

Les océans de magma

Dans ce chapitre, nous allons définir ce qu'est un océan de magma, les processus physiques à l'oeuvre au cours du refroidissement, ainsi que les différents temps caractérisant l'évolution thermique. En s'appuyant sur des études antérieures, nous analyserons les différents scénarios de refroidissement d'un océan de magma qui ont été proposés par différents auteurs, ainsi que les temps caractéristiques associés. Nous comparerons ces études selon trois types de processus : l'évolution thermique, les échanges de volatils avec l'atmosphère et le couplage radiatif-convectif entre l'océan de magma et l'atmosphère.

2.1. Qu'est-ce qu'un océan de magma ?

Il est maintenant établi qu'au cours de leur accréation, les planètes telluriques ont dû expérimenter une phase d'océan de magma (e.g. [Safronov, 1978; Hayashi et al., 1979; Kaula, 1979; Coradini et al., 1983; Davies, 1985; Abe and Matsui, 1985, 1986; Matsui and Abe, 1986a, b; Sasaki and Nakazawa, 1986; Zahnle et al., 1988, 2007; Melosh, 1990; Wetherill, 1990; Abe, 1993a, b, 1995, 1997; Solomatov, 2000, 2007; Elkins-Tanton, 2008, 2012]. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la chaleur déposée par les impacts de planétésimaux et d'embryons planétaires lors de la phase " Oligarchic growth " est suffisante pour générer la fusion d'une grande partie de la surface et du manteau des protoplanètes. Ainsi un impact géant peut produire un océan de magma profond dont la profondeur peut atteindre celle du manteau de la planète (e.g. [Melosh, 1990]) et un flux d'impacteurs de petites tailles peut générer un océan de magma de surface peu profond [Safronov, 1978; Kaula, 1979; Coradini et al., 1983; Davies, 1985]. L'effet de " blanketing " d'une atmosphère épaisse à fort effet de serre peut également contribuer à maintenir un océan de magma de surface. En effet, un océan de magma profond peut être maintenu à partir d'un effet " blanketing " d'une proto-atmosphère massive (e.g. [Hayashi et al., 1979; Abe and Matsui, 1986] capturée par exemple gravitationnellement à partir du nuage proto-solaire [Abe, 1997]. Un océan de magma de surface peu profond peut quant à lui être maintenu par l'effet de " blanketing " d'une proto-atmosphère moins massive [Hayashi et al., 1979; Abe and Matsui, 1985, 1986; Matsui and Abe, 1986a, b; Zahnle et al., 1988], formée par exemple à partir du dégazage d'impacts [Abe, 1997]. Vers la fin de l'accréation des planètes telluriques, la diminution du flux d'impacts devient suffisante pour amorcer le refroidissement des océans de magma précédemment formés.

Au début du refroidissement de la planète, l'océan de magma est très chaud (environ 3000 à 4000K) et est le siège d'une convection vigoureuse. Cette convection est caractérisée par deux nombres sans dimensions : le nombre de Prandtl $Pr = \nu/\kappa$ qui compare les dissipations visqueuses et thermiques et le nombre de Rayleigh qui compare la force de flottaison aux dissipations thermiques et visqueuses :

$$Ra = \frac{\alpha g (T_p - T_s) l^3}{\kappa \nu} \quad (2.1)$$

où T_p est la température potentielle, T_s est la température de surface, κ est la diffusivité thermique, $k = \kappa \rho C_p$ est la conductivité thermique, l est l'échelle de longueur correspondant dans notre cas à l'épaisseur de l'océan de magma, $\nu = \eta/\rho$ est la viscosité cinématique et η est la viscosité dynamique à la température T_p de l'intérieur de l'océan de magma. Dans le cas de l'océan de magma, $Pr=100$, alors que dans le cas d'un manteau solide, Pr est quasi infini (10^{23}). Pour un océan de magma profond, Ra est élevé car la viscosité est faible (de l'ordre de 10^{-2} Pa.s). En conséquence l'océan de magma est supposé convecter vigoureusement et son intérieur doit être bien mélangé. Dans ce cas, on peut supposer que sa température interne suit un profil adiabatique (Fig. 2.1a).

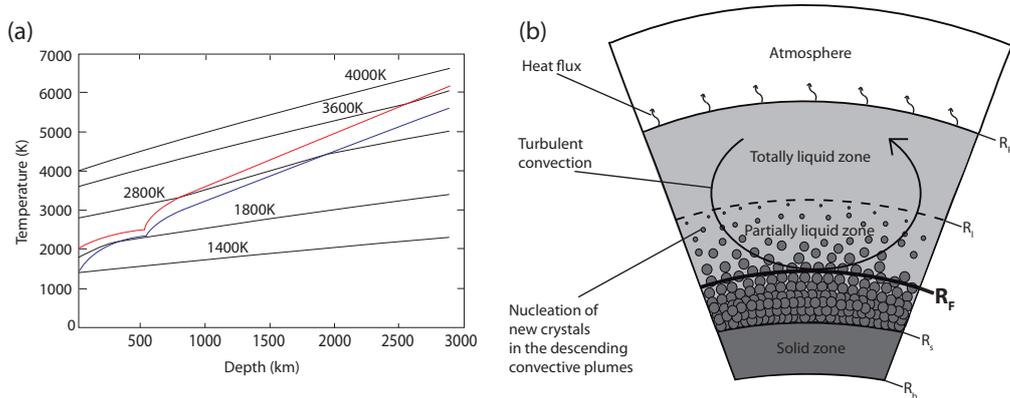


Figure 2.1.: (a) Profils thermiques du liquidus (ligne rouge), solidus (ligne bleue) et géotherme (lignes noires) redessinées d'après Abe [1997]. Au cours du refroidissement, le géotherme croise les courbes du liquidus puis du solidus, l'océan de magma solidifiant à partir du dessous. (b) Coupe schématique de l'océan de magma adaptée de [Solomatov, 2000, 2007]. Trois zones sont représentées : une zone totalement liquide lorsque $T > T_{liq}$. Une zone partiellement liquide quand $T_{sol} < T < T_{liq}$, et enfin une zone solide quand $T < T_{sol}$. On définit : R_p le rayon de la planète, R_f l'altitude planétocentrique du front de rhéologique, R_l le fond de la zone totalement liquide, R_s le haut de la zone solide et R_b le fond de l'océan de magma initialement liquide. Au fur et à mesure du refroidissement de l'océan de magma, R_s , R_f et R_l se déplacent vers la surface.

2.1 Qu'est-ce qu'un océan de magma ?

Au début du refroidissement, $T > T_{liq}$ sur l'ensemble du profil (Fig. 2.1a). Puis, au cours du refroidissement, le profil thermique va croiser les courbes du liquidus et du solidus (Fig. 2.1a). La solidification de l'océan de magma s'effectue par le fond de l'océan où $T < T_{sol}$ (e.g. [Abe, 1993a; Solomatov, 2000; Elkins-Tanton, 2008]). La figure 2.1b représente une coupe schématique de l'océan de magma lorsque son profil adiabatique croise les courbes du liquidus et du solidus. On observe la formation de trois zones : une zone totalement liquide lorsque $T > T_{liq}$ sur tout le profil, une zone solide lorsque $T < T_{sol}$ et une zone partiellement liquide lorsque $T_{sol} < T < T_{liq}$. Dans cette dernière zone (Fig. 2.1b), lorsque la fraction de liquide est d'environ 60% [Roscoe, 1952], un changement brutal dans le comportement rhéologique du liquide partiellement cristallisé [Arzi, 1978; Abe, 1995] apparaît. Ce changement drastique est dû essentiellement au changement dans la connectivité des particules solides. Cette limite est appelée front de rhéologie. On observe alors une zone au dessus de ce front où la viscosité est celle d'un liquide magmatique et une zone en dessous de ce front où le liquide magmatique a un comportement de type solide et où la viscosité augmente fortement. Au cours du refroidissement, le front de rhéologie va migrer vers la surface de la planète. Tant que ce dernier n'a pas atteint la surface, le flux de chaleur reste fort et le refroidissement continu d'être contrôlé par la convection de la partie liquide restante de l'océan de magma [Solomatov, 2007].

Lorsque le front de rhéologie atteint la surface de la planète, la viscosité de l'océan de magma augmente brutalement et le flux de chaleur diminue drastiquement, ralentissant de manière importante le refroidissement de l'océan. C'est à ce moment que la phase d'océan de magma s'achève pour laisser place à une convection type-solide.

La fin du refroidissement d'un océan de magma correspond dans la plupart des études antérieures au moment où la convection type-solide du manteau (convection actuelle) est mise en place (e.g. [Abe, 1993a; Solomatov, 2007; Elkins-Tanton, 2008]). En revanche, les étapes du refroidissement d'un océan de magma sont différentes d'une étude à l'autre et les temps caractéristiques de refroidissement de l'océan établis par ces études divergent également. Ainsi, Abe [1993a] distingue trois étapes au cours du refroidissement : (i) l'étape 0 (fig. 2.2 a) correspond à un océan de magma dit " soft " où la couche supérieure de l'océan est complètement liquide. Un océan de magma " soft " est un océan de magma caractérisé par une fraction de liquide importante de l'ordre de 70% et une faible viscosité (env. 100 Pa.s) et où la convection est turbulente ($Ra \ 10^{28}$). Le profil thermique moyen est alors adiabatique. Etant donné que le transport de chaleur est très efficace, Abe [1993a] estime qu'un océan de magma " soft " se refroidit très rapidement en 1 Ma sans effet " blanketing " d'une atmosphère. Pour que l'effet " blanketing " d'une atmosphère puisse maintenir un océan de magma " soft " plus longtemps que 1 Ma, il faut que le flux de chaleur soit maintenu au dessus de 200 Wm^{-2} [Abe and Matsui, 1988]. Lorsque le flux de chaleur de l'océan de magma descend en dessous de 200 Wm^{-2} (en environ 1 Ma) l'océan de magma " soft " laisse la place à un océan de magma dit " hard " (ii).

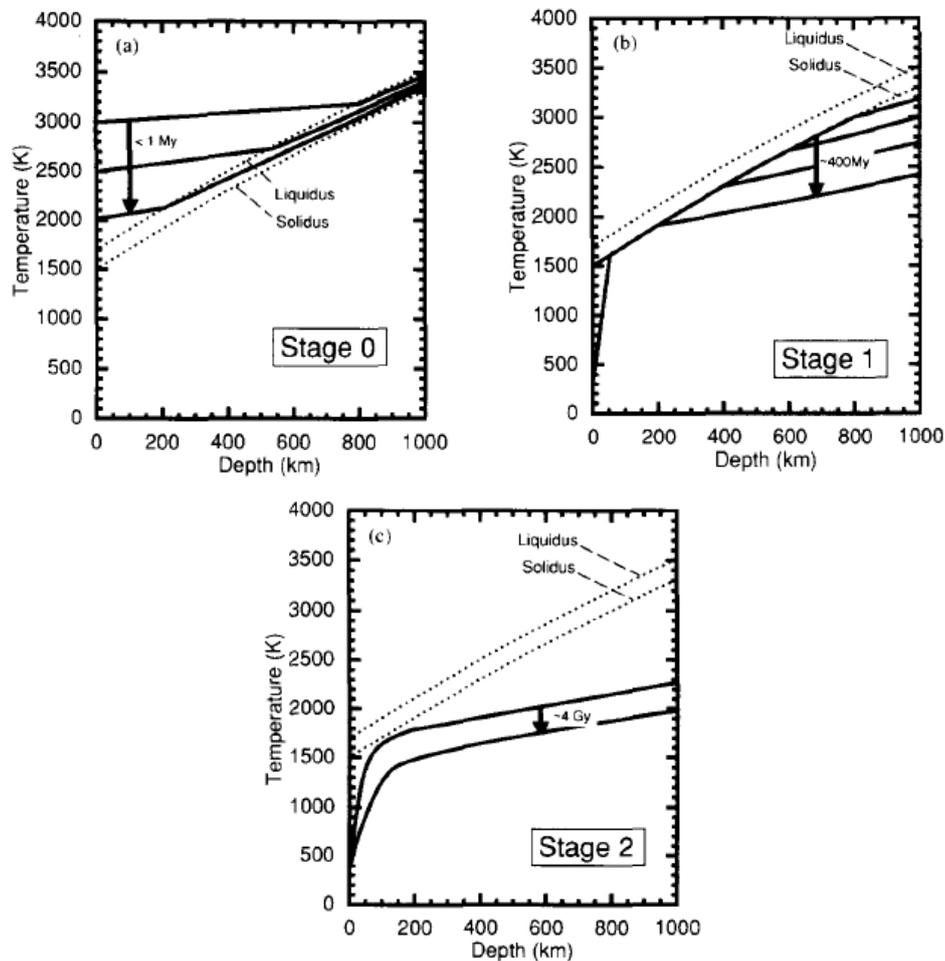


Figure 2.2.: Schéma résumant les trois étapes de l'évolution thermique d'un océan d'après [Abe, 1993a]

Un océan de magma “ hard ” (fig. 2.2b) est un océan de magma au sein duquel la fraction de liquide est plus faible ($\phi = 30 - 40\%$) que l'océan de magma “ soft ” et une viscosité type solide (env. 10^{21} Pa.s). Du fait de sa forte viscosité, l'océan de magma “ hard ” a une convection moins turbulente que l'océan de magma “ soft ”. Le transport de chaleur est donc moins efficace que dans l'océan de magma “ soft ” et l'océan de magma “ hard ” met donc beaucoup plus de temps pour refroidir. Abe [1993a] a établi que, lorsque le flux de chaleur est entre 160 Wm^{-2} et 200 Wm^{-2} , la surface de la planète est recouverte par un océan de magma partiellement liquide. Puis lorsqu'il chute en dessous de 160 Wm^{-2} , la vapeur d'eau atmosphérique se condense pour former un océan d'eau liquide et une proto-croûte cassante se met en place. Abe [1993a] estime que cette étape s'achève lorsque le flux de chaleur descend en dessous de $0.1\text{-}1 \text{ Wm}^{-2}$. Il estime que la durée de cette étape doit être

2.1 Qu'est-ce qu'un océan de magma ?

de plusieurs centaines de millions d'années (max 400 Ma). (iii) L'étape 2 (fig. 2.2 c) est caractérisée par une convection type-solide et continue jusqu'à nos jours. Selon *Abe* [1993a], la première proto-croûte stable se serait formée juste après la transition entre les étapes 1 et 2. Ainsi elle serait apparue environs 400 Ma après la formation de la Terre ce qui, selon *Abe* [1993a] correspondrait à l'âge de la plus vieille croûte connue (3.96 Ga).

Solomatov [2000, 2007] définit deux régimes convectifs turbulents, les régimes turbulents "soft" et "hard" [*Castaing et al.*, 1989; *Shraiman and Siggia*, 1990; *Grossmann and Lohse*, 1992; *Siggia*, 1994]. Les deux types de régime mettent en jeu des fluides peu visqueux et turbulent à haut nombre de Rayleigh. *Solomatov* [2000, 2007] reprend ici les termes "soft" et "hard" d'*Abe* [1993a] mais dans un sens différent. En effet, *Abe* différencie ces deux régimes lorsqu'une valeur seuil de flux ($0.1-1 \text{ Wm}^{-2}$) est atteinte, l'océan de magma "soft" représentant un océan liquide de faible viscosité et l'océan de magma hard représentant un océan de viscosité type-solide. Pour *Solomatov* [2000, 2007], une valeur seuil du nombre de Prandtl égale à 0.1 détermine la transition d'un régime à l'autre [*Reese and Solomatov*, 2006]. Ainsi, lorsque $Pr < 0.1$, la convection de l'océan de magma est dans un régime turbulent "hard". A l'inverse, lorsque $Pr > 0.1$, la convection passe dans un régime "soft". La vitesse de convection dans le cas du régime turbulent "soft" est de l'ordre de 4 m/s, alors que dans le cas du régime turbulent "hard", la vitesse augmente d'un facteur 10 jusqu'à environ 40 m/s. Selon *Solomatov* [2000, 2007], la durée de cette étape dans le cas d'un océan de magma d'une profondeur de 3000 km est de l'ordre de 1000 ans. Au cours du refroidissement, lorsque le front de rhéologie apparait, l'augmentation brutale de la viscosité du magma modifie sans doute le style de la convection [*Solomatov*, 2007]. Une couche avec une fraction de cristaux égale ou supérieure à la fraction de cristaux critique s'accumule au fond de l'océan de magma. Le gradient de température d'une telle couche (Fig. 2.3) est si grand (superadiabatique) que cela rend sans doute cette couche instable. Cette couche instable peut se stabiliser via un mécanisme d' "overtun" en environ 20 ans. Au regard de la rapidité de ce mécanisme par rapport au temps de refroidissement de l'océan de magma, *Solomatov* [2000, 2007] conclut que ce mécanisme "d'overtun" se développe dès l'apparition du front de rhéologie au fond de l'océan de magma et permet la mise en place d'une convection type-solide. Lorsqu'il n'y a plus du tout de couche totalement liquide à la surface de l'océan de magma, il est vraisemblable que la séparation des cristaux deviennent effective, le style de convection devenant alors assez complexe et peu explorée. Cependant, la viscosité dans une mince couche de surface est encore suffisamment basse pour que la convection dans la partie supérieure de l'océan de magma (au dessus du front de rhéologie) reste suffisamment vigoureuse pour continuer à refroidir l'océan de magma de manière efficace et rapide. (ii) Lorsque le front de rhéologie atteint la surface, le flux de chaleur chute brutalement à environ 1 Wm^{-2} du fait du changement brutal de la viscosité de l'océan de magma du type-liquide au type-solide. La convection passe alors d'un régime turbulent à un régime type-solide. *Solomatov* [2007] estime que le temps de cristallisation d'un océan de magma après que le front de rhéologie ait

atteint la surface varie de 10 Ma, dans le cas où la convection recycle la surface, à 1 Ga dans le cas où l'océan de magma est couvert par une plaque immobile.

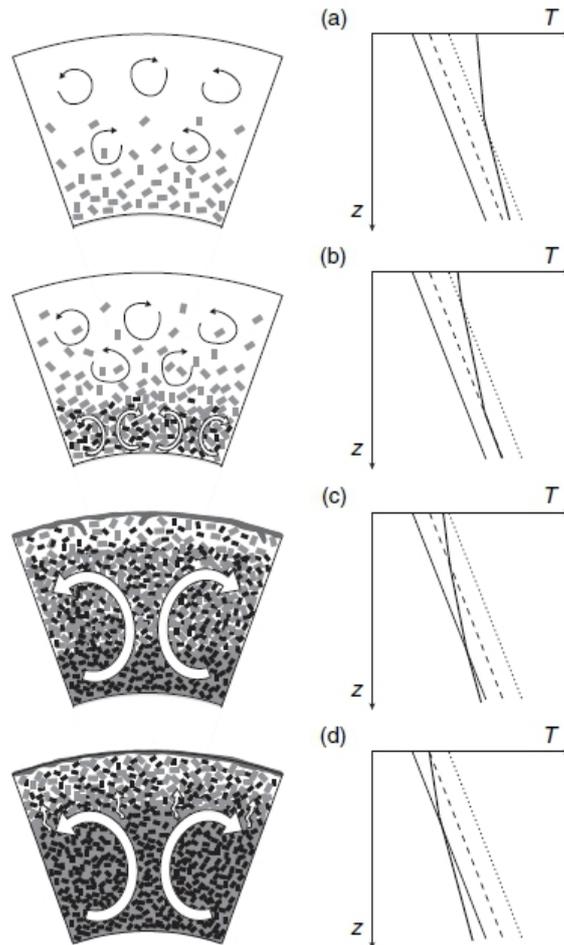


Figure 2.3.: Schéma de la cristallisation d'un océan de magma d'après [Solomatov, 2007] : (a) la partie inférieure de l'océan de magma est en dessous du liquidus (ligne en pointillés, la convection est contrôlée par viscosité liquide et la température (ligne pleine épaisse) est adiabatique; (b) à forte viscosité, une région gravitationnellement instable avec la fraction de cristaux critique se forme près du fond de l'océan de magma (la courbe $\phi = \phi_m$ est montrée avec une ligne en tirets); (c) le refroidissement au-delà de $\phi = \phi_m$ s'effectue via la convection type-solide qui est maintenue rapide à cette étape. La température dans région à forte viscosité en dessous du solidus (ligne pleine) peut être superadiabatique; (d) $\phi > \phi_m$ dans tout l'océan de magma et le taux de refroidissement et de cristallisation du liquide restant est contrôlé par la convection type-solide et la percolation du magma liquide. Les cristaux gris et noirs illustrent schématiquement les différentes phases minérales.

Enfin, *Elkins-Tanton* [2008] considère que la solidification d'un océan de magma s'effectue en trois phases majeures : (i) l'océan de magma se solidifie et les volatils se partagent entre les cumulats solides, le liquide magmatique restant et l'atmosphère primitive. Au cours de la solidification, le liquide s'enrichit en éléments lourds (e.g. : Ti, oxydes, Fe, Ni). En effet, vers la fin de la solidification, des cumulats cristallisés tardivement, proche de la surface, sont enrichis en fer par rapport aux cumulats plus précoces et plus profonds. D'autre part, en raison du fait que la solidification a lieu à des températures de solidification plus basses vers la fin de la solidification, la densité augmente vers la fin de la solidification. De ce fait, elle en déduit que les cumulats sont gravitationnellement instables et pourraient être le siège d'un mécanisme d'“ overturn ” [*Elkins-Tanton et al.*, 2003, 2005]. Elle considère la phase d'océan de magma achevée lorsque 98% de l'océan de magma est solidifié et estime sa durée de 10000 ans à 5 Ma [*Elkins-Tanton*, 2008]. (ii) L'océan de magma est solidifié et devient instable gravitationnellement. Il subit alors un “ overturn ” vers une configuration plus stable. (iii) La chaleur de la planète est conduite à travers son manteau solide et est irradiée vers l'espace au travers de l'atmosphère primitive formée lors du dégazage des volatils à l'étape (i).

La diversité des temps caractéristiques du refroidissement d'un océan de magma est importante, allant de quelques milliers d'années à 1 Ga. La section qui suit va permettre de définir les principaux paramètres contrôlant l'évolution thermique d'un océan de magma en s'appuyant sur les modèles antérieurs tout en faisant le lien avec ceux qui seront utilisés dans cette thèse. Quant à nous, nous définissons la fin de la période océan de magma par l'apparition d'une couche limite et correspond à la limite “ soft ”-“ hard ” de *Abe* [1993a]. Cela sera rappelé par la suite.

2.2. Paramètres contrôlant l'évolution thermique : modèles antérieurs

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, ces dernières années, plusieurs modèles ont étudié l'évolution thermique d'un océan de magma. L'objectif étant de mieux comprendre l'évolution thermique, physique et chimique des planètes peu après leur formation à travers des modèles toujours plus complexes et plus réalistes. Les tout premiers modèles étaient couplés à des scénarios d'accrétion des planètes et se sont intéressés à l'évolution d'un océan de magma formé à leur surface par de multiples impacts [*Abe and Matsui*, 1985, 1986; *Zahnle et al.*, 1988]. Par la suite, les modèles se sont spécifiquement intéressés aux mécanismes de refroidissement de l'océan de magma à la fin de l'accrétion [*Solomatov*, 2000, 2007; *Abe*, 1993b] et plus particulièrement à l'interaction entre l'océan de magma et l'atmosphère primitive [*Zahnle et al.*, 1988; *Abe*, 1993a, 1995, 1997; *Elkins-Tanton*, 2008]. Les modèles atmosphériques s'appuyaient tous sur les principaux volatils responsables de l'effet de serre, à savoir H_2O et CO_2 . Ces modèles se sont complexifiés,

prenant en compte de plus en plus de paramètres tels que la présence de nuages ou la dynamique de l'atmosphère.

2.2.1. Modèles d'évolution thermique

Les premiers modèles [Abe and Matsui, 1985, 1986; Zahnle et al., 1988] considèrent la croissance de la Terre par des impacts de planétésimaux qui vont former des océans de magma globaux plus ou moins profonds. Les modèles de Abe et Matsui [1985, 1986] étudient l'évolution thermique d'un océan de magma de surface en interaction avec la chaleur déposée par les impacts et une atmosphère de H_2O qui en résulte. Le refroidissement de l'océan de magma s'effectue par conduction et prend en compte l'apport de chaleur par les éléments radioactifs de longue-période (U, Th, K). En revanche, ni la convection, ni la variation de la viscosité ne sont pris en compte dans ces modèles. Par la suite, Zahnle et al. [1988] prennent en compte le transport de chaleur par convection à travers un coefficient de diffusion dépendant du nombre de Rayleigh et la variation de la viscosité avec la température. Cependant, le coefficient de diffusion utilisé pour représenter le transport de chaleur par convection est encore mal défini. L'influence des particules solides qui cristallisent lors du refroidissement de l'océan de magma et leurs effets sur les variations de viscosité ne sont pas prises en compte. Abe [1993a, b, 1995, 1997] a par la suite pris en compte l'effet de la séparation gravitationnelle des particules solides du liquide et le mélange convectif ainsi que l'effet de la chaleur latente de solidification générée dans la région partiellement liquide de l'océan de magma située entre les courbes du liquidus et du solidus. La viscosité qu'Abe [1993a, b, 1995, 1997] a utilisé dans ces modèles varie en fonction de la fraction de cristaux. En revanche, seule la viscosité des solides dépend de la température de l'océan de magma, la viscosité liquide restant constante à une valeur de 100 Pa.s [Abe, 1997]. Tous ces modèles sont basés sur la "mixing length theory", développée à l'origine en astrophysique (e.g. [Vitense, 1953]) et qui définit la distance que peut parcourir une parcelle de fluide dans un milieu différent en conservant ses caractéristiques d'origine.

Solomatov [2000, 2007] a développé une approche paramétrée simplifiée par rapport aux modèles précédents, basée sur des lois d'échelle déterminées expérimentalement mais qui fournissent des valeurs limites de manière claire. Ainsi, la paramétrisation du flux de chaleur est basée sur des études expérimentales (e.g. : [Castaing et al., 1989; Siggia, 1994; Solomatov and Moresi, 1997; Grossmann and Lohse, 2000; Davaille and Limare, 2007; Androvandi et al., 2011]) et dépend du type de régime convectif (régimes turbulents "soft" et "hard" et convection de type solide). Solomatov [2007] discute également l'influence de la rotation de la planète sur le flux convectif. La rotation de la planète n'a d'impact sur la valeur du flux de chaleur que lorsque la viscosité du magma est moyenne (10^8 - 10^9 Pa.s) et à nombre de Rayleigh moyennement élevé (régime turbulent "soft"). En effet, à forte viscosité, lorsque la convection de l'océan de magma est dans un régime type-solide, les forces de Coriolis sont négligeables par rapport aux forces visqueuses. De même, à

haut nombre de Rayleigh (régime turbulent “ hard ”), l'effet de rotation devient négligeable et le flux de chaleur est le même que sans rotation.

Elkins-Tanton [2008] tient compte de l'évolution chimique des phases de cristallisation et prédit un “overtun” gravitationnel une fois que la solidification est terminée. En effet, ce phénomène résulte d'une stratification de densités instable formée lors du refroidissement de l'océan de magma. En revanche, *Elkins-Tanton* [2008] a considéré une viscosité liquide constante d'une valeur entre 0.1 et 1 Pa.s au cours de la solidification. De ce fait, elle ne prend pas en compte l'apparition d'un front de rhéologie au cours de sa solidification. Par la suite, *Zahnle et al.* [2007] ont souligné l'importance d'une autre source de chaleur apparue tardivement dans l'histoire de la Terre. Cette source de chaleur, c'est le chauffage dû aux forces de marée exercées par la Lune. En effet, *Zahnle et al.* [2007] ont montré que ce chauffage pourrait être plus important que le chauffage radioactif, prolongeant ainsi la durée de vie de l'océan de magma. En raison d'arguments géophysiques, géochimiques et de pétrologie expérimentale, il est fort probable qu'un océan de magma basal a pu se former au cours du refroidissement d'un océan de magma profond et global, et qui stockerait une grande quantité d'éléments lourds (ex : Fe, Ni).

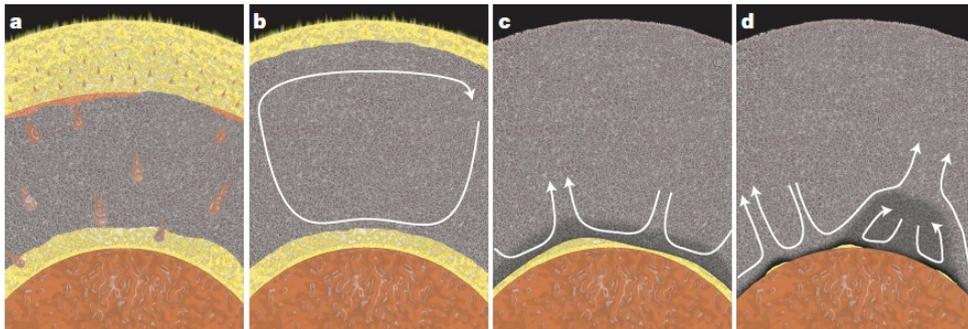


Figure 2.4.: *Illustration schématique de la formation et de l'évolution d'un océan de magma basal d'après [Labrosse et al., 2007]*

Ces dernières années, la possible existence d'un océan de magma basal a été modélisée par *Labrosse et al.* [2007]. Au cours du refroidissement de l'océan de magma, du liquide riche en fer percole sous forme de gouttelettes au fond de l'océan à l'interface avec la partie déjà solidifiée. Ces cumulats de liquide riche en fer ont par la suite subi une instabilité qui les a transportés rapidement vers le noyau, formant ainsi un océan de magma basal à l'interface entre le manteau et le noyau (Fig. 2.4 a). Les deux océans de magma ainsi formés ont ensuite chacun cristallisé à des vitesses différentes. L'océan de magma à la surface cristallise du bas vers le haut alors que l'océan de magma basal cristallise du haut vers le bas (Fig. 2.4 b). Une fois que l'océan de magma de surface a entièrement cristallisé, l'océan de magma basal subit une cristallisation fractionnée qui enrichit progressivement

en fer le fond du manteau solide situé au dessus de l'océan de magma basal (Fig. 2.4 c). Enfin, après qu'une partie substantielle de l'océan de magma basal ait été refroidi, le solide qui se forme à la base du manteau solide devient suffisamment dense pour se stabiliser contre la convection dans le manteau solide, s'accumulant ainsi sous forme de piles sous les courants de remontée (Fig. 2.4 d). *Labrosse et al.* [2007] estiment également que la convection à l'état solide dans le manteau (flèches blanches dans les fig. 2.4 a, b et c) contrôle la vitesse de cristallisation du fond de l'océan de magma et le possible entraînement de matériaux denses enrichis en FeO et qui s'accumulent à la base du manteau solide (gris foncé dans fig. 2.4 c et d).

Dans tous les modèles décrits ici, des phénomènes physiques complexes sont à l'œuvre. Notre but étant d'identifier les principaux paramètres influençant la condensation d'un océan d'eau, tels que la distance au soleil ou les contenus initiaux en volatils, nous ne prendrons en pas compte dans cette thèse les mécanismes que nous jugeons insuffisamment explorés telle que la cristallisation dans des milieux fortement convectés, ou restant controversés tel que l'océan de magma basal. Nous y reviendrons dans le chapitre suivant lorsque nous décrirons notre modèle.

L'influence des éléments radioactifs, d'une viscosité dépendante à la fois de la température et de la fraction de liquide ou encore la présence d'un front de rhéologie délimitant deux régimes convectifs seront pris en compte dans le modèle présenté ici. Toutefois, nous nous attacherons ici à élucider principalement les conditions favorables à la condensation de l'eau ainsi que les différentes constantes de temps. Nous n'avons à ce stade pas tenu compte du mécanisme de l'overtourn ni de la présence d'un océan de magma basal, processus complexes ou controversés (e.g : [*Andrault et al.*, 2011]).

2.2.2. Échange de volatils

Dans le modèle d'*Abe and Matsui* [1985], la quantité d'eau apportée par les planétésimaux est définie par un paramètre constant qui dépend du contenu en eau des planétésimaux et de la fraction de celle-ci qui est libérée dans l'atmosphère après l'impact. En effet, *Abe and Matsui* [1985] considèrent que l'atmosphère d'eau est générée par la déshydratation des planétésimaux suite aux impacts, et qu'une partie de cette eau peut subir des réactions de réhydratation avec la surface. En revanche, leur modèle ne tient pas compte d'une éventuelle dissolution des volatils apportés par les planétésimaux dans l'océan de magma, et aucune cinétique de dégazage n'est prise en compte. Les volatils apportés par les impactants alimentent alors directement l'atmosphère après l'impact ou sont perdus à travers des réactions de réhydratation avec la surface. Par la suite, ce modèle fut amélioré dans [*Abe and Matsui*, 1986] en considérant que la déshydratation des planétésimaux est dépendante de la température de la surface de l'océan de magma. Ainsi, lorsque la température de surface est inférieure à 900 K, *Abe and Matsui* [1986] considèrent que seule une partie de l'eau des planétésimaux alimente l'atmosphère, l'autre partie étant perdue par des réactions de réhydratation avec la surface de l'océan de magma.

A une température de surface supérieure à 900 K mais inférieure à la température du solidus, ils considèrent que la totalité de l'eau des planétésimaux est dégazée dans l'atmosphère. Enfin, dans le cas où la température de surface est supérieure au solidus, *Abe and Matsui* [1986] considèrent qu'une partie de l'eau atmosphérique est dissoute dans l'océan de magma. Le modèle de *Zahnle et al.* [1988] est beaucoup plus complet en ce qui concerne les échanges de volatils entre l'océan de magma et l'atmosphère. En effet, une équation d'équilibre entre les quantités d'eau dans les deux réservoirs, et également avec ce qui est apporté par les planétésimaux est considérée. Ils incluent aussi dans cette équation les pertes d'eau dues à l'échappement hydrodynamique et aux impacts. En revanche, ils semblent négliger la fraction de l'eau dissoute dans l'océan de magma qui est stockée dans la phase solide et ne traite pas le dégazage du CO_2 . En effet, la quantité de ce volatil est une constante proportionnelle à la masse de la planète. Ni *Abe* [1993a, b, 1995, 1997] ni *Solomatov* [2000, 2007] ne traite l'échange de volatils entre l'océan de magma et l'atmosphère. En effet, le premier considère une atmosphère déjà composée d'une certaine pression partielle en H_2O et CO_2 au début du refroidissement de l'océan de magma. Quant au deuxième, il ne considère tout simplement pas la présence d'une atmosphère au dessus de l'océan de magma, le laissant en contact direct avec l'espace (comme sur la Lune). Enfin, *Elkins-Tanton* [2008] a introduit l'échange du CO_2 entre l'océan de magma et l'atmosphère en plus de l'eau. Elle a établi un mécanisme de dégazage des volatils (dans son cas CO_2 et H_2O) initialement dissous dans l'océan de magma. Ce mécanisme est basé sur des lois de solubilité plus récentes que celles utilisées par *Zahnle et al.* [1988] pour chacun des volatils, basées sur les données de *Papale* [1997]. *Elkins-Tanton* [2008] a également étudié plus précisément le flux de dégazage des volatils en fonction de la vitesse de convection de l'océan de magma. En effet, elle estime que la vitesse de convection de l'océan de magma au cours de son refroidissement est de l'ordre de 0.5 m/s. Elle en déduit alors que le temps requis pour que les volatils soit entraînés par la convection vers la surface est beaucoup plus court que le pas de temps de refroidissement de son modèle. Ainsi, elle suppose que l'océan de magma dégaze les volatils à chaque pas de temps. *Elkins-Tanton* [2008] a également pris en compte la composition minérale d'un océan de magma jusqu'à une profondeur de 2000 km (Fig. 2.5). Les principaux minéraux qu'elle considère sont l'olivine, le pyroxène et la pérovskite. A travers des coefficients de distribution liquide-solide expérimentaux [*Elkins-Tanton et al.*, 2003], *Elkins-Tanton* [2008] a pris en compte le stockage d'une partie des volatils dans les minéraux solides au cours de la solidification de l'océan de magma.

Le modèle d'échange de volatils de cette thèse reprend principalement celui d'*Elkins-Tanton* [2008]. En effet, l'équilibre des échanges de volatils entre les différents réservoirs à chaque pas de temps ainsi que la prise en compte du stockage de l'eau dans les minéraux solides au cours du refroidissement de l'océan de magma sont des mécanismes importants qui ne doivent pas être négligés. Ce dégazage sera explicitement couplé avec l'évolution thermique (dépendante de la viscosité) ainsi qu'avec l'atmosphère.

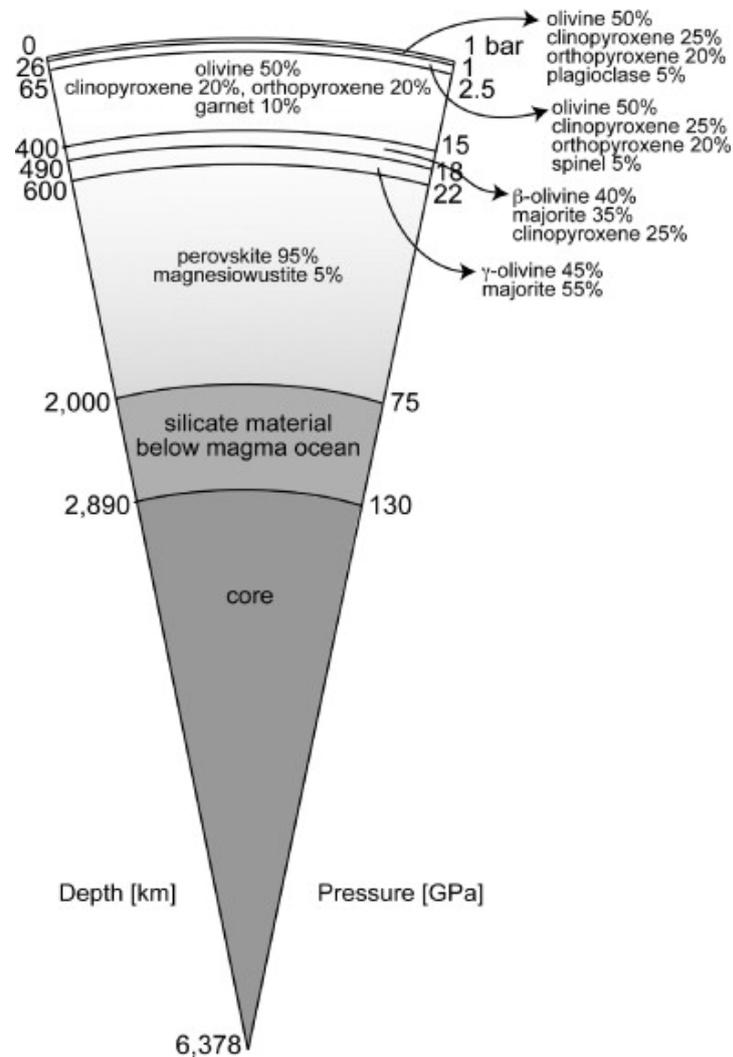


Figure 2.5.: Schéma de l'assemblage de minéraux supposé solidifier pour un océan de magma terrestre profond de 2000 km d'après [Elkins-Tanton, 2008]

2.2.3. Couplage avec l'atmosphère

Afin de simplifier les calculs, les premiers modèles atmosphériques couplés avec un modèle d'océan de magma traitaient l'atmosphère comme un corps gris. Un corps est considéré comme gris lorsque l'émission et l'absorption ne concernent qu'une petite partie du spectre pour laquelle on peut considérer l'émissivité comme constante. L'émissivité est une grandeur qui détermine la partie du flux de chaleur réémis après absorption par le corps étudié et dépend de la température du corps, de la direction du rayonnement et de la longueur d'onde. Dans le cas d'un corps gris, l'émissivité ne dépend pas de la longueur d'onde et reste donc constante. Le flux de chaleur émis par une atmosphère grise est similaire à celui du corps noir à la

différence qu'il tient compte du coefficient d'émissivité dépendant de la profondeur optique de l'ensemble des constituants chimiques de l'atmosphère (principalement H_2O et CO_2) [Elkins-Tanton, 2008].

Les modèles de *Abe and Matsui* [1985, 1986] et *Elkins-Tanton* [2008] considèrent l'atmosphère comme un émetteur radiatif gris. Cette simplification dans le traitement des propriétés de l'atmosphère tient compte de l'émissivité de chaque composé volatil (H_2O et CO_2), mais néglige la structure de l'atmosphère (e.g. troposphère sèche et troposphère humide) ainsi que la convection atmosphérique. Cependant, dans le passé récent, *Zahnle et al.* [1988] et *Abe* [1993a, b, 1995, 1997] ont utilisé les modèles atmosphériques développés par *Kasting* [1988], *Abe* [1988] et *Abe and Matsui* [1988]. En effet, ces modèles considèrent la structure de l'atmosphère et la convection atmosphérique. De plus, ils calculent de manière plus précise les opacités dans l'infrarouge thermique de chaque composé volatil (H_2O et CO_2). *Zahnle et al.* [1988] ont également pris en compte dans leur modèle la formation de nuages d'eau dans la troposphère humide. Il a été récemment montré à partir d'un modèle unidimensionnel radiatif-convectif d'une atmosphère massive de H_2O-CO_2 [Marq, 2012] qu'un traitement plus réaliste de la dynamique atmosphérique pourrait avoir un effet important. Les opacités dans l'infrarouge thermique (IR) ont été calculées en utilisant un code k-corrélé, sous forme de tableaux des opacités continues pour l'absorption de H_2O-H_2O et CO_2-CO_2 ainsi que les nuages d'eau dans la zone de convection humide (lorsqu'ils sont présents). Deux régimes ont été identifiés. Pour une température de surface inférieure à un seuil de température (de 2350 K pour 300 bars de H_2O et 100 bars de CO_2), un effet de serre efficace se met en place. Il résulte d'une haute atmosphère froide et d'une couverture de nuages d'eau, ce qui diminue le rayonnement de la chaleur dégagée par l'océan de magma vers l'espace. Pour une température de surface supérieure à ce seuil, l'effet de serre n'est pas suffisamment efficace pour éviter la forte perte de chaleur par rayonnement vers l'espace à travers une atmosphère chaude et sans nuage. Le passage d'une forte perte de chaleur à une faible perte de chaleur par rayonnement vers l'espace, lorsque la température de surface passe en dessous de la température seuil, pourrait jouer un rôle majeur dans le ralentissement du refroidissement de l'océan de magma.

Nous avons pu voir qu'il existait déjà de nombreux modèles d'évolution thermique et chimique d'un océan de magma. Les paramètres qui ont été utilisés dans ces modèles sont nombreux et variés. Le modèle qui va être présenté dans les prochaines sections est une étude paramétrée d'un océan de magma en interaction avec une atmosphère primitive prenant en compte les processus convectifs et radiatifs dans la troposphère et la mésosphère, l'absorption IR du CO_2 et H_2O ainsi que la formation de nuages dans la troposphère humide. Ce modèle a pour objectif de contribuer à la compréhension de l'étude complexe et multidisciplinaire de l'évolution thermique d'un océan de magma en interaction avec une atmosphère primitive dans le but d'étudier quels paramètres essentiels influencent la condensation d'un océan d'eau. Nous pensons que cette approche est complémentaire de modèles numériques 3-D de convection plus complexes.

