

Dans cette section, j'ai fait varier différents paramètres clés comme la présence ou non d'une atmosphère, la quantité initiale de volatils, le taux de production de chaleur radioactive et la distance de la planète au soleil. Ceci afin d'étudier leurs influences sur les principaux temps caractéristiques que sont la durée de la phase d'océan de magma t_p et le temps requis pour condenser la vapeur d'eau t_c . Dans la quasi totalité des cas, ces deux temps sont similaires. Les valeurs utilisées pour les différentes figures sont répertoriées dans la table 4.1.

4.1. Influence d'une atmosphère primitive massive

Le modèle atmosphérique utilisé dans la simulation est décrit en détail dans un papier récemment publié par *Marcq* [2012]. Il prend en compte deux gaz à effet de serre majeurs : H_2O et CO_2 . J'ai utilisé dans le cas nominal un contenu d' H_2O similaire au contenu des océans terrestres, équivalent à une pression partielle de 300 bars d' H_2O (4.3×10^{-2} wt%) en supposant que la totalité de l'eau ait été dégazée et qu'il n'y ait pas de condensation. Pour Venus et Mars, nous avons mis à l'échelle cette valeur en supposant que le rapport entre la masse d'eau et la masse de la planète est le même, en faisant l'hypothèse que les trois planètes ont été formées à partir d'embryons contenant la même quantité d'eau. J'ai procédé de la même manière pour le CO_2 en choisissant une pression partielle de 100 bars (1.4×10^{-2} wt%), qui est équivalent au contenu de CO_2 atmosphérique sur Venus.

Il est généralement considéré que le manteau terrestre actuel pourrait contenir l'équivalent d'un océan d'eau et que par conséquent, l'inventaire total de la Terre pourrait être de deux océans voir même plus si le manteau est plus riche en eau que ce qui est estimé. L'inventaire initial d' H_2O sur les planètes telluriques peut avoir été beaucoup plus grand [*Raymond et al.*, 2006], jusqu'à plusieurs dizaines d'océans, mais l'échappement hydrodynamique pourrait avoir enlevé la plus grande partie de l'eau initiale (voir e.g. [*Gillmann et al.*, 2009]). Dans la présente étude, je me suis limité à des inventaires initiaux en H_2O et CO_2 peuvent varier jusqu'à une pression partielle équivalente à 1000 bars. Nous prenons également en compte une pression partielle constante de N_2 de 5 bars. Une comparaison entre un océan de magma sans couverture atmosphérique et un océan de magma couplé avec une atmosphère massive est montrée en figure 4.1.

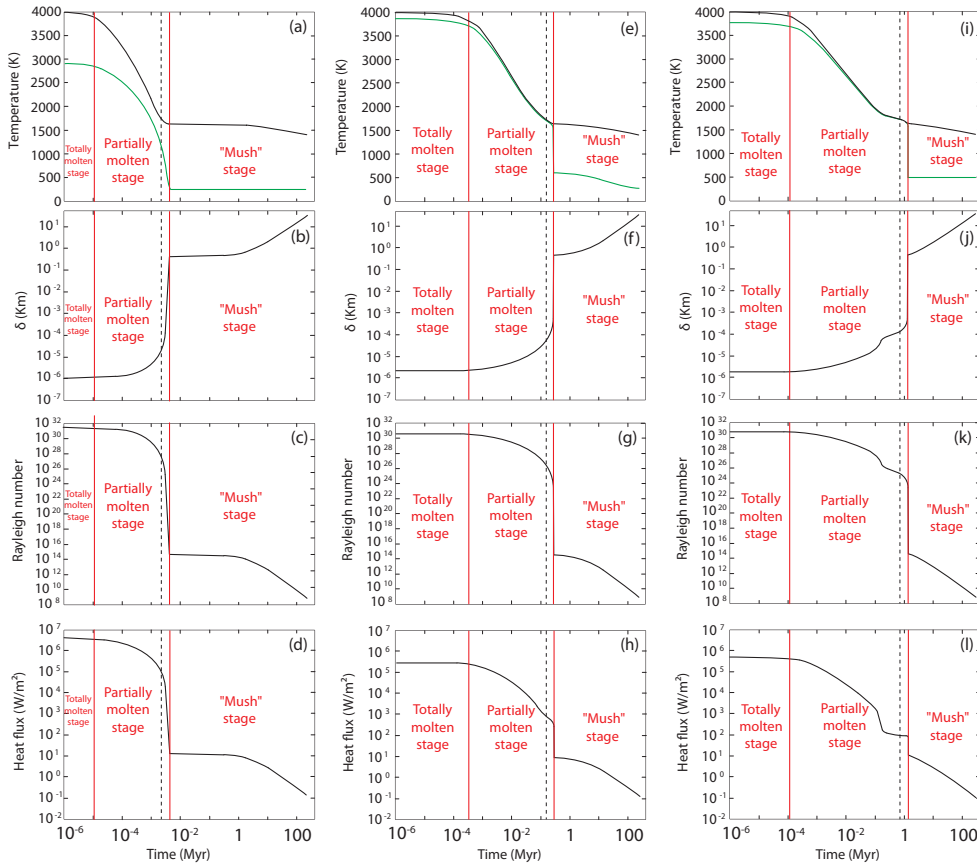


Figure 4.1.: Evolution temporelle des principaux paramètres lorsque (1) (a, b, c, d) il n’y a pas d’atmosphère, (2) (e, f, g, h) l’atmosphère est traitée comme un émetteur gris [Elkins-Tanton, 2008], (3) (i, j, k, l) on utilise le modèle atmosphérique convectif-radiatif. L’évolution temporelle (a, e, i) des températures de surface (ligne verte) et potentielle (ligne noire), (b, f, j) de l’épaisseur de la couche limite, (c, g, k) du nombre de Rayleigh et (d, h, l) du flux de chaleur. Pour les 3 cas ci-dessus, le début de l’étape “Mush” correspond au temps auquel une couche limite froide (t_p) commence à se développer. La condensation de vapeur d’eau se produit également à ce temps (t_c). La fin de l’étape “Hard magma ocean” de Abe [1993a] est définie lorsque le flux de chaleur chute en dessous de 1 Wm^{-2} correspondant ici à 30 millions d’années. A titre de comparaison, on a également tracé une ligne pointillée correspondant à un seuil de 98% de solidification en volume [Elkins-Tanton, 2008]. Les paramètres utilisés pour ce graphe sont donnés dans la table 4.1.

La viscosité de l'océan de magma augmente brutalement lorsque le front de rhéologie ($\phi < 0.4$) atteint la surface, comme illustré par la décroissance du nombre de Rayleigh (Fig. 4.1c, g and k) indiquant un affaiblissement de la vigueur de la convection associée à l'augmentation de l'épaisseur de la couche limite de surface jusqu'à 1 km à cette étape (Fig 4.1b, f et j).

La croissance de la couche limite correspond à une chute de la température de surface due à l'augmentation de la viscosité. Cette couche limite type-solide froide est très fine lorsqu'elle se forme. Elle devrait casser facilement à la surface de l'océan de magma. Dans ce cas, le type de convection change et une convection type-solide ("hard ocean regime" de *Abe* [1993a]) s'initie. A cette étape, la fraction volumique de solide atteint 98% (ligne verticale en pointillés sur les figures). Pour donner un ordre de grandeur, si on suppose que tout le liquide magmatique correspondant à ce pourcentage est localisé à la surface du manteau, l'épaisseur de la couche liquide est égale à environ 35 km, ce qui correspond approximativement à l'épaisseur de la lithosphère océanique. Actuellement, la fraction totale de liquide est estimée être plus petite que 0.1% [*Hirschmann*, 2009]. Au-delà de 98% de fraction volumique de solide, le transfert de chaleur est assuré par la convection solide. Nous avons fait une simulation comparant la présence ou non de plaques après la fin de la phase d'océan de magma lorsque la convection devient type-solide (Fig 4.2). Pour cela, nous avons changé l'indice n de l'équation 3.8. Il est de 0.33 dans le cas standard et de 0.25 dans le cas d'un régime de plaques "mobile". On constate alors que le temps de solidification total du manteau est environ 5 fois plus long dans un régime de plaques "mobile" que dans le cas standard. Ceci s'explique par le fait que la chaleur du manteau s'évacue avec beaucoup plus de difficulté dans le cas où des plaques couvriraient la majeure partie de la surface de la planète. Cette chaleur non dissipée va alors être contenue dans le manteau plus longtemps et donc maintenir la température de celui-ci haute durant une plus longue période que dans le cas standard. Les plaques vont donc avoir un rôle primordial dans la solidification du manteau d'une planète. Cependant cela n'est pas l'objet de cette thèse, néanmoins, une estimation au premier ordre du temps requis pour une solidification complète du manteau sera faite.

La présence d'une atmosphère massive entraîne une augmentation de la température de surface de la planète et un ralentissement du processus de refroidissement de l'océan de magma. Comme vu dans la figure 4.1e (avec comme inventaire initial en H_2O , CO_2 et N_2 , respectivement 300 bar, 100 bar et 5 bar), la température de surface est beaucoup plus proche de la température potentielle lorsque l'atmosphère est présente que lorsqu'elle est absente (Fig. 4.1a). De plus, l'effet de serre agit pour augmenter la durée des étapes "totalement liquide" et "partiellement liquide" et en conséquence retarde le début de l'étape "Mush" (Fig 4.1b et f).

À une température de surface seuil d'environ 2350 K, les couches supérieures de l'atmosphère sont chaudes et la température radiative T_{eff} de la planète est située entre 350 K et 400 K (voir Figure 1 de [*Marcq*, 2012]). Lorsque le flux radiatif net F_{net} est haut, la chaleur est rayonnée vers l'espace facilement et l'atmosphère ne

contre pas efficacement le refroidissement radiatif de la planète. Pour le contenu en volatils utilisé dans les calculs de *Marcq* [2012] le seuil de température est d'environ 2000 K.

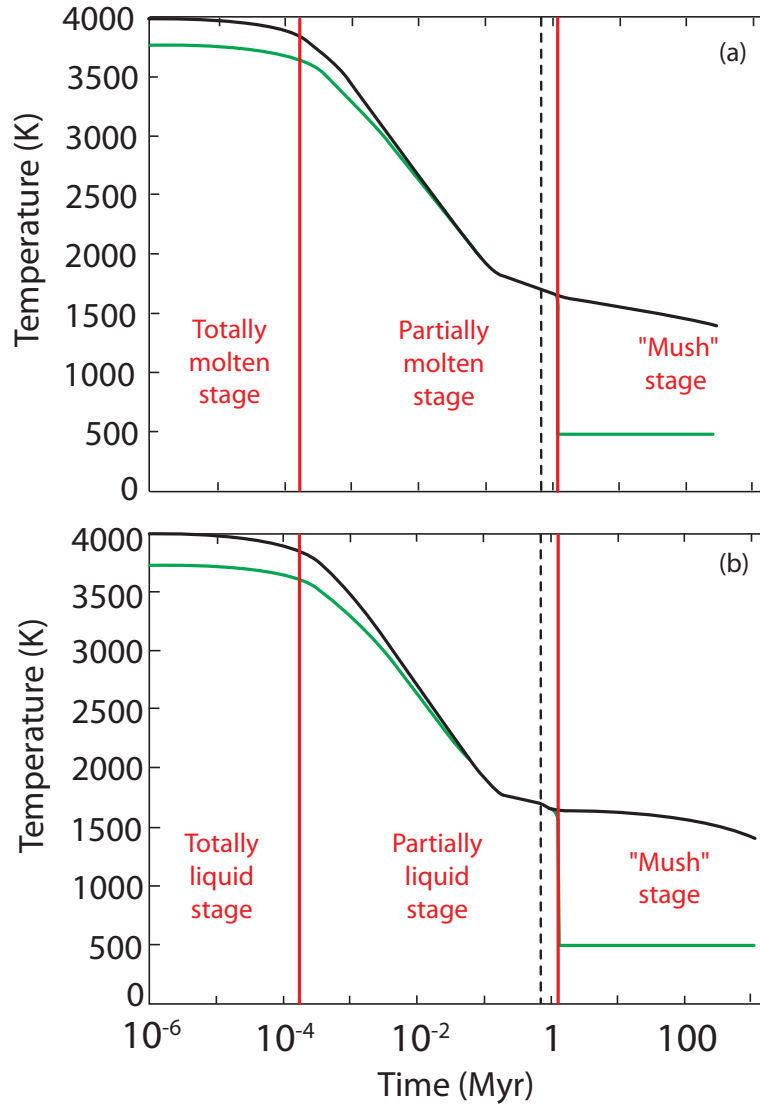


Figure 4.2.: Evolution temporelle des températures potentielle (ligne noire) et de surface (ligne verte) dans (a) le cas standard et dans (b) le cas où un régime de plaques “mobile” se met en place après la fin de la phase d’océan de magma. La condensation de la vapeur d’eau se produit à la fin de la phase d’océan de magma ($t_c = t_p$). Elle se produit au début de l’étape “Mush” représenté par les lignes verticales sur la figure. A titre de comparaison, on a également tracé une ligne pointillée correspondant à un seuil de 98% de solidification en volume [Elkins-Tanton, 2008]

Le temps pour qu'une température de surface de 2000 K soit atteinte est moins d'un millier d'années sans atmosphère et moins d'une centaine de milliers d'années avec la présence d'une atmosphère, ce qui est court au regard des échelles de temps géologiques (Fig. 4.1a, b, i et j). Quand la température chute en dessous de 2000 K, la haute atmosphère refroidit rapidement et développe une couverture nuageuse substantielle. La température radiative est réduite à 230 K, puis ralentit le refroidissement radiatif du système. La durée de l'étape partiellement liquide augmente d'un millier d'années en l'absence d'une atmosphère à plus d'un million d'années en présence d'une atmosphère (Fig. 4.1a, b, i et j).

Il est possible que les très hautes températures atmosphériques puissent provoquer la dissociation thermique des composants atmosphériques (CO_2 , H_2O) en molécules plus légères (CO , H_2), modifiant ainsi le gradient adiabatique dans la couche convective de l'atmosphère, de sorte que le flux thermique est sous-estimé dans ce processus. Toutefois, si le refroidissement atmosphérique est suffisamment rapide, ces espèces plus légères pourraient atteindre les couches radiatives et leur opacité supplémentaire dans l'infrarouge thermique pourrait diminuer le flux thermique. Etant donné que ces processus se déroulent uniquement à des températures de surface très élevées (plus de 2000 K), il est possible de les ignorer durant la plus longue partie des simulations.

Lorsque la couverture atmosphérique est présente, la phase d'océan de magma s'achève au bout de 1.5 Ma, alors qu'elle s'achève en 4000 ans lorsque l'atmosphère n'est pas présente. Ces temps sont en accord avec les durées de la phase d'océan de magma estimées par *Solomatov* [2000, 2007], sachant que ces estimations ne prennent pas en compte l'évolution du flux de chaleur avec le temps. Nous comparons ensuite nos résultats avec ceux obtenus lorsque l'atmosphère est traitée comme un émetteur gris [*Elkins-Tanton*, 2008] (Fig. 4.1e-h). La durée de l'étape partiellement liquide, qui est de 200 mille ans dans le cas où l'atmosphère est traitée comme un émetteur gris, est de plus d'un million d'années selon notre modèle atmosphérique plus réaliste (notez le "plateau" juste avant l'étape "Mush" dans la figure 4.1h).

Plus tard, durant l'étape "Mush", le refroidissement radiatif du système ralentit en même temps que le flux de chaleur. Parce que nous prenons en compte la condensation de la vapeur d'eau, nous n'observons aucune décroissance de la température de surface durant l'étape "Mush" dans le modèle (Fig. 4.1i). En effet, la pression partielle de vapeur d'eau se maintient constante et stabilise la température de surface durant cette étape. Notez que, dans la figure 4.1i, la température de surface durant l'étape "Mush" doit être surestimée. En effet, à cette étape, le CO_2 contribue au réchauffement de la surface par l'effet de serre et on ne considère pas ici la dissolution du CO_2 dans l'eau liquide, un processus qui se produit par la formation de carbonates sur Terre. Si une partie du CO_2 est séquestrée en carbonates, l'effet de chauffage du CO_2 est réduit. Ce processus pourrait avoir joué un rôle important en contrôlant la température de surface à la fin de la solidification de l'océan de magma.

4.2. Influence des volatils H_2O et CO_2

Les volatils ont un impact significatif sur les différents temps caractéristiques lorsqu'ils sont dégazés dans l'atmosphère. En effet, ces gaz génèrent un effet de serre et influencent significativement la température de surface. La quantité finale de volatils relâchés dans l'atmosphère durant la solidification dépend bien sûr directement des fractions massiques initiales de volatils initialement dissous dans l'océan de magma. Mais également, la libération des volatils au cours du temps (le chemin de dégazage) dépend de l'évolution temporelle de la quantité de liquide magmatique. En conséquence, l'évolution temporelle peut être influencée soit par la profondeur initiale de l'océan de magma, soit par exemple, par la forme des courbes du liquidus et solidus.

4.2.1. Fractions massiques initiales de volatils

Basé sur la connaissance des contenus initiaux en volatils des protoplanètes et les scénarios d'accrétion (e.g. [Raymond et al., 2006]), il est probable que le contenu initial en volatils dissous dans l'océan de magma soit un des paramètres clé gouvernant le temps de solidification en influant sur l'effet de serre. Dans cette section, nous étudions l'influence des inventaires de volatils sur la fin de la phase d'océan de magma (t_p). L'étude a été conduite pour des fractions massiques initiales d'espèces volatiles (H_2O et CO_2) variant de 1.4×10^{-2} wt% à 1.4×10^{-1} wt%, ce qui est équivalent à des pressions globales variant de 100 bars à 1000 bars. Au dessus d'un seuil de pression de gaz totale de 1000 bars, on atteint la limite supérieure du modèle atmosphérique car l'épaisseur de l'atmosphère devient trop grande au regard des autres hypothèses du modèle.

La figure 4.3 montre l'évolution de la durée de la phase d'océan de magma (t_p) en fonction du contenu initial en H_2O et CO_2 . Lorsque l'une des deux espèces volatiles varie (de 1.4×10^{-2} wt% à 1.4×10^{-1} wt%), l'autre est maintenue constante à une quantité initiale de 1.4×10^{-2} wt%. Le temps t_p est très sensible au contenu initial en H_2O , variant de 0.2 à presque 3 millions d'années, alors que pour le CO_2 la différence est seulement de quelques milliers d'années. Ceci est dû au fait que H_2O a un plus grand pouvoir radiatif que le CO_2 . En effet, H_2O absorbe la radiation IR sur une plus large gamme de longueurs d'ondes que le CO_2 . Si on compare mes résultats avec les résultats obtenus en utilisant un traitement plus simple pour l'atmosphère tel qu'une atmosphère "grise" (Fig. 4.3), on trouve que la durée de la phase d'océan de magma est plus courte d'environ un ordre de grandeur. Cette différence est probablement due à une sous-estimation de l'effet de serre dans le dernier cas. Si on compare maintenant la durée de la phase d'océan de magma en considérant une atmosphère "grise" (150 mille ans) avec les résultats obtenus par *Elkins-Tanton* [2008] pour la même quantité initiale de volatils (60 mille ans), on met en lumière l'effet de la viscosité sur les différentes échelles de temps.

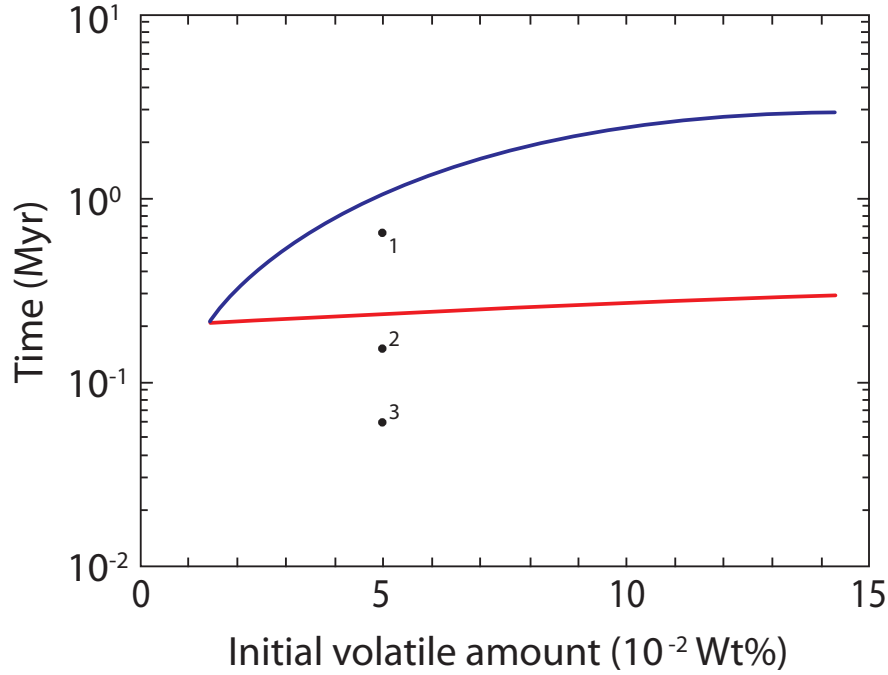


Figure 4.3.: *Durée de la phase d’océan de magma en fonction des fractions massiques initiales de H_2O (ligne bleue) et CO_2 (ligne rouge). Les points noirs correspondent au temps nécessaire pour solidifier 98% de l’océan de magma [Elkins-Tanton, 2008] lorsque (1) il y a couplage avec le modèle atmosphérique radiatif-convectif, (2) il y a couplage avec une atmosphère grise, (3) on utilise les résultats de Elkins-Tanton [2008]. Pour ces trois cas, le contenu initial en CO_2 est de 10^{-2} wt% et en H_2O de 5×10^{-2} wt%. Les paramètres utilisés pour ce graphe sont donnés dans la Table 4.1.*

En effet, si on met à l’échelle la conservation de l’énergie (équation 3.5), on obtient une estimation de l’échelle de temps de refroidissement convectif $[t]$ qui est :

$$[t] \approx \frac{C_p \rho l T_p}{0.089 k} \left(\frac{\alpha g}{\kappa \nu} \right)^{-1/3} [\Delta T]^{-4/3} \quad (4.1)$$

avec $\Delta T = T_p - T_s$ et d’autres paramètres définis en Table 3.1. Si on considère l’équation 4.1 et étant donné que la viscosité est le seul paramètre qui a différentes valeurs pour les deux modèles lorsque l’atmosphère est traitée comme un émetteur gris, le ratio de l’échelle de temps est proportionnel à la puissance $1/3$ du ratio de la viscosité. Dans notre cas, la viscosité du magma atteint 4 Pa.s dans les 20 mille

dernières années avant t_p , ce qui est 4 à 40 fois plus grand que les valeurs utilisées dans [Elkins-Tanton, 2008]. La différence de temps entre les points 2 et 3 de la figure 4.3 est ainsi bien expliquée par la différence de viscosité entre les deux modèles.

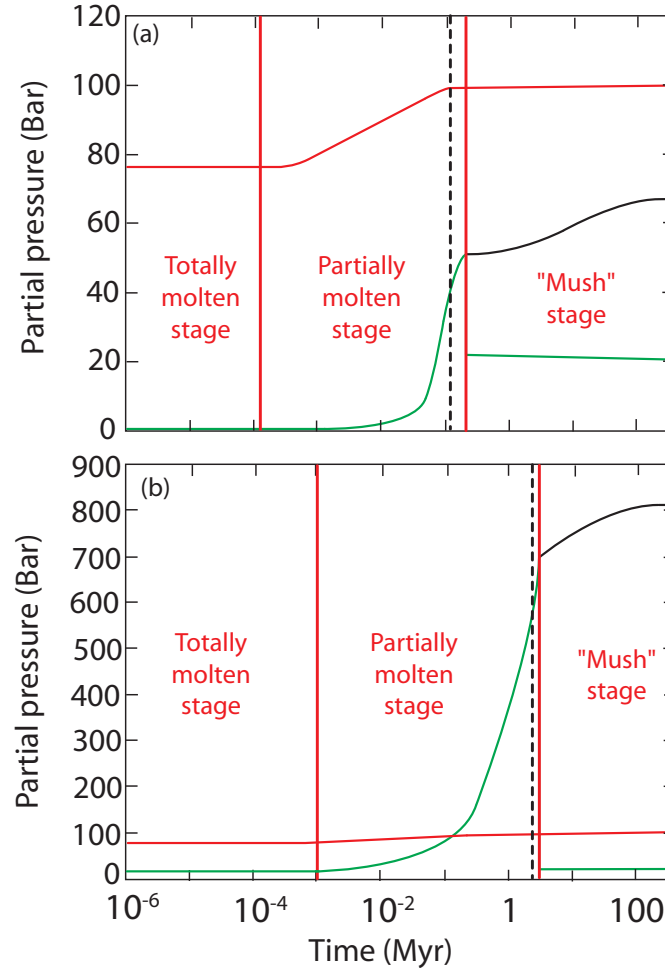


Figure 4.4.: Evolution temporelle de la pression partielle de H_2O non condensée (ligne verte), de H_2O total (condensée et non condensée) (ligne noire) et de CO_2 (ligne rouge) pour des quantités initiales de H_2O de $1,4 \times 10^{-2}$ wt% (a) et $1,4 \times 10^{-1}$ wt% (b). La fraction massique de CO_2 dissoute est constante et égale à $1,4 \times 10^{-2}$ wt%. La condensation de la vapeur d'eau se produit à la fin de la phase d'océan de magma ($t_c = t_p$). Elle se produit au début de l'étape "Mush" représenté par les lignes verticales sur la figure. A titre de comparaison, on a également tracé une ligne pointillée correspondant à un seuil de 98% de solidification en volume [Elkins-Tanton, 2008]. Les paramètres utilisés pour ce graphe sont donnés dans la Table 4.1.

La figure 4.4 montre le chemin de dégazage pour les deux cas extrêmes de la figure 4.3 i.e. : 1.4×10^{-2} wt% d' H_2O et 1.4×10^{-1} wt% d' H_2O . Elle montre encore que la différence entre les valeurs de t_p lorsque l'atmosphère est traitée comme un émetteur gris et le modèle atmosphérique couplé plus précis, augmente avec le contenu initial en H_2O . Ces résultats semblent confirmer une sous-estimation de l'effet de serre dans le cas de l'atmosphère "grise". Cette figure montre également que le CO_2 est expulsé très tôt (99% est expulsé en quelques centaines de milliers d'années) à cause de sa faible solubilité dans les magmas (Equation 3.20). Le dégazage de l'eau, au contraire, s'effectue à la fin de l'étape partiellement liquide lorsque le liquide devient sursaturé en eau dissoute. La figure 4.5 montre la loi de solubilité pour l'eau dans les magmas, chaque point représentant l'évolution temporelle du contenu en eau dissoute. On peut noter que, dû aux pentes spécifiques des courbes du liquidus et du solidus, le processus de solidification implique une rapide décroissance de la fraction de liquide et donc une augmentation de la fraction massique de l'eau dissoute entre 100 mille ans et 1 Ma, correspondant aux pics observés dans la pression partielle des volatils en figure 4.4. Notez que dans la figure 4.4, la pression partielle finale d' H_2O (condensée + non condensée) ne correspond pas à la quantité initiale dissoute dans l'océan de magma. Ceci est dû au fait qu'une partie de l'eau est piégée dans le manteau solide.

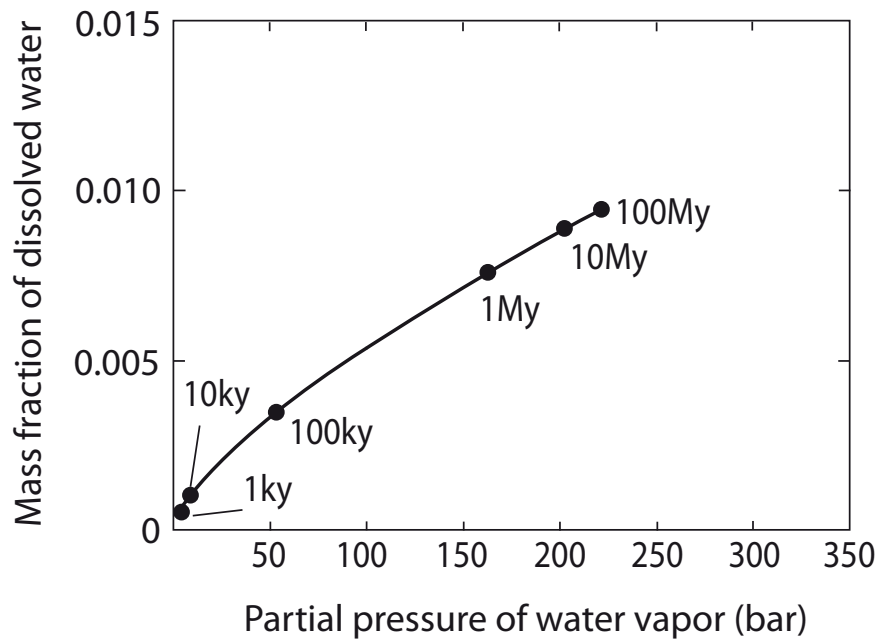


Figure 4.5.: Fraction massique d'eau en fonction de la pression partielle de vapeur d'eau selon [Carroll and Holloway, 1994] (équation 3.19). Les paramètres utilisés pour ce graphe sont donnés dans la Table 4.1.

4.2.2. Les courbes du liquidus-solidus

Les courbes du liquidus et du solidus utilisées dans notre modèle (Figure 4.6d) sont construites à partir de données expérimentales pour la lherzolite à des pressions inférieures à 23 GPa [Takahashi *et al.*, 1993] et sur la perovskite pour une pression supérieure à 23 GPa [Takahashi *et al.*, 1993; Zerr and Boehler, 1993, 1994]. Les irrégularités dans les courbes observées à la profondeur d'environ 600 km correspondent à un changement dans la minéralogie du manteau entre la lherzolite et la perovskite. Parce que les minéralogies des planètes telluriques primitives peuvent différer d'une planète à une autre, et aussi parce que les courbes du liquidus et du solidus peuvent présenter certaines incertitudes, je trouve qu'il est intéressant d'étudier l'influence de la pente de ces profils du liquidus-solidus sur les différents temps caractéristiques (t_c , le temps au cours duquel la vapeur d'eau condense et t_p). Nous comparons les résultats obtenus lors de l'utilisation des profils classiques du liquidus-solidus comme dans [Abe, 1997] avec ceux obtenus pour des profils simplifiés, estimés par des lignes droites.

Quand les profils du liquidus-solidus sont des lignes droites (Figure 4.6a), on observe que les volatils, et particulièrement l'eau, sont expulsés plus tard dans l'histoire de la solidification de l'océan de magma (Figure 4.6c). On observe également que lors de l'utilisation des courbes du liquidus-solidus de la figure 4.6b, l'étape "Mush" et la condensation de la vapeur d'eau s'effectuent à une plus faible fraction de liquide que dans le cas de l'utilisation des courbes droites de la figure 4.6a (voir figure 4.6b-a et 4.6e-f).

Les figures 4.6b et 4.6e montrent l'évolution de la fraction volumique de liquide du magma dans les deux cas considérés. Quand on utilise les courbes "classiques" de liquidus-solidus, le volume de magma décroît plus rapidement à la fin de la solidification, dû à la pente abrupte de la courbe et comme résultat, il y a un violent dégazage des volatils vers l'atmosphère à ce temps (figure 4.6f). En l'absence de telles irrégularités dans les profils de liquidus-solidus (figure 4.6a), l'exsolution des volatils se fait graduellement jusqu'à la fin de la solidification de l'océan de magma (figure 4.6c). A la fin de la solidification, le contenu total de volatils délivré vers l'atmosphère est le même dans les deux cas car on démarre avec le même contenu en volatils initial. On peut noter que la durée de la phase de l'océan de magma est plus longue quand la fraction volumique de liquide décroît en une courte période de temps que quand la solidification est plus graduelle. Cela montre le lien étroit entre le processus de solidification et l'évolution de la composition de l'atmosphère du au dégazage. De petites variations dans la forme de la pente des courbes du liquidus-solidus pouvant avoir un important effet sur la fin de la phase d'océan de magma et sur le temps auquel la condensation de l'eau est effective, dans notre cas variant entre 0.8 Ma et 2 Ma.

4.2 Influence des volatils H_2O et CO_2

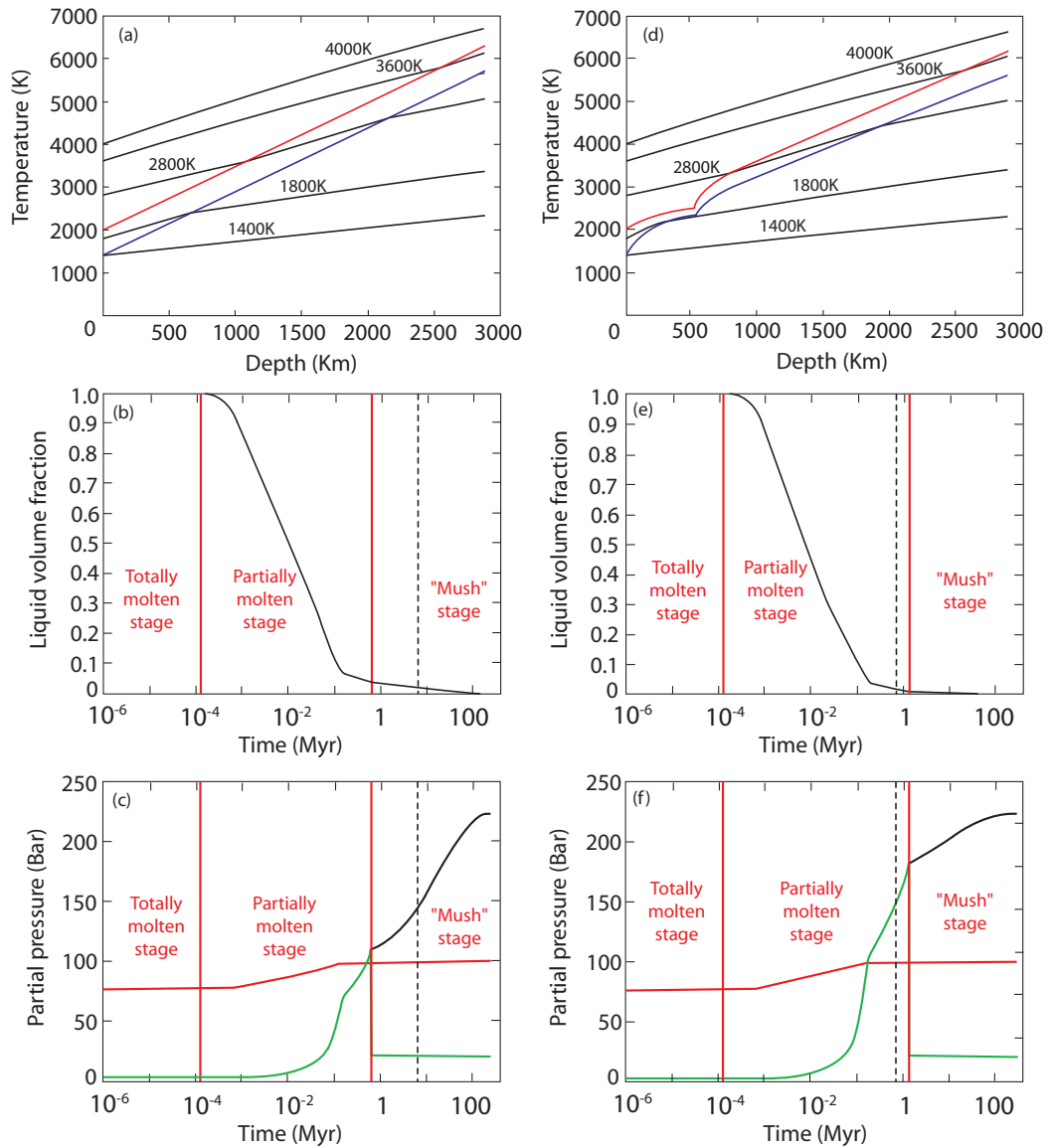


Figure 4.6.: Evolution de : (b-e) la fraction de liquide volumétrique, (c) et (f) la pression partielle pour deux différents profils de liquidus-solidus (a) et (b) définis dans le texte principal. La condensation de la vapeur d'eau se produit à la fin de la phase d'océan de magma ($t_c = t_p$). Il correspond au début de l'étape "Mush" représenté par les lignes verticales sur la figure. A titre de comparaison, on a également tracé une ligne pointillée correspondant à un seuil de 98% de solidification en volume [Elkins-Tanton, 2008]. Les paramètres utilisés pour ce graphe sont donnés dans la Table 4.1.

4.2.3. Profondeur initiale de l'océan de magma

De récents modèles d'accrétion (e.g. [Raymond et al., 2006]) montrent qu'il y a encore des incertitudes concernant les scénarios plausibles pour la formation des planètes telluriques. Le fait que les planètes telluriques subissent des collisions géantes durant leur formation est encore une chose débattue (e.g. [Horner et al., 2009]). Etant donné que la profondeur initiale de l'océan de magma dépend de la vitesse et du rayon de l'impactant ainsi que de la gravité de la planète, il paraît intéressant d'étudier dans cette section différentes profondeurs d'océan de magma correspondant à différents scénarios d'impacts. Il a été suggéré qu'un impact géant avec une vitesse d'impactant d'environ 10-15 km/s est capable de fondre le manteau entier de la planète [Tonks and Melosh, 1993]. Si on considère la même quantité initiale de volatils de 1.4×10^{-2} wt% pour CO_2 et 4.3×10^{-2} wt% pour H_2O , pour une profondeur d'océan de magma de 500 km, t_p est d'environ 120 mille ans, alors que pour un manteau complètement liquide de 2885 km, t_p est de 1.4 Ma. Ce résultat était intuitivement attendu car pour la même fraction massique initiale de volatils, plus la profondeur de l'océan de magma est grande, plus la quantité initiale de volatils est grande et plus il y a de H_2O relâché vers l'atmosphère, augmentant ainsi l'effet de serre et les temps caractéristiques.

4.3. Influence du taux de production de chaleur radiogénique

Durant la formation planétaire, le chauffage interne est principalement produit par des éléments radiogéniques contenus dans le matériel constitutif primitif. Certains éléments radiogéniques de courte période tel que l'aluminium 26 (^{26}Al) génèrent une chaleur abondante au début de la formation du système solaire avant de disparaître rapidement et pourraient être responsable de la différenciation des corps qui ont formés les planètes [Breuer and Moore, 2007]. D'autres éléments radiogéniques tels que l'uranium (U), le thorium (Th) et le potassium (K), qui ont une longue période, ont une influence à la fin de la solidification de l'océan de magma, quand le flux de chaleur devient faible. Les éléments de longue période n'impactent pas la durée des étapes partiellement et totalement liquide, mais augmentent la durée de l'étape "Mush" de 300 Ma à 1.5 Ga (Figure 4.7a et b). En revanche, les éléments de courte période ont une influence durant les étapes partiellement et totalement liquide (figure 4.7b et c) et augmentent la durée de la phase d'océan de magma (t_p) de 1 Ma à 8 Ma. Dans la figure 4.7, le ratio $^{26}Al/^{27}Al$ est chondritique, i.e. maximum, donc notre estimation de $t_p \sim 8$ Ma, est également un maximum.

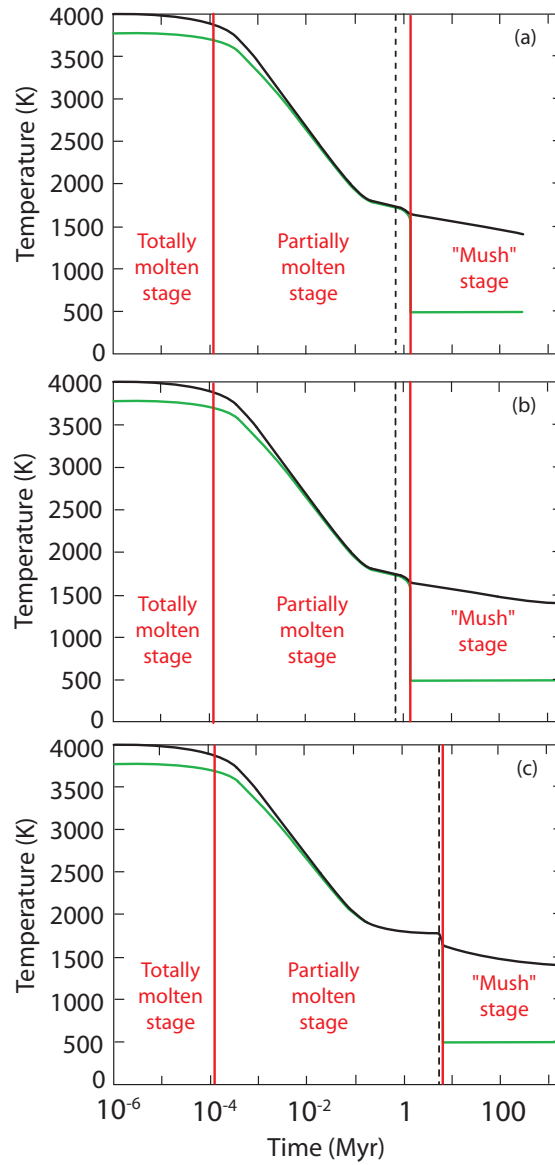


Figure 4.7.: Evolution temporelle des températures potentielle (ligne noire) et de surface (ligne verte) (a) sans production de chaleur radiogénique, (b) avec la chaleur radiogénique produite par U, Th et K et (c) celle produite par U, Th, K et ^{26}Al . La condensation de la vapeur d'eau se produit à la fin de la phase d'océan de magma ($t_c = t_p$). Il correspond au début de l'étape "Mush" représenté par les lignes verticales sur la figure. A titre de comparaison, on a également tracé une ligne pointillée correspondant à un seuil de 98% de solidification en volume [Elkins-Tanton, 2008]. Les paramètres utilisés pour ce graphe sont donnés dans la Table 4.1.

Les éléments de courte période peuvent avoir une influence seulement si les planètes terrestres ont été accrétées très tôt. L'effet de la durée d'accrétion sur la durée de la phase d'océan de magma en lien avec l'énergie produite par la décroissance radioactive de l'isotope ^{26}Al , est montré en figure 4.8. Pour une durée d'accrétion plus longue que 4.5 Ma, l'effet de l'isotope ^{26}Al devient négligeable. Parce que la phase d'accrétion des planètes s'est sans doute terminée au delà de 10 Ma [Raymond *et al.*, 2006], la radioactivité de courte période a probablement joué un rôle mineur durant le refroidissement de l'océan de magma.

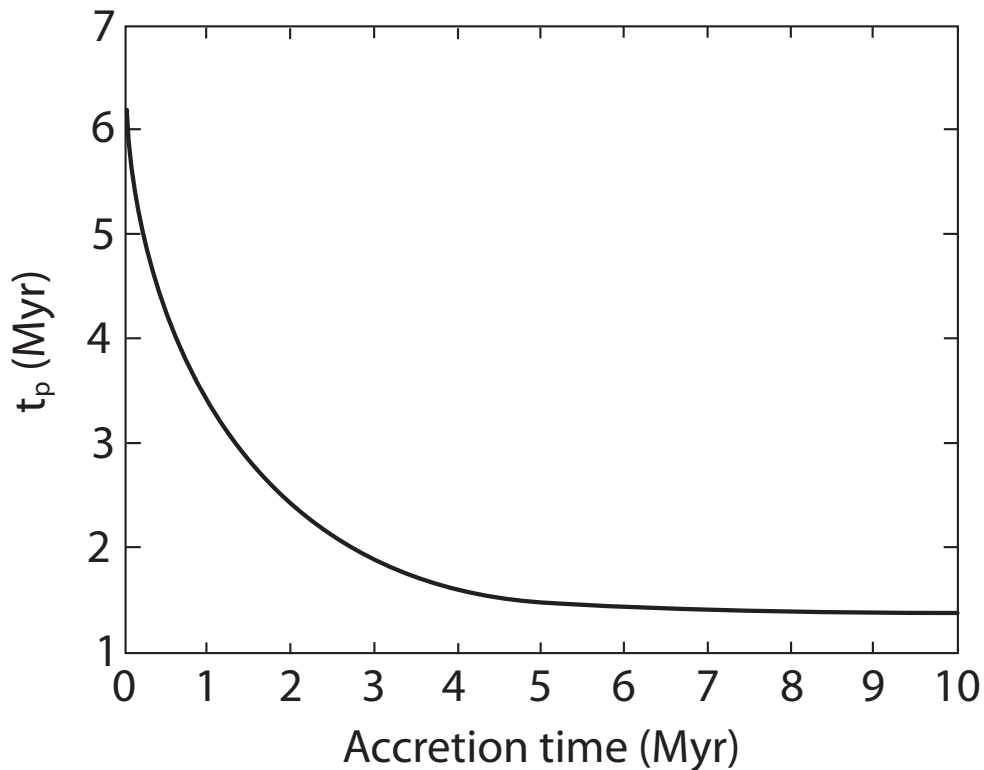


Figure 4.8.: *Durée de la phase d'océan de magma (t_p) en fonction du temps d'accrétion de la planète. Les paramètres utilisés pour ce graphe sont donnés dans la Table 4.1.*

4.4. Influence de la distance au soleil, comparaison entre la Terre, Venus et Mars

Dans le but d'étudier dans un premier temps uniquement l'influence de la distance au soleil sur la durée de la phase d'océan de magma. Nous faisons varier ce paramètre pour une profondeur d'océan de magma correspondant à la totalité des manteaux planétaires.

4.4 Influence de la distance au soleil, comparaison entre la Terre, Venus et Mars

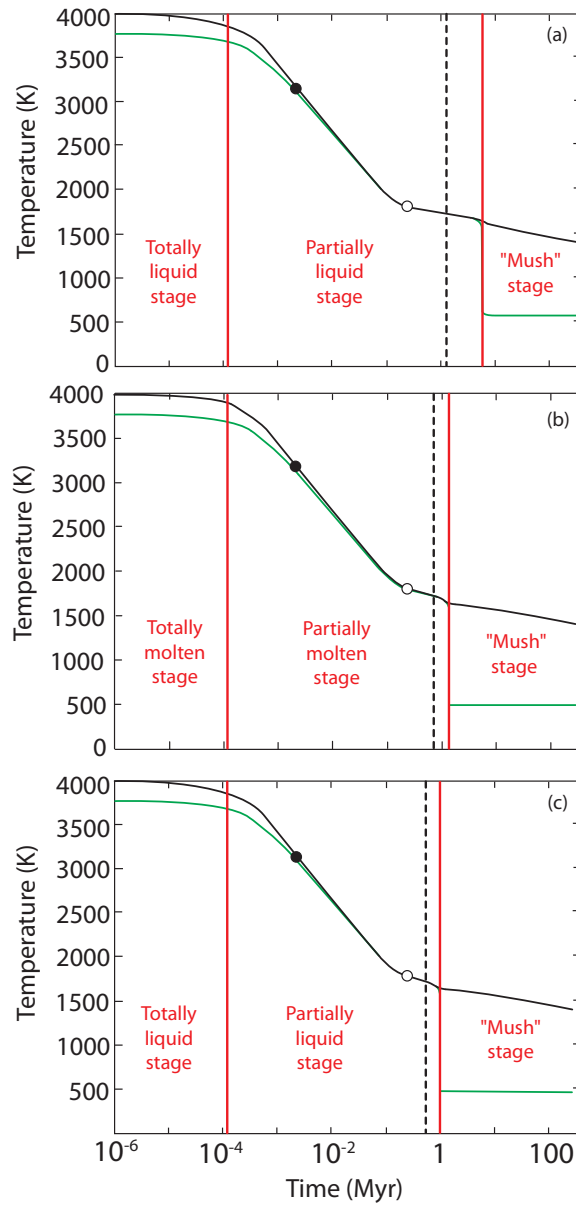


Figure 4.9.: Evolution temporelle des températures de surface (ligne verte) et potentielle (ligne noire) de la Terre pour une distance au soleil égale à celle de (a) Venus, (b) la Terre et (c) Mars. La condensation de la vapeur d'eau se produit à la fin de la phase d'océan de magma ($t_c = t_p$). Il correspond au début de l'étape "Mush" représenté par les lignes verticales sur la figure. A titre de comparaison, on a également tracé une ligne pointillée correspondant à un seuil de 98% de solidification en volume [Elkins-Tanton, 2008]. Les cercles noirs et blancs correspondent à un état solide de 98% de l'océan de magma [Elkins-Tanton, 2008] sans atmosphère et avec une atmosphère grise respectivement. Les paramètres utilisés pour ce graphe sont donnés dans la Table 4.1.

Pour cela, on étudie premièrement l'influence du flux solaire seul en considérant une planète de type Terre placée aux distances de Mars, Terre et Venus par rapport au soleil. Lorsqu'une planète de type terrestre est placée à la position de Venus, le temps t_p est retardé significativement : environ 1 Ma pour la vraie Terre et 10 Ma quand la Terre est placée à la position de Vénus (Figure 4.9a et 4.9b). Au contraire, à la position de Mars, le flux solaire n'est pas le paramètre principal contrôlant la durée de la phase d'océan de magma (voir figure 4.9c).

Par la suite, nous nous intéressons à des planètes type Terre placées à des distances correspondant à une gamme de flux solaire allant de 100 Wm^{-2} à 550 Wm^{-2} , qui va de 1.55 UA à 0.66 UA (Figure 4.10) en considérant une constante solaire de 957 Wm^{-2} (70% de la constante solaire actuelle). Au dessus d'un flux solaire seuil de 540 Wm^{-2} , correspondant à une distance au soleil de 0.66 UA, la planète ne peut plus relâcher son excès de chaleur vers l'espace, et les températures de surface et potentielle sont stabilisées avant d'atteindre l'étape "Mush".

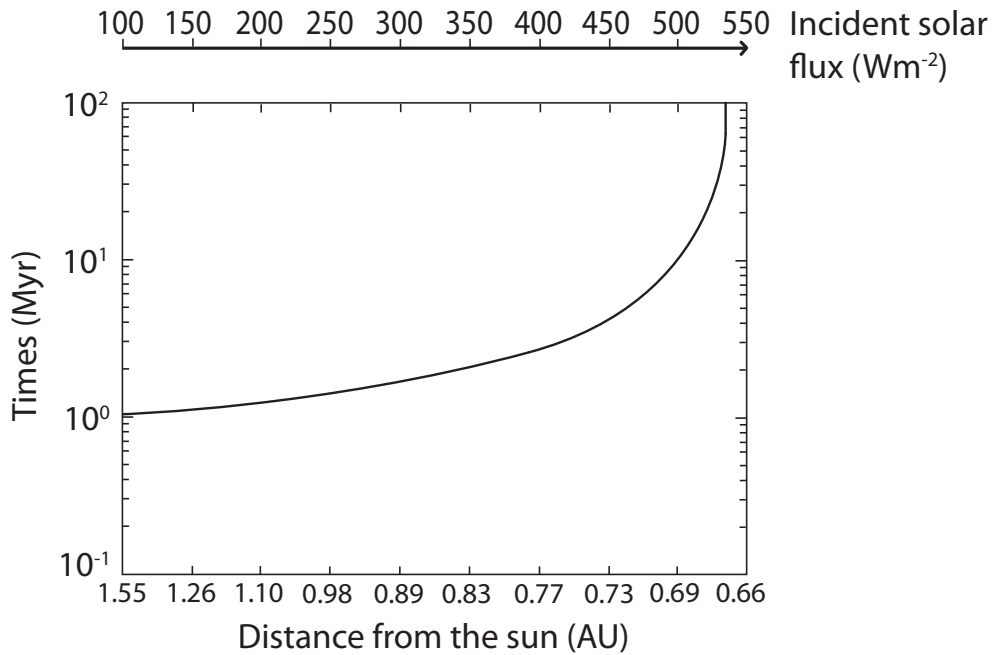


Figure 4.10.: *Durée de la phase d'océan de magma en fonction du flux solaire dans une gamme de distance au soleil allant de 1.55 AU (100 Wm^{-2}) à 0.66 AU (550 Wm^{-2}). La condensation de la vapeur d'eau se produit à la fin de la phase d'océan de magma ($t_c = t_p$). Les paramètres utilisés pour ce graphe sont donnés dans la Table 4.1.*

Ce seuil est relié à la limite Nakajima [Nakajima et al., 1992] et est différente de celle calculée par Kasting [1988]. En effet, il semble que la principale différence réside dans l'albédo planétaire supposé : Kasting [1988] et Abe and Matsui [1988]

considèrent une planète de type Terre dont l'albédo est de 0.3 alors qu'on suppose un albédo de 0.7 lorsque des nuages épais se développent dans le modèle (similaire à Vénus actuel). On peut donc s'attendre à ce que la limite d'insolation soit plus élevée dans un tel cas, puisque moins de lumière solaire est absorbée. En fait, il est plus utile de comparer les flux IR sortants à ce seuil (limite Nakajima) qui devrait équilibrer le rayonnement solaire absorbé (à ou près de l'équilibre radiatif). *Kasting* [1988] et *Abe and Matsui* [1988] trouvent une valeur proche de 310 Wm^{-2} , alors que *Marcq* [2012] trouve une valeur proche de 160 Wm^{-2} . Cet écart pour la limite Nakajima est discuté dans [*Marcq*, 2012] : il apparait que les modèles radiatifs des années 1980 ont sous-estimés l'absorption IR en raison d'une plus faible efficacité des modèles de bande aléatoires requises par la plus petite puissance de calcul disponible. Plus récemment, des calculs k-corrélés d'opacités IR donnent des opacités plus épaisses et des flux IR sortants plus faibles, comme c'est le cas dans [*Marcq*, 2012]. Au-delà de ce seuil, et à condition que les volatils ne soient pas perdus vers l'espace, la planète se maintient dans la phase d'océan de magma. Vénus, qui est à 0.72 UA, est juste en dehors de cette limite en deça de laquelle l'océan de magma ne refroidit jamais, mais Mercure, qui est à 0.4 UA du soleil, est à l'intérieur de cette limite. Néanmoins, à cause de sa petite taille, Mercure a été incapable d'empêcher l'atmosphère de s'échapper vers l'espace, et ce modèle ne peut pas être appliqué à Mercure. Si on considère l'histoire du refroidissement d'un océan de magma planétaire pour chaque planète tellurique à sa propre distance du soleil, on trouve que la durée de la phase d'océan de magma n'est pas si différente du cas précédent pour la Terre et Vénus, qui ont un rayon similaire (voir figure 4.9a, 4.9b and figure 4.11a, 4.11b). Mars cependant, se maintient dans la phase totalement liquide plus longtemps que la Terre à cause de son petit rayon (figure 4.11b-c). En effet, à la pression plus faible du manteau martien, les adiabats croisent le liquidus à des valeurs de température plus basse. En revanche, le temps auquel la vapeur d'eau condense est plus petit que pour les deux autres planètes (voir figure 4.11c). En effet, j'ai considéré un scénario d'accrétion pour lequel la fraction massique initiale des volatils est la même pour les trois planètes. En conséquence, pour un manteau moins profond, la quantité de volatils initiale est plus petite et l'atmosphère finale est plus ténue, réduisant ainsi l'effet de serre. Les traces encore visibles de la présence passée d'eau sur Mars tels que les réseaux de vallées (voir chapitre 1), sont la preuve d'une condensation de l'eau précoce sur cette planète. Sur la figure 4.11, est représenté le temps auquel le manteau est solidifié à 98%. On peut noter qu'à cause des pentes relatives des profils de température et des courbes de liquidus-solidus ainsi que de la taille du manteau, le manteau martien achève plus tardivement la même étape de solidification que sur les deux autres planètes. La figure 4.12 montre l'évolution des pressions partielles dans l'atmosphère pour les trois planètes. La durée de la phase d'océan de magma et le temps de condensation sont croissants de Mars à Vénus : environ 10 000 ans pour Mars, 1 Ma pour la Terre et 10 Ma pour Venus.

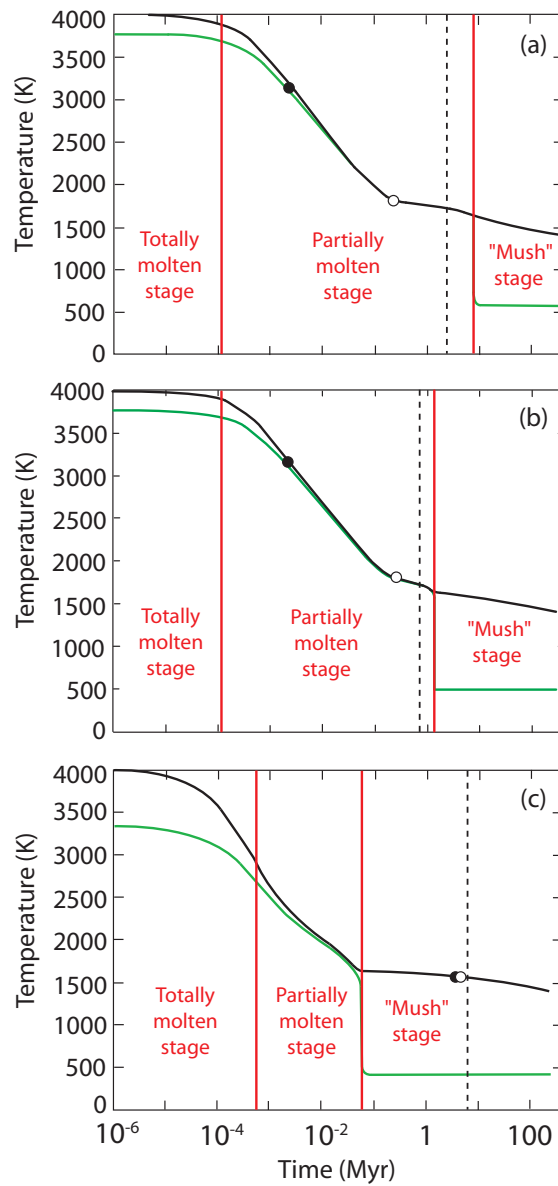


Figure 4.11.: Evolution temporelle des températures potentielle (ligne noire) et de surface (ligne verte) pour (a) Venus, (b) la Terre et (c) Mars. La condensation de la vapeur d'eau se produit à la fin de la phase d'océan de magma ($t_c = t_p$). Il correspond au début de l'étape "Mush" représenté par les lignes verticales sur la figure. A titre de comparaison, on a également tracé une ligne pointillée correspondant à un seuil de 98% de solidification en volume [Elkins-Tanton, 2008]. Les cercles noirs et blancs représentent les temps auxquels un état solide de 98% de l'océan de magma est atteint quand mon modèle n'est pas couplé avec une atmosphère et quand il est couplé avec une atmosphère grise respectivement. Les paramètres utilisés pour ce graphe sont donnés dans la Table 4.1.

4.4 Influence de la distance au soleil, comparaison entre la Terre, Venus et Mars

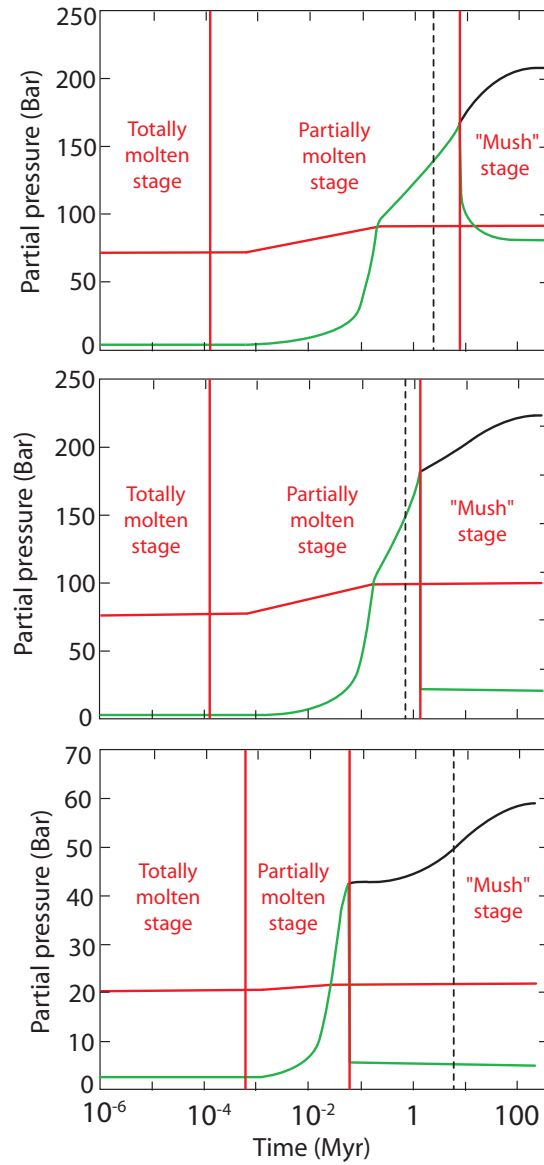


Figure 4.12.: Evolution temporelle de la pression partielle d' H_2O non condensée (ligne verte), d' H_2O total (ligne noire) and de CO_2 (ligne rouge) pour (a) Venus, (b) la Terre et (c) Mars. La condensation de la vapeur d'eau se produit à la fin de la phase d'océan de magma ($t_c = t_p$). Il correspond au début de l'étape "Mush" représenté par les lignes verticales sur la figure. A titre de comparaison, on a également tracé une ligne pointillée correspondant à un seuil de 98% de solidification en volume [Elkins-Tanton, 2008]. Les paramètres utilisés pour ce graphe sont donnés dans la Table 4.1.

Table 4.1.: Paramètres physiques utilisés dans cette étude.

Figures	X_{0,H_2O} (10^{-2} wt%)	X_{0,CO_2} (10^{-2} wt%)	Distance au soleil (au)	Accélération grav. g ($m.s^{-2}$)	Rayon planétaire R_p (km)	Profondeur initiale ($R_p - R_b$) (km)
Fig. 4.1(a,b,c,d)	/	/	1	9.8	6378	2885
Fig. 4.1(e,f,g,h,i,j,k,l)	4.3	1.4	1	9.8	6378	2885
Fig. 4.2	4.3	1.4	1	9.8	6378	2885
Fig. 4.3	1.4 to 14.3	1.4 to 14.3	1	9.8	6378	2885
Fig. 4.4a	1.4	1.4	1	9.8	6378	2885
Fig. 4.4b	14.3	1.4	1	9.8	6378	2885
Fig. 4.5	4.3	1.4	1	9.8	6378	2885
Fig. 4.6	4.3	1.4	1	9.8	6378	2885
Fig. 4.7	4.3	1.4	1	9.8	6378	2885
Fig. 4.8	4.3	1.4	1	9.8	6378	2885
Fig. 4.9a	4.3	1.4	0.7	9.8	6378	2885
Fig. 4.9b	4.3	1.4	1	9.8	6378	2885
Fig. 4.9c	4.3	1.4	1.5	9.8	6378	2885
Fig. 4.10	4.3	1.4	1.55 to 0.66	9.8	6378	2885
Fig. 4.11a	4.3	1.4	0.7	8.9	6052	3000
Fig. 4.11b	4.3	1.4	1	9.8	6378	2885
Fig. 4.11c	4.3	1.4	1.5	3.7	3390	1800
Fig. 4.12a	4.3	1.4	0.7	8.9	6052	3000
Fig. 4.12b	4.3	1.4	1	9.8	6378	2885
Fig. 4.12c	4.3	1.4	1.5	3.7	3390	1800

4.5. Discussion

La présence de l’atmosphère agit en retardant la formation d’une couche limite de surface froide et visqueuse, et en augmentant la durée de la phase de l’océan de magma. Dans l’étape du régime “mush”, la viscosité du manteau augmente, la convection devient moins active, et le flux de chaleur diminue. A cette étape, l’échelle de temps du refroidissement est contrôlée par la plus grande échelle de temps de la convection, l’atmosphère n’étant plus un facteur limitant pour la perte de chaleur. Au contraire, quand l’océan de magma est totalement ou partiellement liquide, la convection est active et la composition chimique de l’atmosphère joue un rôle important à travers l’effet de serre, de manière à contrôler les températures de surface et l’échelle de temps du refroidissement. En effet, sans l’atmosphère, la température de surface est de l’ordre de 243 K (avec un albédo de 0,2), une température qui correspond à peu près à la température d’équilibre de la Terre. Quand une atmosphère composée de 300 bars d’ H_2O et de 100 bars de CO_2 recouvre l’océan de magma, la température de surface atteint 490 K et se maintient pendant toute l’étape “mush” (voir la figure 4.1e). Dans ce modèle, la vapeur d’eau exsolvée de l’océan de magma est instantanément condensée, maintenant ainsi la pression partielle atmosphérique de la vapeur d’eau constante à une température de surface donnée. Comme mentionné précédemment, la température de surface est surestimée, car ni la solubilité du CO_2 dans l’eau, ni la précipitation des carbonates ne sont pris en compte dans ce modèle. Comme le montre la figure 4.3 et en raison de son pouvoir radiatif important, le contenu en H_2O affecte la durée de la phase de l’océan de magma plus que le contenu en CO_2 . Si on regarde maintenant l’effet de la teneur initiale en H_2O sur le temps de condensation t_c , la figure 4.13 montre que pour un flux solaire en dessous de 450 Wm^{-2} (correspondant à une distance du Soleil d’environ 0,73 UA), l’eau est capable de condenser pour tous contenus initiaux en H_2O . Au-dessus de 450 Wm^{-2} , la condensation ne s’effectue que pour un contenu initial en H_2O supérieur à $1.8 \times 10^{-2} \text{ wt}\%$. Cette tendance paradoxale est due à deux effets contradictoires : l’effet de serre qui augmente la température de surface (favorise la phase vapeur) et un effet de pression qui augmente avec la quantité d’eau (favorise la phase liquide ; voir figure 4.14). De plus, à une pression partielle de vapeur d’eau supérieure à environ 50 bar, la température de surface diminue avec l’augmentation de la pression jusqu’à environ 100 bars. Ceci est dû au fait que, à cette valeur seuil, les bandes infrarouges deviennent saturés et le flux infrarouge devient constant, tandis que le flux net solaire continue à être diminuée par la diffusion Rayleigh. Ainsi, le rayonnement solaire incident devient insuffisant pour soutenir l’emballement de l’effet de serre et la vapeur d’eau peut alors se condenser [Zahnle et al., 1988]. La flèche sur la figure 4.14 montre le chemin de condensation pour une augmentation du contenu initial en H_2O pour un flux solaire incident de 500 Wm^{-2} . Un contenu initial en CO_2 équivalent à une pression partielle de 500 bars est suffisant pour empêcher la condensation de la vapeur d’eau sur des planètes qui seraient situés à une distance du Soleil plus proche que Mars (figure 4.15). Ce résultat montre que pour une composition atmosphérique plus riche en

vapeur d'eau qu'en CO_2 , le flux solaire incident, et donc la distance au Soleil, a peu d'effet sur le temps de condensation pour les planètes qui reçoivent un flux inférieur à 450 Wm^{-2} . Toutefois, pour des planètes comme Vénus recevant un flux solaire incident supérieur à 450 Wm^{-2} , la condensation dépend de leur composition initiale en volatils ainsi que de leurs différentes proportions.

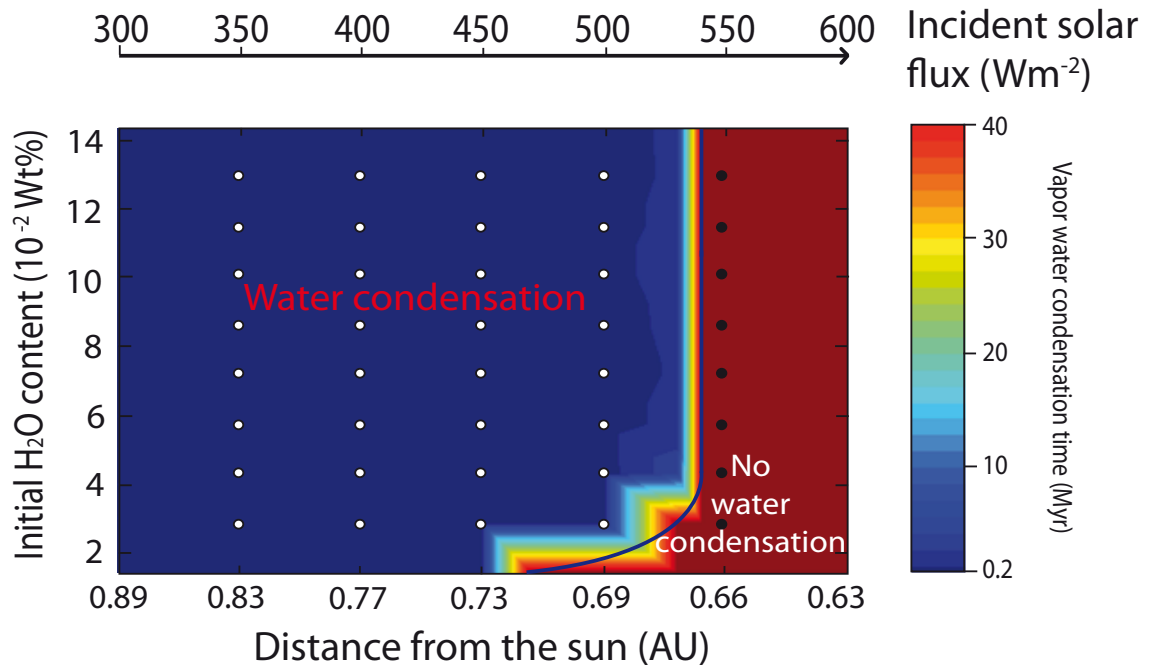


Figure 4.13.: Diagramme montrant la condition pour la condensation de la vapeur d'eau comme fonction du contenu initial en H_2O et du flux solaire incident. Les calculs sont effectués pour une planète avec les caractéristiques physiques pour la Terre. La quantité initiale en CO_2 est fixée à une valeur de $1.4 \times 10^{-2} \text{ wt}\%$ (correspondant à 100 bars). L'échelle de couleur indique les temps auxquels la condensation de la vapeur d'eau s'effectue. Le temps augmente du bleu vers le rouge.

On examine ensuite l'effet combiné de la taille de la planète à différentes distances du Soleil (figure 4.16). Au delà de 0.75 UA, la condensation de l'eau s'effectue sur des planètes dont $R_p > 3000 \text{ km}$. En deçà de cette distance, pour une profondeur d'océan de magma donnée (1500 km ici) et un contenu initial en volatile donné ($1.4 \times 10^{-2} \text{ wt}\%$ de CO_2 et $4.3 \times 10^{-2} \text{ wt}\%$ d' H_2O ici), les plus petites planètes ($R_p < 3000 \text{ km}$) peuvent ne jamais être en mesure de maintenir un océan d'eau. Cela est dû à une plus faible valeur de la pression atmosphérique (voir figure

4.14). Ainsi, un océan d'eau pourrait ne jamais se former sur une planète située à la distance de Vénus au Soleil si son rayon est plus petit que 3500 km. Par exemple, une planète de la taille de Mars situé à la position de Vénus peut ne jamais avoir connu la condensation d'un océan d'eau tout au long de la phase d'océan de magma.

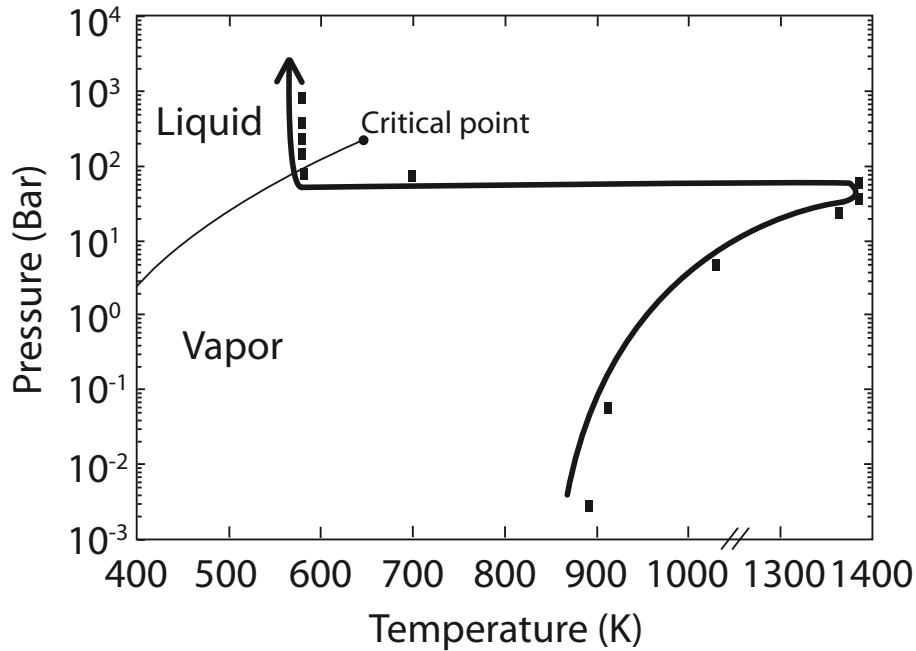


Figure 4.14.: Diagramme de phase pour H_2O . Chemin de condensation pour l'augmentation du contenu en eau (suivant la flèche noire) de 4.3×10^{-6} à 1.4×10^{-1} wt%. Les carrés noirs représentent plusieurs quantités initiales d' H_2O avec une quantité initiale en CO_2 de 1.4×10^{-2} wt% et un flux solaire incident de 500 Wm^{-2} . La pression partielle de vapeur d'eau et la température de surface pour chaque carré sont obtenues à la fin de la solidification de l'océan de magma ($T_p = 1400\text{K}$).

La condensation de la vapeur d'eau dépend aussi de l'albédo, car il modifie la valeur du flux solaire reçu à la surface de la planète. Ainsi, à une distance donnée du Soleil, une planète avec un albédo élevé peut condenser la vapeur d'eau alors qu'une planète avec un albédo plus faible ne peut pas (voir figure 4.17). L'albédo dépend de la présence de nuages et peut atteindre une valeur d'environ 0,7. Comme expliqué dans la section 4.4, le modèle atmosphérique semble plus précis dans les calculs concernant les variations d'albédo et le calcul de l'absorption IR que les modèles des années 1980 [Kasting, 1988; Abe and Matsui, 1988]. Le temps d'apparition d'un océan d'eau est d'un ordre de grandeur plus court pour Mars, typiquement de 0,1 Ma. Fait intéressant, ce temps est beaucoup plus court que le temps d'accrétion estimé, typiquement 30 Ma [Raymond et al., 2006].

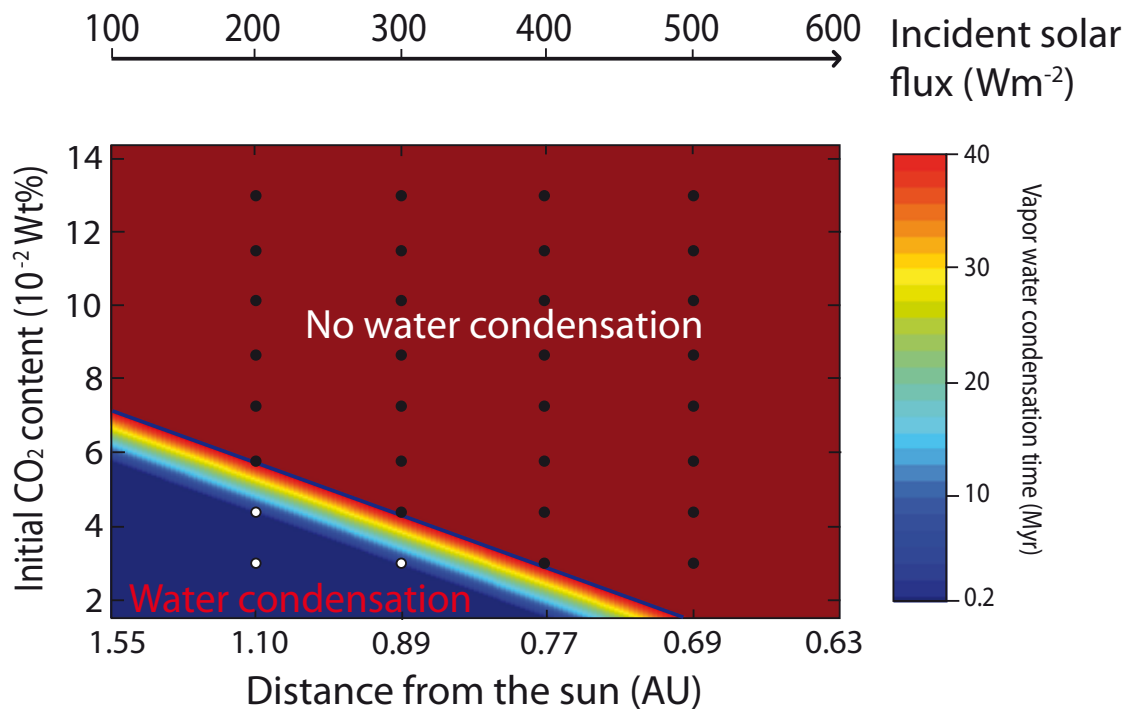


Figure 4.15.: Diagramme montrant la condition pour la condensation de la vapeur d'eau comme fonction du contenu initial en CO_2 et du flux solaire incident. Les calculs sont effectués pour une planète avec les caractéristiques physiques pour la Terre. La quantité initiale en H_2O est fixée à une valeur de 1.4×10^{-2} wt% (correspondant à 100 bars). L'échelle de couleur indique les temps auxquels la condensation de la vapeur d'eau s'effectue. Le temps augmente du bleu vers le rouge.

Une conséquence possible pourrait être l'apparition d'une série d'océans d'eau sur la Terre et Mars, puisque le temps de refroidissement est certainement plus petit que l'intervalle de temps entre les impacts majeurs (typiquement de 5 millions d'années pour les quelques embryons de la taille de Mars qui ont formé la Terre). Si c'est le cas, l'érosion des volatils par impact pourrait avoir été renforcée sur ces deux planètes au cours de l'accrétion en raison de la présence fréquente d'une couche d'eau liquide sur leur surface [Genda and Abe, 2005]. Mais l'accrétion continue de petits et moyens embryons pendant toute la période d'accrétion, augmente le flux d'énergie entrant au-dessus du niveau défini par le flux solaire seul, et peut conduire à une surface plus chaude et empêcher la vapeur d'eau atmosphérique de se condenser. À partir de l'analyse isotopique des météorites SNC, Debaille et al. [2007] a suggéré qu'un océan de magma qui dure au moins 100 Ma aurait été présent sur Mars, ce qui à première vue n'est pas en accord avec mes résultats.

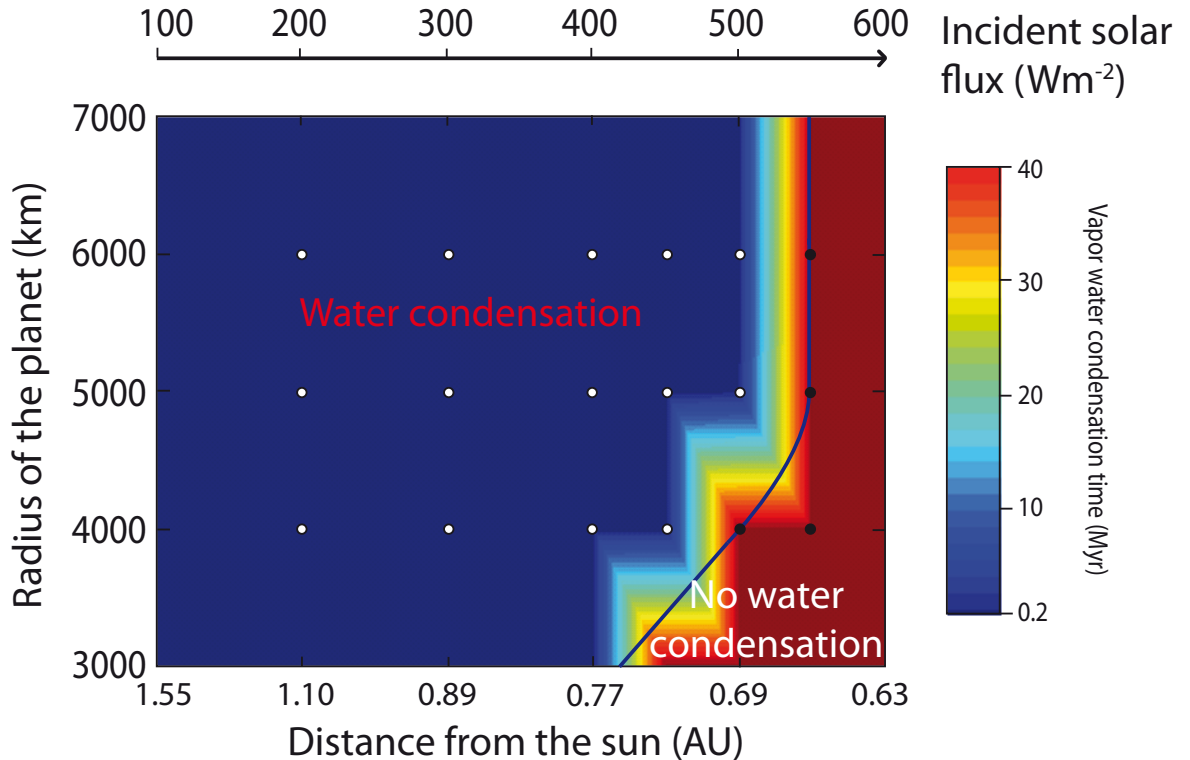


Figure 4.16.: *Diagramme montrant la condition pour la condensation de la vapeur d'eau comme fonction du rayon de la planète et du flux solaire incident. L'échelle de couleur indique les temps auxquels la condensation de la vapeur d'eau s'effectue. Le temps augmente du bleu vers le rouge.*

La formation d'une croûte continentale 160 Ma après l'accrétion de la Terre, qui suggère que la Terre primitive pourrait avoir connue une phase "froide" [Valley *et al.*, 2002], montre que l'eau liquide était déjà présente à la surface de la Terre à cette époque de son histoire. Mes résultats confirment la plausibilité d'un tel océan d'eau liquide précoce, montrant qu'il pourrait avoir existé et stabilisé aussi tôt après principale période d'accrétion, 100 Ma ou moins après le début de l'accrétion.

En ce qui concerne Vénus, mes résultats suggèrent que la durée de la phase d'océan de magma est beaucoup plus longue que sur la Terre, typiquement 10 Ma. Ce temps est du même ordre de grandeur que l'intervalle de temps entre les impacts majeurs, et pas beaucoup plus court que la durée totale de l'accrétion (environ 30 Ma à partir des modèles existants). Par conséquent, Vénus pourrait avoir été maintenue dans la phase océan de magma pendant plusieurs dizaines de millions d'années, c'est-à-dire toute la durée de l'accrétion, en raison d'impacts majeurs provoquant la fusion partielle ou totale du manteau. Vénus est juste en dehors de la distance de 0,66 UA du Soleil en deçà de laquelle une planète de type Terre se maintiendrait dans la phase d'océan de magma.

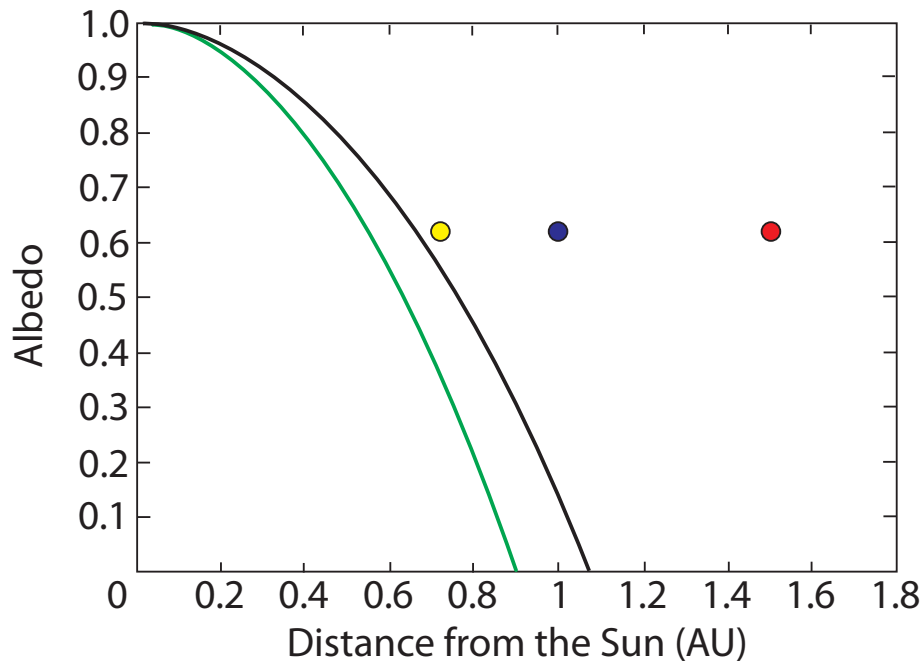


Figure 4.17.: *Limite de la condensation de la vapeur d'eau (ligne noire) comme une fonction de l'albédo de la planète et sa distance au soleil. Notez que la limite de condensation de la vapeur d'eau obtenue dans notre cas est plus proche de Venus comparé aux travaux précédents (ligne verte) [Abe and Matsui, 1988; Kasting, 1988]. Venus (point jaune), la Terre (point bleu) et Mars (point rouge) sont placés sur le diagramme pour un albédo de 0.63 correspondant à un albédo moyen à travers la solidification de l'océan de magma.*

Selon le modèle présenté dans cette thèse, qui ne tient pas compte de l'échappement hydrodynamique à ce stade, une planète de type Terre situé à une distance du soleil plus proche que 0,66 UA, et, éventuellement, Vénus en raison d'événements réguliers de fusion globale, peut se maintenir dans une configuration stable et chaude suivant le dégazage d' H_2O durant une longue période. La prise en compte de l'échappement de H (et associé à l'échappement frictionnel de O) se traduirait par une diminution progressive de la pression partielle d' H_2O [Kasting and Pollack, 1983; Chassefière, 1996, 1997; Gillmann et al., 2009], donc un affaiblissement de l'effet de serre et la condensation de la vapeur d'eau restante à une étape ultérieure. La prise en compte de l'échappement hydrodynamique dans ce modèle est une étape nécessaire pour une simulation plus réaliste d'un océan de magma ainsi que la formation et l'évolution d'un océan d'eau. La présence ou non d'un océan d'eau au début de l'évolution de Vénus, lorsque le flux solaire était certainement plus petit que maintenant, est

une question intéressante de longue date. Le point critique de H_2O est situé à 647 K. Comme le montre [Matsui and Abe, 1986a], la température de surface de la Terre à la fin de l'accrétion pourrait avoir été env. 600 K, donc inférieure à la température critique, et de l'eau aurait pu se condenser, comme confirmé par mes résultats. A partir des mêmes auteurs, la température de surface de Vénus à la fin de l'accrétion était de 700 K, supérieure à la température critique, empêchant potentiellement l'eau atmosphérique de se condenser. *Kasting* [1988], en tenant compte de l'effet de refroidissement des nuages (augmentation de l'albédo planétaire), a suggéré qu'un océan d'eau pourrait avoir néanmoins été formé au début de l'évolution de Vénus. Nos résultats ne permettent pas de donner une réponse définitive à cette question. A partir du modèle actuel, un océan d'eau peut éventuellement se former sur Vénus en typiquement 10 Ma après un impact majeur qui aurait liquéfié le manteau. Environ 10 impacts majeurs se produisant sur une période typique de 30 Ma seraient suffisants pour empêcher un océan d'eau de se former au cours de l'accrétion. Mais mes résultats montrent que la formation d'un océan d'eau sur Vénus après l'accrétion peut ou non s'effectuer, selon les contenus initiaux en volatiles (H_2O , CO_2) et une opacité IR supplémentaire en raison de nuages ou de composés mineurs. Dans notre cas, le seuil pour le maintien d'un effet de serre qui maintient la surface d'une planète similaire à la Terre en fusion à l'équilibre radiatif est de 540 Wm^{-2} , en supposant un albédo de 0,7. Cela correspond à une distance au soleil jeune de 0,66 UA. L'utilisation de la valeur de 480 Wm^{-2} obtenue par *Kasting* [1988] à partir de modèles avec non seulement une opacité IR plus petite, mais aussi un albédo plus faible de 0,36, cette distance seuil serait de 0,7 UA. S'il y a d'autres sources d'opacité supplémentaire comme les espèces soufrées et/ou chlorées, l'opacité IR pourrait être encore augmentée, et la distance seuil pourrait être semblable ou supérieure à la distance Vénus-Soleil (0,71 UA), ce qui signifie que l'eau n'aurait jamais condensée sur Vénus. Même en supposant que l'opacité infrarouge est correctement modélisé, le contenu initial en volatiles est encore capable d'empêcher l'eau de se condenser : pour $P(H_2O) < 100$ bars (figure 4.13) ou $P(CO_2) > 200$ bars (figure 4.15), aucune condensation ne s'effectue dans des conditions primitives de Vénus. De telles conditions ne sont pas improbables. Un nouveau résultat majeur de ce travail est que, parce que l'opacité IR modélisés en utilisant une méthode k-corrélation est nettement plus grande que celle modélisée avant et même en supposant un grand albédo, Vénus est très proche de la distance au Soleil au-delà de laquelle l'eau ne condense jamais, ce qui rend possible le fait qu'aucun océan d'eau n'est jamais pu se former.

4.6. Conclusion

Mes résultats suggèrent qu'après un impact majeur, le temps pour qu'un océan de magma mantellique planétaire se refroidisse et permette la condensation d'une dense atmosphère de vapeur d'eau en un océan d'eau est de l'ordre de 1 Ma sur Terre et dépend de différents paramètres mentionnés dans les sections précédentes.

Plus généralement,

(i) La présence de l'atmosphère retarde le temps pour lequel une couche limite thermique visqueuse et froide se forme d'environ 1 Ma par rapport à un cas où aucune atmosphère n'est présente.

(ii) Le contenu initial en volatiles, notamment H_2O et son chemin de dégazage, contrôle la durée de la phase d'océan de magma en l'augmentant d'environ 1 ordre de grandeur pour 1 ordre de grandeur de différence dans le contenu initial en H_2O sur la Terre, avec quelques milliers d'années pour un contenu initial de $1,5 \times 10^{-2}$ wt% et 2 Ma pour un contenu initial de $1,5 \times 10^{-1}$ wt%. Un océan de magma plus profond ou subissant un dégazage précoce augmente également la durée de la phase d'océan de magma.

(iii) Le contenu initial en CO_2 contrôle la possibilité de condenser la vapeur d'eau en océan d'eau pour une distance au Soleil supérieure à 0,66 UA.

(iv) Pour une durée de phase d'accrétion de moins de 5 Ma, la durée de la phase d'océan de magma pourrait être deux fois plus longue si l'on tient compte de l'abondance ^{26}Al au début des temps. La chaleur générée par des éléments de longue vie tels que U, Th et K, est non-négligeable seulement à la fin de la solidification de l'océan de magma lorsque le flux de chaleur chute en dessous de 10 Wm^{-2} .

Ce travail a des implications potentiellement importantes. Premièrement, il montre que Vénus est proche de la distance seuil au Soleil (0,66 UA) au-delà de laquelle une planète de la taille de la Terre se maintiendrait dans la phase d'océan magma pour un temps virtuellement infini. Le temps typique pour qu'un océan d'eau sur Vénus puisse apparaître est de l'ordre de 10 Ma, ce qui est comparable à la durée de la séquence d'accrétion principale, suggérant que Vénus pourrait avoir été maintenu dans la phase d'océan de magma durant la majeure partie de son accrétion. Le modèle présenté dans cette thèse montre qu'un océan d'eau peut ou non avoir été formé sur Vénus après l'accrétion, selon les détails du transfert radiatif IR et de l'inventaire des volatiles. Un modèle plus réaliste prenant en compte le chauffage d'accrétion due aux petits impacts et l'échappement hydrodynamique est nécessaire pour une analyse plus détaillée. Le chauffage d'accrétion et l'échappement hydrodynamique d' H_2O sont supposés jouer contre la condensation de l'eau, tandis que l'échappement hydrodynamique du CO_2 devrait favoriser la formation d'un océan. Deuxièmement, le temps pour condenser un océan d'eau sur la Terre et Mars est plus petit que 1 Ma (1 Ma pour la Terre et 0.1 Ma de Mars), ce qui suggère qu'un océan d'eau pourrait avoir été formé durant les périodes situées entre les impacts majeurs (capable de provoquer une fusion d'une fraction importante du manteau). Si des océans d'eau en série se sont développés sur la Terre et Mars au cours de leur accrétion, l'érosion par impact de l'atmosphère pourrait avoir été plus efficace sur ces planètes, expliquant leur atmosphère relativement ténue par rapport à Vénus. En ce qui concerne Mars, les analyses géochimiques des météorites SNC suggèrent que la planète pourrait avoir connu une phase d'océan de magma continue de 100 Ma [Debaïlle *et al.*, 2007], ce qui contredit les résultats du modèle de cette thèse. La raison pourrait être que je ne prends pas en compte le chauffage d'accrétion résultant des impacts fréquents de petits embryons. Dans cette thèse, je me suis concentré sur l'évolution thermique d'une séquence de refroidissement d'un océan

de magma. J'ai supposé la présence d'un océan de magma d'une profondeur donnée (qui dépend de l'énergie injectée dans le système par un impact majeur) à un certain moment du processus d'accrétion, considéré par la suite comme le temps initial dans le modèle. La plupart des résultats présentés dans cette thèse portent sur un océan de magma complètement liquide résultant d'un impact géant [Melosh, 1990]. Une description réaliste de la séquence d'accrétion complète, avec des impacts multiples et les phases d'océan de magma en série, était au-delà de la portée de la présente étude. L'objectif principal de cette thèse était de mener une étude paramétrique afin de définir quelles conditions peuvent favoriser la formation d'un océan d'eau primitif et le début de la croissance d'une plaque, fournissant les critères d'habitabilité d'une planète donnée dans des conditions données. L'extension de la phase d'accrétion sur une longue période, et compte tenu des effets (i) des impacts majeurs fusionnant de grandes fractions du manteau, (ii) des petits impacts fréquents augmentant le flux d'énergie de l'extérieur de la planète et (iii) d'un modèle d'échappement hydrodynamique réaliste seront l'objet de futures études.

