nD de la densité de particules par la section efficace de diffusion). à l'aide du rapport de flux on peut écrire :

$$F_m = \left(1 + \frac{m_O}{m_H} r_f\right) F_H$$

on peut alors isoler le flux massique d'hydrogène F_H

$$F_H = \frac{F_M + m_O x_O (m_O - m_H) \frac{bg}{kT}}{1 + \frac{m_O x_O}{m_H x_H}}$$

Il est à noter que rien n'empêche $F_H > F_M$. Si cela se produit, c'est qu'en réalité seul l'hydrogène s'échappe et on impose alors $F_H = F_M$. c'est le cas sur la figure 4 la planète GJ 1132 b situé à la position 0.0153 unité astronomique perdra l'équivalent de 1000 masse d'hydrogène contenue dans un océan terrestre en masse total sur une période de 4.5 milliards d'années (On exprime la perte de masse en équivalent de masse d'hydrogène par océan terrestre car on a uniquement un échappement d'hydrogène $EarthOceanMass = EO_H = 1,45.10^{20} \text{kg}$).

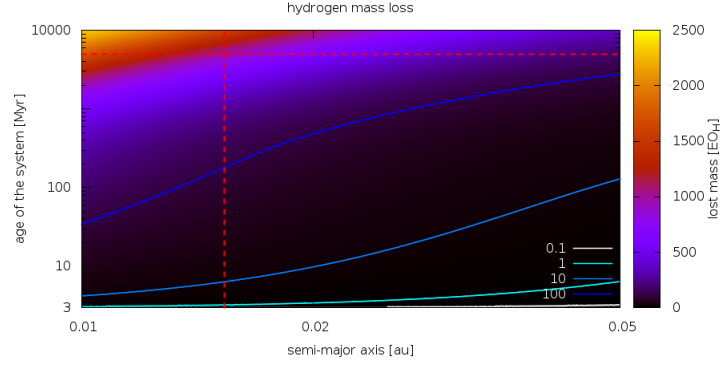


FIGURE 4 – masse perdu d’hydrogène en fonction du temps exprimées en EO_H (masse équivalente d’hydrogène contenu dans un océan planétaire)

3 Implémentation

L’un des objectifs du stage était de comprendre les modèles précédant notamment en complétant le diagramme de phase de l’eau pure. Pour cela j’ai cherché dans la littérature des équations d’état applicable à l’eau supercritique et à la glace d’eau Ih.

3.1 Eau supercritique

L’état supercritique de l’eau apparaît lorsque on dépasse le point critique de l’eau sur le diagramme de phase, 647 K en température, 2.2×10^7 Pa en pression avec une densité de 322 kg.m^3 (Wagner et Brub 2002). L’eau possède alors des propriétés analogue au liquide et au gaz. Un grand nombre d’équation d’état existe (Thomas et al. 2016), la plupart sont des équations de Van der Waals modifiées.

$$P = \frac{RT}{(V - b)} - \frac{a}{V^2}$$

La modification la plus courante prend en compte une contribution répulsive due à la représentation de sphère dure des atomes (Carnahan et al. 1969)

$$P = \frac{RT}{V} \left[\frac{1 + y + y^2 - y^3}{(1 - y)^2} \right]$$

y est ici le ratio du volume exclue par le volume des sphères b_0 sur le volume total V

$$y = \frac{b_0}{V} = \frac{\pi \sigma^3 N_a}{6} \frac{1}{V}$$

ou σ est le diamètre des sphères et N_a le nombre d'Avogadro. En combinant les équations précédentes, on peut écrire :

$$P = \frac{RT}{V} \left[\frac{V + b_0 V + b_0 V^2 - b_0 V^3}{(V - b_0)^3} \right]$$

La seconde modification se fait dans la seconde partie de l'équation de Van der Waals, en incluant une perturbation attractive au premier ordre

$$P = \frac{RT}{V} \left[\frac{V + b_0 V + b_0 V^2 - b_0 V^3}{(V - b_0)^3} \right] - \frac{a}{(V + 2b_0)^2}$$

avec

$$a = a_c \alpha = a_c \exp \left[(1 - T_r) \left(\frac{\alpha_A}{T_r^{0.93}} + \alpha_B T_r^{0.75} \right) \right]$$

a_c, α_A, α_B ainsi que les exposants sont des paramètres qui ont été calculés pour retrouver au mieux les données expérimentales $T_r \equiv \frac{T}{T_c}$, T_c la température critique. Cette équation d'état est appelé HSvdW (Hard-sphère Van der Waals). Il s'agit de l'équation d'état qui reproduit avec un écart minimum (inferieur à 2 %) le plus de propriétés thermodynamiques (Kutney 1993) pour un corps pure en état supercritique (les paramètres sont disponibles pour d'autres corps purs : CO_2 , CH_4 , C_2H_4 , NH_3 , N_2 et O_2).

3.2 Glace d'eau Ih

la glace d'eau Ih couvre la partie basse pression et basse température du diagramme de phase. L'équation d'état la plus courante est l'utilisation de l'énergie de Gibbs définie par :

$$G = U + PV - TS$$

U l'énergie interne, P la pression, T la température et S l'entropie. On peut alors remonter à la densité (IAPWS 2009) :

$$\rho(T, P) = \left(\frac{\partial g}{\partial P} \right)_T = g_p^{-1}$$

on écrit la dérivée de g par rapport a P :

$$g_p = g_{0,p} + T_t Re \left[r_{2,p} \left((t_2 - \tau) \ln(t_2 - \tau) + (t_2 + \tau) \ln(t_2 + \tau) - 2t_2 \ln(t_2) - \frac{\tau^2}{t_2} \right) \right]$$

et

$$g_{0,P} = \sum_{k=0}^4 g_0(k) (\pi - \pi_0)^k$$

$$r_{2,P} = \sum_{k=0}^2 r_2(k) (\pi - \pi_0)^k$$

avec $\pi = \frac{P}{P_t}$, P_t étant la pression au point triple de l'eau, $\pi_0 = \frac{P_0}{P_t}$, ou P_0 est la pression atmosphérique, les coefficients $g_0(k)$, $r_2(k)$ et t_2 sont des valeurs tabulées et proviennent de données expérimentales (Feistel et al. 2005). $r_2(k)$ et t_2 sont des nombres complexes

4 GJ 1132 b

La planète GJ 1132 b est une exoplanète de $1.63 M_{\oplus}$ et de $1.43 R_{\oplus}$ découverte en 2015 par le programme MEarth (<http://exoplanet.eu>), qui gravite autour d'une naine rouge. Nous avons choisit d'étudier cette exoplanète car elle possède probablement une atmosphère (Southwork et al. 2017), détectée grâce à la méthode des transits. On peut lui appliquer le modèle de structure interne et le modèle de perte de masse par échappement atmosphérique.

4.1 Condition initial

On applique le modèle de structure interne en fixant la masse et en faisant varier les conditions initiales en pression et en température. Le premier cas dans les conditions de température et de pression de la lune de Jupiter, Ganymède (cas (a) $T = 150$ K, $P = 10^2$ Pa). Un second cas dans les conditions de la Terre (cas (b) $T = 273$ K, $P = 10^5$ Pa) et un troisième cas (cas (c) $T = 660$ K, $P = 10^7$ Pa) en calculant la température d'équilibre de surface de GJ 1132 b. C'est trois cas ont des conditions initiales permettant d'explorer une planète couverte de glace d'eau Ih (a), d'eau liquide (b) et d'eau en état supercritique (c). La figure 6 regroupe les diagrammes ternaire obtenues pour les trois cas. Les cas a et b sont similaires les rayons vont de 0.8 à 1.7 et $1.6 R_{\oplus}$ respectivement, alors que le cas c a une échelle de rayon allant de 0.5 à $3 R_{\oplus}$. Cela n'est pas surprenant car l'eau supercritique a une densité faible $\rho_{SCeau} \approx 320 \text{ kg.m}^{-3}$ (comparable à un gaz $\rho_{Veau} \approx 10 \text{ kg.m}^{-3}$

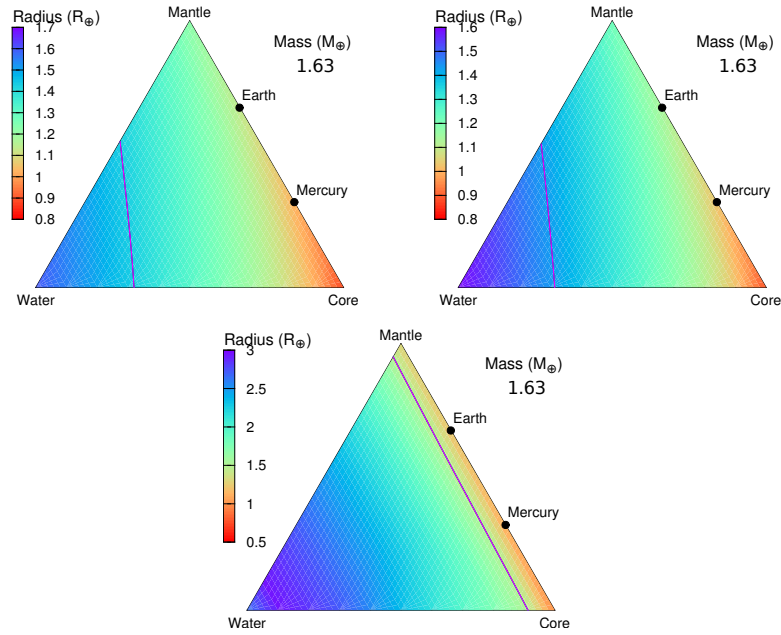


FIGURE 5 – Diagramme ternaire, en haut à gauche glace d’eau Ih cas (a), en haut à droite eau liquide cas (a), en bas eau supercritique cas (c)

) alors que la glace d’eau Ih ($\rho_{Geau} \approx 934 kg.m^{-3}$) et l’eau liquide ($\rho_{Leau} \approx 1014 kg.m^{-3}$) ont des densités plus élevées.

Le trait bleu sur les trois diagrammes surligne les rayons de $1.43 R_{\oplus}$, ce qui nous donne une indication sur le type de planète à considérer dans les trois cas. Si la planète que l’on cherche à modéliser a une température de surface comprise entre $T = 150$ K (cas a) et $T = 273$ K (cas b) alors elle pourrait être une planète de type Océan. Si la planète possède une température de surface plus élevée $T = 660$ K (cas c) alors GJ 1132 b serait une planète de type Terre. Lorsque on a pas d’information supplémentaire on suppose que la fraction massique de coeur de la planète (CMF) est égale à celle de la Terre. Sur chaque diagramme ternaire, il y a alors une seule structure interne qui combine un rayon de $1.43 R_{\oplus}$ et un CMF=0,235.

Les structures internes, obtenues pour les trois cas sont représentées sur la figure 6. Le cas a et le cas b ont des structures internes similaires car il s’agit de planète type Océans. Dans le cas a, le changement d’état de la glace d’eau Ih vers l’eau liquide, se fait très vite, la couche de glace d’eau Ih est fine ce qui explique la similitude entre les deux structures internes. On suppose que l’exoplanète GJ 1132 b se trouve dans le cas c, ou l’on a calculé la température de surface. Dans ce cas là, on peut en déduire que la planète est de type Terre et l’eau représente à peine 0,055 pourcent de sa masse total. À masse et rayon donné, la détermination

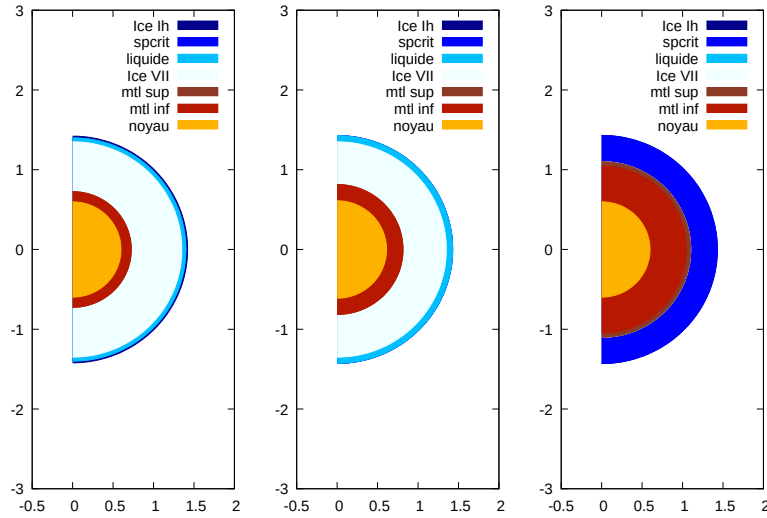


FIGURE 6 – Structure interne obtenues pour la glace d’eau Ih à gauche, l’eau liquide au centre et l’eau supercritique à droite

des conditions initiales de température à la surface d’une planète, peut fortement influence nôtre modèle de structure interne.

4.2 Migration planétaire

On sait que l’atmosphère d’une planète peut être éjectée dans l’espace par le flux stellaire, On a vu dans la partie 2.2 que la perte de masse total de la planète GJ 1132 b était de l’ordre de $1000 E_{O_H}$ c’est à dire que sur la durée de vie de l’étoile GJ 1132 ($\simeq 5 Gyr$), une planète située à 0,0153 unité astronomique aurait pu perdre l’équivalent de 1000 fois la masse d’hydrogène d’un océan terrestre ($E_{O_H} = 1,45 \cdot 10^{20} kg$). Cependant, on a voulu tester la possibilité que l’exoplanète GJ 1132 b ait migré, et que cela ait eu un effet sur sa perte de masse et sur son rayon. On a placé la planète loin de son étoile à une unité astronomique, et on a imaginé, plusieurs ordres de grandeurs pour son temps de migration :

- 100 mille ans
- 1 million d’années
- 10 million d’années
- 100 million d’années
- 1 milliard d’années
- sans migration

La migration planétaire se produit suite à une interaction entre une planète et un disque protoplanétaire. Les pertes de masse en hydrogène cumulées lors de ces migrations sont tracées (figure 7) en fonction de la durée de vie de l’étoile GJ

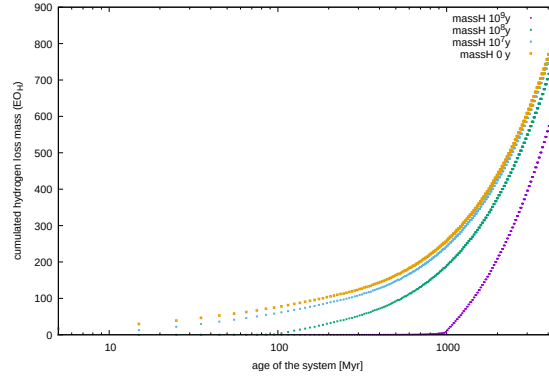


FIGURE 7 – Perte de masse cumulée en hydrogène en fonction du temps pour les différents cas de durées de migrations

1132 b (ce modèle inclue la variation de luminosité de l'étoile en même temps que le déplacement de la planète).

La durée de vie du disque protoplanétaire est de l'ordre de grandeur au maximum de la dizaine de million d'années. Les temps de migrations, de un milliard et de cent millions d'années (courbe violet et verte) ne sont pas physique, et sont illustrés pour mettre en relief le fait que pour des temps inférieurs à dix millions d'années de migration (courbe bleu), la perte de masse est similaire à la perte de masse lorsque il n'y a pas de migration (courbe jaune).

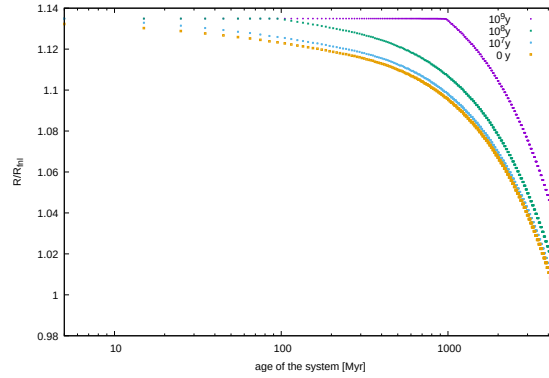


FIGURE 8 – Fraction de rayon de la planète perdu lors de l'échappement atmosphérique pour les différents cas de durées de migrations (normalise par R_{fnl})

De la même manière, on à regarde la fraction de rayon perdu par la planète lors de l'échappement atmosphérique (figure 8). Pour les différents temps de migration le rayon est normaliser par le rayon minimal atteint lors d'un échappement atmosphérique sans migration appelé R_{fnl} . On part d'une valeur de rayon de $1.43R_{\oplus}$

et on fini à une valeur de rayon de $1.26R_{\oplus}$ soit 11,9% d'écart. Ces deux résultats permettent de conclure que la migration planétaire n'aura pas d'impact sur le phénomène d'échappement atmosphérique et que dans le cas de GJ 1132 b, ce phénomène a pu éroder environ 12 % de son rayon, mais la couche éroder étant fluide cela représente une perte de masse négligeable pour la planète (inférieur au %).

5 Conclusions

Pour conclure, on a pu améliorer un modèle existant de structure interne en complétant le diagramme de phase de l'eau et ainsi augmenter les possibilités du modèle pour s'adapter à de nombreux autres cas de planète. Il est important de remarquer que la détermination de la température de surface va avoir un fort impact sur le résultat de structure interne. Les missions spatiales comme HESS, CHEOPS et PLATO pourront en confirmant les valeurs de masse et de rayon planétaire, mieux contraindre les modèles de structures internes. Il a été mis en évidence que l'échappement atmosphérique peut modifier le rayon d'une exoplanète, dans le cas de GJ 1132 b, on a pu avoir une perte de 11,9 % du rayon initial. La perte de masse subie par la planète ne permet pas de contraindre la migration planétaire.

Références

- [1] Revised release on the equation of state 2006 for H₂O ice Ih. *International Association for Properties of Water and Steam*, 2009.
- [2] I. Baraffe, D. Homeier, F. Allard, and al. New evolutionary models for pre-main sequence and main sequence low-mass stars down to the hydrogen-burning limit. *Astronomy Astrophysics*, 577, 2015.
- [3] E. Bolmont, F. Selsis, J.E. Owen, and al. Water loss from terrestrial planets orbiting ultracool dwarfs : implications for the planets of trappist-1. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 464, 2017.
- [4] B. Brugger, O. Mousis, M. Deleuil, and al. Possible internal structures and compositions of proxima centauri b. *The Astrophysical Journal Letters*.
- [5] B. Brugger, O. Mousis, M. Deleuil, and al. Constraints on super-earth interiors from stellar abundances. *The Astrophysical Journal*, 850 :93, 2017.
- [6] Exoplanet.eu. <http://exoplanet.eu/catalog/gj1132b/>.
- [7] W. Feistel, R. Wagner. Revised release on the equation of state 2006 for H₂O ice Ih. 2006.

- [8] C.M. Kutney. Thermodynamic and transport property modeling in supercritical water. 1993.
- [9] J.E. Owen and A.P. Jackson. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 425,issue 4, 2012.
- [10] C. Sotin, O. Grasset, and al. Mass radius curve for extrasolar earth-like planets and ocean planets. *Icarus*, 191,337, 2007.
- [11] J. Southworth, L. Mancini, N. Madhusudhan, and al. Detection of the atmosphere of the 1.6m exoplanet gj 1132 b. *The Astronomical Journal*, 153 :191, 2017.
- [12] S.W. Thomas and N Madhusudhan. In hot water : effects of temperature-dependent interiors on the radii of water-rich super-earths. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2016.
- [13] J. Vocadlo, J.P. Poirer, and G.D. Price. Grüneisen parameters and isothermal equations of state. *American Mineralogist*, 85, 2000.
- [14] W. Wagner and A. Prub. The iapws formulation 1995 for the thermodynamic properties of ordinary water substance for general and scientific use. *International Association for Properties of Water and Steam*, 2017.