

INSTITUT DE PHYSIQUE DU GLOBE DE PARIS

# Habitabilité à long terme des planètes telluriques

---

Thèse

Par **Cédric Gillmann**

Dirigé par **Philippe Lognonné et Eric Chassefière**

## Sommaire

<b>Introduction</b> .....	5
<b>Partie I : Evolution tardive des planètes telluriques, l'équilibre entre échappement et dégazage : le cas de Mars.</b> .....	14
Résumé .....	14
I/ Introduction.....	16
II/ Modèles et données. ....	22
II.1/ Le Dégazage Volcanique.....	24
II.2/ Echappement atmosphérique.....	59
III/ Résultats. ....	83
III.1/ Apport de volatils dus aux impacts majeurs. ....	89
III.2/ Lien avec la présence d'eau liquide. ....	92
III.3/ Dépendance du modèle vis-à-vis des paramètres.....	100
IV/ Discussion.....	112
Appendice I : H <sub>2</sub> O et SO <sub>2</sub> , le rôle des autres volatils volcaniques sur Mars.....	116
Appendice II : Extension du modèle et contraintes géochimiques. ....	126
1) L'évolution martienne au cours des quatre derniers milliards d'années. ....	126
2) Contraintes isotopiques du modèle.....	132
<b>Partie II : Dynamique interne des planètes telluriques et échanges de volatils.</b> .....	141
I/ Introduction.....	141
II/ Modèle et programme.....	142
II.1 / Principe du programme .....	143
II.2 / Fonctionnement du modèle de convection .....	144
II.2.a / Lois d'échelle.....	145
II.2.b / Viscosité et rhéologie .....	148
II.2.c / Equations principales.....	149
II.3 / Fonctionnement du dégazage/réhydratation.....	150
II.4 / Partie atmosphérique et projet de couplage.....	155
III/ Paramètres importants .....	157
III.1 / Données planétaires .....	158
III.2 / Viscosité et rhéologie .....	159
III.2.a / Paramètres physiques.....	159
III.2.b / Contenu en eau.....	160
III.3 / Dégazage / réhydratation.....	161
III.3.a / Taux d'expansion .....	162
III.3.b / Profondeur de fusion .....	162
III.4 / Récapitulatif .....	166
IV/ Résultats.....	169
IV.1 / Cas réalistes pour la Terre et étude des paramètres .....	169
IV.1.a / Cas réalistes .....	169
IV.1.b / Influence des paramètres.....	172
IV.2 / Comparaison des trois planètes.....	176
IV.3 / La convection à couvercle fixe .....	178

IV.4 / Développement : la profondeur de fusion.....	181
IV.5 / Couplage atmosphérique : première approche.....	183
V/ Modélisation 3-D : panache martien. ....	188
V.1 / Contexte. ....	188
V.2 / Modèle.....	190
V.3 / Benchmark et tests. ....	195
V.4 / Résultats et discussion.....	196
VI/ Conclusion .....	205
<b>Partie III : Evolution primitive des planètes telluriques, le rôle de l'échappement hydrodynamique. Un scénario cohérent de l'histoire de Vénus. ....</b>	<b>208</b>
I/ Résumé.....	208
II/ Introduction .....	209
III/ Etat des connaissances actuelles sur les gaz rares dans l'atmosphère de Vénus.....	215
IV/ Théorie de l'échappement hydrodynamique.....	217
IV.1 / Echappement hydrodynamique et effet sur les gaz rares.....	217
IV.2 / Fractionnement par entraînement des gaz rares.....	222
IV.3 / Entraînement de l'oxygène par l'hydrogène.....	224
V/ Modèle d'échappement hydrodynamique .....	226
V.1 Principes essentiels et paramètres du modèle.....	227
V.2 / Description du modèle. ....	231
VI/ Résultats.....	236
VI.1 / Cas de l'échappement de l'hydrogène seul.....	236
VI.2 / Cas de l'échappement conjoint de H et O.....	242
VII / Discussion.....	248
VII.1 / Echappement primitif (10-500 Ma).....	248
VII.2 / Comparaison entre Vénus et la Terre. ....	255
VII.3 / Echappement tardif ayant lieu après le bombardement massif (500 Ma- présent). 258	
VII.4 / Vue globale de l'échappement vénusien. ....	260
VIII/ Conclusion.....	261
<b>Bibliographie.....</b>	<b>263</b>

## **Remerciements.**

Je voudrais tout d'abord remercier Philippe Lognonné et Eric Chassefière, mes directeurs de thèse pour l'attention qu'ils ont portée à mon travail et pour leurs judicieux conseils. Leurs suggestions m'ont permis de m'intéresser à des domaines variés et passionnants. J'espère avoir encore l'occasion de poursuivre notre collaboration.

J'aimerais, de plus, remercier tous les membres du jury à commencer par les rapporteurs Francis Albarède et Christophe Sotin dans le laboratoire duquel j'ai approché pour la première fois le monde de la recherche scientifique à Nantes, il y a quelques années déjà. Je remercie aussi les autres membres du jury, Manuel Moreira et Arie van den Berg pour leur attention et leur intérêt pour mes travaux. Arie m'a, en particulier, accueilli dans son laboratoire d'Utrecht pour un projet de modélisation martienne et je lui en suis très reconnaissant.

Je remercie aussi les membres du DLR de Berlin dont son directeur, Tilman Spohn, et Doris Breuer chez qui j'ai effectué un stage de recherche très enrichissant et qui m'ont permis d'avoir accès aux résultats de leurs travaux. Ceux-ci ont été essentiels pour le développement de mes propres recherches.

Je souhaite aussi signaler que ces recherches n'auraient pas été possibles sans l'aide financière et l'engagement de plusieurs sources : le Programme National de Planétologie, le Réseau MAGE et HPC-Europa.

J'ai également une pensée pour tout le personnel et les collègues du laboratoire de Saint Maur, aussi bien ceux qui ont depuis quitté les lieux pour d'autres cieux que ceux qui y travaillent encore. Je veux parler d'Ana Rita, Céline, Lucie, Joséphine, Pierre David, Christiane, Taoufik, Mathieu et bien d'autres...

Je souhaite aussi remercier Thomas Geenen, avec qui j'ai brièvement travaillé sur un projet de modélisation martienne, David Grinspoon pour ses conseils et suggestions avisées quant au travail que j'ai effectué sur l'atmosphère de Vénus, ainsi que James Kasting. Et bien sûr François Forget, François Leblanc et Sébastien Lebonnois.

Je remercie de plus mes amis, en particulier Peter et son épouse Karin ainsi que Armen.

Enfin et surtout, je tiens à remercier mon épouse, Aude ainsi que ma famille (mes parents et mon frère) et ma belle famille, qui se sont tous intéressés à mes recherches, m'ont soutenu pendant les périodes délicates et m'ont finalement permis de parvenir au bout de ces travaux. Encore merci.

## Introduction

Parmi les principaux buts de l'exploration spatiale, la recherche de la vie extraterrestre et de planètes habitables a toujours été un concept fondateur. Dès les premières missions ayant pu se poser sur d'autres planètes comme par exemple Viking sur Mars, l'obtention de données et de résultats permettant d'étudier les facteurs favorisant l'émergence d'êtres vivants, ainsi que la mise au point d'expériences permettant de tester la présence de ces derniers sont restées au cœur des préoccupations des chercheurs. Il est vite apparu qu'une meilleure connaissance de l'environnement, de l'évolution des planètes et des facteurs essentiels impliqués dans ce développement était cruciale dans la recherche de la vie. Déjà en 1979, lors d'un congrès de la NASA « Life in the Universe », la nature multidisciplinaire de cet axe de recherche fut établi lorsque les participants tentèrent de définir les paramètres essentiels à l'apparition et à la subsistance de conditions favorables au développement de milieux planétaires habitables. Parmi ces axes majeurs mentionnés, on retrouve en particulier les influences stellaires et orbitales, le développement précoce des planètes et leur accréation, l'évolution de l'atmosphère et du climat, l'origine des océans et des continents. Plus récemment, l'exploration martienne s'est intensifiée avec des missions comme Mars Express, Phoenix, MSR ou encore MSL, tandis que d'autres planètes du système solaire susceptibles de nous éclairer sur la question de l'habitabilité reçoivent elles aussi la visite de sondes et de landers comme Vénus (les sondes Venera, Vénus Express) ou Titan (Cassini-Huygens). Enfin, alors qu'aucune trace de vie n'a été découverte dans notre système hors de la Terre à ce jour, la question des exo planètes et de leur habitabilité demeure un problème passionnant. Ces missions et les avancées qu'elles permettent sont à leur tour le point de départ d'une abondance de modèles et théories traitant des planètes habitables et de la vie dans l'univers.

A ce stade de nos connaissances, il apparaît essentiel de faire le point sur les conditions nécessaires à la vie et sur l'influence de l'évolution planétaire sur l'habitabilité en utilisant les exemples à notre portée : Mars, Vénus et, bien sûr, la Terre. Il a depuis très longtemps été établi que la relation entre une planète et son étoile était un paramètre essentiel du maintien de l'habitabilité sur le long terme et de l'apparition de la vie (puis de son éventuelle évolution). Toutefois, une nouvelle dimension émerge : le lien entre l'évolution géologique et atmosphérique de la planète et celle de ses conditions d'habitabilité.

En premier lieu, définir le terme d'habitabilité est loin d'être simple : selon le domaine de recherche considéré, de nombreuses définitions proches mais sensiblement différentes peuvent être avancées. Ces définitions, toutefois, ont toutes un point commun : aucune n'arrive à couvrir totalement tous les aspects du problème. On pourrait par exemple affirmer qu'une planète habitable est un corps céleste qui se trouve dans la « zone habitable » d'un système planétaire (c'est-à-dire dans la zone où sa distance à l'étoile est telle que l'eau liquide peut exister à la surface de la planète ; Kasting et al., 1993). Cette définition, cependant, néglige complètement l'influence de l'atmosphère et de l'évolution géodynamique de l'astre. Une tentative pour inclure tous ces paramètres mène naturellement à une définition bien plus vague, mais même ce type de tentative demeure insuffisant car même en employant la définition selon laquelle une planète habitable serait une planète où la vie peut exister, on ne prend pas en compte l'aspect temporel du problème. La vie peut-elle simplement survivre à sa surface ? Y apparaître ? S'y développer ? Pour combien de temps ? Il n'est pas assuré qu'un environnement reste « habitable » assez longtemps pour permettre à des preuves du passage de la vie de se déposer.

Il convient, de plus, de séparer les questions de simple habitabilité et d'origine de la vie. La grande question des origines risque d'occuper les chercheurs pendant encore longtemps car il n'existe aujourd'hui aucune certitude sur la manière dont cela a pu se produire ni même en combien de temps ou sous quelles conditions précises. Toutefois, il reste la certitude que, dans notre système solaire au moins, cet événement s'est produit et s'il a pu se produire une fois quelque part, il n'est pas irréaliste de penser qu'il a pu avoir lieu aussi ailleurs dans l'univers ou même, pourquoi pas, dans notre système (Cady et al., 2003). La question de l'habitabilité est donc plus simplement résumée en se demandant si des organismes quelconques peuvent vivre ou survivre dans un milieu donné. Il est alors naturel d'adopter un point de vue anthropocentrique et de comparer les conditions du milieu à celles dont l'Homme a besoin (ou qu'il peut créer, si l'on prend en compte les idées de terraformation). Il convient malgré cela de prendre en compte la myriade de formes que peut prendre la vie et l'étonnante diversité des environnements, parfois apparemment hostiles, qui peuvent être colonisés (hautes ou basses températures, hautes pressions, pH très faible ou élevé, salinité élevée, présence de gaz particuliers). Pour cela, nous n'avons pour le moment qu'un seul exemple évident : la Terre. Et il est normal de fonder l'étude des facteurs requis par la vie sur notre propre biosphère. Alors, bien que nous ne sachions toujours pas quelles

sont les conditions optimales pour créer la vie, il semble raisonnable de supposer que les pré-requis incluent une planète tellurique et de l'eau liquide.

On sait que la vie est présente sur Terre depuis au moins 3,5 milliards d'années (Westall et Southam, 2006 ; Westall et al., 2001) d'après des relevés fossiles. Il est possible qu'elle ait été présente encore plus tôt (3,7 milliards d'années), ayant apparu juste après le bombardement massif (il y a 3,8 Ga) ou même que des formes de vie aient existé avant cet événement, bien qu'aucune certitude ne puisse exister en raison d'un manque de données sur ces époques reculées. Ces formes de vie très anciennes auraient même pu survivre au bombardement massif si celui-ci n'a pas été stérilisateur (ce qui est une claire possibilité : Ryder, 2002). Les conditions à l'époque considérée, bien qu'extrêmes à l'échelle de l'Homme, sont propices au développement de formes de vie simples avec une température de l'ordre de 80°C (Rothschild et Mancinelli, 2001 ; Konhauser et al., 2003) et une grande quantité de différents nutriments, laissant la possibilité à de nombreuses réactions d'oxydo-réduction de se réaliser. L'abondance du carbone, elle aussi, est suffisante pour promouvoir le développement de la vie. Dès cette période, la Terre est « habitable ».

Si la vie est apparue après les bombardements intenses (entre 3,8 et 4 Ga environ), dès que l'eau liquide a été disponible, alors sa vitesse d'apparition et de développement est impressionnante : quelques centaines de millions d'années seulement seraient nécessaires pour passer du stade zéro à une colonisation globale avec un niveau de complexité cellulaire avancé. Si ce scénario est véridique, alors il est possible que la vie se soit développée ailleurs pour peu que les conditions aient été favorables pendant une « courte » période. De plus, sur Terre, les microorganismes sont susceptibles de supporter un plus grand éventail de milieux différents. Il semble donc logique de supposer que les biosphères constituées de ces microorganismes devraient être plus courantes que celles qui contiennent des êtres plus évolués. La recherche de ce type d'organismes et des conditions pour leur survie est donc une pièce maîtresse de l'étude de l'habitabilité. Les organismes simples recherchés nécessitent donc des nutriments chimiques, une source d'énergie et de l'eau liquide au moins de façon intermittente.

A l'époque présente et dans notre environnement planétaire immédiat, il est possible de rechercher dès aujourd'hui des signes de la présence de vie sur les planètes et satellites de notre système solaire. Mercure, tout d'abord, est considéré comme un mauvais candidat pour

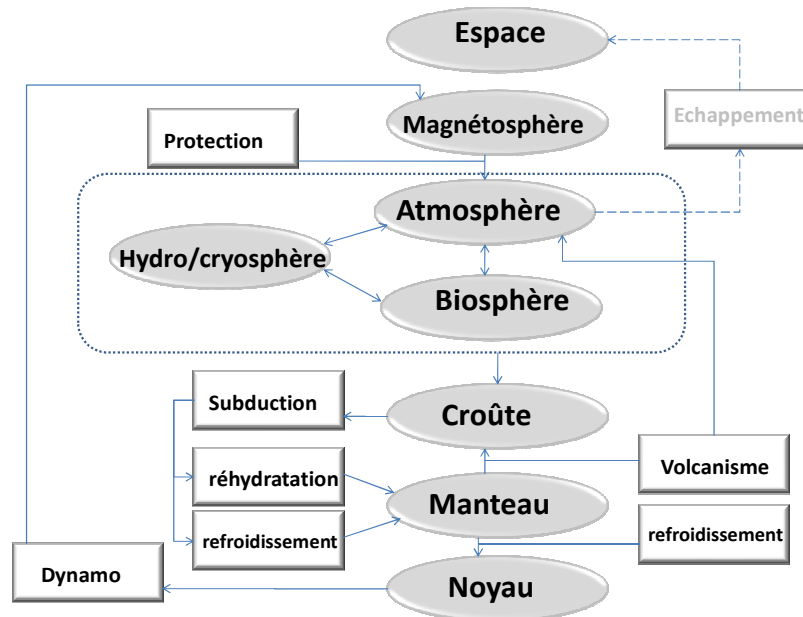
ce type d'étude : la planète n'a pas d'atmosphère, si bien que sa température de surface connaît de larges oscillations (de  $-150^{\circ}\text{C}$  à  $400^{\circ}\text{C}$ ). L'environnement est donc pour le moins inhospitalier et nous pousse à nous concentrer sur d'autres astres. Vénus, quant à elle, ressemble géologiquement à la Terre et a pu suivre un parcours évolutif primitif semblable, ce qui aurait pu laisser l'occasion à des conditions favorables à la vie d'apparaître. Toutefois aujourd'hui, les possibilités de trouver de la vie sur Vénus sont faibles : la pression de surface élevée, combinée à une température importante et une atmosphère acide rend les conditions très mauvaises pour la vie.

Le cas de Mars est intéressant. Actuellement, Mars est essentiellement une planète sèche et aride, abritant de l'eau sous forme de glace, en particulier au niveau de ses pôles et de sa sub-surface, mais aucune eau liquide n'y a été découverte. En revanche, de nombreux indices de la présence d'eau liquide au cours du passé de Mars demeurent accessibles à l'observation. Lors des époques primitives de son évolution, cette planète a pu abriter un environnement bien plus favorable à la vie qu'aujourd'hui et il est tout à fait possible que la vie soit apparue sur Mars en ces temps reculés. La question de savoir si cette vie a pu perdurer dans les conditions défavorables de l'histoire tardive de la planète reste en suspens : la sub-surface constitue un milieu où la vie aurait peut-être pu trouver refuge face à la détérioration des conditions de surface car il correspond assez bien à certains milieux peuplés de bactéries sur la Terre elle-même.

Dans tous ces cas, qu'on s'attende à trouver de la vie sur d'autres planètes ou pas, il reste important d'étudier les exemples disponibles et la manière dont ils ont évolué pour arriver à la situation actuelle. En effet, s'il est assez direct de rédiger une liste des ingrédients nécessaires à la vie, il devient plus intéressant de découvrir comment (et sous quelles conditions) une planète peut parvenir à les rassembler de manière relativement stable pour une période étendue et ainsi créer une zone habitable. Pour pouvoir répondre aux questions relatives à l'habitabilité, il est donc essentiel de comprendre l'évolution des planètes telluriques et les processus mis en jeu. Ainsi, en plus des facteurs mentionnés plus haut, ce sont aussi des mécanismes qui pourraient être nécessaires.



a)



b)

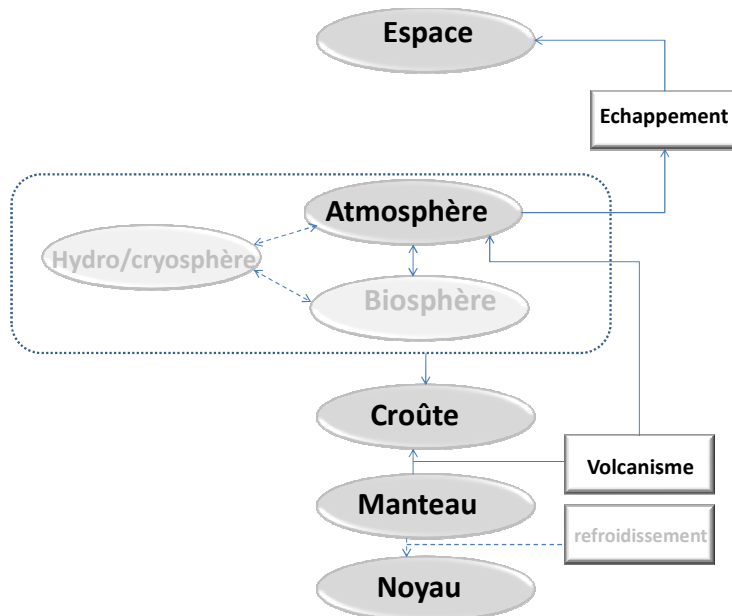


Figure 1 : Schéma simplifié des interactions entre les différentes couches constituant une planète tellurique classique. a) Lorsque le régime de convection est la tectonique des plaques (la planète considérée est alors la Terre). b) Lorsque que la convection se produit sous une seule plaque unique, de type Mars ou Vénus. Les flèches en tirets correspondent aux mécanismes de faible intensité et sont associées aux cases pâles. Les bulles pâles désignent une « enveloppe » potentielle mais dont l'existence est incertaine.

Par exemple, la tectonique des plaques présente sur Terre mais pas sur Mars ni sur Vénus à l'époque actuelle pourrait être un facteur déterminant de l'habitabilité d'une planète. Sans tectonique, les dorsales océaniques (un lieu d'origine possible de la vie ; Russell et Hall, 1997) et les habitats continentaux ne pourraient exister. De plus, le CO<sub>2</sub> piégé dans les carbonates ne serait pas recyclé et pourrait au contraire contribuer à un réchauffement global incompatible avec l'habitabilité de la planète, comme sur Vénus. Il en est de même pour le cas de la magnétosphère. Sur Terre, cette dernière protège l'atmosphère de l'érosion due au vent solaire. Cette magnétosphère est produite par la dynamo, elle-même entretenue par la tectonique. Les plaques plongeantes au niveau des marges de subduction entraînent avec elles de grandes quantités d'eau qui se retrouvent injectées dans le manteau et réduisent sa viscosité. Le régime de dynamique interne agit directement sur le volcanisme et donc sur la nature et la quantité de volatils relâchés dans l'atmosphère par la partie solide de la planète tandis qu'au sommet de l'atmosphère, l'échappement atmosphérique est un puits de volatils dont l'efficacité varie selon la protection dont bénéficie l'atmosphère. Ces deux derniers processus influent directement sur les conditions de surface et donc sur l'absence ou la présence d'eau en particulier, ce qui complète la boucle.

De nombreux processus très différents sont ainsi entrelacés et mis en œuvre de façon complexe pour maintenir l'habitabilité d'une planète ou l'en éloigner. Notre étude consiste donc en une recherche de l'effet de plusieurs processus majeurs dans l'évolution des planètes telluriques de notre système solaire et en particulier de Mars et Vénus en opposition à la Terre. Nous cherchons en effet à détailler les mécanismes qui ont mené trois planètes assez similaires à l'origine (c'est particulièrement marquant dans le cas de Vénus et de la Terre) vers trois évolutions foncièrement différentes, et la manière dont ils ont agi. Dans un cas, celui de notre planète, le résultat a été une abondance de vie, tandis que dans les deux autres, les conditions hostiles n'ont pas permis le développement (ou la préservation sur le long terme) d'une biosphère complexe. Pour comprendre l'habitabilité et pouvoir prédire ou repérer les signes qui la caractérisent, il faut en effet connaître les chemins qui y mènent. Nous avons ainsi choisi plusieurs axes particulièrement représentatifs de l'évolution des planètes et de leur potentielle habitabilité afin de tenter d'éclairer leur parcours. Le cas des

planètes telluriques à plaque unique et sans vie (selon les observations actuelles) semble ainsi plus simple à étudier quand on regarde la figure 1.

Les mécanismes impliqués dans l'évolution de ces astres sont moins nombreux et on peut résumer de façon grossière l'état des conditions de surface d'une telle planète comme l'équilibre entre les effets du volcanisme et de l'échappement. Cependant, il ne faut pas oublier que ces deux processus ne sont toujours pas complètement compris à ce jour. Nous nous proposons donc d'étudier, au travers des exemples relativement proches que sont Mars et Vénus, les interactions entre les différentes couches planétaires qui ont une influence directe sur l'état de l'atmosphère.

La première partie prend l'exemple de l'évolution tardive de Mars pour illustrer les influences couplées du dégazage volcanique et de l'échappement atmosphérique non thermique sur les conditions de surface d'une planète tellurique. Nous proposons des scénarii d'évolution de l'atmosphère de Mars au cours des trois derniers milliards d'années en accord avec ces paramètres, en particulier la concentration en  $\text{CO}_2$  dans les laves martiennes et la quantité de volatils perdus au sommet de l'atmosphère. Il apparaît que la plupart des cas obtenus, tant que le dégazage est suffisant, imposent une atmosphère actuelle d'origine volcanique et relativement jeune. Nous nous penchons de plus sur le rôle de l'eau et du  $\text{SO}_2$  dans cette évolution et proposons une contrainte de ces évolutions par les rapports isotopiques du carbone, de l'azote et de l'argon.

La seconde partie se penche sur un paramètre essentiel qui est apparu dans l'étude de l'évolution de Mars : la dynamique interne des planètes telluriques. Nous proposons une paramétrisation simple 1D des régimes de convection et des échanges de volatils qui en résultent pour les trois planètes telluriques étudiées. Nous nous concentrons cette fois sur les époques les plus primitives de l'évolution de Mars, Vénus et la Terre sans pour autant négliger la comparaison avec la situation présente. Nous proposons de plus un modèle simple de couplage atmosphère/intérieur pour Vénus et un approfondissement du cas martien par le passage à la modélisation 3D de la mise en place de la zone volcanique de Tharsis sur Mars.

La troisième et dernière partie de notre étude concerne un second processus essentiel de l'évolution des planètes telluriques : l'échappement atmosphérique. Ce dernier constitue en effet une influence majeure pour les conditions de surface. Nous prenons ici l'exemple de Vénus et de son évolution primitive : la période où s'est peut être décidé l'avenir de la planète. Nous proposons un scénario cohérent de l'évolution de Vénus influencée par les processus de l'accrétion planétaire, de l'échappement thermique intense et précoce et des échanges gazeux avec l'océan de magma primitif. Nous expliquons ainsi les rapports isotopiques observés à l'époque actuelle pour les gaz rares et l'hydrogène ainsi que, en particulier, la rareté de l'eau dans l'atmosphère.



## **Partie I : Evolution tardive des planètes telluriques, l'équilibre entre échappement et dégazage : le cas de Mars.**

### **Résumé.**

Depuis 10 ans, les missions martiennes et les observations télescopiques terrestres ont permis d'accumuler des indices essentiels à notre compréhension de l'histoire de cette planète ainsi que sur son habitabilité. Dans le même temps, elles ont soulevé un grand nombre de questions sur l'évolution des conditions de surface sur la planète. Nous montrons qu'en dépit du peu d'informations fiables disponibles, il est possible de proposer des scénarii d'évolution de l'atmosphère martienne au cours des trois derniers milliards d'années. Notre modèle est obtenu en partant de l'époque présente et en remontant dans le temps tout en prenant en compte les effets opposés du dégazage volcanique, d'une part, et de l'échappement atmosphérique vers l'espace, d'autre part. Le dégazage est ainsi considéré comme une source de l'atmosphère tandis que l'échappement est un puits. Notre étude s'appuie majoritairement sur le CO<sub>2</sub> qui est aujourd'hui le gaz principal dans l'atmosphère de Mars et qui, selon toute vraisemblance, l'a été pendant les trois derniers milliards d'années.

Nous obtenons ces taux de dégazage volcaniques de CO<sub>2</sub> à partir de différents modèles numériques de production de croûte (Breuer et Spohn, 2003 et 2006, Manga et al., 2006, O'Neill et al., 2007) et contraints par l'observation (Hartmann et Neukum, 2001, Greeley et Schneid, 1991). L'estimation de la quantité de gaz relâchés dans l'atmosphère lors des différents scénarii est faite grâce à des estimations des contenus en volatils des laves.

Nous avons étudié à la fois les processus d'échappement thermiques et non-thermiques (liés à l'activité solaire) puis incorporé les processus non thermiques dans notre modèle d'échappement (Chassefière, 2006). Nous avons utilisé les mesures réalisées par ASPERA et Mars Express ainsi que les modèles précédemment cités pour estimer les pertes d'atmosphère.

Nous obtenons ainsi des profils d'évolution de la pression en accord avec les conditions présentes de Mars. Une production crustale au cours des dernières dizaines de millions d'années d'environ 0,01 km<sup>3</sup>/an est nécessaire pour obtenir une atmosphère actuelle à l'état d'équilibre. De plus

nous pouvons montrer que la plupart des scénarii présente une perte rapide de l'atmosphère primaire (primordiale) que l'on peut attribuer à l'échappement atmosphérique très important des deux premiers milliards d'années qu'il est nécessaire de prendre en compte pour obtenir la situation présente. Lorsque la concentration en CO<sub>2</sub> dans le manteau est assez importante (plus de 1000 ppm), nos résultats indiquent que l'atmosphère actuelle aurait une origine volcanique et aurait été vraisemblablement créée il y a 1 à 2 milliards d'années même dans les cas où le taux de production de croûte est faible. Si l'activité volcanique et le dégazage sont assez importants (en général une concentration supérieure à 2000 ppm), alors l'atmosphère peut même être entièrement secondaire et avoir un âge de l'ordre de 1 milliard d'années. Au contraire, avec une concentration faible (de l'ordre de 600ppm), l'atmosphère actuelle est sans doute majoritairement d'origine primordiale.

## I/ Introduction

L'évolution tardive de l'atmosphère des planètes telluriques et donc de leur habitabilité peut être illustrée par Mars. Son évolution fut parallèle à celle de la Terre et a mené à une situation actuelle radicalement différente à partir de conditions initiales comparables. Les mécanismes mis en jeu sont très différents de ceux qui interviennent dans le cas de l'évolution primitive des planètes dont nous traitons le cas séparément.

L'état actuel et la composition de l'atmosphère martienne sont généralement considérés comme étant bien connus (Encrenaz, 2001, Hanel et al. 1972, Seiff and Kirk, 1977, Zurek, 1992, Owen et al., 1977, Smith et al., 1997). Ils ont été contraints au cours des dernières décennies par plusieurs missions spatiales ou observations à distance. Les missions ont montré que l'atmosphère martienne a changé radicalement au cours des derniers milliards d'années et qu'une atmosphère plus dense et peut-être même plus humide a pu exister il y a 3 à 4 milliards d'années. Mars est donc un terrain d'étude privilégié, avec relativement peu de processus pouvant influencer sur ce type de caractéristique (comme la vie ou la tectonique par exemple) pour comprendre l'évolution à long terme des planètes solides et tester l'effet des mécanismes de dégazage et d'échappement.

La plupart des scénarii contraints par les observations géomorphologiques (Masson et al., 2001, Head et al., 2001) supposent que l'eau a été stable au début de l'évolution de Mars (Züber et al., 2000) en raison d'une atmosphère bien plus chaude, humide et dense que celle que l'on peut observer aujourd'hui. Ces hypothèses sont renforcées par des travaux sur la fusion et le dégazage précoce de l'intérieur de Mars qui auraient pu mener à la formation d'une atmosphère au cours du Noachien primitif (Médard et Grove, 2006) ainsi que par des observations du spectromètre OMEGA qui a révélé des phyllosilicates et des sulfates associés à des affleurements datés du Noachien (Poulet et al., 2005, Gendrin et al., 2005).

Les processus menant à la perte de l'eau martienne sont encore sujet à caution bien que deux d'entre eux, l'échappement hydrodynamique primitif et le bombardement massif tardif pourraient être responsables de l'essentiel de l'échappement (Brain et Jakosky, 1994). La quantité d'eau totale perdue est difficile à estimer et aujourd'hui aucune valeur définitive n'a été déterminée, bien que différents travaux tendent à indiquer des valeurs allant de 40 à 90% de l'atmosphère (Brain et Jakosky, 1994). Dans cette étude, nous employons une approche différente pour estimer la



pression de l'atmosphère passée de Mars et nous proposons de l'étudier en modélisant à la fois la perte atmosphérique et la production au cours des trois derniers milliards d'années.

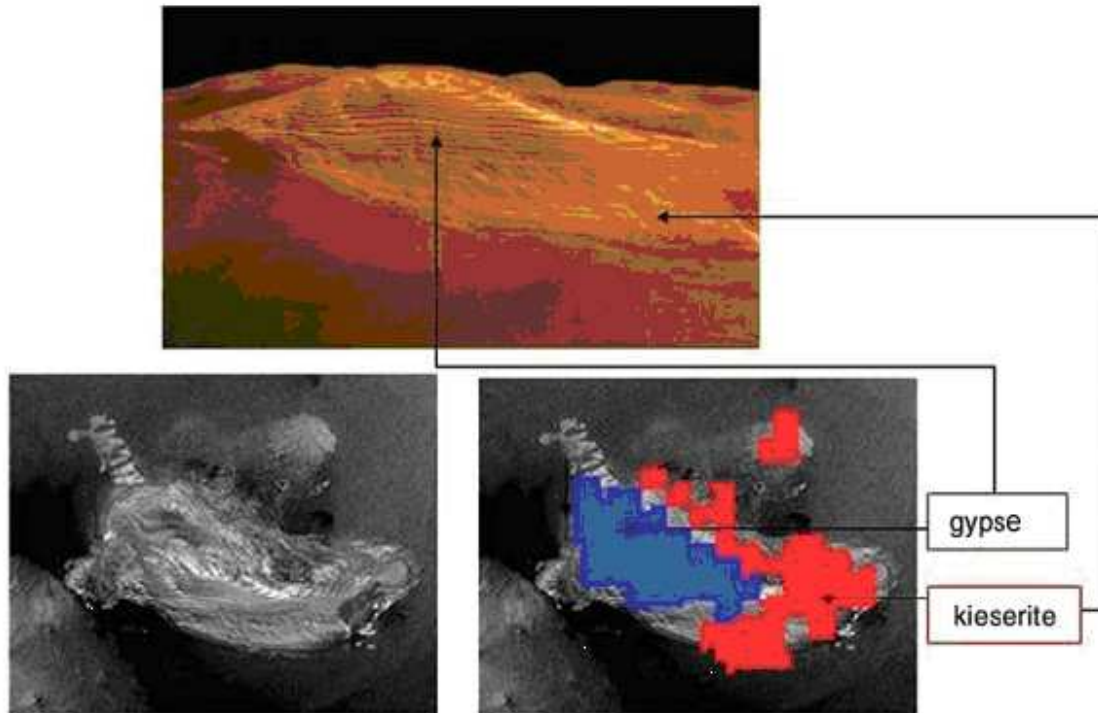


Figure 1 : Dépôts en couches superposées horizontales riches en sulfates dans la Valles Marineris, Juventae Chasma imagés (image du haut) en trois dimensions par l'instrument HRSC/Mars Express. Le dépôt mesure 2,5 km de haut pour environ 40 km de long. En noir et blanc (images du bas), les clichés correspondant par MOC/MGS (gauche) et la surimpression des zones contenant des sulfates (droite) d'après OMEGA, le gypse (bleu) se situe sur les strates supérieures et la kieserite (rouge), plus bas, apparaît sur les strates inférieures dégagées. (d'après Bibring et al., 2005)

Aujourd'hui, l'atmosphère martienne est relativement ténue et composée majoritairement de CO<sub>2</sub> (95% des 7 mbar de l'atmosphère sont en effet du dioxyde de carbone). On trouve de plus très peu de vapeur d'eau dans cette atmosphère (environ 0,03%).

Il a été suggéré qu'une grande quantité de  $\text{CO}_2$  (c'est-à-dire l'équivalent d'une à deux fois le contenu atmosphérique présent en  $\text{CO}_2$ ) aurait pu être adsorbée dans le régolithe martien (Zent et al., 1987). Cette hypothèse, cependant, est aujourd'hui considérée comme irréaliste (même par ses auteurs) car les observations semblent indiquer que l'essentiel de la subsurface aux hautes latitudes contient de la glace d'eau (Boynton et al., 2002), ce qui empêcherait le  $\text{CO}_2$  d'être stocké en quantité significative, l'espace disponible étant occupé par  $\text{H}_2\text{O}$ .

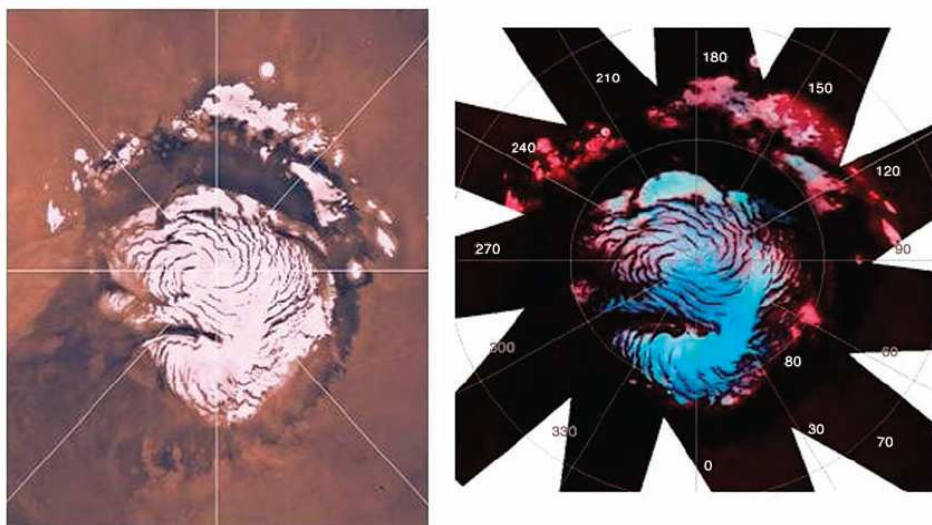


Figure 2 : Calotte polaire pérenne nord de Mars. A gauche, l'image Viking et à droite la carte de l'eau par OMEGA. Les parties claires indiquent les zones dominées par la glace d'eau quand le  $\text{CO}_2$  est complètement sublimé. L'échelle de (fausses) couleurs va du bleu au rouge et présente divers types de spectres pour la glace d'eau. Le bleu indique une glace froide et fine tandis que le rouge correspond à une glace moins froide et plus granuleuse. (D'après Bibring et al., 2005)

Des observations récentes par les rovers Spirit et Opportunity ainsi que par l'équipe OMEGA ont échoué dans leur tentative de trouver des signes de carbonates en surface ou en subsurface, confirmant ainsi l'absence de détection de ces espèces au cours des études précédentes (Pollack et al., 1990, Clark et al., 1990, Lellouch et al., 2000). Bien sûr, des carbonates enfouis en profondeur ou bien en quantités inférieures aux seuils de détection n'auraient pu être observés et il ne faut pas négliger complètement les hypothèses les mettant en jeu. Dans ces derniers cas pourtant, il est raisonnable de supposer qu'ils ne sont pas en contact (donc incapables d'échanges) avec les enveloppes externes fluides ou qu'ils sont présents en quantités insuffisantes pour influencer sur leur

évolution. L'explication la plus simple et la plus réaliste à leur apparente absence reste ainsi tout de même qu'il n'y a sans doute pas de carbonates sur Mars (Bibring et al., 2005), hypothèse que nous utiliserons ici.

Un dernier réservoir de CO<sub>2</sub> (en dehors du manteau martien) est constitué par les calottes polaires. Cependant les observations des deux calottes a montré qu'elles étaient principalement composées de glace d'eau avec une fine couche de glace de CO<sub>2</sub> à leur sommet (Byne et Ingersoll, 2003, Bibring et al., 2004 et 2005). La pression de CO<sub>2</sub> relâchée dans l'atmosphère par la sublimation de la calotte polaire sud représenterait ainsi seulement une fraction de la quantité totale de CO<sub>2</sub> atmosphérique actuelle (une épaisseur de 10 mètres pour la couche de CO<sub>2</sub> recouvrant les calottes correspondrait en effet à environ 0,36 mbar). Il faut néanmoins remarquer que le CO<sub>2</sub> des calottes est en équilibre avec l'atmosphère de Mars. Les pressions calculées dans cette étude prennent en compte la totalité du CO<sub>2</sub> des enveloppes externes : atmosphère plus calottes.

Le cas de l'eau est un peu plus complexe. Les calottes polaires constituent un réservoir d'eau mais nous savons également (Boynton et al., 2002) que de larges portions de Mars pourraient contenir des dépôts de glace d'eau de subsurface. Il est de plus difficile d'estimer de façon précise la quantité d'eau disponible sous cette forme dans ces réservoirs et plus encore de savoir à quel niveau ces dépôts peuvent interagir avec l'atmosphère et les couches externes sur des échelles de temps géologiques.

Il est aussi crucial de comprendre avec précision les différents processus qui influencent l'atmosphère. D'une part, cette dernière peut être approvisionnée en volatils par le dégazage du manteau au travers de l'activité volcanique de la planète. D'autre part, l'atmosphère martienne perd des molécules la composant vers l'espace en raison de l'échappement atmosphérique qui a lieu dans ses couches supérieures.

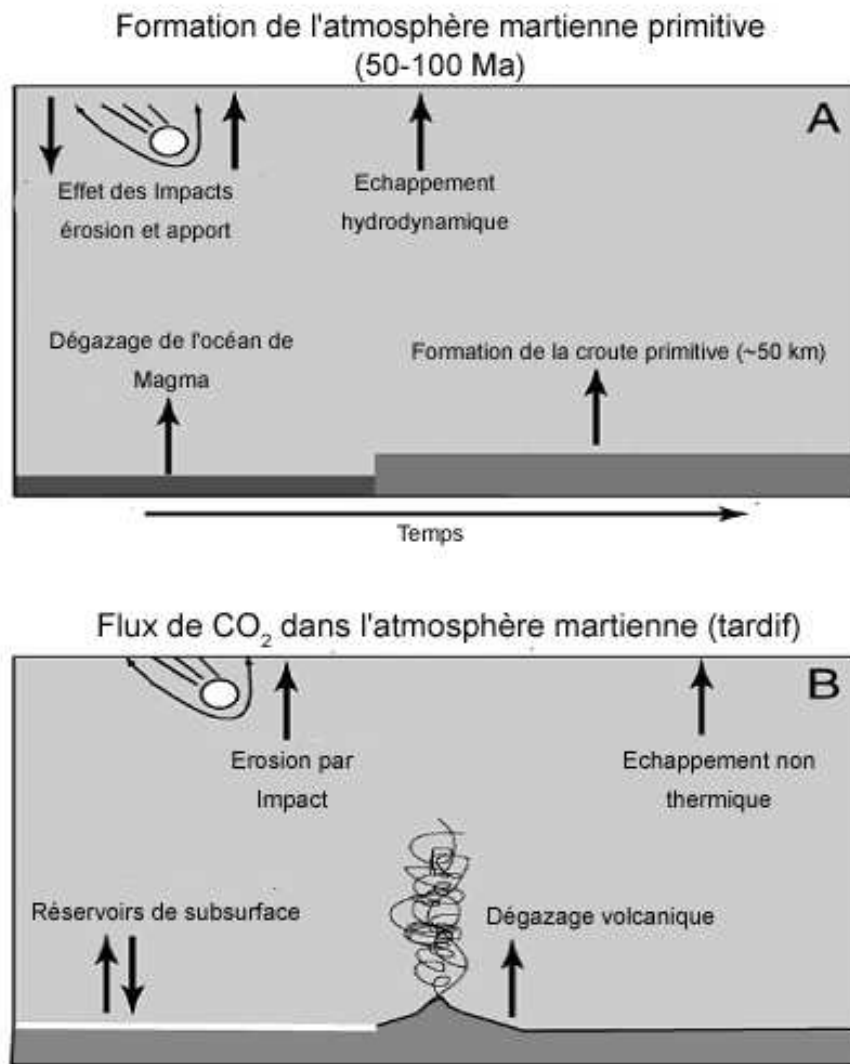


Figure 3 : schémas représentant les principaux flux de CO<sub>2</sub> entrant et sortant de l'atmosphère martienne. (A) Flux majeurs au cours des 50 premiers millions d'années de l'évolution de Mars, la période la plus chaotique. Ceci inclut les apports précoces dus au bombardement (surtout pendant les 10 premiers millions d'années ; Lunine et al., 2003), l'érosion par impacts (Melosh et Vickery, 1989), l'échappement hydrodynamique (Zahnle et Kasting, 1986). Le dégazage du CO<sub>2</sub> hors du manteau se produirait en deux étapes : d'abord pendant la cristallisation de l'océan de magma puis pendant la création de la croûte primitive. (~50 km). (B) Flux tardifs entrant et sortant de l'atmosphère de Mars, parmi lesquels, on trouve l'érosion par impact, les processus non thermiques, le stockage éventuel de carbone dans des réservoirs de subsurface (carbonates ou glaces) ainsi que le dégazage volcanique.

L'évolution du dégazage est mal connue en raison du peu de mesures effectuées. Son importance est toutefois indéniable (Phillips et al., 2001). Des modèles numériques ont permis d'estimer les taux de production de croûte au cours du temps, mais peu de données précises existent qui pourraient permettre de contraindre ces résultats théoriques en particulier dans le passé. L'observation est limitée à la surface et donc aux couches superficielles de la production. La datation est effectuée en termes d'âges relatifs obtenus par comptage de cratères (Hartmann et Neukum, 2001). Cependant nous avons besoin des volumes de lave pour en déduire une estimation de la production volumique et donc du dégazage des volatils. De même, l'efficacité du dégazage des laves ainsi que leur contenu en volatils sont nécessaires pour avoir une idée de la quantité de gaz apportée à l'atmosphère.

Les taux de production dépendent directement de l'activité de Mars et l'observation des formations volcaniques permet d'obtenir certaines contraintes. L'activité tardive, en particulier, peut être contrainte à l'aide des observations car le volcanisme récent de Mars est relativement facile à étudier (Neukum et al., 2004). Cependant, les estimations de contenus en gaz et de taux de dégazages sont encore très mal contraintes en raison du manque de mesures fiables et de la difficulté qu'il y a à se procurer des échantillons.

De nombreuses incertitudes demeurent aussi quant à la quantité de volatils perdus vers l'espace. Pour le criblage, (le réimpactage d'ions dans l'atmosphère neutre menant à l'éjection de particules neutres) par exemple, les pertes de CO<sub>2</sub> ont été estimées par diverses sources comme allant de 60 mbar (Leblanc et Johnson, 2001, 2002) à 800 mbar (Kass et Young, 1995, 1996). Cette incertitude est imputable en partie à la méconnaissance de la date d'arrêt de la dynamo martienne (Acuna et al., 1998, Lillis et al., 2005). Notre étude se focalise donc sur les trois derniers milliards d'années de l'évolution martienne, c'est-à-dire après l'arrêt de cette dynamo, selon toute vraisemblance (Breuer et Spohn, 2003, 2006).

Nous avons donc à présent identifié les processus majeurs qui interviennent dans l'évolution de l'atmosphère de CO<sub>2</sub> de Mars (en l'absence d'autres réservoirs inconnus et étendus capables d'échanges avec l'atmosphère). Ces processus sont détaillés dans la seconde section, ainsi que leur implication dans notre modèle.

## II/ Modèles et données.

Même en étant munis seulement de quelques données fiables qui existent, il est possible d'obtenir de nombreuses informations sur l'évolution probable de l'atmosphère martienne au cours des derniers milliards d'années, résultat de la perte de volatils vers l'espace et de l'approvisionnement en gaz par le volcanisme. Des modèles très complexes seraient difficiles à contraindre efficacement et fourniraient des résultats peu significatifs. En revanche, les tendances de cette évolution peuvent être obtenues à l'aide de modèles simples et directs qui prennent en compte les interactions et les mécanismes physiques. Ces résultats semblent suffisants pour déceler un scénario général expliquant l'évolution tardive d'une planète comme Mars et de son atmosphère.

Le modèle simple employé ici permet de calculer l'évolution des volatils dans l'atmosphère martienne au cours du temps pendant les trois derniers milliards d'années. Nous nous concentrons sur l'étude du CO<sub>2</sub> dans un premier temps. L'essentiel de l'évolution de l'atmosphère est contrôlé par deux processus principaux : le dégazage et l'échappement. L'eau est un cas plus complexe que le CO<sub>2</sub> et fait l'objet d'un traitement à part. Les résultats obtenus pour le CO<sub>2</sub> (exprimés en termes de pression) correspondent à une quantité globale de CO<sub>2</sub> présent dans les enveloppes externes de la planète.

Le modèle d'échappement atmosphérique est contraint par des données et convient pour la planète toute entière. Les données utilisées correspondent à celles employées par Chassefière et al. (2006) ainsi que celles qui sont issues de ASPERA sur Mars Express (Carlson et al., 2006).

Le dégazage est issu de modèles numériques publiés et traitant de dynamique interne de Mars. Les données sont les résultats obtenus par différentes équipes travaillant sur l'évolution du manteau martien (Breuer et Spohn, 2006, Manga et al., 2006, O'Neill et al., 2007). Ils sont utilisés pour déterminer une estimation de l'évolution des taux de production de croûte au cours du temps, ce qui nous permet d'obtenir une approximation du dégazage. Les modèles de dégazage sont largement dépendants du choix de l'efficacité du dégazage et du contenu en volatils des laves, ainsi qu'il est expliqué ci-après.

Notre approche débute avec l'époque présente. Nous remontons ensuite pas de temps par pas de temps dans le passé de la planète en estimant pour chaque époque les quantités de volatils ayant été injectées dans l'atmosphère par l'effet du volcanisme ou ayant été perdues au cours de l'échappement atmosphérique. Nous pouvons ainsi obtenir une estimation de l'état de l'atmosphère

dans le passé nécessaire pour obtenir la situation présente après l'action des sources et puits de CO<sub>2</sub> prises en compte. Chaque étape est donc contrainte par le contenu actuel de l'atmosphère martienne et son observation. En termes d'équation, on obtient donc :

$$Q_{\text{CO}_2}(t - \delta t) = Q_{\text{CO}_2}(t) - \delta t \times D + \delta t \times E, \quad (1)$$

où  $Q_{\text{CO}_2}$  est la quantité de CO<sub>2</sub> présente dans l'atmosphère à un temps donné (t), D est la production de CO<sub>2</sub> attribuable au dégazage, E est la quantité de CO<sub>2</sub> perdue en raison de l'échappement atmosphérique et  $\delta t$  est le pas de temps.

Nous considérons que le CO<sub>2</sub> est le composant majoritaire de l'atmosphère de Mars au cours des trois derniers milliards d'années (Manning et al., 2006). De plus les processus connus d'échappement et de piégeage ne semblent pas avoir été capables d'extraire de l'atmosphère martienne d'autres espèces de façon assez efficaces pour que nous les prenions en compte ici (le cas de l'eau restant à étudier).

Nous calculons aussi le rapport entre l'atmosphère tardive, c'est-à-dire celle qui a été produite par volcanisme, et l'atmosphère dite « précoce ». Cette atmosphère précoce est ici considérée comme ce qui reste après 1,5 à 2 milliards d'années d'évolution de Mars. Il peut s'agir des gaz n'ayant pas encore été perdus par la planète, ce qui en ferait des résidus directs de l'atmosphère primitive. Mais il est tout à fait possible et raisonnable qu'il s'agisse de gaz apportés à la planète pendant les premières époques de l'évolution par un dégazage initial ou par l'action du bombardement massif tardif (ou LHB, late heavy bombardment). Il est réaliste de penser qu'il s'agit en fait d'un mélange de ces différentes sources. Dans cette étude, nous ne faisons pas de distinction entre ces origines car nous n'avons pas les moyens de déterminer avec précision un âge exact et une origine précise de ces volatils. Nous supposons que l'échappement atmosphérique ne fait pas de distinction entre les différentes origines des volatils (ils sont impossibles à discerner une fois présents et mélangés dans l'atmosphère, la distinction entre eux n'étant faite que de façon théorique à des fins de calculs) ; leur échappement se fait donc de façon proportionnelle à leur abondance. Dans le cas où la pression en CO<sub>2</sub> dans l'atmosphère connaît un minimum tôt dans l'évolution étudiée ici (c'est-à-dire en général il y a environ 2,5 milliards d'années, comme c'est souvent le cas dans nos profils d'évolution, voir la partie Résultats de notre étude, figures 25, 26 et 30-35), nous considérons la pression à ce minimum comme étant due à l'atmosphère dite « précoce ». C'est aussi cette

époque qui est retenue pour fixer le contenu de l'atmosphère précoce dans l'éventualité où il n'y aurait pas de minimum visible au cours de l'évolution de la pression de CO<sub>2</sub> dans l'atmosphère martienne. En effet, juste avant cette période se situe la principale source extérieure de volatils (le LHB), qui pourrait être à l'origine d'une large part du contenu de l'atmosphère en volatils. De plus avant cette époque l'échappement atmosphérique était particulièrement intense et devenait le processus majeur d'évolution de l'atmosphère (parmi ceux qui sont considérés ici). L'influence du dégazage et de l'apport volcanique de volatils était donc très largement minoritaire et devenait négligeable face à l'échappement.

Nous parvenons donc à calculer la fraction d'atmosphère ancienne (plus âgée que 2,5 milliards d'années) et d'atmosphère jeune, donc produite au cours des derniers milliards d'années et d'origine volcanique. Nous en déduisons aussi un âge moyen approximatif de l'atmosphère actuelle.

## II.1/ Le Dégazage Volcanique.

Lors de notre étude de l'évolution de l'atmosphère martienne, nous fondons nos données de dégazage sur le volcanisme : le flux entrant majeur de volatils et en l'absence de réservoirs importants de CO<sub>2</sub> comme une calotte polaire riche en carbone ou la présence de vastes zones de carbonates en subsurface de Mars. Le volcanisme est donc la principale source de gaz pouvant réapprovisionner l'atmosphère martienne au cours du temps. Pour avoir accès à des flux quantifiés de volatils pendant les trois derniers milliards d'années de l'évolution de la planète, nous nous basons sur les résultats de différents modèles numériques tels que ceux proposés par Breuer et Spohn (2006), Manga et al. (2006) et O'Neil et al. (2007) que nous comparons avec des données d'observation et des estimations basées sur les relevés dus aux missions spatiales (Neukum et al., 2004 and Greeley and Schneid, 1991) afin de tester leur réalisme et leur robustesse.

Ces modèles nous permettent d'évaluer l'évolution au cours du temps du taux de production de croûte martienne, ce qui correspond à la quantité de manteau en fusion par an au cours de l'histoire de Mars. Ainsi on obtient le volume de lave produit par la fonte du manteau on peut en déduire une estimation de l'évolution de l'activité volcanique. On a alors accès à la masse de



manteau fondue, et, à partir d'estimations du contenu en volatils du manteau, on obtient une quantité de gaz totale relâchée dans l'atmosphère par année d'évolution de la planète. Les résultats obtenus à partir des modèles mentionnés ci-dessus font état non seulement de valeurs de taux de production au cours des différentes époques martiennes mais aussi d'une évolution continue et quantifiée de la production en fonction du temps. Il convient, pour juger de la robustesse de ces estimations et de l'évolution qui en découle, de détailler les méthodes employées.

### II.1.a/ Modèles de production crustale.

#### i. Modèle de Breuer et Spohn.

Le premier jeu de données que nous utilisons est le résultat d'une étude sur la dynamique du manteau martien par Breuer et Spohn (2006) se penchant sur sa viscosité et sa température initiale. Le modèle paramétré de convection à couvercle fixe (stagnant lid) employé prend en compte les différentes couches qui constituent la planète avec leurs épaisseurs et leurs caractéristiques physiques ainsi que la croissance de la croûte et le refroidissement du noyau planétaire. Il contient aussi le paramétrage du transport de chaleur convectif lors de la convection sous couvercle fixe. Les éléments radiogéniques sont de plus susceptibles d'être transférés du manteau jusque dans la croûte lors de la croissance crustale. Le modèle résout les équations de conservation de l'énergie suivantes pour le manteau et le noyau.

$$\rho_m C_m V_m \varepsilon_m (St + 1) \frac{dT_m}{dt} = -q_m A_m + q_c A_c + Q_m V_m, \quad (2)$$

$$\rho_c C_c V_c \varepsilon_c \frac{dT_c}{dt} = -q_c A_c, \quad (3)$$

où les indices m et c marquent respectivement une référence au manteau et au noyau et  $\rho$  est la densité, C la capacité calorifique, A l'aire de la surface. St le nombre de Stefan qui prend en compte la consommation ou la production de chaleur latente au cours de la fusion ou de la cristallisation du matériau mantellique,  $T_m$  est la température du manteau à la base de la couche thermique limite supérieure et  $T_c$  est la température de la frontière noyau-manteau.  $q_m$  est le flux de chaleur au travers de la base du couvercle fixe et  $q_c$  est le flux de chaleur hors du noyau.  $\varepsilon_m$  est le rapport entre

la température du manteau et la température et  $\epsilon_c$  est le rapport entre la température du noyau et la température.  $Q_m$  est la densité de source de chaleur dans le manteau. Cette dernière varie avec le temps ; elle diminue en raison de la désintégration des éléments radioactifs présents dans le manteau et en conséquence du transfert irréversible des sources de chaleur mantelliques vers la croûte au cours de la création de cette dernière.

Le nombre de Stefan, qui prend en compte la consommation ou la libération de chaleur latente au cours de la fusion ou de la cristallisation du matériau, s'écrit ainsi :

$$St = \frac{L_m V_a}{C_m V_m} \frac{dm_a}{dT_m}, \quad (4)$$

où  $L_m$  est la chaleur latente de fusion du matériau mantellique,  $V_a$  le volume de la zone de fusion et  $m_a$  la concentration moyenne de matériau fondu dans cette zone.

L'épaisseur de la zone de fusion (asthénosphère) peut être obtenue en trouvant l'intersection du solidus du manteau et du profil de température du manteau. A partir de l'hypothèse d'une variation linéaire de la concentration en matériau fondu entre le liquidus et le solidus (ce qui n'est pas rigoureusement exact mais constitue une assez bonne approximation au premier ordre), il est possible de calculer le degré de fusion moyen dans l'asthénosphère :

$$m_a = \frac{1}{V_a} \int_{V_a} \frac{T(z) - T_{sol}}{T_{liq} - T_{sol}} dV, \quad (5)$$

où  $T(z)$  est le profil de température,  $T_{sol}$  et  $T_{liq}$  sont les températures de solidus et de liquidus respectivement.

On a ainsi :

$$Q_m = Q_0 \exp(-\lambda t) \left( 1 - \Lambda \frac{V_{cr}}{V_m} \right), \quad (6)$$

avec  $Q_0$  la densité mantellique initiale de production de chaleur,  $\lambda$  la constante moyenne de décroissance des éléments radioactifs,  $\Lambda$  le facteur d'enrichissement en éléments radiogéniques de la croûte par rapport au manteau (supposé constant) et  $V_{cr}$  le volume de la croûte, dépendant du temps. Le facteur  $\Lambda$  varie sans doute cependant en fonction du degré de fusion du manteau lors de la

formation de la croûte et donc du temps (Hauck et Phillips, 2002) ; le présent modèle étant une simplification de la situation.

L'épaisseur de l'asthénosphère est obtenue en déterminant l'intersection du solidus du matériau mantellique et du profil de température du manteau. La quantité de matériau fondu est calculée en supposant une augmentation linéaire de la fusion entre la température du solidus et celle du liquidus. Le solidus est celui de la péridotite sèche. Comme pour le modèle de liquidus, il est tiré d'une étude de Takahashi et al. (1990).

$$T_{\text{sol}} = 1409 + 134,2 P - 6,581 P^2 + 0,1054 P^3,$$

$$T_{\text{liq}} = 2035 + 57,46 P - 3,487 P^2 + 0,0769 P^3,$$

où les températures sont en Kelvins et P est la pression en GPa. Le modèle de péridotite sèche est utilisé pour tous les modèles, même ceux qui se rapportent à un manteau hydraté, les auteurs supposant que la viscosité du manteau est affectée mais pas la température de fusion (Hauck et Phillips, 2002). Cependant, si l'on considère que le liquidus pour de l'olivine sous-saturée en eau est moins élevé que le liquidus pour l'olivine sèche (Hirth et Kohlstedt, 1996), il apparaît que l'épaisseur crustale des modèles employés ici avec une rhéologie hydratée sont potentiellement sous-estimées.

La température à la base du couvercle fixe ( $T_1$ ) est obtenue comme la température à laquelle la viscosité a augmenté d'un ordre de grandeur par rapport à son état à la température du manteau convectif ( $T_m$ ).

$$T_1 = T_m - 2,21 \frac{\eta(T_m)}{d\eta/dT} = T_m - 2,21 \frac{R}{AT_m^2}, \quad (7)$$

La viscosité  $\eta$  utilisée est bien sûre dépendante de la température selon une loi exponentielle.

$$\eta = \eta_0 \exp \frac{A}{R} \left( \frac{T_0 - T_m}{T_0 T_m} \right), \quad (8)$$

où  $\eta_0$  est la viscosité à la température de référence ( $T_0=1600$  K), A est l'énergie d'activation pour une déformation visqueuse et R la constante des gaz parfaits.

L'épaisseur du couvercle fixe est obtenue en résolvant l'équation de l'épaississement du couvercle, c'est-à-dire en calculant les contributions du transfert de chaleur volcanique et de la conduction de chaleur au taux de transfert de chaleur total au travers de la lithosphère. Il est supposé, dans un souci de simplicité, que la contribution volcanique est totalement dissipée à la surface.

$$\rho_m C_m (T_m - T_1) \frac{dD_l}{dt} = - \left( q_m - (\rho_{cr} L + \rho_{cr} C_{cr} (T_l - T_0)) \frac{dD_c}{dt} \right) + k \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=D_l}, \quad (9)$$

où  $\rho_{cr}$  est la densité crustale,  $L$  la chaleur latente,  $C_{cr}$  la capacité thermique de la croûte,  $T_0$  la température de surface,  $k$  la conductivité thermique du manteau

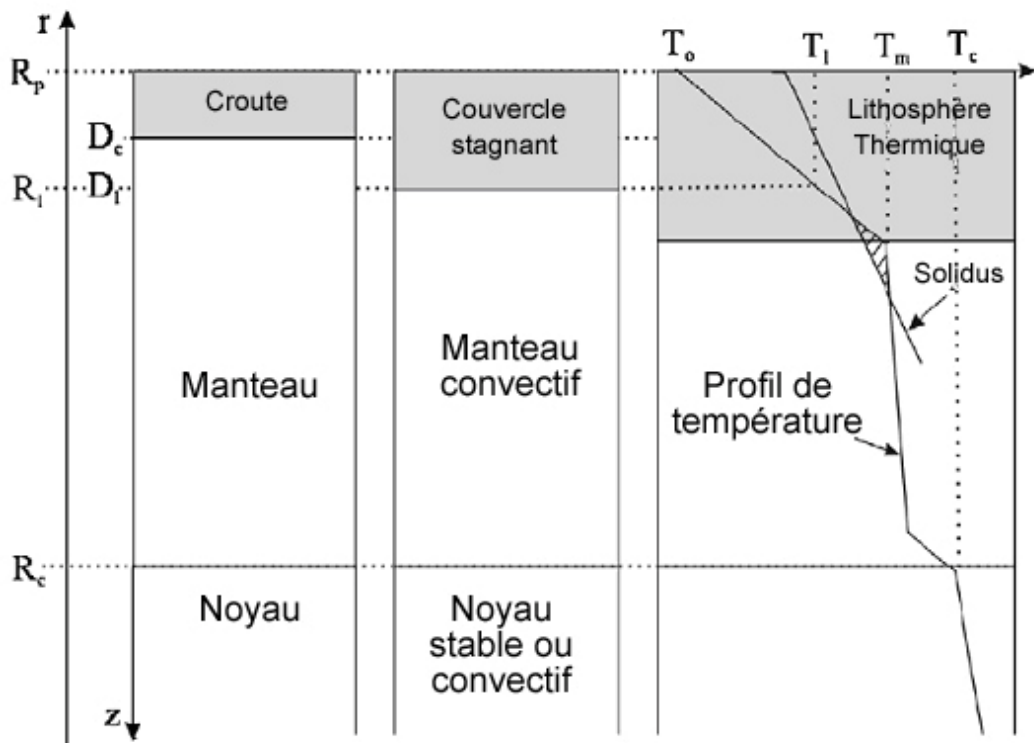


Figure 4 : Structure compositionnelle, dynamique et thermique de Mars telle qu'elle est employée dans le modèle de Breuer et Spohn (2006). La colonne de gauche représente la structure compositionnelle, avec la croûte basaltique, le manteau de silicate et le noyau riche en fer. Celle du milieu présente la structure dynamique avec son couvercle stagnant, le manteau convectif et le noyau. La dernière montre la structure thermique avec le profil de température et le solidus du manteau. La lithosphère thermique correspond au couvercle auquel s'ajoute la couche limite thermique supérieure du manteau. L'asthénosphère est indiquée en hachures. (D'après Breuer et Spohn, 2006)

L'épaisseur de la croûte dans le modèle dépend du temps mais est la même sur toute la surface de Mars sans variations géographiques. De plus, elle ne peut pas être supérieure à celle du couvercle fixe en raison de la convection mantellique sous-jacente qui l'éroderait et réincorporerait le matériau au manteau au cours de la convection.

Le manteau martien est considéré comme ayant une composition similaire à celui de la Terre, c'est-à-dire de composition péridotique. Lors de la fusion initiale du manteau, le premier liquide produit est donc de type basaltique. Il est enrichi en éléments radiogéniques d'un facteur 5 par rapport au manteau primitif (Basaltic Volcanism Study Project, 1981).

Au fur et à mesure de l'évolution, lorsque la fusion se poursuit, la température de fusion augmente tandis que le manteau s'appauvrit, ce qui limite la production crustale. Dans cette étude, les auteurs ont représenté ce phénomène en conservant une température de fusion constante et en limitant le volume de basalte. L'épaisseur maximale de la croûte correspond donc à la situation où le manteau est complètement appauvri en matériau crustal. De plus la région source du matériau crustal est limitée à une profondeur d'environ 600km. En effet, le magma est plus compressible que la roche mantellique et perd de la flottabilité à mesure que la profondeur augmente. Ainsi, selon une étude expérimentale impliquant un modèle de manteau martien et des cristaux d'olivine, on atteint une flottabilité nulle vers 7,4 GPa, ce qui correspond environ à 600 km (Ohtani et al., 1998).

Ainsi on obtient :

$$\frac{dD_c}{dt} = \frac{D_{pot} - D_c}{D_m} um_a \frac{V_a}{V_m} \left( 1 - \frac{D_1}{D_{crit}} \right)^n, \quad (10)$$

où  $D_m$  est l'épaisseur du manteau,  $u$  la vitesse moyenne du manteau,  $m_a$  la concentration moyenne de matériau fondu,  $n$  est une constante,  $V_a$  le volume de l'asthénosphère,  $D_{crit}$  la profondeur limite de flottabilité nulle,  $D_{pot}$  l'épaisseur maximale et  $D_c$  l'épaisseur de la croûte.

Le second terme du membre de droite de l'équation indique que la croissance crustale décroît avec l'appauvrissement du manteau ; le premier terme représente la vitesse de renouvellement de la zone de fusion. Le terme intermédiaire lie la croissance de la croûte à l'épaisseur du couvercle, il agit en quelque sorte de façon similaire à une permittivité du milieu au matériau fondu remontant pour former la croûte. Des valeurs de  $n$  croissantes réduisent cette permittivité. Les auteurs expérimentent avec des valeurs de  $n$  allant de 0 à 3.

On obtient  $u$  par la relation :

$$u = u_0 \left( \frac{Ra}{Ra_{cr}} \right)^{2\beta}, \quad (11)$$

avec :

$$Ra = \frac{\alpha \rho_m g \Delta T (D_m - D_l)^3}{\kappa \eta}, \quad (12)$$

où  $u_0$  est l'échelle de vitesse de la convection,  $Ra$  le nombre de Rayleigh du manteau,  $Ra_{cr}$  le nombre de Rayleigh critique,  $\beta$  une constante valant 0,3 (et déterminée à partir des expériences sur les couches limites ; Turcotte et Schubert, 1982),  $\alpha$  le coefficient d'expansion thermique,  $g$  la gravité,  $\Delta T$  la différence de température entre le sommet et le bas de la zone convective moins la différence de température adiabatique et  $\kappa$  la diffusivité thermique du manteau.

L'évolution calculée par le modèle suppose un temps initial correspondant à la formation du noyau. Selon des études sur les isotopes  $^{182}\text{Hf} - ^{182}\text{W}$ , la séparation entre métaux et silicates pourrait avoir lieu et être complètement effectuée quelques dizaines de millions d'années après la formation du système solaire (Kleine et al., 2002). Le noyau martien a été estimé à 1680 km de rayon. La densité de sources de chaleur a été estimée à partir d'études sur les SNC (Dreibus et Wänke, 1985, etc.). Les valeurs utilisées sont de 16 ppb pour l'Uranium avec des rapports de concentration K/U de  $10^4$  et Th/U de 3 (Treiman et al., 1986). D'après les demi-vies connues et l'estimation des taux de production de chaleur de ces éléments, les auteurs obtiennent une densité de production de chaleur initiale pour le manteau primitif  $Q_0 = 1,6 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^3$ . Les auteurs testent différentes températures pour le manteau (entre 1700K et 2100K) ainsi que pour la viscosité (entre  $10^{19}$  Pas et  $10^{22}$  Pas). La première valeur de viscosité correspond à l'olivine hydratée. L'olivine sèche correspond à une viscosité de  $10^{21}$  Pas. Il est cependant possible que sur Mars, le manteau sec soit plus rigide que le manteau terrestre. Différentes valeurs d'énergie d'activation sont considérées allant de 240 kJ/mol à 540 kJ/mol. Enfin, les auteurs ont étudié l'hypothèse d'une croûte primordiale (allant jusqu'à 50 km d'épaisseur).

Pour contraindre la rhéologie du manteau et les températures initiales choisies, les auteurs utilisent la croissance crustale et l'évolution du champ magnétique au cours de l'histoire de Mars qui

sont toutes deux couplées à la vigueur de la convection et donc à l'évolution thermique de la planète.

Les auteurs utilisent les données récentes de Mars Global Surveyor pour obtenir des informations sur la topographie et la gravité. Cela leur permet de calculer les variations locales de l'épaisseur crustale pour la totalité de la planète et ainsi d'estimer la valeur moyenne. En utilisant l'isostasie d'Airy (variations d'épaisseur à densité constante), et en supposant que le niveau du bassin d'impact d'Hellas correspond à l'épaisseur minimale de la croûte, les auteurs utilisent une valeur minimum de 50 km d'épaisseur (Zuber et al., 2000). Avec des densités variant de 2700 à 3100 kg/m<sup>3</sup> Wieczorek et Zuber (2004) estiment l'épaisseur de la croûte martienne à  $57 \pm 24$  km. Les estimations maximales sont de l'ordre de 100-120 km et se fondent sur une analyse de la dichotomie martienne, remarquant que la croûte sous l'hémisphère sud (qui est 30 km plus épaisse) ne semble pas avoir connu de relaxation au cours des 4 derniers milliards d'années (Zuber et al., 2000). D'autres travaux, se fondant sur l'étude du moment d'inertie martien permettent, eux aussi, de donner une estimation de l'épaisseur de la croûte (Sohl et al. 2005). Cette méthode donne une épaisseur crustale allant jusqu'à 150 km.

Une incertitude demeure cependant quant à l'influence de la transition du basalte à l'éclogite. Il se peut en effet qu'à des profondeurs allant de 50 à 100 km, ait lieu la transition entre ces deux roches. L'éclogite étant aussi, voire plus, dense que le manteau sous-jacent, l'épaisseur de la croûte pourrait être limitée par délamination au cours de la convection. Toutefois, si le couvercle lié au mode de convection est suffisamment épais, il pourrait protéger la croûte et lui permettre de continuer à croître.

La datation de la formation de la croûte est contrainte par les données isotopiques relevées à partir de l'étude des météorites SNC et des données morphologiques de surface concernant les extrusions volcaniques. La conclusion à laquelle ces données mènent est une mise en place rapide de la croûte à la même époque que celle où a eu lieu la formation du noyau et la différenciation du manteau, il y a 4,5 Ga. Une étude de Norman (1999, 2002) propose une formation en deux temps, avec une première période primitive où entre 10 et 45 km de croûte initiale se forme puis une seconde couche (d'âge indéterminé) de 45 à 75 km d'épaisseur est ajoutée en provenance d'un manteau appauvri. Il est cependant généralement admis que l'essentiel de la croûte martienne se forme pendant le Noachien (Head et al., 2001, Zuber, 2001, Solomon et al., 2005). Il faut cependant remarquer que la planète reste active pendant une large part de son histoire comme l'en attestent divers terrains volcaniques récents (d'âge inférieur à 100 Ma) bien que les quantités de laves

produites soient alors beaucoup plus faibles que celles qui ont été créées lors de la formation de la croûte primitive (Neukum et al. 2004).

Mars n'a aujourd'hui aucun champ magnétique propre. Certaines zones de la croûte martienne présentent en revanche une magnétisation rémanente, ce qui laisse supposer la présence d'un tel champ magnétique au cours de l'histoire passée de la planète. En se fondant sur les âges des surfaces exhibant ces traces de magnétisme, il peut être déduit qu'un champ magnétique était présent avant la formation des bassins d'Hellas et d'Argyre. Cette époque correspond à la fin du Noachien primitif. De plus, la météorite martienne ALH84001 présente une magnétisation qui conforte l'hypothèse d'un champ magnétique primitif sur Mars. Elle a dû l'acquérir il y a plus de 4 Ga (Weiss et al., 2002) ce qui contraint encore la datation du champ magnétique. Cependant il existe d'autres hypothèses, préférant une magnétisation tardive de la croûte (après la formation des cratères d'impact géants) à l'hypothèse du champ magnétique primitif (Schubert et al., 2000). L'absence du champ magnétique actuel peut être due à plusieurs facteurs. Le noyau pourrait être complètement solidifié, la couche liquide pourrait être trop fine pour produire un champ magnétique au cours de la convection de la dynamo, ou le noyau pourrait être liquide ou stratifié de façon à être stable. Il semble cependant que la valeur du nombre de Love  $k_2$ , déterminée à partir de l'accélération séculaire de Phobos ou des missions orbitales de la NASA favorise la seconde hypothèse (Lognonné et Mosser, 1993).

Lors de la phase d'activité passée de la dynamo martienne, la convection dans le noyau était soit thermique soit chimique. La convection thermique aura lieu si le flux de chaleur du noyau vers le manteau (dépendant de la vigueur de la convection mantellique) est plus important que le flux de chaleur lié à la conduction adiabatique dans le noyau (qui dépend de la conductivité thermique du fer liquide aux pressions du noyau).

La convection chimique a lieu si le noyau contient un élément chimique léger comme le soufre et si l'alliage est à l'eutectique comme dans le système Fe-FeS. Les auteurs se fondent sur l'étude de Wänke et Dreibus (1988) sur les météorites SNC pour supposer que le soufre est un élément majeur du noyau avec une concentration massique de 14%. Le noyau interne va, lors du refroidissement, grossir aux dépens du noyau externe et incorporera le fer pur tandis que le noyau externe sera enrichi en soufre. La flottabilité de l'élément léger va donc entraîner la convection dans le noyau externe. La convection cessera lorsque le noyau interne cessera de grossir ou quand la composition du noyau externe atteindra l'eutectique.



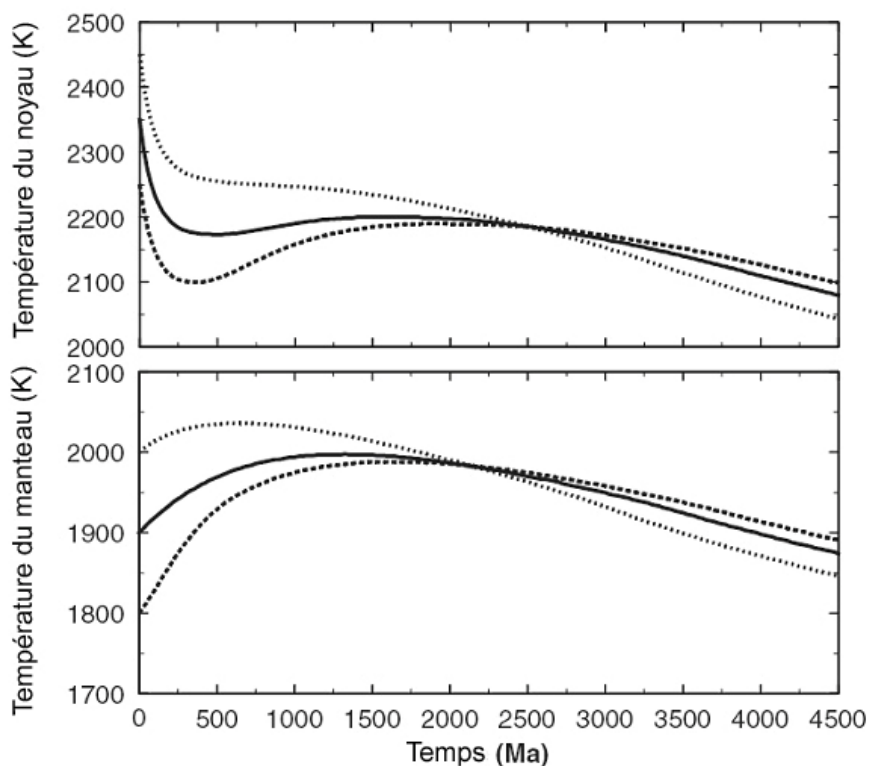


Figure 5 : Température à la frontière noyau-manteau (haut) et température du manteau (bas) en fonction du temps au cours de l'évolution des modèles de Breuer et Spohn. Viscosité de référence de  $10^{21}$  Pa.s et température initiale du manteau de 1800 K (tirets), 1900 K (trait plein) et 2000 K (pointillés). (D'après Breuer et Spohn, 2006)

La dynamo chimique dépend essentiellement du diagramme de phase du noyau. Le cas du fer pur est bien connu mais le système Fe-FeS est plus complexe et moins bien contraint en particulier au niveau de la température à l'eutectique en particulier dans le cas présumé du noyau martien. Deux hypothèses sont envisageables pour déterminer la température eutectique et la composition eutectique du système : Celle de Böhler (1996) et celle de Fei et al. (1997). Les températures proposées par Fei et al. (fondées sur des expériences) sont beaucoup plus faibles que celles qui avaient été proposées par Böhler. De plus Fei et al. présentent une diminution nette et importante de la composition eutectique avec l'augmentation de la pression. Au niveau du noyau martien, Fei et al. proposent une concentration massique de 15,4% en soufre pour l'eutectique du système Fe-FeS. Cette valeur est très proche de la composition estimée pour le noyau (14%) à partir des SNCs.

On peut observer une augmentation initiale des températures du manteau supérieur puis une diminution vers les températures actuelles de l'ordre de 1850-1900 K. Le noyau, se refroidit

rapidement au début de l'évolution mais peut se réchauffer légèrement par la suite. Les températures actuelles du noyau sont de l'ordre de 2050-2100 K ce qui implique un noyau essentiellement liquide au cours de la totalité de l'évolution martienne. Le couvercle s'épaissit rapidement (100 Ma) et la lithosphère atteint quelques 350 km d'épaisseur en 500 Ma. Après cette période, son épaisseur reste constante jusqu'à il y a environ 500 My, date à laquelle il reprend un épaississement lent pour atteindre 450 km. C'est l'évolution de la croissance crustale qui diffère le plus entre les différents modèles testés par les auteurs. Pour une température initiale du manteau valant 2000K sans croûte initiale, la croûte atteint très vite (100 Ma) 25 km d'épaisseur, ce qui correspond à des taux de production de l'ordre de 20 km<sup>3</sup>/a puis le processus ralentit pour donner une croissance d'environ 50 km/Ga jusqu'à il y a 2,5 Ga. Elle atteint enfin son épaisseur finale de 110 km il y a 2 Ga, puis le taux de production devient pratiquement nul. Les auteurs attribuent cette évolution à une asthénosphère étendue entretenue par une convection vigoureuse.

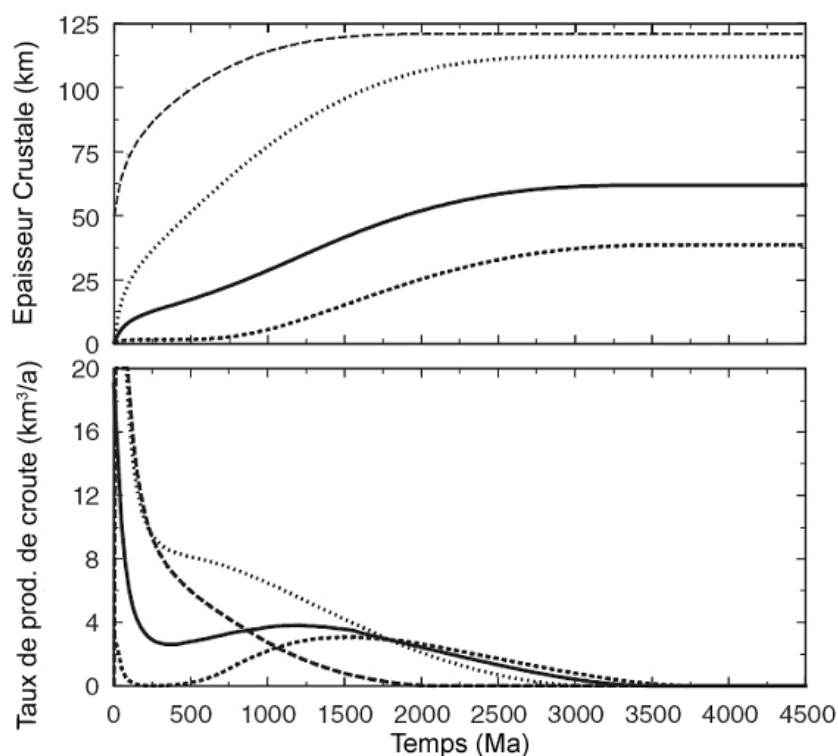


Figure 6 : Epaisseur crustale (haut) et taux de production de croûte (bas) en fonction du temps pour les modèles de Breuer et Spohn (2006). Les tirets correspondent à un modèle à température initiale de 1800 K sans croûte initiale. Le trait plein à un modèle à 1900 K sans croûte initiale et le trait pointillé à un modèle à 2000 K sans croûte initiale. Le modèle à longs tirets correspond à une température de 2000K pour 50 km de croûte initiale. Dans tous les cas, la viscosité de référence vaut  $10^{21}$  Pa.s. (D'après Breuer et Spohn 2006)

Avec une température plus faible (1900 K), après une étape initiale de forts taux de production ( $\sim 20 \text{ km}^3/\text{a}$ ) la croissance crustale est à peu près linéaire au cours des 2,5 premiers milliards d'années (ce qui correspond à un taux de production de l'ordre de  $3 \text{ km}^3/\text{a}$ ), ce qui amène l'épaisseur de la croûte à 60 km. La température initiale plus faible implique une diminution de la fusion.

Pour 1800 K, la croissance de la croûte est d'abord très lente pendant le premier milliard d'années (taux de production très faible) puis elle décolle au cours des deux milliards d'années qui suivent (taux de production de l'ordre de  $3 \text{ km}^3/\text{a}$ ) et permet à l'épaisseur totale d'atteindre 40 km.

Le flux de chaleur du noyau vers le manteau décroît au cours de son évolution dans les cas où le noyau est surchauffé de plus de 100 K, il reste à peu près constant sinon. L'intérêt majeur de ce paramètre est de le comparer au flux le long de l'adiabatique du noyau. Dans les cas où la surchauffe du noyau est supérieure à 100 K, lors des premières centaines de millions d'années de l'évolution de Mars, le flux de chaleur hors du noyau est supérieur à la valeur critique, ce qui laisse la possibilité à la convection de se former dans le noyau et à une dynamo de persister pendant une période couvrant environ les 500 premiers millions d'années de l'histoire de la planète.

Enfin, Breuer et Spohn s'intéressent au cas où une croûte primordiale de 50km d'épaisseur environ aurait été formée au cours de la différenciation et de la création du noyau, comme le suggère Norman (1999, 2002) en utilisant des données géochimiques. Leurs résultats montrent que la présence d'une croûte primordiale est contre balancée par une production plus faible au cours de l'évolution, menant à des épaisseurs finales comparables. La production est toutefois assurée presque entièrement au cours du premier milliard d'années dans ce cas, ce qui correspond aux contraintes citées plus haut. Le taux de production, d'abord relativement élevé (et comparable aux autres modèles) diminue rapidement de façon régulière et devient inférieur à  $2,5 \text{ km}^3/\text{a}$  environ un milliard d'années après le début de l'évolution planétaire. La production actuelle est très faible.

ii. Modèle de Manga et al.

Les travaux de Manga et al. (2006) reposent sur le constat de la difficulté, rencontrée au cours de recherches antérieures, qu'il y a à modéliser un comportement géodynamique martien permettant la formation et le maintien de panaches mantelliques sur des échelles de temps géologiques, voire sur la totalité de l'évolution de la planète. Les auteurs remarquent qu'une couche gravitationnellement

stable située à grande profondeur, à la base du manteau pourrait fournir la source de chaleur nécessaire à la création de ces panaches et leur permettre de rester en activité dans une région précise pour de longues périodes temporelles. L'origine de cette couche pourrait être, selon les auteurs, un océan de magma primitif cristallisé ayant subi un renversement menant à son enfouissement. Ces hypothèses sont étudiées au travers d'une série de simulations numériques de convection en géométrie sphérique et incorporant la dépendance en température de la viscosité. Une série de simulation 3D a de plus été réalisée pour étudier la stabilité de la structure en couches concentriques proposée et l'effet de la couche profonde ainsi que de la dichotomie crustale de Mars sur la génération de panaches et sur leurs emplacements. La précision des modèles 1D d'évolution thermique est vérifiée à l'aide d'expériences 2D et 3D et a été améliorée pour permettre l'inclusion de la production de laves par fusion partielle, à la fois à partir des panaches que de la convection à petite échelle. Les auteurs ont ainsi accès à un modèle de l'évolution magmatique et volcanique de Mars et à l'effet de la structure choisie sur cette dernière. Enfin, les auteurs, à l'aide de modèles 1D, déterminent l'anomalie de densité compositionnelle nécessaire pour assurer la stabilité de la couche servant de base au manteau tout au long de l'évolution de la planète.

Les résultats rejoignent ceux d'autres publications antérieures. Il apparaît que la couche doit être enrichie en éléments radioactifs afin de pouvoir être la source des panaches martiens tout au long de l'histoire de Mars. Les modèles 1D prédisent de façon précise l'évolution thermique des modèles plus complexes 2D et 3D. Il indique de plus que l'existence de cette couche mène à une augmentation de la quantité de fusion partielle et de sa durée. Enfin, cette structure en couches assure la présence de volcanisme au cours de la totalité de l'évolution de la planète avec des valeurs du taux de production allant de  $0,5 \text{ km}^3/\text{a}$  il y a environ 4 milliards d'années pour passer à  $1,4 \text{ km}^3/\text{a}$  vers 3,1 Ga avant de diminuer de façon quasiment linéaire à partir de ce maximum vers des valeurs très faibles de l'ordre de  $0,01 \text{ km}^3/\text{a}$  au cours des époques les plus récentes. La quantité totale de laves produites est plus importante que dans un cas où le manteau n'est composé que d'une seule couche mais la production issue de la convection à petite échelle est plus faible : le panache contribue à la fusion et est à l'origine du surplus de laves. Enfin, Les épaisseurs de la croûte obtenues sont de l'ordre de 60 km avec un manteau à une couche contre environ 85 km pour une structure stratifiée, ce qui est supérieur aux estimations courantes. Toutefois, les auteurs supposent que la totalité de la lave produite atteint la surface et contribue à former cette croûte, ce qui surestime naturellement l'épaisseur totale qu'ils obtiennent par rapport à une situation plus réaliste.

## iii. Modèle de O'Neill et al.

La troisième source que nous utilisons pour déterminer nos modèles de dégazage du manteau et donc d'apport de volatils dans l'atmosphère est fondée en partie sur une étude par O'Neill et al. (2007), elle-même développée à partir des travaux de Kiefer (2003). Le but de O'Neill et al. est proche de ce que nous faisons ici, dans la mesure où ils tentent d'apporter des précisions sur la source principale de volatils dans l'atmosphère martienne : le volcanisme. Dans ce but, ils ont voulu développer un code numérique qui lie de façon cohérente les modèles de dynamique interne à la production volcanique et à l'évolution des températures mantelliques en utilisant un algorithme de propagation des dykes. Ils calculent donc le taux de volcanisme pour le comparer aux estimations martiennes issues des données.

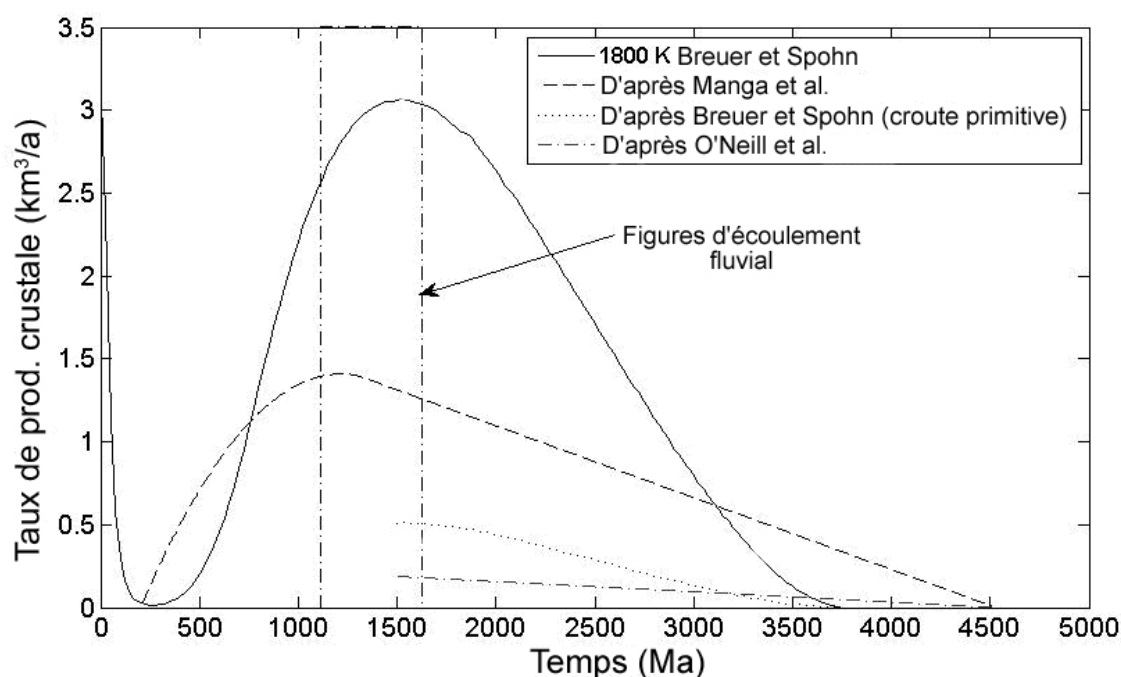


Figure 7: Evolution des taux de production de croûte pour les différents modèles numériques employés. La courbe en tirets est adaptée des résultats de Manga et al. (2006).

Les codes employés sont fondés sur d'anciens travaux sur des modèles de convection 1-D (Spohn 1991, Weizmann et al., 2001) et 2-D (Kiefer, 2003). Ils utilisent une viscosité dépendant de la température et calculent l'épaisseur de la lithosphère, les températures internes et la profondeur d'ascension des remontées mantelliques. Les calculs incorporant une convection chimique sont réalisés à l'aide du code d'éléments finis Ellipsis (Moresi et al., 2003) en géométrie cartésienne 2-D.

Une comparaison est effectuée par les auteurs entre deux modèles de viscosité, l'un plus simple où le manteau est isovisqueux, l'autre, plus réaliste, où la viscosité dépend de la température. Le cas le plus réaliste entraîne une température interne plus importante que le cas isovisqueux. Ceci est dû au fait que, pour un modèle dépendant de la température, le contraste de température important au niveau des couches supérieures du manteau entraîne une convection très lente tandis que l'intérieur est peu affecté. Cette convection paresseuse mène à une évacuation de chaleur moins efficace donc à son accumulation et à une augmentation de la température à l'intérieur du manteau, où la convection sera plus intense. La fusion partielle sera donc plus importante dans le cas où la viscosité dépend de la température. Les auteurs choisissent de tester leur modèle principal avec un contraste de viscosité de 5 ordres de grandeur, ayant testé d'autres valeurs plus importantes et conclu que cette valeur exacte n'avait que peu d'influence sur le résultat final. Dans tous les cas, la lithosphère (c'est-à-dire la zone qui ne participe pas à la convection) obtenue est épaisse d'environ 200km, ce qui correspond aux estimations martiennes courantes. De même, avec environ 25 mW/m<sup>2</sup>, le flux de chaleur à la surface obtenu concorde avec les estimations récentes au niveau de Tharsis (McGovern et al., 2002, 2004).

Le contraste de température est de moins de 1600K et le modèle prend en compte la production interne de chaleur. Un saut de température de plus de 1600K se traduit en effet par une température basale (c'est-à-dire à la CMB) de plus de 1850°C ce qui provoque un flux de chaleur hors du noyau pouvant entraîner une convection de ce dernier. Les auteurs interprètent l'absence de champ magnétique comme une absence de convection du noyau par précaution. La valeur critique du flux de chaleur n'est pourtant qu'une estimation qui peut largement varier.

De même que Kiefer (2003) les auteurs choisissent le modèle de distribution mantellique d'éléments producteurs de chaleur de Wanke et Dreibus (1994) obtenu à partir de l'étude des météorites martiennes, ce qui implique un taux de production de chaleur de  $4.1 \times 10^{-12} \text{ W.kg}^{-1}$ .

Les auteurs utilisent une épaisseur crustale de 50 km (Zuber et al., 2000, Neumann et al., 2004). La création de cette croûte a pu appauvrir le manteau en éléments radioactifs ; cependant il est actuellement difficile de quantifier cet appauvrissement et il peut a priori varier entre 0 et 100%. Cette dernière valeur correspond à un cas de figure où tous les éléments radioactifs ont été stockés dans la croûte, ce qui empêche toute production interne de chaleur dans le manteau. En revanche, les auteurs ne considèrent pas l'appauvrissement au cours de l'évolution calculée par le programme. L'étude des résultats obtenus lors des tests montre que pour des valeurs de l'ordre de 20-40% d'enrichissement, les taux d'éruption calculés par le modèle sont compatibles avec les estimations courantes issues de l'observation de Mars.

Le flux de chaleur dans une zone volcanique martienne actuel est estimé à 14-33 mW/m<sup>2</sup> contre plus de 45 mW/m<sup>2</sup> au cours du Noachien (McGovern et al., 2002, 2004). Le flux à la CMB, en revanche, doit (Nimmo et Stevenson, 2000) être inférieur à 19 mW/m<sup>2</sup> de façon à assurer qu'aucune dynamo n'est générée au cours des époques tardives. En effet un flux de chaleur plus important pourrait déstabiliser le noyau et provoquer une convection donc une dynamo.

Un large panel de solidi est testé au cours des travaux de façon à incorporer les estimations existantes qui varient largement. Par exemple il existe une différence de près de 350 K à 0 GPa entre les estimations de Bertka et Holloway (1994) et celles de Musselwhite et al. (2006).

La présence ou non d'eau complique encore davantage les choses. En effet, l'eau peut impliquer une réduction du solidus notable. Les auteurs testent divers scénarii en supposant que la présence d'eau est suffisante pour réduire le solidus de plusieurs centaines de kelvins bien qu'une approche utilisant un manteau sec serait sans doute plus cohérente avec les époques les plus récentes de l'évolution martienne. En accord avec Agee et Draper (2004), les auteurs choisissent un écart de 200 K entre le solidus et le liquidus.

La température du super solidus varie de façon linéaire, en première approximation, entre solidus et liquidus (Jaques and Green, 1980) :

$$T_{ss} = \frac{T - T(P)_s}{T(P)_l - T(P)_s}, \quad (13)$$

où  $T$  est la température,  $P$  la pression, et les indices  $l$  et  $s$  font référence au liquidus et au solidus respectivement. La fraction de fusion  $F$  est égale à  $T_{ss}$ .

L'aspect du solidus est un des facteurs déterminants pour la fusion partielle du matériau mantellique. Deux modèles extrêmes semblent peu réalistes et ne concordent pas avec les estimations habituelles de production de laves. Ainsi le modèle de Musselwhite et al. (manteau très appauvri) propose un solidus très élevé ce qui entraîne une production très faible de magma, considérée comme irréaliste. A l'inverse, les estimations de Bertka et Holloway (manteau peu différencié) sous-estiment probablement le solidus et le modèle donne une production massive de laves, près de 10 à 15 fois supérieure aux estimations de Kiefer (2003) pour l'époque Amazonienne, ce qui peut s'expliquer en partie par l'utilisation d'un modèle de viscosité dépendant de la température. Les modèles intermédiaires employés par les auteurs (la fusion partielle commence vers 1200-1300°C à 0 GPa) correspondent plus aux résultats de Kiefer ainsi qu'aux estimations faites à l'aide de l'observation (Hartmann et Neukum, 2001, Greeley et Schneid, 1991).

L'extraction du matériau fondu est un point essentiel des travaux de O'Neill et al. Le scénario qu'ils proposent fonctionne en deux étapes. D'abord, le liquide migre au travers des pores de la roche jusqu'à atteindre un pourcentage critique de 2%, stade auquel, il s'agrège et forme un dike. Le passage exact du premier stade au dike fait appel à des mécanismes qu'il est encore impossible de détailler de façon précise.

L'ascension des laves est assurée par la différence de masse volumique entre elles et le matériau environnant. Une flottabilité suffisante pour provoquer l'ascension est atteinte quand le volume de la chambre magmatique devient assez important. Cependant, lorsque le dike traverse des matériaux moins denses, tels que ceux qui composent la lithosphère, il peut ralentir ou s'arrêter si sa flottabilité est faible. Lister (1990) a toutefois démontré que le dike pouvait dépasser cette limite. Un volume de lave important ou un contenu important en volatils peut de plus contribuer à la flottabilité du magma et lui permettre d'atteindre la surface.



## Partie I

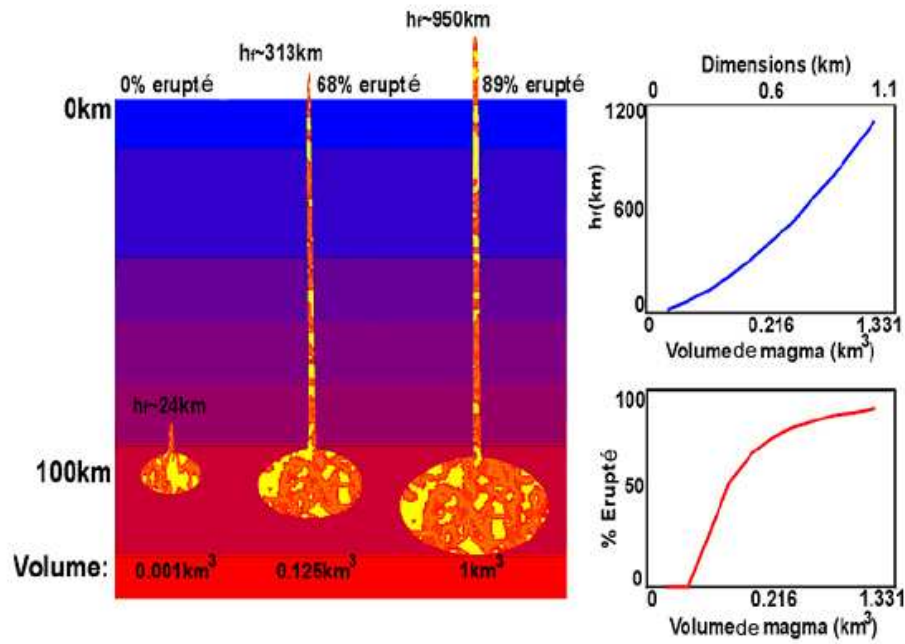


Figure 8 : Hauteur d'ascension maximum du magma en fonction du volume de magma dans la chambre magmatique. Pour de faibles volumes, la distance d'ascension du dike avant sa solidification est plus petite que la profondeur de la chambre et il n'y a pas d'éruption. Pour de grands volumes, la hauteur d'ascension est plus grande que la profondeur de la chambre et il y a éruption. Le pourcentage de matériau amené en surface est estimé à partir du rapport entre la hauteur d'ascension et la profondeur de la chambre. (D'après O'Neill et al., 2007)

Pour que le dike puisse progresser vers la surface, il faut que les contraintes élastiques  $K$  générées par le dike lui-même soient supérieures à la résistance du matériau environnant  $K_c$ .

Ainsi il faut que :

$$K > K_c,$$

où

$$K = 1,12 \Delta P_c (l)^{1/2}, \quad (14)$$

avec  $\Delta P_c$  la surpression critique, et  $l$  la longueur du dike.

Les auteurs rapportent que leurs calculs impliquent que cette condition est remplie dans la plupart des cas, c'est-à-dire dès que la longueur du dike dépasse la dizaine de mètres environ.

La seconde condition à remplir provient du refroidissement du dike au cours de son ascension. Rubin (1995) montre que le dike continue sa progression s'il s'élargit à une vitesse au moins égale à l'amincissement provoqué par le refroidissement. Cette condition pour la survie du dike est exprimée dans le paramètre sans dimension  $\beta$  :

$$\beta < 0,15,$$

avec

$$\beta = 2 \left( \frac{3\kappa\eta_m}{\pi\Delta P_c} \right)^{1/2} \frac{c |dT_{wr}/dz|}{L} \left( \frac{\Delta P_c}{M_{elas}} \right)^{-2}, \quad (15)$$

où  $\kappa$  est la diffusivité thermique,  $c$  est la chaleur spécifique,  $\eta_m$  la viscosité du magma,  $L$  la chaleur latente de fusion,  $T_{wr}$  la température du mur de roche contre lequel la propagation du dike s'effectue et  $M_{elas}$  la raideur élastique.

De même que précédemment, les auteurs indiquent que le critère est rempli pour des dikes dont le volume est supérieur à  $21 \text{ m}^3$ , ce qui correspond à un très petit dike. Ces critères assurent la propagation du dike, et non la distance d'ascension.

En prenant en compte comme principal mécanisme limitant la progression du dike le refroidissement et la cristallisation par les bords, O'Neill et al. déterminent la hauteur maximale de propagation  $h_f$  du dike en fonction des caractéristiques de la chambre magmatique et en supposant que les laves sont en quantité finie (Lister, 1994). Lorsque la chambre se situe à profondeur inférieure à  $h_f$  le dike pourra atteindre la surface et les auteurs calculent la fraction de lave qui pourra être libérée en effectuant le rapport entre la profondeur effective et la hauteur maximale de propagation.

$$h_f = 0,48\lambda^{4/5} \left( \frac{3}{4}A \right)^{4/5} \left( \frac{\Delta\rho g}{\eta_m\kappa} \right)^{1/5}, \quad (16)$$

Où  $A$  est la surface d'une section du dike,  $\Delta\rho$  est le contraste de densité entre le dike et la roche l'entourant,  $g$  est la gravité,  $\eta_m$  la viscosité du magma et  $\kappa$  la diffusivité thermique. Le paramètre  $\lambda$  est défini dans le problème de Stefan pour la solidification du dike par l'équation transcendante (Turcotte et Schubert, 1982) :

$$\frac{e^{-\lambda^2}}{\lambda(1 + \operatorname{erf} \lambda)} = \frac{L\sqrt{\pi}}{c(T_m - T_{wr}(z))}, \quad (17)$$

où  $\operatorname{erf}$  est la fonction erreur,  $T_m$  est la température du magma et  $T_{wr}$  la température du mur de roche. Pour des valeurs de  $\lambda$  suffisamment petites, il est possible de linéariser en :

$$\lambda = \frac{c(T_m - T_{wr}(z))}{\pi^{1/2}L} \quad (18)$$

En respectant les différentes contraintes soulignées ci-dessus, O'Neill et al. sont capables de formuler un modèle satisfaisant l'état des connaissances sur les divers grandeurs influant sur la dynamique interne de Mars, tout en gardant à l'esprit les marges d'erreur qui leur sont associées. Les données utilisées sont :

Un enrichissement de 40%

Un solidus autour de 1250°C en surface

Une température basale du manteau de 1800°C

Un contraste de viscosité de 5 ordres de grandeur.

Le taux d'éruption obtenu pour l'époque présente de Mars est de l'ordre de  $10^{-4}$  km<sup>3</sup>/an ce qui correspond bien aux valeurs présentées par Greeley et Schneid. Les auteurs appliquent ensuite ce même modèle aux conditions passées de Mars en augmentant la production de chaleur afin d'obtenir une idée de l'évolution temporelle de la situation. Les résultats obtenus indiquent un taux de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-2}$  km<sup>3</sup>/an au cours du Noachien. Toutefois, la moyenne calculée à partir de ces valeurs est inférieure à l'estimation moyenne proposée par Greeley et Schneid.

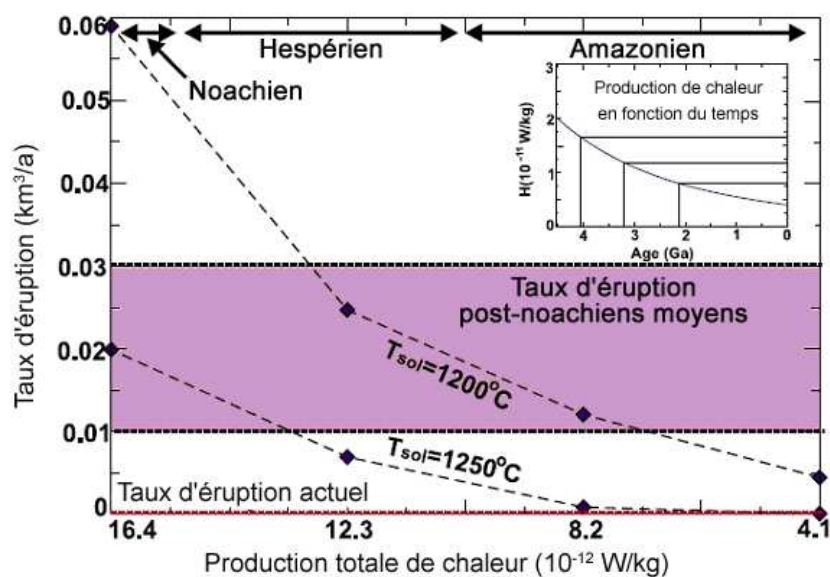


Figure 9 : Variation du taux d'éruption de surface en fonction de la production de chaleur totale pour deux températures différentes du solidus en surface et une valeur d'enrichissement de 40%. (En insert) Variations de la production totale de chaleur en fonction du temps pour le modèle de radioactivité de Wanke et Dreibus (1994). (D'après O'Neill et al., 2007)

Une part majeure de l'exploration de Mars consiste en l'observation de sa surface. Celle-ci nous a appris que le volcanisme a sans doute joué un rôle majeur dans l'évolution de la planète ; environ la moitié de la surface de Mars semble en effet couverte par des terrains volcaniques. De plus, il s'agit d'un des rares moyens de contraindre les résultats théoriques obtenus à l'aide des modèles numériques et donc de juger de leur valeur.

En effet la surface de Mars est essentiellement recouverte de matériau volcanique ainsi que l'attestent les quantités de  $\text{Fe}^{2+}$  détecté par les mesures de réflectance spectrale. L'analyse rayon X suggère de plus que les terrains sous jacents pourraient aussi être d'origine basaltique.

Cependant, obtenir une estimation de la production de laves au cours du temps, bien qu'essentiel, n'est pas aisé et les données manquent encore, en particulier en l'absence de mesures in-situ (notamment pour proposer une évolution complète et précise). Il est toutefois possible de réaliser des hypothèses en s'appuyant sur les données actuelles et d'obtenir des estimations de l'activité de la planète au cours des différentes aires de son évolution. Greeley et Schneid (1991) proposent une étude des taux de génération de magma et d'éruption fondée sur l'observation de Mars. Ils procèdent en commençant par réaliser la carte des zones volcaniques et en évaluant

l'étendue spatiale au sol de ces régions, puis estiment leur épaisseur à l'aide de la méthode de De Hon, après quoi ils proposent un âge pour chaque zone à partir de la distribution et de la quantité des cratères observés.

L'estimation conservatrice et prudente des auteurs leur permet d'affirmer qu'environ 46% de la surface martienne est couverte de terrains volcaniques, soit légèrement moins que ce qui avait été avancé plus tôt. Lorsque cela était possible (pour les reliefs), les auteurs en déduisent le volume de laves à partir de la topographie. Pour les bassins, ils examinent les cratères recouverts par les coulées et dont les bords sont encore visibles. Les éventuels terrains plus anciens pouvant se situer sous le niveau des cratères ne sont pas pris en compte ici. Les volumes ainsi obtenus et classés par âges utilisent l'échelle de temps de Scott et Carr modifiée par Tanaka. Ils concernent les zones visibles et accessibles aux instruments uniquement.

Les auteurs réalisent ensuite une extrapolation à partir des volumes volcaniques « accessibles » pour chaque âge. Leur but est d'estimer le volume des coulées dans les zones recouvertes par des coulées plus jeunes. Ils appliquent les rapports entre matériau exposé et quantité totale de laves déterminés par Tanaka et al. (1987) pour chaque époque stratigraphique comme détaillé par Tanaka (1986).

Enfin, à partir d'hypothèses sur le rapport entre laves intrusives et extrusives sur la Terre, Greeley et Schneid en déduisent la quantité de magma intrusif. En effet, seule une partie des laves atteint la surface lors d'une éruption. Le reste se met en place en sous-sol sous la forme de dikes. Sur Terre, les rapports intrusif/extrusif ont été obtenus à partir des données rassemblées par Crisp ; ils vont en général de 12:1 à 5:1 avec des extrêmes à 16:1 et 1:1. Les valeurs les plus élevées correspondent à des zones continentales tandis que les plus faibles sont associées aux zones océaniques.

Avec une valeur moyenne, les auteurs obtiennent un total de  $654.10^6 \text{ km}^3$  avec un pic de production au niveau de l'Hesperien inférieur avec 168 millions de  $\text{km}^3$ . Toutefois, en raison de l'âge inhérent des couches d'époque Noachienne, il est difficile de donner une estimation des volumes produits au cours de ces périodes reculées. L'érosion et les coulées plus tardives ont en effet détruit ou dissimulé la plupart des données, ce qui rend les résultats obtenus pour ces âges peu fiables.

L'épaisseur moyenne des coulées est, d'après cette étude, de l'ordre de 200m, ce qui est une valeur largement inférieure au 1km précédemment admis (et correspond à la moitié de l'épaisseur des coulées lunaires).

Au cours des quatre derniers milliards d'années d'évolution, le taux de production total de laves sur Mars est estimé par Greeley et al. aux alentours de  $0,17 \text{ km}^3/\text{an}$  (pour un rapport intrusif/extrusif moyen) que l'on peut comparer aux valeurs usuelles données pour Vénus ( $<19 \text{ km}^3/\text{an}$  au cours du dernier milliards d'années) et pour la Terre ( $26\text{-}34 \text{ km}^3/\text{an}$  pour les derniers 180 millions d'années).

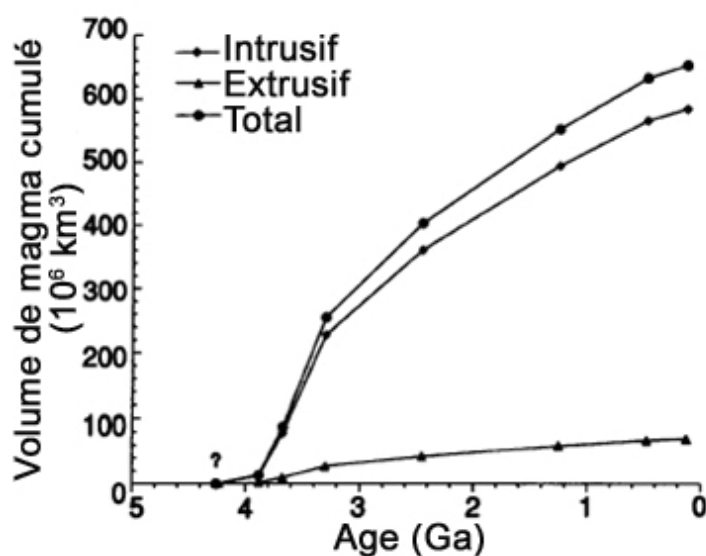


Figure 10 : Production cumulative de magma sur Mars en fonction du temps. (D'après Greeley et Schneid, 1991)

Ces résultats sont totalement compatibles avec les modèles à faible production de laves tels que ceux d'O'Neill et al. ou de Breuer and Spohn (avec croûte primordiale). D'autres études de la surface de Mars (en particulier dans la province de Tharsis) ont aussi proposées par Hartmann et Neukum (2001) à partir de l'observation des terrains visibles et du comptage de cratères d'impacts à des fins de datation. Le procédé utilise de nombreux résultats détaillés par Tanaka (1986) et Tanaka et al. (1987). Ces estimations permettent d'obtenir un pourcentage de l'aire globale recouvert par les terrains volcaniques pour chaque âge du terrain martien. De plus, pour chaque époque, une fois encore, on obtient une aire de terrains volcaniques créés. Hartmann et Neukum trouvent ainsi que lors des 2,5 à 3 derniers milliards d'années, ce taux de resurfaçage volcanique est à peu près constant et vaut environ  $10^4 \text{ km}^2/\text{Ma}$ . Tanaka et al. ont obtenu le même type de résultats dans leur propre étude.

Ceci correspond à environ  $0,002 \text{ km}^3/\text{an}$  en supposant une épaisseur des coulées de l'ordre de 200 m. En convertissant à l'aide d'un rapport moyen extrusif/intrusif de 1:10, on obtient un taux de production de laves de l'ordre de  $0,02 \text{ km}^3/\text{an}$ . Cette valeur correspond aux résultats obtenus par les modèles les moins « productifs » utilisés ici, c'est-à-dire ceux qui se fondent sur les résultats de O'Neill et al. et de Breuer and Spohn (avec une croûte primordiale). Les observations de Hartmann et Neukum, toutefois, ne présentent pas réellement d'évolution particulière du taux de resurfaçage au cours des trois derniers milliards d'années tandis que les résultats de Greeley et Schneid le laissent supposer. La période intermédiaire, ainsi que Hartmann et Neukum désignent les époques dont les âges varient autour de 3 Ga, est celle qui présente le plus d'incertitudes et où les erreurs sont les plus grandes. Un taux de resurfaçage plus important est présent pourtant juste avant cette période (3,5-3 Ga), ce qui laisse supposer qu'une évolution continue a bien eu lieu et que l'observation, en raison des contraintes telles que l'érosion des terrains anciens, n'a pu donner de précisions plus grandes sur l'évolution du taux de resurfaçage.

### **II.1.b/ Composition Mantellique.**

Le second paramètre essentiel qu'il est nécessaire de connaître pour estimer la production de volatils par dégazage tout au long de l'évolution martienne est la composition en ces mêmes volatils du manteau de Mars. C'est en effet uniquement à l'aide d'une estimation de ces quantités que l'on pourra obtenir le bilan entrant dans l'atmosphère à partir des taux de production volumique de laves au cours du temps. En l'absence d'échantillons significatifs ramenés de Mars et d'estimations in-situ solides, il nous faut prendre des points de comparaison réalistes pour essayer d'obtenir une description valable du contenu en volatils du manteau par analogie. Ainsi, il existe essentiellement deux axes qu'il est possible de suivre afin d'approximer la situation martienne. Le premier point de comparaison est l'étude de la composition des SNC, les météorites martiennes ; le second est de prendre pour objet d'étude la Terre elle-même, objet céleste sur lequel nous possédons le plus de renseignements.

Les météorites martiennes, constituent en effet les roches qui se rapprochent le plus d'échantillons martiens et, en l'absence de véritables roches prélevées sur la planète, elles forment un point de comparaison majeur qu'il faut prendre en compte lorsqu'on essaie de déterminer la

composition des roches martiennes. Les SNC (d'après les lieux où ont été découvertes les trois premières météorites du groupe : Shergotty, Nakhla et Chassigny) sont une trentaine de météorites composées des roches ignées que l'on suppose d'origine martienne. On pense aussi que ces roches basaltiques et ultra-mafiques ont pour origine des magmas parents partageant les mêmes caractéristiques géochimiques et isotopiques, ce qui suggère qu'ils proviennent de la fusion de la même région-source du manteau à différentes époques. Les SNC appuient plusieurs hypothèses de par les informations qu'elles apportent. La différenciation aurait ainsi eu lieu aux alentours de 4,5 Ga en même temps que l'accrétion. De plus le manteau martien contiendrait des quantités différentes de la Terre d'éléments sidérophiles et marginalement volatiles. Ceci se traduirait par une occurrence primitive d'un champ magnétique global que pourrait soutenir la présence de magnétisation rémanente dans les SNC (bien que cette dernière puisse provenir du choc ayant projeté les roches hors de l'atmosphère).

Il semble aujourd'hui essentiellement admis que les SNC proviennent bien de Mars. En effet, la datation de leurs âges de cristallisation donne des résultats distinctifs : entre 1,3 Ga et 180 Ma. De tels âges semblent ne pouvoir être obtenus que si la cristallisation a eu lieu au sein d'un corps parent massif, c'est à dire une planète. En effet seule une planète (à quelques exceptions près, comme la production de chaleur par effet de marée) peut maintenir une activité interne et volcanique suffisante sur une durée assez longue pour correspondre aux âges obtenus. Mars semble alors être un candidat de choix de par son activité prolongée avérée et par sa petite taille (pour une planète du système solaire) facilitant la projection de roches jusque dans l'espace (Walker et al., 1979). Cependant c'est la mesure de la composition isotopique des inclusions gazeuses dans la roche des SNC, et en particulier de l'argon, qui fournit les preuves les plus fortes en faveur d'une origine martienne. L'origine de ces inclusions gazeuses est attribuée à l'implantation de poches de gaz ambiant de l'atmosphère martienne dans le verre produit au cours de l'impact à l'origine de la libération des SNC.

Ces résidus gazeux ont une composition très proche des mesures effectuées par la sonde Viking (Bogard et Johnson, 1983, Wiens et al., 1986). Il existe toutefois des différences étranges en particulier entre les abondances isotopiques du xénon et la composition de l'atmosphère martienne. En effet le xénon piégé semble venir d'une source similaire au vent solaire (Ott, 1988). Ces divergences ne sont toutefois pas irréconciliables avec une origine martienne des SNC et peuvent être expliquées par l'histoire géologique des roches (Drakke et al., 1994). Il existe d'autres arguments



en faveur de l'origine martienne des SNC qui sont moins certains mais tout à fait réalistes, comme la présence de grenat dans les météorites martiennes, par exemple (Ma et al., 1981).

Comme indiqué plus haut, les résultats du modèle martien proposé ici dépendent largement de la composition mantellique utilisée. Nous rassemblons donc les diverses estimations faites pour les météorites SNC afin d'obtenir un domaine de valeurs réalistes à utiliser. Les données employées proviennent majoritairement des études de Gooding et al. (1990) et Wright et al. (1986). Les spécimens de météorites antarctiques sont les ALHA77005, ALHA81001, toutes deux originaires d'Alan Hills ainsi que les EETA79001 et EETA79004 de Elephant Moraine. ALHA81001 et EETA79004 sont des eucrites (que nous utilisons à des fins de comparaison) et les deux autres sont des shergottites. Elles ont été préparées au Johnson Space Center. EETA79001 présente trois lithologies qui sont étudiées séparément (A, B et C). D'autres spécimens sont aussi étudiés tels que les eucrites de Pasamonte (USNM-897, encore une fois pour comparaison), le spécimen de Nakhla (BMNH-1911,369) et celui de Shergotty (GSI-179).

Des échantillons ont été prélevés en surface (profondeur inférieure à 0,5cm) et en profondeur dans un but de comparaison. Tandis que les échantillons intérieurs devraient donner la composition intrinsèque de la météorite (avant son arrivée sur Terre), les échantillons externes renseignent sur la contamination terrestre.

La composition des spécimens est obtenue par analyse des gaz émis (EGA pour evolved gas analysis) selon la procédure de Muenow et al. (1979). Chaque échantillon a ainsi été pyrolysé par un chauffage jusqu'à 1500K à raison de 5-6 K/min sous un vide de  $10^{-7}$  torr dans une cellule de Knudsen. Les gaz émis ont été analysés de façon continue par un spectromètre de masse quadripôle. Aucune mesure isotopique ou de gaz rare n'a été effectuée.

De manière générale, on trouve plus d'eau sur l'extérieur des échantillons. De même, c'est souvent les météorites les plus dégradées par l'environnement terrestre qui exhibent les plus grandes concentrations en eau. Pour des roches les moins détériorées, l'intérieur et l'extérieur contiennent une quantité comparable d'eau avec des profils de gaz émis similaires. Ledit profil consiste en un large pic d'émission entre 350 et 700 K correspondant à la désorption d'eau

faiblement liée. Pour les Shergottites, on obtient entre 0,01% (massiques) et 0,08% d'eau en contenu global pour les échantillons intérieurs uniquement.

L'émission d'eau pour les shergottites n'est pas corrélée à d'autres émissions de gaz. Ainsi il est possible que l'eau observée ne soit pas un produit de la roche originale mais au contraire un résultat de l'altération terrestre de la météorite. L'échantillon de Nakhla présente une émission d'eau bien plus faible (0,007%) que celle qui était attendue (Wentworth et Gooding, 1989, soupçonnaient la présence de phases hydratées). Cependant, il est possible que l'eau propre à la roche originelle ait réagi pour former HCl pendant la pyrolyse. Il est possible que le contenu réel en eau de cette météorite soit bien plus élevé. Kerridge (1988) rapporte d'ailleurs des mesures allant de 0,006% pour Shergotty à 0,026% pour Lafayette (une Nakhlite).

Globalement, les Nakhrites et Shergottites se distinguent clairement des eucrites sur ce point alors qu'il est plus difficile de séparer les échantillons internes et externes. On remarque cependant que les spécimens antarctiques exhibent des concentrations différentes des autres météorites. Shergotty semble présenter une grande quantité de CO<sub>2</sub> (autour de 0,3%) dans sa composition aussi bien en intérieur qu'en extérieur. Il semblerait que la différence avec les météorites antarctiques proviendrait de l'environnement plus « propre » où ces dernières ont été trouvées et du plus grand soin qui a été mis en place pour leur conservation. Une partie au moins du CO<sub>2</sub> serait donc attribuable à l'altération terrestre des météorites et à la contamination. Le CO<sub>2</sub> pourrait provenir d'hydrocarbures. Pour les autres shergottites, l'origine pourrait se situer au niveau de CaCO<sub>3</sub> (le profil d'émission présente des pics centrés en 750 K et 900 K ce qui correspond à peu près à CaCO<sub>3</sub> dont on a trouvé des grains dans les météorites concernées). Nakhla, quant à elle, semble dépourvue d'hydrocarbures et posséder deux sources de CO<sub>2</sub> différentes, toutes deux inorganiques. Les quantités de CO<sub>2</sub> sont moins élevées mais restent de l'ordre de 0,08% à l'intérieur (et sont beaucoup plus élevées pour l'extérieur).

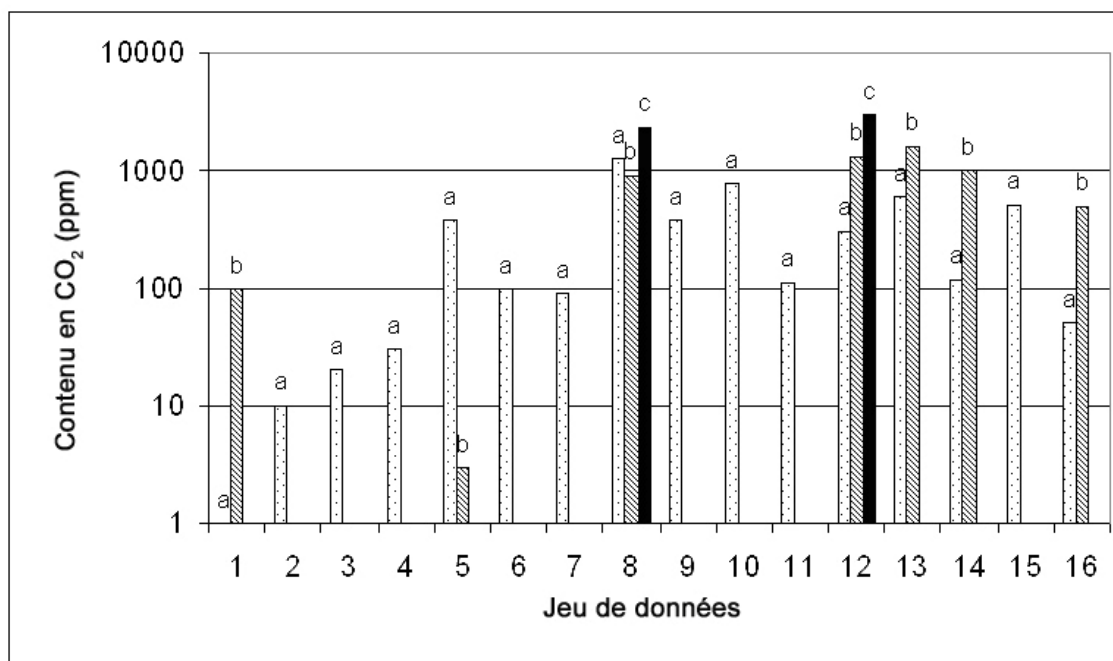


Figure 11: Compilation d'estimations du contenu en CO<sub>2</sub> des laves dégazées sur Mars. Chaque jeu de données est composé d'une, deux ou trois valeurs. 1. M.M. Grady et al. 2004, météorites martiennes. 2. ALHA77005, a) Wright (1986), b) Gooding (1990) est à zéro. 3. EETA79001A, Wright (1986). 4. EETA79001B, a) Wright (1986), b) Gooding (1990) est à zéro. 5. EETA79001C, a) Gooding (1990), b) Wright (1986), c) Gooding (1990) est à zéro. 6. Shergotty, Wright (1986). 7. Chassigny, Wright (1990). 8. EETA79001A Gooding (1990). 9. EETA79001C, Gooding (1990). 10. Nakhla, Gooding (1990). 11. Nakhla, Carr (1985). 12. MORBs terrestres, Jambon (1994), a) valeur minimale, b) valeur moyenne, c) valeur maximale. 13. Abondance terrestre moyenne, Jambon, a) Minimum, b) Maximum. 14) Contenu en CO<sub>2</sub> des laves martiennes dans cette étude, a) minimum, b) maximum. 15) Estimation pour le volcanisme islandais d'après O'Neill et al., 2007. 16) Manteau supérieur terrestre d'après Trull et al., 1993.

Il faut tout de même remarquer que, si les données obtenues à partir des SNC sont ce qui se rapproche le plus d'échantillons martiens (et en particulier de basaltes martiens), il n'est pas absolument certain que les données qui en sont extraites soient toujours applicables au contenu en volatils du manteau. La première raison pour cela est que, quoiqu'il se soit produit au cours de la formation et de l'éjection de ces matériaux, ils n'en restent pas moins des échantillons dégazés. C'est-à-dire qu'ils ont déjà relâché une partie (qui peut être très importante) des volatils qu'ils contenaient. Nous ne mesurons donc pas réellement le contenu du manteau pré-éruption, mais

plutôt ce qui reste dans la roche après coup (nous reviendrons sur ce sujet dans la suite). La seconde raison est que les calculs portant sur les SNC sont souvent des estimations globales sur la lithologie concernée. Or, outre les contaminations terrestres, il existe plusieurs inclusions qui n'ont rien à voir avec le manteau de Mars. Ainsi il existe en particulier deux catégories d'échantillons. Tout d'abord, nous avons les parties silicatées qui sont considérées comme provenant de la croûte profonde de Mars et donc qui correspondent sûrement au contenu en volatils du manteau. L'autre catégorie correspond aux inclusions gazeuses présentes dans les SNC et aux matériaux carbonatés. Ceux-ci ont une composition très similaire à celle des matériaux de la sub-surface et des marqueurs isotopiques significatifs de l'atmosphère martienne (Wright et al., 1990). Les matériaux carbonatés proviennent sans doute de processus ayant eu lieu en surface ou près d'elle et les compositions en volatils mesurées sont sûrement aussi la marque d'un équilibre avec l'atmosphère. De même, les gaz piégés seraient un échantillon de l'atmosphère martienne elle-même. Par exemple, EETA79001 présente trois lithologies différentes. Deux d'entre elles (A et B) sont essentiellement basaltiques. La troisième (C ; McSween et Jarosewich, 1979) correspond à un verre produit par fusion au moment d'un choc (sans doute l'impact qui a libéré le matériau de la planète). C'est ce verre qui a emprisonné des échantillons de volatils qui semblent provenir de l'atmosphère martienne. De plus, ces inclusions semblent être corrélées à deux variétés de carbonates de calcium dont les quantités sont importantes (Gooding et al, 1988). Cet échantillon est donc interprété comme étant un ensemble de couches de lave superposées en interaction avec l'atmosphère et l'hydrosphère de Mars ; un impact aurait entraîné la fusion partielle de portions de la roche tout en altérant les précipités aqueux et en piégeant une portion de l'atmosphère dans les inclusions (Gooding, 1992). D'autres SNC, comme Chassigny présentent des veines de sels (Wentworth et Gooding, 1991) ou comme Nakhla des veines comportant des argiles (Gooding et al., 1991). Ceci peut nous apporter des renseignements sur la composition isotopique de cette dernière mais ne nous apprend rien sur le contenu en volatils du manteau. Il convient donc de reconnaître ces données pour ce qu'elles sont et ce qu'elles peuvent apporter. Certains échantillons (EETA79001C par exemple) sont moins adaptés que d'autres pour déterminer une composition en volatils des laves et il faut garder à l'esprit le type de météorite associé à chaque estimation. Ici, nous choisissons de conserver ces données (les plus pertinentes) comme une indication sur le domaine de valeurs acceptables, bien qu'il puisse s'agir d'un minimum, dans le cas où les laves auraient été fortement dégazées lors de leur mise en place (ce qui est probable étant donnée la faible pression régnant dans l'atmosphère martienne aussi bien à présent que dans le passé, selon toute probabilité).

La conclusion générale concernant l'abondance de CO<sub>2</sub> dans le manteau martien est qu'elle est vraisemblablement assez faible, c'est-à-dire inférieure à 2000 ppm (massique) soit 0,2% (mass.) avec la majorité des estimations de l'ordre de quelques centaines de ppm. La possibilité d'un manteau riche en CO<sub>2</sub> n'est toutefois pas à proscrire car un dégazage important des laves couplé à une abondance massive de CO<sub>2</sub> mènerait aux mêmes mesures pour les échantillons dont nous disposons à l'heure actuelle.

La seconde source de renseignements sur la composition du manteau martien et l'abondance des volatils dans les laves est une comparaison avec les données que nous possédons sur la Terre. Les deux planètes ne sont peut-être pas très différentes en termes de composition globale et il est probable que la quantité exacte de CO<sub>2</sub> et autres volatils dans le manteau soit sensiblement la même dans les deux cas. Même s'il existe une différence significative, le cas terrestre reste un point de comparaison majeur qu'il ne faut pas négliger ainsi que la source d'estimations importantes sur les domaines de valeurs réalistes qu'on peut attendre d'une planète tellurique.

Sur Terre, après la vapeur d'eau qui représente en général et de façon globale plus de 60% (mol.) du dégazage volcanique émis par les volcans, le CO<sub>2</sub> est le deuxième gaz le plus abondant. Il constitue près de 10-40% (mol.) de la phase gazeuse de l'émission totale (Delmelle et Stix, 1999). Le CO<sub>2</sub> est aussi le gaz volcanique courant le moins soluble dans le magma, ce qui implique un dégazage relativement abondant (bien que difficile à quantifier) et précoce. Trull et al. (1993) ont utilisé les compositions isotopiques des isotopes stables ( $\delta^{13}\text{C}$  et  $\delta^{34}\text{S}$ ) pour déterminer la source profonde des laves à partir de suppositions sur les réservoirs de surface. A partir de relations entre le CO<sub>2</sub> et l'Hélium, ils ont pu estimer la composition usuelle du manteau supérieur. Ces estimations les laissent supposer que sur Terre le manteau supérieur contient au plus 500 ppm de carbone avec des valeurs aussi basses que 50-250 ppm. De plus il semble peu probable que le carbone présent dans les MORBs soit recyclé dans le manteau supérieur (cela aurait plutôt lieu dans le manteau inférieur à la CMB).

Le principal problème qui se pose avec des espèces comme H<sub>2</sub>O et CO<sub>2</sub>, c'est l'absence de traceurs isotopiques convenables, aussi bien pour C que pour H. Ainsi leur évolution est largement inconnue et problématique de par l'absence de contraintes. De plus sur Terre, la majorité des informations disponibles sur le cycle du carbone et sur l'évolution de H<sub>2</sub>O se rapporte à l'époque présente.

Une méthode communément employée pour déterminer la composition globale de la Terre est de s'intéresser aux chondrites. En particulier le rapport C/ $^{36}\text{Ar}$  laisse supposer que, dans le cas où une très large majorité de  $^{36}\text{Ar}$  est à présent dans l'atmosphère terrestre, il est possible de calculer une concentration globale de carbone terrestre de l'ordre de 0,11% (mass.), ce qui est une estimation minimale (Otting et Zähringer, 1967). La corrélation entre le carbone et le néon mène à une conclusion similaire, ainsi que le rapport C/ $^3\text{He}$  utilisé par Marty et Jambon (1987).

Un inventaire spécifique du manteau est plus difficile à obtenir. Au contraire des enveloppes externes (Atmosphère, océans, et même couches sédimentaires qu'il est possible d'analyser directement au moins en partie), le manteau n'est pas accessible dans son état non modifié. Les formations ultra-mafiques sont par exemple largement hétérogènes, proposant un large spectre de valeurs allant d'un extrême à l'autre. La quantité de carbone présente dans les MORB peut être estimée par l'analyse des basaltes océaniques. Cette méthode permettrait d'analyser une roche non (ou peu) dégazée en raison des fortes pressions régnant sur le plancher océanique. Ainsi, on peut supposer que la majorité du  $\text{CO}_2$  initialement présent dans ce type de roche lors de sa mise en place y est toujours piégée sous forme gazeuse ou dissoute. De nombreuses études (on citera en particulier Pineau et Javoy, 1994 et Blank et al., 1991) se sont penchées sur ce problème et la concentration en  $\text{CO}_2$  de ces roches peut être estimée à environ 1300 ppm avec une large variabilité (les valeurs s'échelonnent de 300 ppm à 3000 ppm). Cette dernière peut être attribuée à différents niveaux de fusion partielle par exemple, différents niveaux de cristallisation fractionnée ou encore à une différence de composition magmatique.

Ces valeurs peuvent être converties en compositions mantelliques. En effet, si on considère une fusion partielle de 10%, que le carbone est incompatible et qu'il n'y a pas de pertes de volatils avant l'éruption (ce qui pourrait se produire dans la chambre magmatique ou au cours de la remontée du magma), une concentration de 1300 ppm dans les MORB se traduit en 130 ppm de  $\text{CO}_2$  dans la source du magma. Ceci est une valeur minimale. Les valeurs pour le  $\text{CO}_2$  mantellique martien oscillent ainsi entre 50 et 300 ppm.

Cependant, dans notre étude présente, c'est la quantité de  $\text{CO}_2$  arrivée en surface qui nous intéresse. Il semble donc que les données sur les MORB nous soient utiles ; et elles suggèrent des quantités importantes de  $\text{CO}_2$  à l'état non dégazé (ou aussi proche de cet état qu'il est possible de se placer). En effet la plupart des échantillons ne nous donnent que le reste de volatils après dégazage. Ici, nous avons accès, grâce à la pression océanique élevée, à des spécimens ayant pu conserver leur

contenu volatile. Toutefois, cet enrichissement en carbone de la lave et donc de la roche qui arrive en surface est dépendant des conditions de fusion du manteau et de la dynamique interne de la planète. Mars n'ayant pas le même régime de convection, la même taille ou encore la même épaisseur de croûte, il est impossible d'affirmer que les contenus en carbone des MORB peut s'appliquer directement aux laves martiennes atteignant la surface. Il faut donc considérer ces estimations comme une information supplémentaire seulement et inclure le domaine de valeurs de concentrations de CO<sub>2</sub> dans notre travail. De plus, ces échantillons nous apprennent que même avec un manteau relativement pauvre en carbone, il est possible d'extraire des laves plus riches et donc d'atteindre des taux de dégazage plus élevés qu'avec un simple dégazage de la même quantité de manteau.

Sur Terre, on trouve d'ailleurs des occurrences de laves riches en CO<sub>2</sub>. Par exemple les magmas primaires hawaïens pourraient contenir jusqu'à 5000 ppm de CO<sub>2</sub> (Gerlach et Taylor, 1990). Ainsi, Phillips et al. (2001) utilisent ce type de valeur pour modéliser le volcanisme de Tharsis avec une concentration en CO<sub>2</sub> de 6500 ppm.

Il est de plus possible que le manteau martien contienne plus de CO<sub>2</sub> que celui de la Terre si on considère l'hypothèse de Kuramoto (1997) supposant que le noyau martien serait composé de plus de soufre que le noyau terrestre, ce qui entraînerait un enrichissement en carbone du manteau de Mars.

Si l'on rassemble les données ainsi obtenues au travers des différentes sources étudiées ci-dessus, on arrive à un domaine de valeurs probables pour la composition des laves martiennes allant de quelques traces de carbone à près de quelques milliers de ppm (jusqu'à 6500 ppm environ, si l'on se base sur les estimations terrestres). Dans notre étude, nous testons différents scénarii d'évolution en prenant en compte toute la gamme de valeurs. Toutefois, s'il n'est pas possible a priori d'écarter les extrêmes, faute de contraintes suffisantes et de preuves irréfutables, il est tout de même raisonnable de penser que les valeurs moyennes allant de 200 ppm à 2000 ppm sont les plus réalistes. En effet sur la durée d'évolution considérée (les trois derniers milliards d'années), il est probable que la composition du manteau soit appauvrie, ce qui semble corroboré par les mesures effectuées sur les SNC, plus pauvres en volatils que d'autres sources présentées ici. Dans le cas de Mars, ce type de situation est réaliste car le régime de convection à couvercle fixe n'autorise sans doute pas de recyclage du carbone (ou autre volatil) de surface dans le manteau, ce qui implique que tout volatil dégazé est définitivement perdu pour le manteau, par opposition à la Terre et sa tectonique des plaques où les plaques océaniques plongeantes sont recyclées dans le manteau. De

plus les modélisations numériques tendent à montrer un dégazage rapide et massif du manteau primitif qui pourrait ainsi perdre très tôt (en quelques centaines de millions d'années) la plus grande fraction de son contenu en volatils, laissant ainsi un manteau appauvri (Franck et Bounama, 1995).

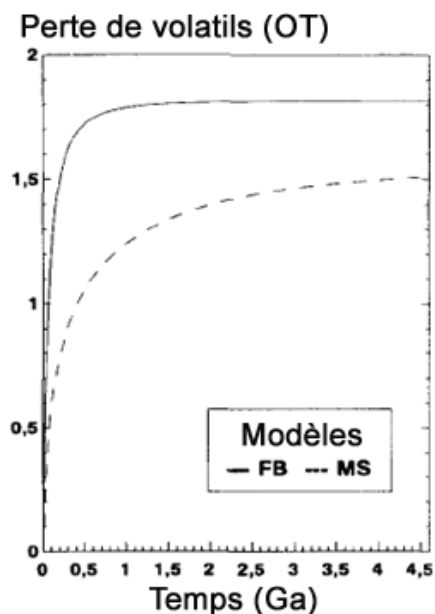


Figure 12 : Perte de volatils en fonction pendant l'évolution planétaire pour le modèle de Franck et Bounama (1995) et comparaison avec le modèle de McGovern et Schubert (1989). (D'après Franck et Bounama, 1995)

Il est en particulier généralement admis que la région de Tharsis a été mise en place au cours du premier milliard d'années de l'évolution de Mars, ce qui représente la part la plus active de son histoire. Cette observation est en accord avec une activité précoce intense au cours de laquelle le dégazage aurait été massif : la mise en place des 300 millions de km<sup>3</sup> de lave nécessaires à la formation de cet édifice volcanique s'est à coup sûr accompagnée d'une perte importante de volatils. Ces observations tendraient à limiter l'importance des valeurs les plus élevées en composition de CO<sub>2</sub> dans les laves martiennes et à considérer le domaine proposé par les SNC comme étant en première approximation la plage de valeurs la plus réaliste, en particulier si l'on veut éviter de surestimer l'influence du volcanisme.

Cependant, quelques effets vont dans le sens contraire et nous empêchent de rejeter les valeurs les plus importantes. L'hypothèse de Kuramoto (1997), citée plus haut, reste plausible par



exemple. De plus, le recyclage de la croûte océanique terrestre semble avoir lieu dans le manteau profond (Hards, 2005), et pourrait ne pas avoir une influence directe sur le contenu en volatils du manteau supérieur et donc des laves qui en sont issues. Ainsi les situations terrestre et martienne, du point de vue des laves originaires du manteau supérieur, pourraient être relativement proches. Si, en revanche, les laves martiennes proviennent du manteau profond au moyen de panaches mantelliques, la situation est différente : elle correspond au cas des points chauds terrestres.

Sur Terre, ceux-ci sont alimentés par des laves plus riches en carbone (avec un rapport C:He important) issues de matériau profond. Celui-ci est composé de matériaux recyclés par la convection (la tectonique des plaques permettant le plongeon de matériau océanique froid) et d'une portion de manteau primitif (Trull et al., 1993, Jambon, 1994, Hards, 2005). Dans le cas de Mars, il ne pourrait s'agir de manteau recyclé et le matériau à l'origine des laves serait donc un mélange de manteau primitif et de manteau appauvri, ce qui résulterait sans doute en une lave plus pauvre en volatils.

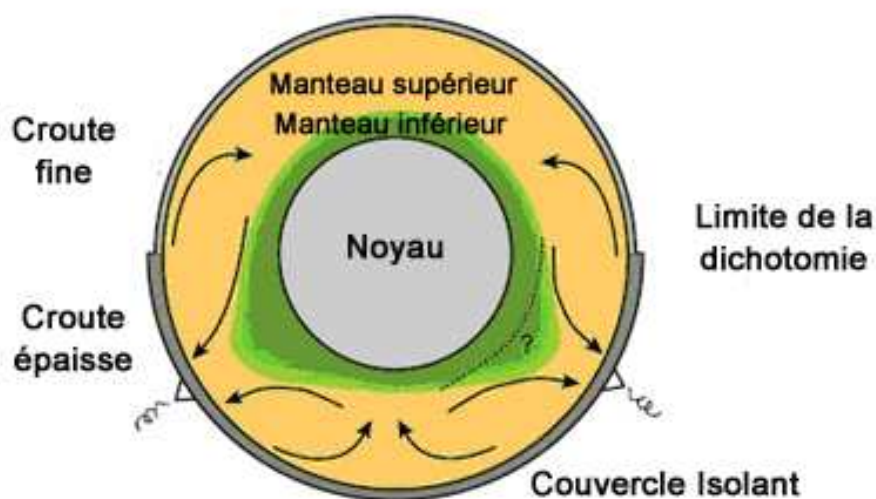


Figure 13 : Structure du manteau martien. Les flèches indiquent la direction de l'écoulement. La croûte plus épaisse des plateaux constitue une couche isolante sous laquelle une (ou plusieurs) remontées se forment. Des panaches fins se forment au sommet de ces gonflements et sont la cause du volcanisme persistant observé au niveau de Tharsis et de Elysium. (D'après Hards, 2005)

Si l'on met de côté les estimations sur les MORB citées plus haut, qui sont spécifiquement faites sur des échantillons dont les conditions très particulières font qu'ils sont peu dégazés, la plupart des autres données proviennent de spécimens appauvris en volatils par rapport à leur état

pré-éruptif. Il n'est toutefois pas possible de déterminer avec précision le taux de dégazage subi par les roches. Il est donc hasardeux de remonter aux compositions initiales du matériau, car il est tout à fait envisageable d'observer des dégazages avec des taux s'étalant sur une vaste gamme de valeurs : de 10% à 90%. Même sur les échantillons terrestres, il est impossible d'affirmer quoi que ce soit avec certitude. La situation pour l'étude des roches martienne est donc encore plus précaire, car même si des méthodes existaient pour la Terre, elles seraient sans doute difficilement applicables à Mars. De plus, lors de notre étude, il est impossible de déterminer quelle portion des volatils contenus dans la roche va pouvoir être transmise à l'atmosphère de Mars. On suppose toutefois que cette portion sera plus importante que lors d'une éruption terrestre, étant donné la valeur de la pression atmosphérique martienne, plus bien faible que celle qui règne dans des conditions terrestres.

Dans notre modèle, par exemple, on obtient les mêmes résultats finaux en utilisant un dégazage de 30% du CO<sub>2</sub> d'un magma donné qu'avec le dégazage de 90% d'un magma comportant trois fois moins de CO<sub>2</sub> ou encore qu'avec le dégazage de 3% d'un autre magma dans la concentration en CO<sub>2</sub> est dix fois supérieure. La quantité de volatils relâchée dans l'atmosphère est, dans les trois cas, la même. Le paramètre est si peu contraint qu'il n'est pas envisageable d'étudier ses variations. Nous fixons donc le taux de dégazage des laves à 100% dans notre modèle pour la totalité des tests effectués. Seule variera la concentration en CO<sub>2</sub> du matériau. L'hypothèse que la plus grande partie du contenu volatile des laves atteignant la surface soit transmis à l'atmosphère n'est, de plus, pas irréaliste, si on considère la faible pression atmosphérique à la surface de Mars et la concentration très faible en CO<sub>2</sub> que présentent certains échantillons de météorites martiennes : elles auraient, elles aussi, perdu leurs volatils lors de leur mise en place suite à l'éruption qui les a amenées à la surface.

Nous introduisons enfin un facteur d'efficacité dans notre modèle. Celui-ci correspond au rapport entre la quantité de laves atteignant la surface par unité de temps et la quantité de laves produites en profondeur. Nous fixons ce paramètre de façon arbitraire à 15%. En effet, les estimations courantes indiquent que la plus grande partie des laves se met en place de façon intrusive et non extrusive. La valeur de 15% n'est pas précise mais constitue toutefois une approximation réaliste ; les calculs et observations donnent de façon générale des efficacités allant de 5% à 20% (Greeley et Schneid, 1991). Encore une fois, nous ne ferons pas varier ce paramètre qui agit lui aussi uniquement sur la quantité de volatils qui arrive en surface. Les variations d'efficacité sont incorporées à la composition en CO<sub>2</sub> du matériau considéré.

## II.2/ Echappement atmosphérique

Nous envisageons la perte de l'atmosphère martienne par échappement atmosphérique que nous considérons être, au moins pour le CO<sub>2</sub>, le processus principal mis en œuvre. En effet, la présence de marqueurs géomorphologiques à la surface de Mars indiquant une activité fluviale ou d'érosion passée permet de supposer qu'à un moment au cours de son évolution, la planète a été recouverte par une atmosphère plus dense. Etant donné que le CO<sub>2</sub> forme l'essentiel de l'atmosphère actuelle, l'hypothèse la plus simple, en accord avec les suppositions passées sur l'évolution martienne, est qu'il en a été ainsi pendant une large part de l'histoire de la planète (ici les trois derniers milliards d'années). Certains processus entraînant la perte de l'atmosphère ont donc dû intervenir pour mener à la situation présente. Parmi les mécanismes, l'échappement atmosphérique est envisagé car il est cohérent avec la tendance isotopique mesurée sur Mars. En effet, l'atmosphère martienne est enrichie en isotopes lourds par rapport à celle de la Terre. La combinaison d'une faible taille/masse, entraînant une faible gravité, et de l'absence, au cours des époques tardives, d'un champ magnétique global intrinsèque (Acuna et al., 1998) renforce la probabilité que l'échappement a joué un rôle important dans l'évolution de Mars. En l'absence de carbonates, il semble que les réservoirs contenant du CO<sub>2</sub> et étant en interaction avec l'atmosphère soit de faible importance. De même, le régime de convection en couvercle stagnant ne permettrait pas de réhydratation du manteau (Hauck et Phillips, 2002). Le cas de l'eau est plus complexe car outre les calottes polaires, il est tout à fait possible qu'une grande quantité d'eau soit piégée dans la subsurface de la planète tout en restant capable d'échanges avec l'atmosphère. En effet, le spectromètre à rayon gamma GRS embarqué sur Mars Odyssey a mis en évidence la présence d'une grande quantité d'hydrogène dans la proche subsurface (Boynton et al., 2002). On suppose que cet hydrogène est un marqueur de glace d'eau piégée dans le régolithe qui pourrait atteindre  $35 \pm 15\%$  de la masse de la couche considérée. Un tel réservoir est aujourd'hui difficile à quantifier et il n'est pas encore possible de déterminer à quel point il interagit avec les enveloppes externes ni quelle a été son évolution (Jakosky et Phillips, 2001). Toutefois on peut supposer que cette glace d'eau pourrait correspondre à au moins quelques mètres de couche globale équivalente d'eau et peut être même à quelques dizaines de mètres.

Il n'y a pas de stratosphère dans l'atmosphère martienne, ce qui implique que la basse atmosphère et l'atmosphère intermédiaire sont étroitement liées, aussi bien d'un point de vue

dynamique que chimique. L'échappement de l'atmosphère martienne se situe au-delà de l'homopause ; ainsi, la thermosphère (entre 100 et 250 km d'altitude) qui constitue le principal réservoir pour les volatils de l'échappement atmosphérique est couplée aussi bien avec l'atmosphère inférieure (ce qui implique la structure de l'atmosphère et les échanges avec la surface) qu'avec le vent solaire en l'absence de champ magnétique après environ 700 Ma (Bougher et al., 2002). Au niveau de l'interaction entre l'atmosphère et les vents solaires, de nombreux phénomènes ont lieu au travers de transferts d'énergie et de matière. L'échappement peut avoir lieu selon deux mécanismes principaux : l'échappement thermique (Hydrodynamique ou de Jeans) et l'échappement non thermique (photochimique, criblage, perte d'ions). L'échappement par criblage ou l'échappement ionique ont sans doute été favorisés par la disparition relativement rapide de la magnétosphère martienne : sans champ magnétique, les vents solaires pouvaient ainsi interagir directement avec la haute atmosphère de Mars.

Les mécanismes d'échappement thermique ne sont pas les acteurs majeurs de l'évolution tardive de l'atmosphère de Mars. En effet si l'échappement hydrodynamique correspond à une expansion globale (à la manière des comètes) de l'atmosphère de la planète, elle nécessite une très grande quantité d'énergie, sous la forme d'extrêmes UV (EUV) déposés dans l'atmosphère, pour compenser l'effet de la gravité. Dans l'exosphère, en l'absence de collision, la vitesse radiale du volatile considéré peut ainsi devenir supérieure à la vitesse d'échappement ; l'atmosphère n'est alors plus liée gravitationnellement à la planète et peut être « soufflée » de façon globale. Ainsi, ce processus ne peut être mis en œuvre que pour des thermosphères très riches en H ou en H<sub>2</sub> sujettes à des rayonnements EUV intenses comme dans le cas d'un soleil très jeune (Zahnle et Walker, 1982). Il faut donc une atmosphère d'hydrogène (atomique ou moléculaire) ou une atmosphère enrichie en eau. De plus, ce mécanisme entraîne essentiellement les composés atmosphériques légers (Hydrogène, Hélium) et quelques composés plus lourds qui peuvent être entraînés par le flux ascendant d'hydrogène (oxygène, néon...) mais en quantités bien moindres. Ceci implique que l'échappement hydrodynamique n'a lieu qu'au cours des premières centaines de millions d'années de l'évolution de la planète, ce qui ne concerne donc pas la présente étude.

L'échappement de Jeans continue sur Mars à ce jour, cependant, lui aussi n'a d'importance que pour l'échappement de l'hydrogène et est trop faible pour entraîner les molécules plus lourdes. Il n'est donc pas considéré ici non plus.

Il existe aussi d'autres formes d'échappement atmosphérique comme l'échappement par impact. Il se produit lors de bombardements météoritiques importants. L'énergie apportée par les

météorites et relâchée à l'impact permet l'accélération d'une partie de l'atmosphère et donc son échappement. Ce processus n'entraîne pas de signature isotopique particulière. Nous ne le considérons pas ici en premier lieu. C'est un processus assez complexe qui dépend largement de l'évolution de la quantité d'impacts sur la planète et de la taille des impacteurs. Plusieurs études indiquent que ce processus a joué un rôle très important au cours du premier milliard d'années de l'histoire de Mars et de la période de bombardement massif, en raison du faible champ gravitationnel de la planète (Pepin, 1994). Nous nous plaçons ici à une époque ultérieure où les impacts moins fréquents ont donc une importance bien moindre. La quantité d'atmosphère perdue par impacts n'est pas connue. Des travaux indiquent une fourchette de valeurs de l'ordre de 50-90% de l'atmosphère primitive, bien que des études plus récentes laissent entendre que ces valeurs sont largement surestimées.

Contrairement aux atomes légers comme l'hydrogène qui peuvent être perdus au travers de mécanismes non-thermiques, les atomes plus lourds comme le carbone, l'azote et l'oxygène ne peuvent pas s'échapper de façon significative aux époques étudiées ici par échappement de Jeans. L'absence, en particulier, d'oxygène libre dans l'atmosphère de Mars indique qu'il existe pourtant un échappement important de ces espèces plus lourdes. En effet, si l'oxygène ne s'échappait pas, la perte d'hydrogène seul par échappement de Jeans à partir de la photodissociation de l'eau entraînerait l'accumulation de l'excès d'oxygène libre dans l'atmosphère martienne. McElroy et Donahue (1972) ont montré qu'on pouvait d'ailleurs estimer que deux atomes d'hydrogènes s'échappaient pour un atome d'oxygène environ, en raison de contraintes imposées par la photochimie de l'atmosphère de la planète.

L'échappement des espèces lourdes se produit au travers de plusieurs mécanismes non thermiques différents bien identifiés. Tous ces mécanismes sont issus des interactions entre la haute atmosphère et le flux EUV de photons, électrons et particules énergétiques. Sur la Terre, ces processus sont moins importants à cause de la présence du champ magnétique. Sur Mars, en l'absence d'une telle protection, l'effet de l'échappement non-thermique est accru.

Les principaux mécanismes mentionnés ci-dessus sont :

(i) Le criblage. Des ions sont produits dans la couronne ou l'ionosphère par l'interaction avec les émissions solaires sont éjectés puis ré-impactent l'atmosphère neutre avec assez d'énergie pour éjecter une quantité importante de particules atmosphériques neutres

(ii) La recombinaison dissociative. Les ions produits dans l'ionosphère par photo-ionisation UV se recombinent avec des électrons et forment dans certains cas des molécules neutres suffisamment énergisées pour échapper à l'influence de la planète.

(iii) échappement ionique. Les ions produits par photo-ionisation, impacts électroniques et échange de charges dans l'exosphère sont entraînés le long des lignes du champ magnétique et s'échappent avec le vent solaire.

(iv) écoulement ionosphérique. Les particules de l'ionosphère sont accélérées par le champ de convection électrique du vent solaire et s'échappent.

Ces processus dépendent tous du flux EUV émis par le Soleil et non de sa luminosité. Le paradoxe du soleil jeune faible n'a pas d'influence sur les calculs d'échappement non-thermique pour cette raison. En effet, bien que la luminosité photosphérique bolométrique du soleil ait augmenté progressivement au cours de son évolution (à partir d'environ 70% de la valeur présente), les émissions induites par le magnétisme solaire, comme le flux EUV solaire, ont décliné au court du temps d'un facteur 25 à 100 environ (Ribas et al., 2005). Ces émissions dépendent de l'activité de la dynamo solaire qui, elle-même, dépend à la fois de la période de rotation solaire (en augmentation progressive, à mesure que l'étoile tourne moins vite sur elle-même) et de la convection interne qui n'évolue que très peu pendant la séquence principale de l'étoile.

Les valeurs élevées du flux EUV dans le passé expliquent donc pourquoi l'échappement atmosphérique non thermique était si intense au cours des périodes primitives de l'évolution de Mars. En se fondant sur l'observation d'étoiles proches à diverses étapes de leurs vies, on peut déterminer une estimation de l'évolution de l'intensité du flux EUV au cours du temps (Zahnle et Walker, 1982). Entre le présent et il y a quatre milliards d'années, la luminosité EUV aurait diminué d'un facteur 7 environ (Zhang et al, 1993). On peut ainsi séparer cette période en plusieurs époques à des fins de calcul. On choisit alors trois époques différentes correspondant aux valeurs 1 flux EUV

actuel (époque présente), 3 flux EUV actuel (époque intermédiaire) et 6 flux EUV actuel (époque « primitive »). On note que les variations au cours des premières centaines de milliards d'années de l'évolution du système solaire sont très importantes et que le facteur multiplicatif qu'il faudrait appliquer pour retrouver des conditions correctes serait bien plus important (~100 par exemple, voire plus) ; nous ne nous intéressons pourtant pas à ces époques reculées dans cette étude.

De même, à partir de l'observation, on peut obtenir une paramétrisation du flux EUV solaire (Ribas et al., 2005) :

$$\text{Flux} = \text{Flux}(\text{conditions moyennes du cycle actuel}) \times \left[ \text{Age}(\text{Soleil}) / \text{Age} \right]^{1.23 \pm 0.1}, \quad (19)$$

où Age(Soleil) est fixé à 4,7 milliards d'années, Flux est le flux EUV et Age est l'âge de l'époque considérée. Ainsi cette formule permet d'obtenir un flux de l'ordre de 3 EUV actuels pour la période vieille d'environ 2,8 milliards d'années.

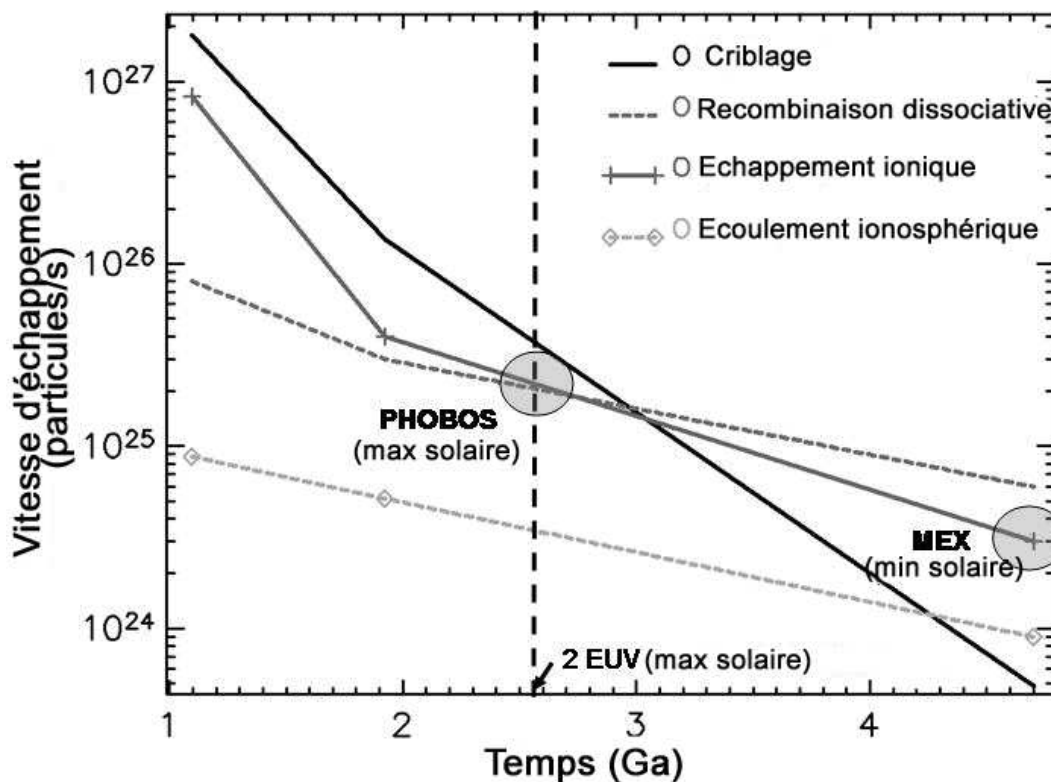


Figure 14 : Evolution du taux d'échappement de l'oxygène en fonction du temps sur Mars estimée au travers des mécanismes non-thermiques d'échappement. Les mesures du taux d'échappement total rapportées par Lundin et al. (1989) pour un maximum solaire (instrument ASPERA sur Phobos) et de l'instrument ASPERA sur Mars Express au minimum solaire sont aussi indiquées. (D'après Chassefière et al., 2005)

L'évolution solaire explique la forme de l'évolution des flux d'échappement utilisés ci-dessous et présentés dans la figure 4 de Chassefière et al., 2006. On peut, de plus, expliquer les changements de pente dans ces courbes par la non linéarité des processus mis en jeu. Enfin, nous supposons ici que, lors de l'échappement du  $\text{CO}_2$ , un atome de carbone s'échappe avec deux atomes d'oxygène et que pour l'échappement de l'oxygène, un atome d'oxygène s'échappe avec deux atomes d'hydrogène. La magnitude de l'échappement de l'eau est supérieure à celle du  $\text{CO}_2$  d'au moins un ordre de grandeur, ce qui fait du carbone le paramètre limitant lors de l'échappement de  $\text{CO}_2$ .

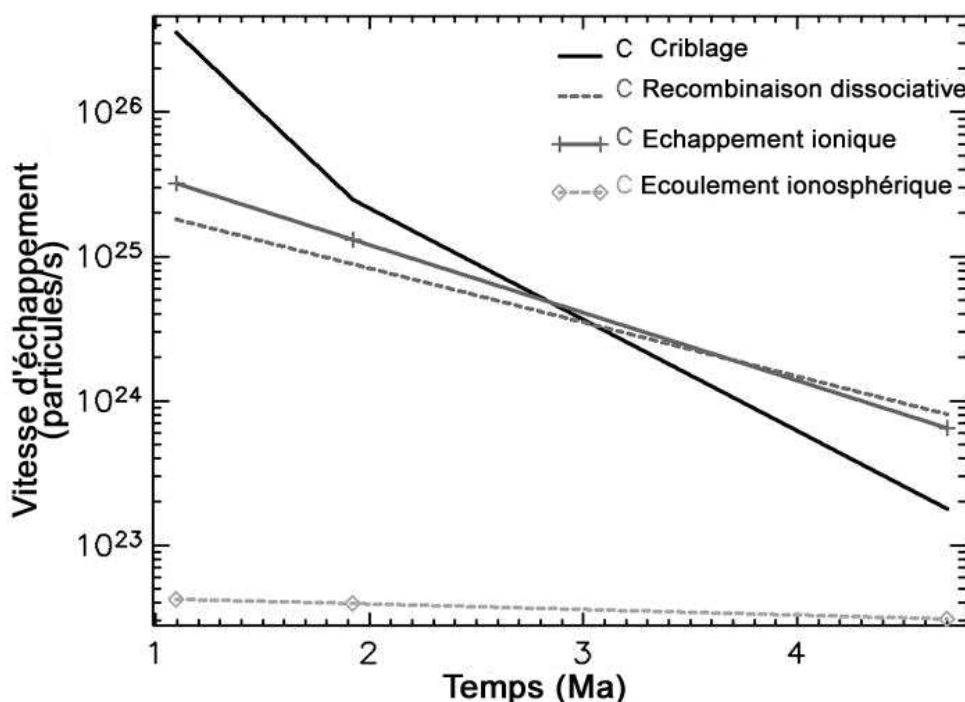


Figure 15 : Evolution du taux d'échappement du carbone en fonction du temps sur Mars estimée au travers des mécanismes non-thermiques d'échappement. (D'après Chassefière et al., 2005)

Les estimations de l'échappement obtenues par la simulation et les modèles numériques permettent d'obtenir une fourchette de valeurs possibles pour le flux sortant de volatils dans l'atmosphère martienne. Certaines mesures nous donnent de plus des informations supplémentaires sur ces valeurs comme les relevés ASPERA de Mars Express récents qui nous donnent accès aux conditions actuelles de l'échappement non thermique sur Mars (Carlsson et al., 2006).



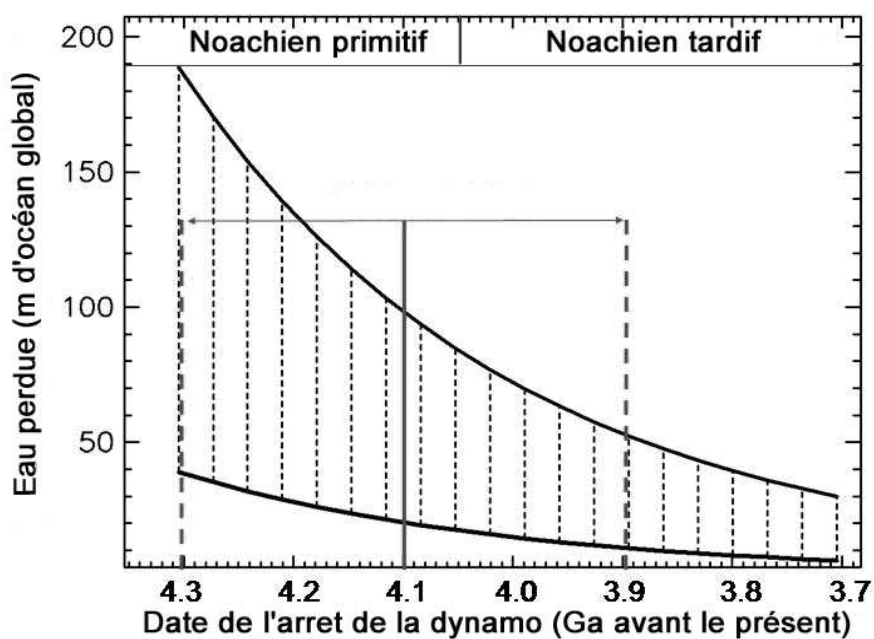


Figure 16 : Perte cumulée d'oxygène exprimée en perte d'eau (profondeur d'océan global recouvrant la totalité de la surface de Mars). Les lignes noires correspondent aux estimations extrêmes inférieure et supérieure. (D'après Chassefière et al., 2005)

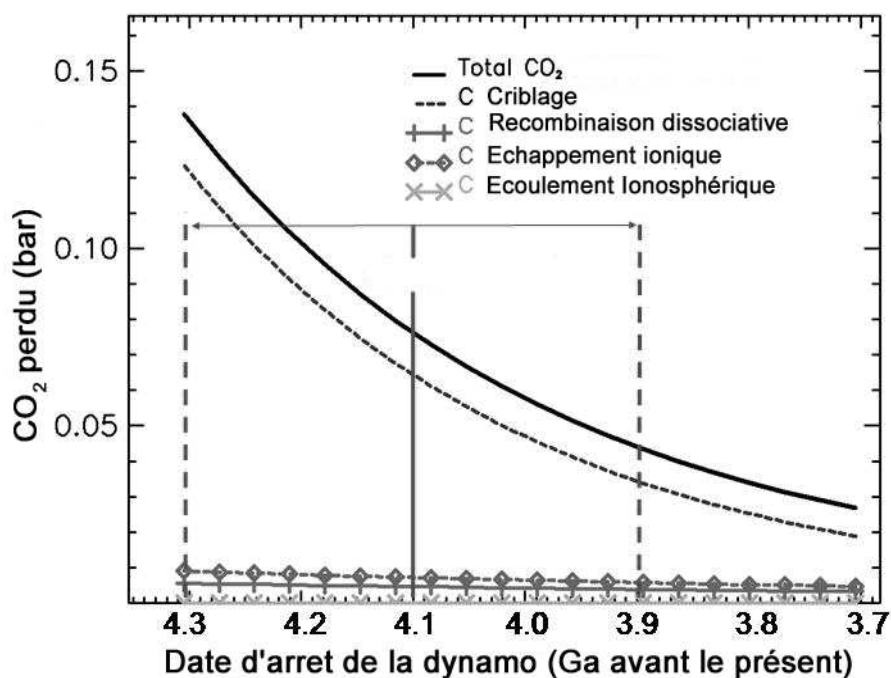


Figure 17 : Quantité cumulée de carbone perdue exprimée en pression de CO<sub>2</sub>. Les lignes noires correspondent aux estimations extrêmes inférieure et supérieure. (D'après Chassefière et al., 2005)

Les valeurs obtenues sont quelque peu inférieures aux résultats obtenus au travers des simulations présentées ci-dessous et indiquent, pour le CO<sub>2</sub> par exemple, un flux d'échappement de l'ordre de 0,29 kg/s ou  $4 \cdot 10^{24} \text{ s}^{-1}$ . Nous avons inclus ici des modèles prenant en compte différentes valeurs de l'échappement pour tester un large panel d'échappements réalistes. Cependant, ici, les valeurs les plus élevées sont considérées comme étant les plus réalistes. En effet, il est généralement admis que les résultats publiés sur les mesures ASPERA sous-estiment l'échappement non-thermique global d'un facteur indéterminé (variant vraisemblablement entre 2 et 10). L'instrument ne prend pas en compte le flux d'ions de basse énergie qui pourrait être en réalité un facteur non négligeable (et peut être même le processus dominant) dans l'échappement atmosphérique non-thermique sur Mars. A ce jour, il n'a pas encore été présenté de méthode permettant de corriger ces imprécisions de façon fiable à l'aide des données disponibles et les résultats varient donc en fonction de la méthode de calcul employée. Une estimation de l'échappement devrait, selon toute vraisemblance, être plus haute que les résultats d'ASPERA sans qu'on puisse déterminer avec précision de combien.

### II.2.a/ Criblage

Le premier mécanisme pouvant mener à la perte d'une partie significative de l'atmosphère de Mars au cours de l'évolution de cette planète est le criblage de cette atmosphère par les ions entraînés par le vent solaire et qui ré-impactent l'atmosphère (Luhmann et Kozyra, 1991). En effet certains ions suivent une courbe le long des lignes de champ magnétique dont le rayon de courbure est de l'ordre du rayon martien ce qui implique qu'une partie des espèces ioniques rentrent en collision avec les atomes neutres de la haute atmosphère avec suffisamment d'énergie pour éjecter une partie des espèces neutres hors de l'atmosphère. Ce processus est possible sur Mars en raison de l'absence de champ magnétique intrinsèque ; sur Terre, l'effet de ce mécanisme est mineur et on ne retrouve pas l'intense échappement par criblage qui a lieu dans le cas martien. De ce fait, on pense qu'il est probable que le criblage est un mécanisme important depuis la disparition de la dynamo martienne, environ 700 millions d'années après la formation de la planète. Les premières centaines de millions d'années après cette disparition constituent la période d'échappement le plus intense.

Toutes les particules présentes dans l'exosphère de Mars sont susceptibles de s'échapper par criblage. En particulier, cela signifie que ce mécanisme est responsable des échappements de C, O,

CO, N, N<sub>2</sub> et CO<sub>2</sub> (Kass et Yung, 1995, 1996 ; Johnson et Liu, 1996 ; Leblanc et Johnson, 2002). Le criblage peut être produit par les particules énergisées par l'émission solaire qui sont arrachées à l'atmosphère (voire les autres mécanismes de l'échappement non thermique) ou bien par des particules énergétiques solaires et par le vent solaire qui les porte. Ce dernier processus est pourtant peu important face au premier (Leblanc et Johnson, 2002).

Divers travaux s'accordent à dire que l'effet du criblage sur l'échappement d'espèces telles que l'oxygène est actuellement minoritaire par rapport à d'autres processus (voire ci-après). En revanche, lorsque le flux EUV était plus important, dans le passé, le criblage aurait dominé l'échappement atmosphérique (Luhmann et al., 1992 ; Leblanc et Johnson, 2002).

Plusieurs travaux ont été réalisés à propos de l'effet du criblage sur l'échappement global martien. Cependant, si les principes sont bien établis et acceptés, les résultats numériques exacts obtenus varient largement d'un modèle à l'autre. Il existe en effet un certain nombre d'incertitudes qui influent sur l'estimation du criblage actuel. Tout d'abord, le mécanisme même du réimpactage des ions entraînés par le flux solaire nécessite une connaissance précise de l'évolution du vent solaire et du flux solaire. Ces phénomènes gouvernent en effet le taux de production des ions dans l'atmosphère de Mars (Zhang et al., 1993) ainsi que les paramètres de leur entraînement et leur énergie au moment de l'impact (Luhmann et al., 1992). Deuxièmement, l'état de l'atmosphère de Mars et en particulier de sa couronne a une influence directe sur le taux d'échappement.

Ici, nous nous intéressons aux estimations de Leblanc et Johnson (2002) dont les modèles permettent une approche de l'échappement des espèces essentielles à l'étude de l'évolution de l'atmosphère martienne au cours du temps. En effet les auteurs s'intéressent à divers scénarii en étudiant les conditions passées et présentes du flux solaire.

Le modèle est ainsi constitué d'une simulation Monte-Carlo 1-D (par opposition aux travaux précédents qui employaient un code 3-D, Leblanc et Johnson, 2001) et d'un modèle de dynamique moléculaire des collisions (Allen et Tildesley, 1987) entre différentes espèces dans une atmosphère complexe (par opposition à l'espèce unique, O, employée auparavant).

Le code Monte-Carlo permet de modéliser les mouvements des atomes et molécules sous l'effet des collisions et de la gravité tandis que le modèle dynamique permet d'étudier les collisions elles-mêmes en s'attachant aux probabilités de dissociation et d'excitation.

Le modèle s'intéresse au suivi des particules chaudes et neutres (en effet, les ions entraînés par le flux solaire sont rapidement neutralisés par des chocs dans l'atmosphère) qui entrent en collision avec les molécules du milieu. L'atmosphère est supposée unidimensionnelle et seules les particules énergétiques (chaudes) sont suivies, tandis que les autres, donc l'énergie correspond à l'énergie thermique moyenne, constituent le milieu ambiant. Les espèces dominantes sont  $\text{CO}_2$  (atmosphère actuelle) et O (atmosphère primitive supposée), ce qui implique, par dissociation de  $\text{CO}_2$  en C, CO et O, que l'étude porte sur les espèces suivantes présentes dans le milieu :  $\text{CO}_2$ , O, CO et C.

Les collisions représentatives ayant lieu dans le modèle Monte-Carlo (collisions entre molécule ou atome énergétique et molécule ou atome du milieu ou entre deux molécules ou atomes énergétiques) sont ensuite étudiées au travers du modèle dynamique. Les potentiels d'interaction entre chacun des atomes impliqués sont utilisés pour établir les équations du mouvement correspondantes au moyen d'un modèle de prédiction/correction de Gear du quatrième ordre (Allen et Tildesley, 1987). Les paramètres de chaque collision ainsi que les orientations des molécules sont pris au hasard.

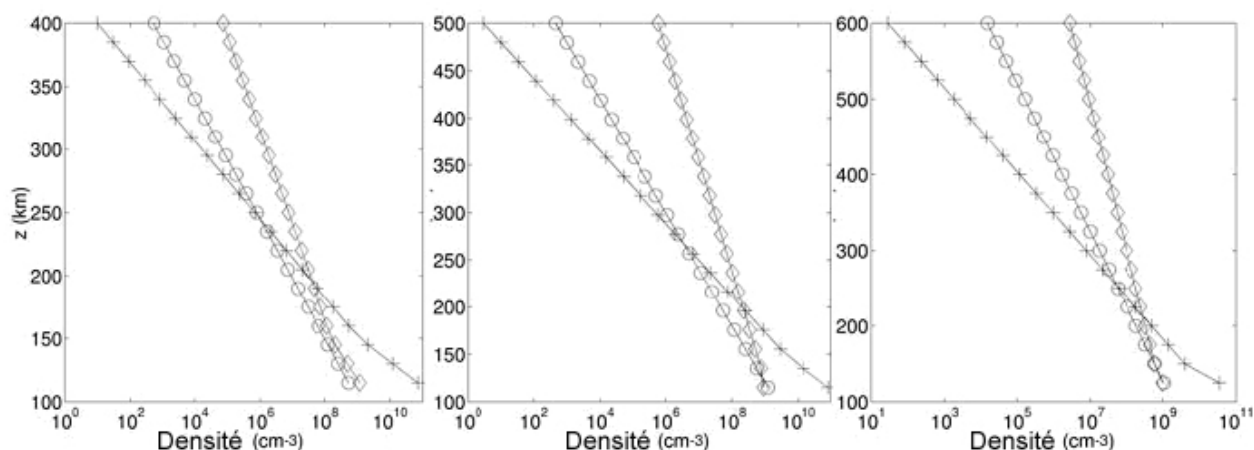


Figure 18 : Profils de densité des espèces principales composant l'atmosphère martienne entre 400, 500 ainsi que 600 km et 115 km d'altitude pour les trois cas : (gauche) 1 EUV, (centre) 3 EUV, (droite) 6 EUV. Les trapèzes représentent des atomes d'oxygène, les cercles les molécules de CO et les croix les molécules de  $\text{CO}_2$ . (D'après Leblanc et Johnson, 2002).

Trois époques sont étudiées en fonction du niveau du flux solaire. Elles correspondent à celles qui ont été décrites plus haut, c'est-à-dire 1 EUV, 3 EUV et 6 EUV. La période à 1 EUV correspond au présent, celle qui présente un flux extrême UV valant trois fois le flux présent correspond à une période où le champ magnétique intrinsèque avait complètement disparu aux alentours d'il y a 2,5 milliards d'années et l'époque à 6 EUV correspond à il y a environ 3,5 milliards d'années quand le champ magnétique était en train de disparaître (Acuña, 1998).

Un grand nombre de particules incidentes est utilisé pour représenter l'énergie incidente et la trajectoire des particules neutres arrivant dans le milieu de collision. Les niveaux d'énergie varient selon l'époque considérée : entre 100 eV et 13 keV pour 1 EUV, entre 100 eV et 25 keV pour 3 EUV et entre 100 eV et 55 keV pour 6 EUV. Les particules de faible énergie sont négligées. Les particules incidentes sont suivies au cours de leur trajet dans la haute atmosphère entre quelques centaines de kilomètres et 115 km. Les conditions de densité et de température sont définies pour chaque cas à partir de Zhang et al. (1993).

Nous utilisons les résultats ainsi obtenus pour les trois époques significatives indiquées et réalisons une interpolation pour obtenir les estimations des taux d'échappement par criblage pour les époques intermédiaires.

Ceux-ci sont proches d'estimations antérieures (Johnson et al., 2000) en dépit des améliorations réalisées, c'est-à-dire une meilleure description du flux et une prise en compte de la structure de l'atmosphère. Cependant, en considérant les molécules plutôt que simplement les atomes, Leblanc et Johnson (2002) remarquent que les pertes sont plus faibles d'environ 35%. Ceci est normal en raison de la masse supérieure des espèces considérées et de l'énergie supplémentaire qu'il faut leur transmettre pour les faire s'échapper.

L'énergie interne des molécules frappées par les impacteurs ne semble pas jouer un rôle important dans l'échappement et ne semble pas en mesure de contrebalancer la masse accrue des espèces considérées. Les pertes totales au cours des trois derniers milliards d'années de l'évolution martienne s'élèvent, avec ces estimations, à environ 60 mbar de CO<sub>2</sub> et 120 mbar d'oxygène dont seulement 10% est lié à la perte de CO<sub>2</sub>.

	Epoques de l'histoire de Mars		
	1 EUV	3 EUV	6 EUV
Atmosphère moléculaire			
Echapp. de O	0,86	1,66	1,99
Echapp. de CO <sub>2</sub>	0,12	0,05	0,02
Echapp de CO	0,09	0,06	0,06
Echapp de C	0,22	0,24	0,33
Total	1,6	2,2	2,5
Atmosphère constituée de molécules atomiques			
Echapp. de O	0,41	1,12	1,58
Echapp. de CO <sub>2</sub>	0,46	0,40	0,26
Echapp de CO	0,12	0,16	0,38
Total	2	2,6	3,1
Atmosphère d'oxygène équivalente			
Total	2,6	3	3,9

Tableau 1 : Efficacité des ions O<sup>+</sup> incidents dans le phénomène d'échappement ionique des particules atmosphériques

En supposant que le reste de l'oxygène perdu est lié à l'eau, il apparaît que environ 4m d'eau aurait été perdus (en termes de profondeur globale planétaire). Ces valeurs sont plus faibles que les estimations plus anciennes de Johnson et al. (2000), Luhmann et al. (1992) ou Kass (1999). Elle est cependant en accord avec certains modèles d'évolution utilisant les données isotopiques (Pepin, 1994 ; Jakosky et al., 1994).

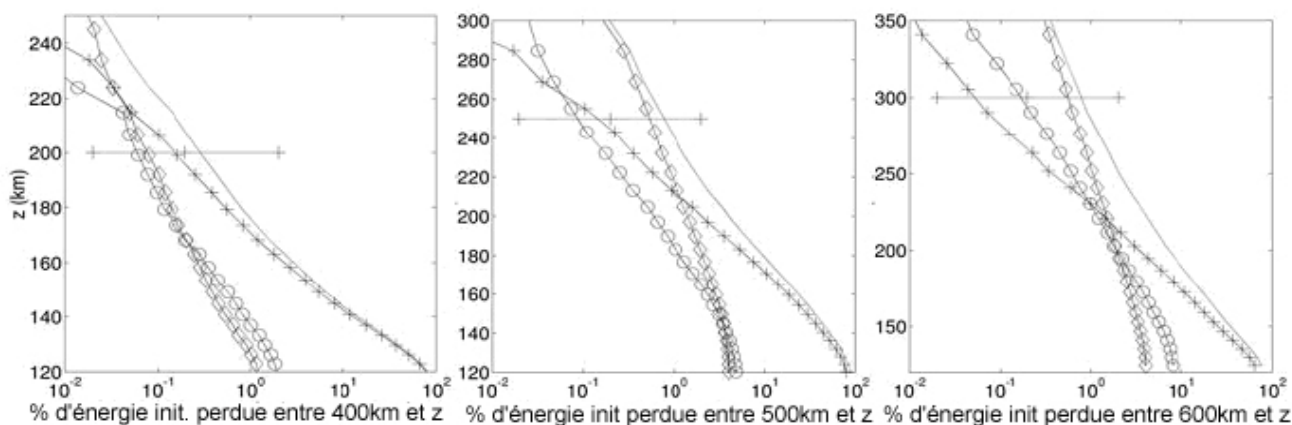
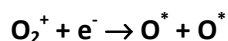


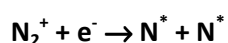
Figure 19 : Perte d'énergie totale des particules incidentes intégrée depuis le sommet du domaine jusqu'à la limite inférieure. A gauche, 1 EUV, au centre, 3 EUV et à droite, 6 EUV. Les trapèzes correspondent aux collisions avec l'oxygène atmosphérique, les cercles correspondent aux molécules de CO et les croix aux molécules de CO<sub>2</sub>. Les lignes horizontales correspondent à l'altitude de l'exobase et les courbes en trait plein au total de perte d'énergie. (D'après Leblanc et Johnson, 2002)

## II.2.b/ Recombinaison dissociative.

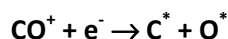
La recombinaison dissociative est un processus photochimique agissant sur les ions (Mc Elroy, 1972). C'est d'ailleurs celui qui produit le plus efficacement des atomes d'oxygène suffisamment énergétiques pour pouvoir s'échapper près de l'exobase. Lors de cette transformation, les ions produits par photo-ionisation UV sont recombinés avec des électrons pour créer des espèces neutres énergétiques. Pour les espèces principales de l'atmosphère de Mars, on utilise les réactions suivantes par exemple :



$$\Delta E = 0,84\text{--}6,99 \text{ eV}$$



$$\Delta E = 1,06\text{--}3,44 \text{ eV}$$



$$\Delta E = -0,33 - 2,9 \text{ eV}$$

$\Delta E$  est l'excès d'énergie cinétique produite lors de la réaction photochimique. Il provient de l'énergie de liaison ion-électron et est parfois plus importante que l'énergie nécessaire à l'échappement de l'atome considéré (1,9 eV pour O au niveau de l'exosphère de Mars, 1,72 pour N et 1,48 pour C).

Dans notre étude, nous nous sommes appuyés sur les travaux de Fox (2004) qui a calculé les contributions des diverses réactions de recombinaison dissociative à l'échappement global de C. Ces calculs concernent l'époque actuelle et nous donnent donc l'échappement global présent du Carbone par recombinaison dissociative pour les conditions solaires minimales et maximales. Il est donc possible d'en déduire l'évolution passée en employant une simple loi de décroissance exponentielle en première approximation et en se référant aux états de flux maximum et minimum du Soleil.

Les modèles de Fox (2004) prennent en compte une atmosphère constituée de 12 espèces ( $\text{CO}_2$ , Ar,  $\text{N}_2$ , O, CO,  $\text{O}_2$ , He, H,  $\text{H}_2$ , C, N et NO). Les abondances et les rapports de mélange des espèces neutres sont déterminées à partir des données mesurées par plusieurs sources au cours de diverses missions depuis Viking (Hanson et al., 1977) ou Mariner (Anderson et Hord, 1971) jusqu'au télescope spatial Hubble (dans le cas de H et  $\text{H}_2$ , Krasnopolsky et al., 1998) ou calculées dans le modèle lui-même (C, N, NO). Sans réaction photochimique, les espèces du modèle ne s'échappent pas de l'atmosphère à la limite supérieure, à l'exception de H et  $\text{H}_2$  qui sont soumis à un échappement thermique de Jeans.

Les vitesses d'échappement de Jeans sont obtenues grâce à la relation suivante :

$$v_j = B \frac{u}{2\sqrt{\pi}} (1 + \lambda) \exp(-\lambda), \quad (20)$$

où  $u = (2kT/m)^{1/2}$  est la vitesse modale,  $\lambda$  est l'énergie potentielle de gravitation,  $k$  est la constante de Boltzmann et  $T$  la température. De plus on a :

$$\lambda = \frac{mgr}{kT} = \frac{r}{H}, \quad (21)$$

où  $m$  est la masse de la particule considérée,  $r$  le rayon de la planète étudiée et  $g$  l'accélération de pesanteur.  $B$  est un facteur correctif introduit pour tenir compte de la disparition de la queue de la distribution des particules excitées en raison de l'échappement lui-même (Chamberlain, 1963).  $B$  dépend essentiellement de la planète étudiée et de la température. Dans le cas de Mars, il vaut



environ 0,5 selon les calculs de Shizgal et Blackmore (1986). Les espèces ioniques sont considérées comme étant à l'état d'équilibre photochimique au niveau de la couche limite inférieure (80 km environ) et les flux ascendants supérieurs sont choisis pour correspondre aux données mesurées par Viking (Chen et al., 1978, Fox, 1993, 1997)

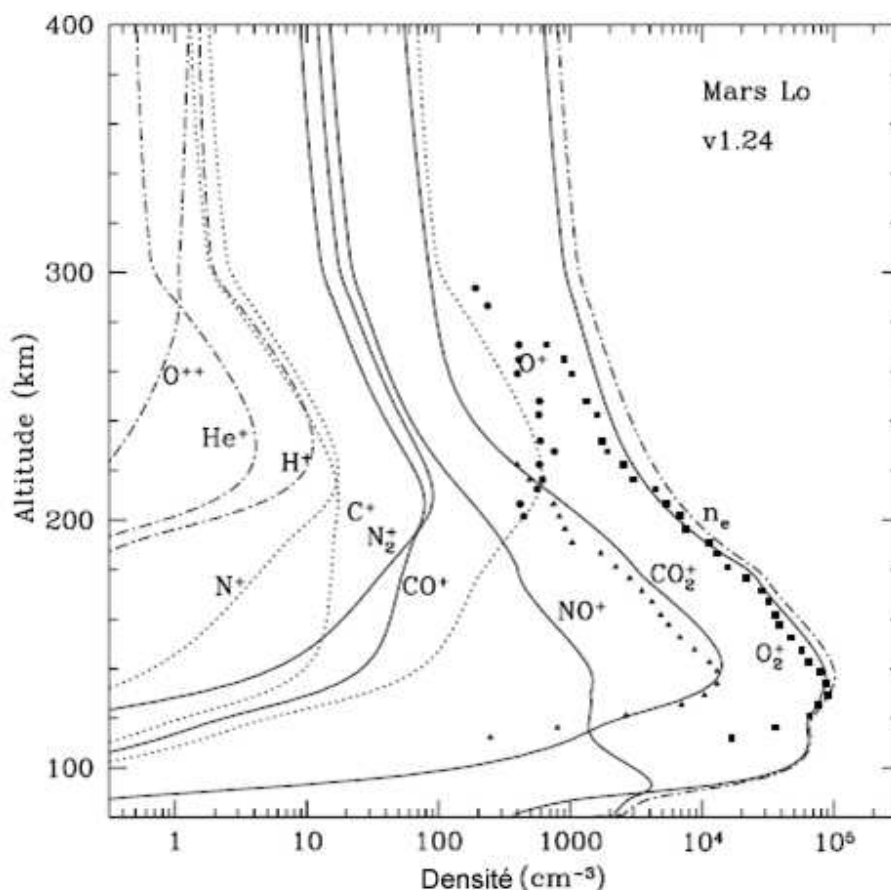
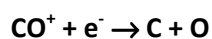
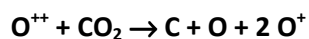


Figure 20 : Profils de densité ionique pour un modèle à faible activité solaire. Les courbes en trait plein correspondent aux profils de densité ionique dans le cas de molécules tandis que les courbes en pointillés ou en points et tirets correspondent aux atomes. Le profil de densité électronique est aussi indiqué en points et tirets. Les carrés, triangles et cercles correspondent aux densités de  $O_2^+$ ,  $CO_2^+$  et  $O^+$ , respectivement, telles qu'elles ont été mesurées par Viking. (D'après Fox, 2004)

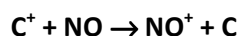
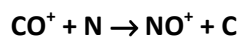
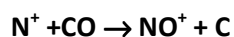
Plusieurs réactions chimiques provoquent l'apparition de l'espèce C atomique. Celles qui sont considérées ici incluent la recombinaison dissociative de  $CO^+$  :



Et le transfert de charges dissociatif de  $O^{++}$  :



Cependant il existe aussi d'autres sources pouvant être importantes, comme les réactions faisant intervenir l'azote :



La contribution de ces dernières réactions chimiques est toutefois minoritaire comparée à celle de réactions comme la recombinaison dissociative de  $CO_2^+$  (la source chimique majeure de C atomique) ou la recombinaison dissociative de  $CO^+$  (la seconde source de C atomique).

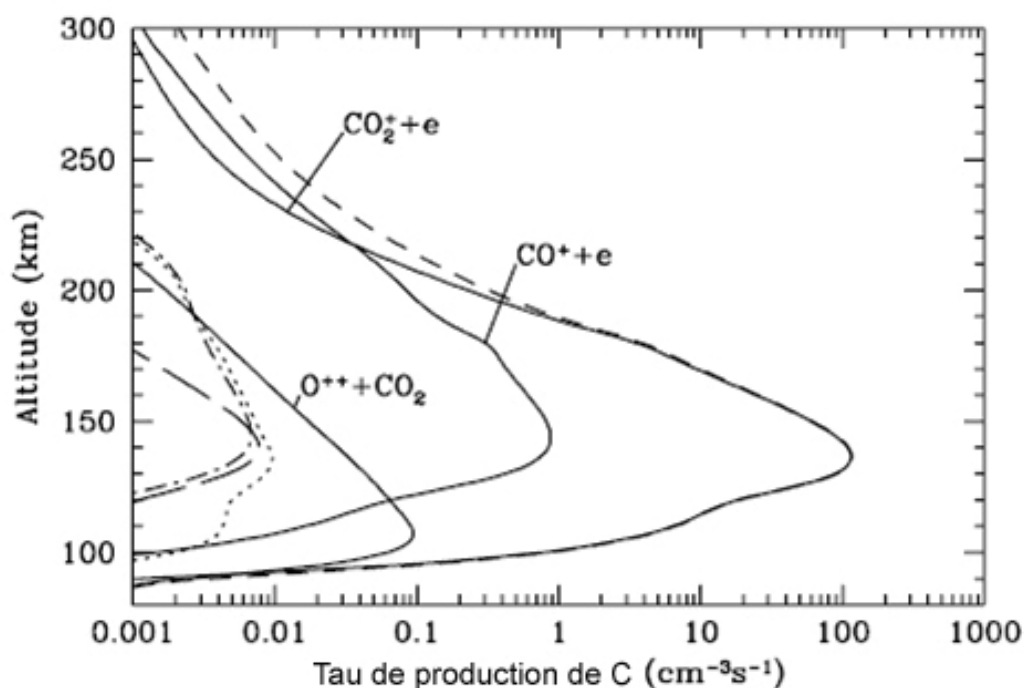


Figure 21 : Profils de taux de production du carbone dans les réactions indiquées. Les courbes en traits pleins sont marquées. La courbe en pointillés correspond à  $N^+ + CO$ . La courbe en points et tirets correspond à  $CO^+ + N$ . La courbe à longs tirets correspond à  $C^+ + NO$ . La courbe à petits tirets correspond au total. (D'après Fox, 2004)

A partir du taux de production de C atomique, il est possible d'obtenir une estimation du taux d'échappement du carbone à partir d'une hypothèse sur l'altitude de l'exobase selon le flux solaire. A partir de l'étude de l'état d'excitation des espèces C et O<sub>2</sub> produites par la recombinaison dissociative de CO<sub>2</sub><sup>+</sup>, Fox (2004) estime que seuls 4% des atomes de carbones issus de cette réaction possèdent une énergie suffisante pour s'échapper à cause de la probable excitation rotationnelle et vibrationnelle importante de la molécule de O<sub>2</sub> produite. Ceci implique que malgré sa contribution majeure à la production de C atomique, la recombinaison dissociative de CO<sub>2</sub><sup>+</sup> ne contribue à l'échappement que pour 1 à 3% du total.

Mécanisme	Minimum solaire	Maximum solaire
CO <sub>2</sub> <sup>+</sup> + e → C + O <sub>2</sub>	3,2(2) <sup>a</sup>	1,07(3)
CO + hv → C + O	5,0(1)	2,5(3)
CO <sub>2</sub> + e → C* + e + autres	1,66(1)	6,5(1)
CO + e → C + O + e	1,58(1)	1,28(2)
CO <sub>2</sub> + hv → C* + autres	1,49(1)	4,8(1)
CO + hv → C + O* + e	4,9(0)	4,4(1)
CO <sup>+</sup> + e → C + O	3,9(0)	2,5(1)
CO + e → C + O <sup>+</sup> + 2e	6,2(-1)	3,6(0)
O <sup>++</sup> + CO <sub>2</sub> → C + O + 2O <sup>+</sup>	3,4(-1)	1,31(0)
CO <sup>+</sup> + N → NO <sup>+</sup> + C	3,9(-2)	5,3(-1)
N <sup>+</sup> + CO → NO <sup>+</sup> + C	2,0(-2)	6,2(-1)
C <sup>+</sup> + NO → NO <sup>+</sup> + C	2,6(-2)	1,16(-1)
Total	4,3(2)	1,64(3)

Tableau 2 : Taux de production d'atomes de carbone par diverses sources pour des activités solaires hautes et basses. En 10<sup>6</sup>cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>.<sup>a</sup> Comprendre : 3,2.10<sup>2</sup>. (D'après Fox, 2004)

Mécanisme	Minimum solaire	Maximum solaire
$\text{CO} + h\nu \rightarrow \text{C} + \text{O}$	0,73	3,5
$\text{CO} + e \rightarrow \text{C} + \text{O} + e$	0,187	1,76
$\text{CO}^+ + e \rightarrow \text{C} + \text{O}$	0,128	0,77
$\text{CO} + h\nu \rightarrow \text{C} + \text{O}^+ + e$	0,036	0,34
$\text{CO}_2^+ + e \rightarrow \text{C} + \text{O}_2$	0,031	0,049
$\text{CO} + e \rightarrow \text{C} + \text{O}^+ + 2e$	0,00164	0,0183
Total	1,11	6,4

Tableau 3 : Taux d'échappement des atomes de Carbone dus aux diverses sources indiquées aux activités solaires haute et basse. En  $10^6 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ . (D'après Fox, 2004).

## II.2.b/ Echappement ionique.

La perte directe d'ions accélérés par le champ électrique dû au vent solaire est un autre mécanisme majeur de la perte des espèces volatiles de l'atmosphère martienne. Deux sources d'ions en particulier fournissent les espèces susceptibles de s'échapper selon ce mécanisme. La première est issue de l'ionisation des particules neutres de la couronne par les photons UV, l'impact d'électrons ou l'échange de charges (Luhmann et Kozyra, 1991 ; Luhmann, 1997 ; Zhang et al., 1993). Les espèces impliquées sont essentiellement  $\text{O}^+$ ,  $\text{H}^+$  et  $\text{C}^+$ .

La seconde source est l'écoulement ionosphérique. Les ions produits au dessus de la région d'équilibre photochimique et sous l'ionopause s'échappent de l'atmosphère (Kar et al., 1996 ; Liu et al., 2001 ; Ma et al., 2002). Les espèces s'échappant ainsi sont essentiellement  $\text{O}_2^+$  avec une quantité plus faible de  $\text{O}^+$ , mais les espèces  $\text{C}^+$ ,  $\text{CO}^+$  et  $\text{CO}_2^+$  doivent aussi s'échapper par ce processus.

Les données que nous employons dans le cadre de notre modèle sont dérivées des travaux de Ma et al. (2004). Ces travaux, comme de nombreux autres traitant du même sujet (Steinolfson et Cable, 1993 ; Tanaka et Murawski, 1997 ; Liu et al., 1999), sont fondés sur la

magnétohydrodynamique (MHD). L'approche choisie ici est un modèle tridimensionnel des interactions entre Mars et le vent solaire. Trois espèces sont retenues pour l'étude qui prend aussi en compte les effets du champ magnétique crustal de la planète et la charge massique.

Le modèle emploie les équations classiques de la MHD idéale. Les équations spécifiques et normalisées qui sont résolues sont les suivantes :

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \{\nabla \cdot F\}^T = Q. \quad (22)$$

$$W = \begin{pmatrix} \rho_i \\ \left( \sum_{i=1}^4 \rho_i \right) u \\ B \\ \varepsilon \end{pmatrix} \quad (23)$$

$$F = \begin{pmatrix} \rho_i u \\ \left( \sum_{i=1}^4 \rho_i \right) uu + \left( p + \frac{1}{2} B^2 \right) I - BB \\ uB - Bu \\ u \left( \varepsilon + p + \frac{1}{2} B^2 \right) - (B \cdot u) B \end{pmatrix}. \quad (24)$$

Où  $\varepsilon$  est la densité totale d'énergie,

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \left( \sum_{i=1}^4 \rho_i \right) u^2 + \frac{1}{\gamma-1} p + \frac{B^2}{2}. \quad (25)$$

Le terme source de l'équation est :

$$Q = \begin{pmatrix} S_i - L_i \\ \left( \sum_{i=1}^4 \rho_i \right) g - \left( \sum_{i=1}^4 \rho_i \right) \nu u - u \left( \sum_{i=1}^4 L_i \right) \\ 0 \\ \left( \sum_{i=1}^4 \rho_i \right) u \cdot g - \frac{1}{2} u^2 \left( \sum_{i=1}^4 L_i \right) - \left( \sum_{i=1}^4 \rho_i \right) \nu u^2 - \frac{p}{\gamma-1} \left( \sum_{i=1}^4 \frac{L_i}{m_i} / \sum_{i=1}^4 \frac{\rho_i}{m_i} \right) \\ + \frac{kT_0}{\gamma-1} \left( \sum_{i=1}^4 \frac{S_i}{m_i} \right) - 4 \times 10^{-11} \sum_{i=1}^3 n_i \sum_{i=1}^4 \frac{\rho_i}{m_i} \exp[10(T_p - 6000)/T_p] \end{pmatrix}. \quad (26)$$

Et où  $\rho_1, \rho_2, \rho_3$  et  $\rho_4$  sont respectivement les masses volumiques de  $H^+, O_2^+, O^+$  et  $CO_2^+$ .  $S_1, S_2, S_3, S_4$  et  $L_1, L_2, L_3, L_4$  sont respectivement les taux de production et de pertes massiques de  $H^+, O_2^+, O^+$  et  $CO_2^+$ ,  $p$  est la pression thermique totale du plasma,  $u$  est la vitesse du plasma,  $\nu$  est la fréquence de collision entre les ions et les espèces neutres,  $T_0$  est la température des ions produits (supposée similaire à celle de l'atmosphère neutre environnante),  $\gamma$  est le rapport des chaleurs spécifiques,  $T_p$  est la température du plasma et  $n_1, n_2, n_3$  sont respectivement les densités des espèces neutres  $CO_2, O$  et  $H$ .

Le système d'équations emploie une approximation simplificatrice dans la mesure où le modèle ne calcule qu'une seule vitesse au moyen d'une équation du moment. Cette approximation est justifiée par la transition rapide entre les zones dominées par les protons et celles qui sont dominées par l'oxygène. De plus, dans l'ionosphère, les densités de  $O^+$  et  $O_2^+$  sont comparables et les vitesses des ions sont supposées similaires. Le modèle intègre un certain nombre de réactions chimiques présentées ici. La profondeur optique est approximée au moyen de l'ajout d'un facteur en cosinus en fonction de l'angle par rapport au zénith solaire et en employant des coefficients d'absorption moyens de  $2,6 \times 10^{-17}$  et  $1,5 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$  pour  $CO_2$  et  $O$  respectivement. Les densités des espèces neutres varient en fonction du cycle solaire (pour le maximum et le minimum solaire, ici). Ces profils de densité sont tirés des données Viking (Nier et McElroy, 1977) pour le  $CO_2$  en minimum solaire et pour l'oxygène thermique (Hanson et al., 1977). Fox (2003) est à l'origine du profil d'hydrogène et Kim et al. (1998) de celui de l'oxygène chaud. Pour le maximum solaire, les données proviennent de Bougher et al. (2000) dans le cas de  $CO_2$  et  $O$  thermique tandis que le reste des données provient de Mariner 6 – 7. Les températures des gaz neutres sont tirées des relevés de Mariner 6 – 7 et de Viking.

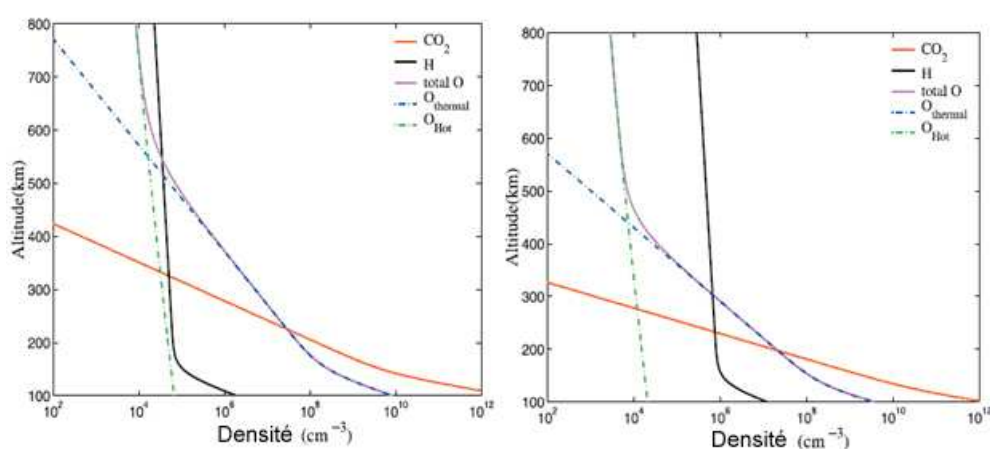


Figure 22 : Profils de densité des espèces neutres pour maximum (gauche) et minimum (droite) solaires. (D'après Ma et al., 2004).

Les équations de la MHD utilisées ici sont résolues au moyen d'une version modifiée du BATS-R-US (Block Adaptive Tree Solar Wind Roe-Type Upwind Scheme), un algorithme développé pour la physique spatiale (Powell et al., 1999). Les calculs sont réalisés avec un maillage de géométrie sphérique selon une grille sphérique (espacement radial de 10km environ) pour obtenir une meilleure résolution spatiale en particulier au niveau de l'ionosphère. La grille est uniforme et composée de blocs contenant des cellules utilisées comme volumes de contrôle en forme de sections de pyramides. En utilisant  $V_i$  leurs volumes et  $S_{ij}$  les vecteurs normaux à leurs surfaces, on peut écrire les équations de la MHD ainsi :

$$\frac{\partial W_i}{\partial t} + \frac{\sum_j (S_{ij} F_{ij})}{V_i} = Q_i, \quad (27)$$

En faisant la somme sur les faces de chaque volume de contrôle. On obtient ainsi le flux hydrodynamique au travers une surface orientée de façon arbitraire avec :

$$(S \cdot F) = \begin{pmatrix} \rho_i (S \cdot u) \\ \left( \sum_{i=1}^4 \rho_i \right) (S \cdot u) u + \left( p + \frac{1}{2} B^2 \right) S - (S \cdot B) B \\ (S \cdot u) B - (S \cdot B) u \\ (S \cdot u) \left( \varepsilon + p + \frac{1}{2} B^2 \right) - (B \cdot u) (S \cdot B) \end{pmatrix} \quad (28)$$

Le modèle permet alors de calculer une estimation du profil du champ magnétique en 3D puis les vitesses, elles aussi en 3D. Ces calculs permettent d'avoir accès à la structure de l'écoulement et à l'échappement atmosphérique par les mécanismes considérés ici. Pendant la journée l'écoulement se fait vers le haut et en direction du terminateur tandis que pendant la nuit, il est orienté partiellement vers le bas et vers la traîne, ce qui contribue à l'échappement. Les résultats ainsi obtenus sont en assez bon accord avec les données collectées par Mars Global Surveyor (Vignes et al., 2000).

L'effet des différentes pressions intégrées dans le modèle est aussi calculé, avec en particulier la transition entre la pression magnétique majoritaire près de Mars et la pression thermique du vent solaire qui domine au-delà de 1,24 Rayons martiens. La pression thermique du vent solaire laisse ensuite place à la pression dynamique du vent solaire dans les zones plus éloignées de la planète, c'est-à-dire au-delà d'environ 1,6 Rayons martiens, position qui correspond à l'arc de choc moyen.

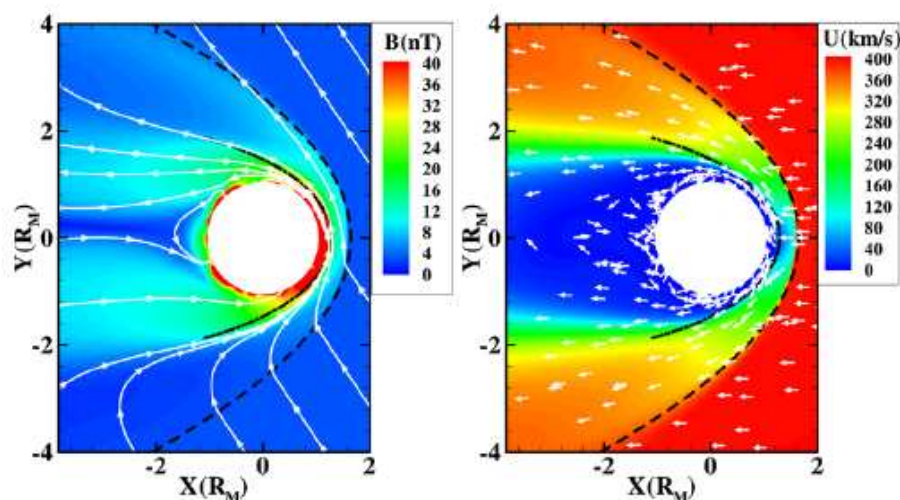


Figure 23 : Champ magnétique (gauche) et champ des vitesses (droite) dans le plan équatorial de la planète. La couleur indique la magnitude ; les traits blancs indiquent la direction du champ magnétique et les flèches donnent la direction de la vitesse. (D'après Ma et al., 2004).

Le modèle permet aussi le calcul des densités dans l'atmosphère martienne (au-delà de 100 km d'altitude) des différentes espèces étudiées ici ( $\text{CO}_2^+$ ,  $\text{O}_2^+$ ,  $\text{O}^+$ ,  $\text{H}^+$ ). Les résultats obtenus présentent un très bon accord avec les données MGS au dessus de 140 km d'altitude. Les imprécisions du modèle à plus basse altitude sont sans doute imputables aux approximations effectuées concernant la profondeur optique et l'utilisation d'une simple loi en cosinus.

Enfin, le modèle donne accès aux flux d'échappement des différentes espèces selon les conditions solaires. Les résultats obtenus sont inférieurs à certaines estimations passées (en particulier Ma et al., 2000) en raison de différents facteurs. La précision accrue de ce modèle au niveau spatial joue en effet en premier lieu un rôle important dans la résolution des équations de la MHD. De plus, les densités plus faibles calculées sont en meilleur accord avec les données MGS et Viking.



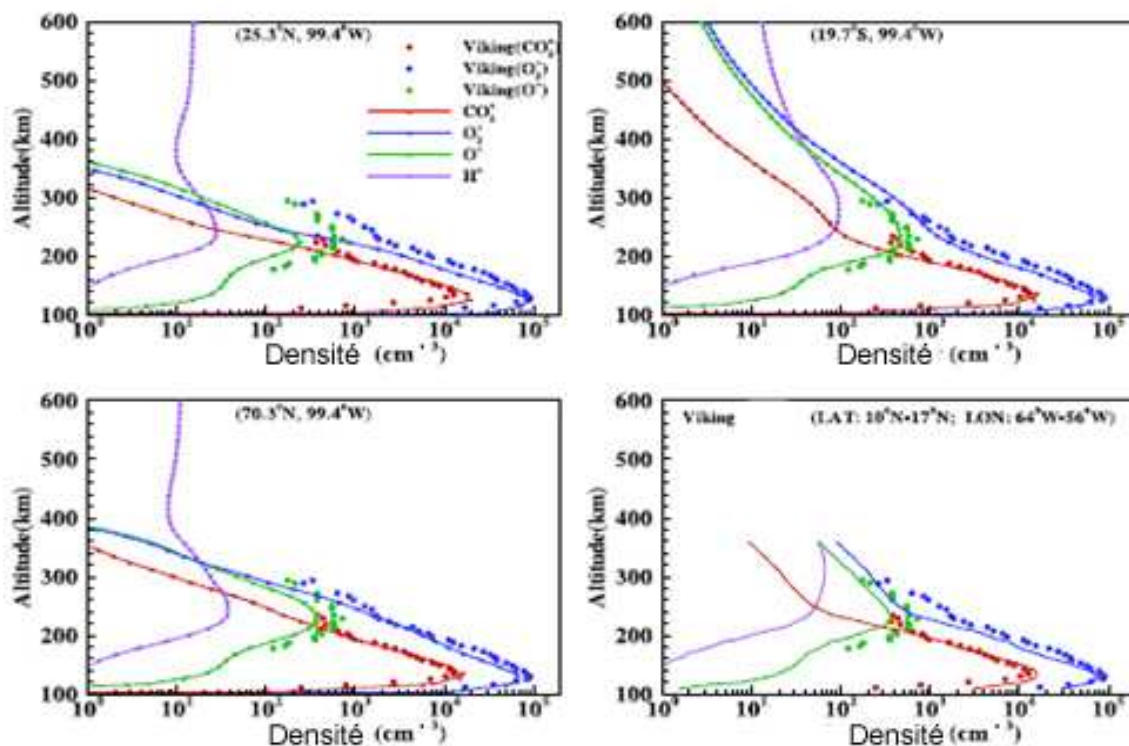


Figure 24 : Profils de densité le long des lignes radiales pour différentes latitudes dans le plan X-Z calculés au minimum solaire et comparés aux observations Viking. (D'après Ma et al., 2004)

De plus selon le cycle solaire, les espèces majoritaires ne sont pas les mêmes ; ainsi au maximum solaire, le flux majoritaire est celui de  $\text{O}^+$  en raison d'une densité plus grande dans la région source (entre 250 et 350 km) tandis qu'au minimum solaire, c'est  $\text{O}_2^+$  qui est présent en plus grandes quantités et qui impose un flux d'échappement majoritaire de  $\text{O}_2^+$ . Ces résultats sont résumés dans le tableau ci-après.

Espèce	Flux d'échappement.s <sup>-1</sup>
Maximum solaire (cas 1)	
O <sub>2</sub> <sup>+</sup>	2,2.10 <sup>23</sup>
O <sup>+</sup>	1,5.10 <sup>24</sup>
CO <sub>2</sub> <sup>+</sup>	3,1.10 <sup>22</sup>
Total	1,7.10 <sup>24</sup>
Maximum solaire (cas 2)	
O <sub>2</sub> <sup>+</sup>	3,2.10 <sup>23</sup>
O <sup>+</sup>	2,5.10 <sup>24</sup>
CO <sub>2</sub> <sup>+</sup>	3,7.10 <sup>22</sup>
Total	2,8.10 <sup>24</sup>
Minimum solaire (cas 3)	
O <sub>2</sub> <sup>+</sup>	2,9.10 <sup>23</sup>
O <sup>+</sup>	2,5.10 <sup>23</sup>
CO <sub>2</sub> <sup>+</sup>	3,1.10 <sup>22</sup>
Total	0,5.10 <sup>24</sup>
Minimum solaire (cas 4)	
O <sub>2</sub> <sup>+</sup>	1,4.10 <sup>24</sup>
O <sup>+</sup>	8,4.10 <sup>23</sup>
CO <sub>2</sub> <sup>+</sup>	1,5.10 <sup>22</sup>
Total	2,2.10 <sup>24</sup>

Tableau 4 : Flux d'échappement de différentes espèces dans le cadre du modèle de Ma et al. (2004).

### III/ Résultats.

Le code que nous avons mis en place nous permet d'estimer l'évolution générale du CO<sub>2</sub> dans l'atmosphère martienne au cours du temps et d'avoir une approximation de la pression atmosphérique au cours du passé de Mars sous l'effet de l'apport de volatils par dégazage volcanique et de la perte de gaz par échappement non thermique. De nombreux paramètres sont susceptibles d'influencer cette évolution et nous avons réalisé une étude sur leurs importances relatives concernant l'atmosphère martienne.

Nous présentons nos résultats dans les figures suivantes. On peut observer ainsi l'évolution de la pression atmosphérique en CO<sub>2</sub> (le gaz majoritaire de l'atmosphère martienne à l'époque actuelle et sans doute au cours des trois derniers milliards d'années) obtenue à partir de la contrainte forte qu'est la pression actuelle. Nous présentons donc l'évolution temporelle de la quantité de CO<sub>2</sub> dans l'atmosphère qui permet d'obtenir la situation présente par l'action simultanée du dégazage volcanique et de l'échappement atmosphérique.

La figure 25 détaille les composants du modèle : l'évolution de la pression maximale de CO<sub>2</sub> nécessaire si seul l'échappement atmosphérique est pris en compte (ce qui correspond à une situation où le dégazage est nul ou négligeable), l'évolution de la pression en utilisant les estimations de l'échappement et du dégazage volcanique (ici avec un modèle de Breuer et Spohn 2006 ne tenant pas compte d'une possible croûte primitive) et l'évolution de la pression avec dégazage, échappement et correction aux époques récentes permettant d'être en accord avec les estimations données par l'observation ou d'obtenir une atmosphère en équilibre.

La situation actuelle est détaillée sur la figure au moyen de la pression de CO<sub>2</sub> ; nous avons de plus indiqué l'occurrence de figures géomorphologiques typiques d'une activité fluviale lors de l'époque la plus reculée de la période temporelle étudiée ici.

Le premier résultat que nous observons en considérant l'échappement atmosphérique non-thermique et son effet sur l'atmosphère martienne peut se lire sur la courbe ne tenant pas compte du dégazage. En effet, dans ce cas, la pression atmosphérique martienne décroît de façon régulière tout au long des trois milliards d'années que nous étudions. La pression maximale de CO<sub>2</sub> obtenue à l'époque la plus reculée atteint à peine 0,12 bar, valeur très inférieure aux 1~3 bar parfois suggérés. Ainsi, même il y a trois milliards d'années, Mars est susceptible de ne pas avoir pu présenter une atmosphère très dense et épaisse. Une atmosphère dense avec une pression de l'ordre du bar il y a

trois milliards d'années nécessiterait un échappement atmosphérique extrêmement intense lors de la deuxième moitié de l'évolution de la planète, période à laquelle les pertes atmosphériques sont les plus faibles en raison de l'activité moins intense du soleil dans le domaine des EUV et du vent solaire. De plus, de par la décroissance exponentielle de l'échappement récent, des pertes tardives suffisantes pour passer en trois milliards d'années d'une atmosphère dense (1~3 bar) à l'atmosphère actuelle impliqueraient un échappement précoce colossal.

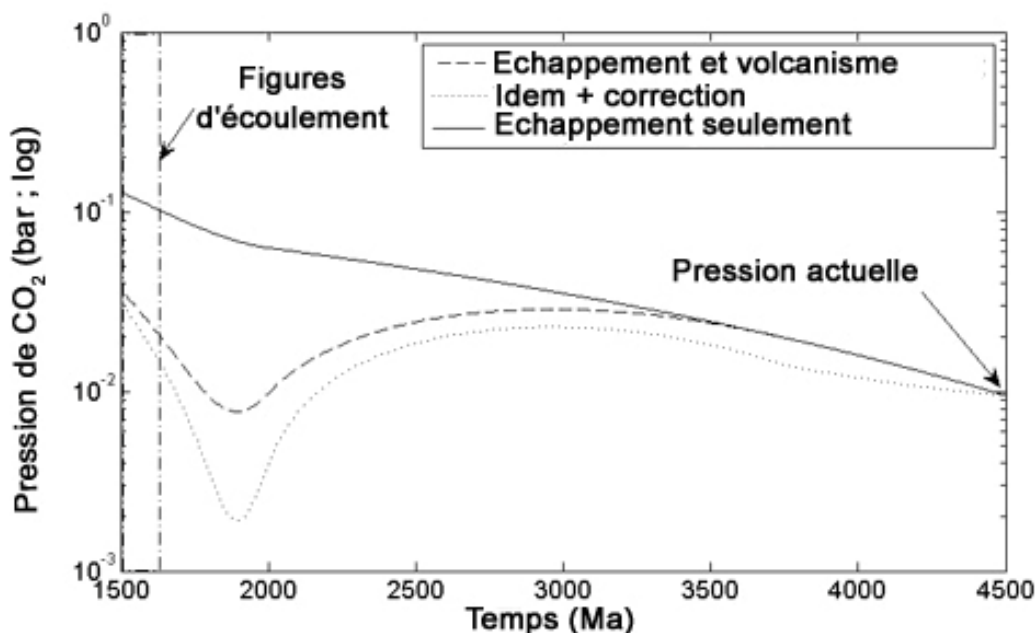


Figure 25 : Evolution de la pression maximum en  $\text{CO}_2$  dans l'atmosphère de Mars au cours des trois derniers milliards d'années. L'axe vertical est en échelle logarithmique. L'efficacité du dégazage est fixée à 15%. La concentration en  $\text{CO}_2$  est fixée à 240ppm. Le modèle de production de croûte employé est celui de Breuer et Spohn (2006) avec une température initiale du manteau fixée à 1800 K. La ligne en trait plein correspond à l'effet de l'échappement seul, la ligne en tirets correspond aux effets conjoints de l'échappement et du dégazage et la ligne en pointillés prend en plus en compte une correction pour la période tardive (c.f. texte). Le cadre indique la présence de figures géomorphologiques fluviales (Mangold et al., 2004).

La présence d'une atmosphère dense est de toute façon peu plausible, ce qui est en accord avec notre résultat. En effet, les atmosphères denses de  $\text{CO}_2$  ont tendance à précipiter à environ 1 bar (Catling et Leovy, 2007). Ce résultat pourrait de plus être testé de façon plus approfondie lorsque de meilleures données sur l'érosion éolienne seront disponibles dans le futur.

La seconde courbe de la figure nous présente l'évolution de la pression lorsque le dégazage et l'échappement sont pris en compte. Le dégazage utilisé est adapté à partir des résultats de Breuer et Spohn (2006) ; il s'agit d'une estimation maximale du taux de production de croûte dans le cas où aucune croûte primordiale n'est présente. Les valeurs obtenues pour la pression maximale de CO<sub>2</sub> sont nettement inférieures à celles qui ont été obtenues pour l'échappement uniquement, et n'atteignent que quelques dizaines de millibars au maximum. Ceci s'explique par le fait qu'il existe une source de CO<sub>2</sub> : une partie des volatils composant l'atmosphère tardive est issue du volcanisme et la pression atmosphérique précoce n'a pas besoin d'être aussi forte que si le seul mécanisme présent était l'échappement. En fait, une pression plus élevée dans le passé, conjuguée à un dégazage tel qu'il est fixé dans le modèle présenté dans la figure, ne permettrait pas d'obtenir la situation présente : nous obtiendrions une pression actuelle trop élevée.

Enfin, la courbe d'évolution de la pression en CO<sub>2</sub> présente un minimum aux alentours de il y a 2,7 milliards d'années. A cette période la pression en CO<sub>2</sub> pour ce modèle était faible (équivalente voire inférieure à celle qu'on observe actuellement pour ce modèle), ce qui correspond à une atmosphère très ténue. On peut interpréter cette particularité en reliant la décroissance rapide de la pression qui précède ce minimum à l'action très efficace de l'échappement atmosphérique au cours des époques anciennes : c'est à ce moment (dans la période étudiée ici) que la perte de volatils est maximale. L'atmosphère de Mars s'appauvrit donc en gaz car le dégazage n'en apporte pas assez pour contrebalancer cet effet. Ensuite, vers il y a 2,7 Ga, la décroissance exponentielle du flux d'échappement mène à une seconde phase où le flux de dégazage, qui décroît moins vite que les pertes, reste assez fort pour être de l'ordre celui de l'échappement atmosphérique et même pour le surpasser pendant une période relativement courte. Cette période correspond à l'augmentation de la pression en CO<sub>2</sub> observée entre il y a 2,7 Ga et 1,5 Ga. L'effet du volcanisme entraîne un approvisionnement de l'atmosphère en volatils ce qui fait augmenter la pression de CO<sub>2</sub>. Lors de l'étape suivante, l'activité volcanique de la planète diminue et le flux de dégazage redevient inférieur au flux d'échappement non-thermique et on perçoit alors une nouvelle diminution de la pression alors qu'une part de l'atmosphère est perdue vers l'espace sans être renouvelée par un apport d'origine interne. On remarque aussi qu'entre les temps  $t_1=2,5$  Ga et  $t_2= 3,5$  Ga (c'est-à-dire entre il y a 1 et 2 Ga), la pression était relativement stable aux alentours de 30 mbar, pression similaire à celle que le modèle nous indique pour la période ancienne il y a 3 Ga.

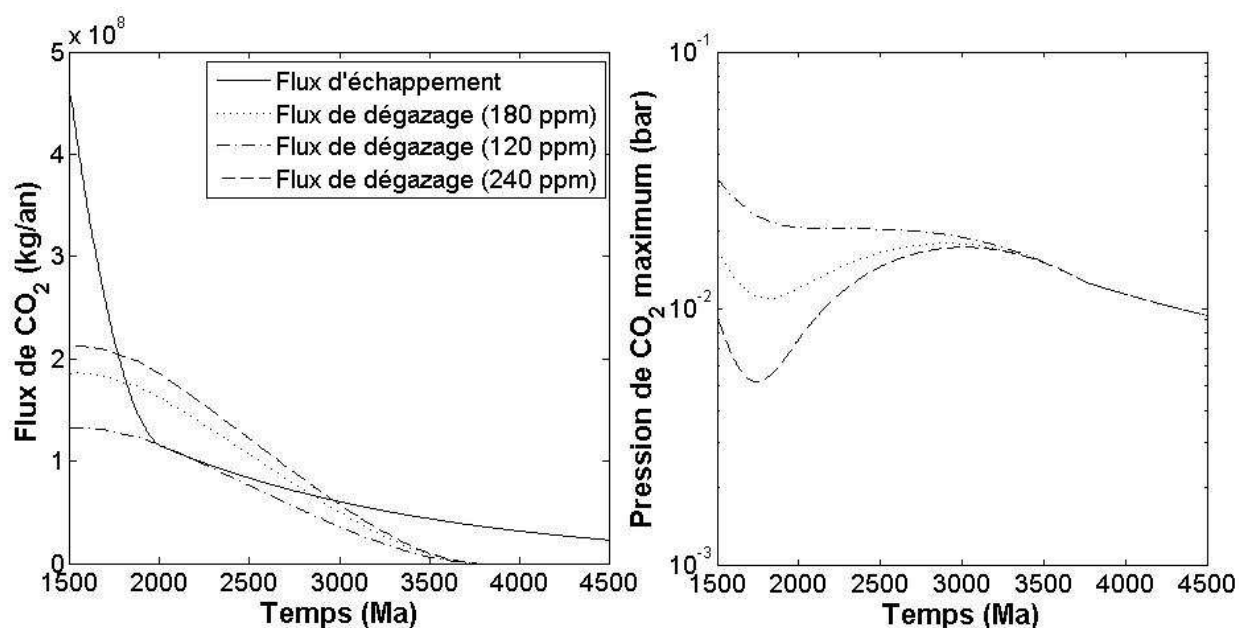


Figure 26 : Comparaison des flux entrant et sortant de l'atmosphère (gauche) et évolution de la pression en CO<sub>2</sub> résultante pour le modèle de dégazage fondé sur le modèle de Breuer et Spohn (2006) sans croûte primordiale. Trois valeurs de la concentration sont employées. L'efficacité est fixée à 15%.

L'importance du flux de dégazage en ce qui concerne l'évolution de la pression atmosphérique martienne est évidente lorsqu'on remarque qu'une large part de sa période tardive est gouvernée par l'apport volcanique en volatils. On peut en conclure qu'une partie de l'atmosphère non négligeable a été formée à partir de gaz d'origine volcanique plutôt que d'être constituée du reste d'atmosphère primitive encore présente il y a trois milliards d'années. De même, par conséquent, il est probable, dans le cadre de ce modèle, que l'atmosphère actuelle contienne une grande quantité de volatils issus de la mise en place de la croûte martienne et du volcanisme tardif de la planète.

La troisième courbe présente sur la figure 25 reprend l'évolution déjà employée pour la seconde courbe, c'est-à-dire en prenant en compte l'échappement et le dégazage, mais inclut aussi une correction tardive permettant de contrôler le flux de volatils issus du volcanisme et délivré à l'atmosphère. Ici, il est fixé de façon à faire en sorte que l'atmosphère présente est à l'état d'équilibre : échappement et dégazage se compensent. Cette correction rend compte du fait que Mars peut toujours être considérée comme une planète active. Neukum et al. (2004) montrent en effet que plusieurs événements volcaniques importants ont eu lieu au cours des derniers 100 Ma

avec des phases d'activité dont l'âge ne dépasse pas 2 Ma. Cette activité tardive est bien entendu beaucoup plus faible que celle que l'on s'attend à trouver pour des époques plus anciennes (il y a deux à trois milliards d'années par exemple) et n'est souvent que marginalement représentée dans les modèles numériques (comme celui de Breuer et Spohn, 2006, sans croûte primordiale, par exemple). Elle peut néanmoins avoir une influence sur l'évolution tardive de l'atmosphère martienne et sur les pressions en CO<sub>2</sub> atteintes dans le passé, comme le met en évidence la figure 25.

Nous observons, dans le cas de cette troisième courbe, le même type de comportement que dans la situation précédente et le minimum est lui aussi toujours présent. Dans les conditions de ce modèle, il est tout à fait possible d'obtenir l'atmosphère présente avec une quantité mineure d'atmosphère primitive, voire même sans atmosphère primitive du tout. Dans ces cas, c'est le volcanisme qui fournit les gaz qui composent l'atmosphère tardive et qui la crée en quelques centaines de millions d'années.

Cette partie de notre étude est liée à un problème qui a retenu notre attention, à savoir l'équilibre des cycles du CO<sub>2</sub> sur Mars et sur la Terre. La question est ici de savoir si (et dans quelle mesure, le cas échéant) la quantité CO<sub>2</sub> présente dans les atmosphères des deux planètes évolue au cours du temps dans le cadre de la situation présente. Et la réponse dépend directement des activités volcaniques respectives des deux planètes.

Sur Terre, au contraire du cas martien, l'atmosphère n'est pas perdue vers l'espace de façon significative à l'époque présente. Sur Mars, on remarque la présence de glace de CO<sub>2</sub> encore présente dans les calottes polaires (même si la quantité totale de CO<sub>2</sub> contenue dans ces glaces est relativement faible). On peut supposer que ces calottes, en contact direct avec l'atmosphère et évoluant au cours des saisons, est en équilibre avec l'atmosphère de Mars. Etant donné que les dépôts de CO<sub>2</sub> solide n'ont pas encore tous disparu, il est probable que la sublimation de cette glace carbonique compense exactement, au temps présent, la perte nette de CO<sub>2</sub> vers l'espace due à l'échappement atmosphérique (seule puits de CO<sub>2</sub> avérée aujourd'hui). La situation est, pour ces raisons mêmes, surprenante à cause de la faible quantité de glace de CO<sub>2</sub> encore présente. Si la situation est celle décrite ci-dessus, le hasard fait qu'il nous est possible d'observer les derniers « moments » des glaces de CO<sub>2</sub> polaires sur Mars. Les données récentes laissant entendre que les calottes seraient majoritairement composées de glace d'eau, le CO<sub>2</sub> ne serait présent qu'en faibles quantités (une fraction de l'atmosphère actuelle). Au rythme actuel, sur Mars, il faut entre 600 et 800 Ma pour perdre l'atmosphère actuelle (cf. figures ci-dessus). La disparition totale des glaces de CO<sub>2</sub> ne durerait donc qu'une très courte période à l'échelle géologique (quelques dizaines de millions

d'années tout au plus). Il existe donc peut être une autre source ou un autre processus, permettant à l'atmosphère de se stabiliser.

Ici, nous avons testé l'influence de l'apport en volatils généré par le dégazage volcanique sur le bilan dans l'atmosphère. Comme mentionné plus haut, sur Mars, il faut environ 800 millions d'années pour permettre l'échappement de 10 mbar de CO<sub>2</sub> à l'époque actuelle. Dans le cas de la Terre, il n'y a pas d'échappement atmosphérique intense comme sur Mars, cependant, un autre mécanisme a lieu. Le CO<sub>2</sub> précipite et est extrait de l'atmosphère et piégé lors de la formation des carbonates puis de leur entraînement par la croûte océanique en subduction (Javoy et al., 1982). Ce phénomène extrait effectivement une quantité non négligeable de CO<sub>2</sub> des enveloppes fluides de la planète. Au travers de ce mécanisme, c'est environ un bar de CO<sub>2</sub> tous les 50 millions d'années qui est retiré de l'atmosphère. Un calcul simple nous donne accès au rapport des vitesses d'extraction : 1/1600. Si on suppose que l'atmosphère de Mars et celle de la Terre sont proches de l'état stationnaire, ce qui est vraisemblablement le cas sur Terre en tout cas, et à tout autre paramètre similaire, l'activité volcanique totale de Mars devrait être environ 1600 fois plus faible que celle de la Terre. On admet en général que le taux de production de croûte terrestre est de l'ordre de 20 km<sup>3</sup>/an. Dans le cas de Mars, on trouve alors une valeur de 0,0125 km<sup>3</sup>/an. Ainsi, un taux de production de croûte de l'ordre de 10<sup>-2</sup> km<sup>3</sup>/an serait suffisant pour maintenir l'atmosphère de Mars dans un état stationnaire à l'époque présente, au seul moyen du dégazage volcanique, si la concentration de volatils dans les laves est équivalente sur Mars et sur Terre.

Cette valeur est bien entendu très faible, ce qui est en principe en accord avec les estimations récentes sur le sujet. Toutefois, Des estimations bien plus basses ont été avancées par Greeley et Schneid par exemple (avec une production de croûte présente de l'ordre de 10<sup>-4</sup> km<sup>3</sup>/an). Une telle activité impliquerait que le dégazage actuel n'est pas suffisant pour assurer à lui seul l'équilibre entre pertes et apports de volatils dans l'atmosphère martienne actuelle. Il est en effet irréaliste de considérer qu'en moyenne la concentration en gaz des laves martiennes est cent fois plus élevée que celle des laves terrestres, par exemple ; et si des variations de paramètres existent sans doute, il semble peu probable qu'elles soient si importantes.



### III.1/ Apport de volatils dus aux impacts majeurs.

Etant donné le faible taux de dégazage nécessaire pour obtenir une situation d'équilibre que nous avons trouvé ci-dessus, une question se pose quant à l'influence des impacts de météorites sur Mars. En effet, il est reconnu que les météorites sont une source non négligeable de volatils au cours des premières centaines de millions d'années de l'évolution de la planète lors du bombardement massif. Au cours des époques plus récentes, toutefois, le nombre d'impacts (en particulier dans le cas des impacteurs très massifs) est réduit. Nous n'avons pour cette raison pas considéré cette source de gaz lors de notre étude. Cependant, il est intéressant de savoir quelle influence ces mécanismes pourraient avoir sur l'évolution de l'atmosphère martienne. Nous avons utilisé les travaux de Reese et al. (2004) pour estimer les apports de volatils imputables à l'impact d'un objet sur le sol martien en nous intéressant en particulier à la quantité de matériau dont l'impact a provoqué la fusion dans le cratère et l'éventualité de la création d'un panache et de la fusion d'une partie du manteau par décompression. A grande échelle, ce phénomène constitue une explication possible à la formation de Tharsis au cours du premier milliard d'années de l'histoire de Mars. A plus petite échelle, plus tardivement, on peut supposer qu'il s'agit d'une source secondaire de volatils. Les résultats obtenus par Reese et al. à partir d'un modèle 3D sont résumés dans ce tableau.

	Cas 1			Cas 2		
Rayon de l'anomalie (km)	800			1500		
Rayon de l'impacteur (km)	470			880		
Rayon du cratère intermédiaire (km)	1000			1600		
Rayon limite de fusion complète (km)	610			1100		
Volume du cratère ( $10^8 \text{ km}^3$ )	3.8			17		
Volume de fusion due à l'impact ( $10^8 \text{ km}^3$ )	1.5			11		
Viscosité interne (Pa.s)	$10^{23}$	$10^{22}$	$10^{21}$	$10^{23}$	$10^{22}$	$10^{21}$
Durée de fusion (Ga)	0.1	0.1	0.1	0.1	0.3	1
Volume de fusion par décompression ( $10^8 \text{ km}^3$ )	0.084	0.50	1.9	0.26	3.1	9.8

Tableau 5 : Résultats de l'étude de Reese et al. (2004) sur la fusion provoquée par impact.

A partir de ces données et en supposant des concentrations raisonnables d'eau et de CO<sub>2</sub>, il est possible d'obtenir des estimations pour les quantités de volatils relâchés dans l'atmosphère. Ici, nous employons des compositions des laves assez faibles de l'ordre de 500 ppm de CO<sub>2</sub> pour 2000 ppm d'eau. Des valeurs plus importantes, comme celles qui sont avancées dans le cas de la Terre pour le volcanisme de type Hawaïen peuvent aller jusqu'à un facteur 10 au dessus de ces chiffres. Les masses de gaz dégazées dans ce cas extrême seraient donc à multiplier par 10 par rapport aux résultats ci-après. Nous avons cependant préféré conserver des valeurs plus faibles. Ces valeurs sont utilisables pour le matériau fondu par décompression. Le matériau qui entre en fusion directement à cause de l'impact lui-même est, au contraire, généralement composé de croûte antérieure et qui est donc déjà dégazée au moment de sa mise en place. Il convient donc d'employer plutôt des compositions plus faibles en volatils. Ainsi, une approximation dans le cadre de notre étude serait de prendre 85% du contenu total en volatils présenté plus haut (15% ont été dégazés lors de la mise en place). Toutefois, nous préférons choisir des compositions proches de celles de SNCs pour cette portion du dégazage, c'est-à-dire environ 100 ppm pour le CO<sub>2</sub>. Ceci est cohérent avec l'hypothèse que les SNCs ont été éjectées de Mars par des impacts massifs et représente bien la nature appauvrie des roches mobilisées en se fondant sur des mesures fiables.

	Cas 1			Cas 2		
Volume de fusion due à l'impact ( $10^8 \text{ km}^3$ )	1.5			11		
Viscosité interne (Pa.s)	$10^{23}$	$10^{22}$	$10^{21}$	$10^{23}$	$10^{22}$	$10^{21}$
Volume de fusion par décompression ( $10^8 \text{ km}^3$ )	0.086	0.5	1.9	0.26	3.1	9.8
Masse d'eau dégazée ( $10^{17} \text{ kg}$ )	7.71	9.72	16.52	54.72	68.52	101.09
Quantité d'eau dégazée (océans terrestres)	0.00015	0.0002	0.0003	0.0008	0.0012	0.0018
Masse de CO <sub>2</sub> dégazée ( $10^{17} \text{ kg}$ )	0.6	0.8	1.32	4.37	5.22	8.4

Tableau 6 : Quantités d'eau et de CO<sub>2</sub> dégazées vers l'atmosphère suite à l'impact dans les deux cas étudiés par Reese et al. (2004).

Les impacts (extrêmement massifs et rares) considérés éjectent donc dans l'atmosphère une quantité d'eau de l'ordre d'un millième d'océan terrestre, au plus, avec des valeurs plus réalistes de l'ordre de un dix-millième. Un rapide calcul indique qu'une telle quantité d'eau représente 0.1 bar une fois mise dans l'atmosphère martienne (à comparer aux 6 millibars de l'atmosphère martienne actuelle) ou encore une hauteur d'eau globale d'environ 1 mètre sur Mars. Un tel résultat pour un événement aussi bref (de manière générale de l'ordre de 100 Ma mais pouvant aller dans certains cas jusqu'à 1Ga) peut être important et expliquer non seulement certaines zones d'activité volcanique mais aussi l'évolution de l'atmosphère. La masse de CO<sub>2</sub> expulsée est elle aussi significative. L'atmosphère de CO<sub>2</sub> a dû être initialement (suite à la différenciation) riche en CO<sub>2</sub> (Kuramoto, 1997) et cet apport supplémentaire a entretenu cette caractéristique. Cependant, la taille des impacteurs considérée ici implique que de tels événements aient été très rares ou qu'ils aient eu lieu pendant les époques primitives de l'évolution de Mars. Nous nous intéressons ici à la période tardive où les impacts sont moins nombreux et violents.

Ainsi, à une époque plus tardive, si on considère par exemple une caldera de taille réaliste d'une dizaine de kilomètres de rayon, la profondeur associée est de l'ordre de 5,5 km typiquement. L'impacteur responsable d'un tel cratère est de dimensions bien plus réduites que celles qui sont employées plus haut : il ne mesurerait que 6,6 km de diamètre. Ce type d'événement serait donc plus fréquent. La quantité de matériau en fusion correspondant serait de l'ordre d'environ  $1.26 \times 10^{12}$  tonnes ce qui correspond typiquement à 400 km<sup>3</sup> de matériau dont 15% ont déjà été dégazés, soit 340 km<sup>3</sup> de matériau non dégazé.

Si on utilise un taux de production tel qu'il est estimé par les modèles de Breuer et Spohn et Manga et al., il y a 3 milliards d'années (soit 0,75 km<sup>3</sup>/an environ), on trouve qu'une telle activité maintient l'hypothétique équilibre pendant une durée approximative de 450 ans. Pour des taux de productions plus faibles d'un ordre de grandeur, on obtiendrait une durée de 4500 ans. Cependant, les quantités de volatils impliquées dans ces processus sont extrêmement faibles (de l'ordre de 0,01 Pa pour l'exemple ci-dessus, ce qui est tout à fait négligeable).

A titre de comparaison, il est possible de calculer la même estimation dans le cas du bassin d'Argyre qui possède un diamètre de 600 km. En employant les lois d'échelle pour les dimensions des cratères d'impact proposées par Schmidt et Housen (1987) et Melosh (1989) on obtient :

$$r_c = 300km \left( \frac{a}{100km} \right)^{0.78} \quad (29)$$

$$V_m = 10^6 km^3 \left( \frac{a}{100km} \right)^{3.22} \quad (30)$$

Où  $r_c$  est le rayon du cratère,  $a$  le rayon de l'impacteur, et  $V_m$  le volume de matériau fondu.

On obtient ainsi une estimation du volume en fusion suite à l'impact considéré. Ici on a donc un volume approximatif de  $10^6 km^3$ . Si on utilise la valeur calculée plus haut pour estimer la production nécessaire à maintenir l'équilibre dans les conditions actuelles, on trouve qu'un tel impact fournit assez de volatils pour un temps de l'ordre de 100 Ma. (Remarquons qu'à l'époque de l'impact d'Argyre lui-même, l'échappement était plus important qu'il ne l'est aujourd'hui, ce rapide calcul ne s'applique donc qu'à une situation hypothétique présente.). Ainsi, si pour quelques impacts majeurs dus à des impacteurs de très grandes dimensions (provoquant des cratères de l'ordre de la centaine de kilomètres de rayon), un effet significatif sur l'atmosphère semble probable, pour les petits cratères (de l'ordre de la dizaine de kilomètres de rayon), l'effet à grande échelle semble tout à fait négligeable, même au moment de l'impact : les quantités de volatils mises en jeu sont en effet très faibles.

### III.2/ Lien avec la présence d'eau liquide.

Mangold et al. (2004) ont présenté des preuves de l'existence de périodes d'activité fluviale épisodique sur Mars au cours de l'Hesperien tardif.

En effet, la formation de réseaux de vallées sur Mars a été le sujet de nombreux débats scientifiques (Pollack et al., 1987, Carr, 1996) et ces vallées ont souvent été attribuées à l'érosion ayant eu lieu pendant une période de climat chaud et humide ou même liées à la présence possible d'une quelconque activité biologique. Si ce type de condition a peut être pu avoir lieu sur une Mars très primitive, les vallées peuvent aussi avoir été formées par des processus ne nécessitant pas des conditions aussi éloignées de celles qui règnent actuellement à la surface de la planète, c'est-à-dire un climat froid et sec. Ainsi pour peut aussi expliquer la formation de ces réseaux à partir de coulées de débris fluidifiés par une faible quantité d'eau, d'une activité hydrothermale ou de glissements de terrains dus à la présence d'eau en sous sol seulement. Mangold et al. ont étudié les vallées dendritiques proches de l'équateur à l'aide des images THEMIS de la mission Mars Odyssey situées dans la région de Valles Marineris, sur le plateau ouest de Echus Chasma et sur le plateau intérieur ouest de Melas Chasma. Ces reliefs sont tous datés de la fin de l'Hesperien et sont âgés de quelque

2,9 à 3,4 milliards d'années, ce qui les place à l'extrémité la plus ancienne de notre zone d'étude mais en fait des figures géomorphologiques bien plus jeunes que la possible période de climat chaud et humide susceptible d'avoir pu abrité une eau liquide stable à la surface de Mars.

Les réseaux sont constitués de vallées dendritiques densément réparties et fréquemment sinueuses qui s'étendent sur des dizaines de kilomètres. Elles sont souvent recouvertes de matériau détritique et sont donc visibles de nuit en infra rouge principalement sur les images THEMIS au travers des propriétés thermiques du sol, de la même manière que ce qui peut être observé dans les déserts terrestres (Christensen et al., 2003). La plupart des vallées sont plus larges en aval qu'en amont le long de leur tracé, comme on peut l'observer sur Terre. Enfin, les extrémités amont des vallées sont disposées de façon aléatoire sur le plateau. Certaines vallées prennent leur source à la crête de collines.

Ces caractéristiques sont similaires à celles qu'on observe sur Terre et correspondent à des figures produites à partir de précipitations atmosphériques s'écoulant en surface ; elles sont incompatibles avec l'hypothèse d'une origine hydrothermale de l'eau à cause de la présence de vallées remontant jusqu'aux crêtes des collines. Si tel était le cas, l'origine des vallées seraient toujours un point de résistance minimale situé aussi bas que possible : l'endroit où l'eau suinterait naturellement.

Même si dans certains cas, la source des vallées dendritiques se situe aux pieds de falaises, ce qui pourrait indiquer une origine subsurface pour l'eau, dans la même région, d'autres départs de vallées se situent sur le plateau lui-même, ce qui suggère une origine différente pour au moins une partie de ces zones (Weitz et al., 2003). Il est de plus possible d'observer parfois des méandres, par exemple, dans le lit de certaines de ces vallées, ce qui indiquerait des conditions de surfaces propices à l'eau liquide stable au moins de façon épisodique et une activité fluviale conséquente (Malin et Carr, 1999).

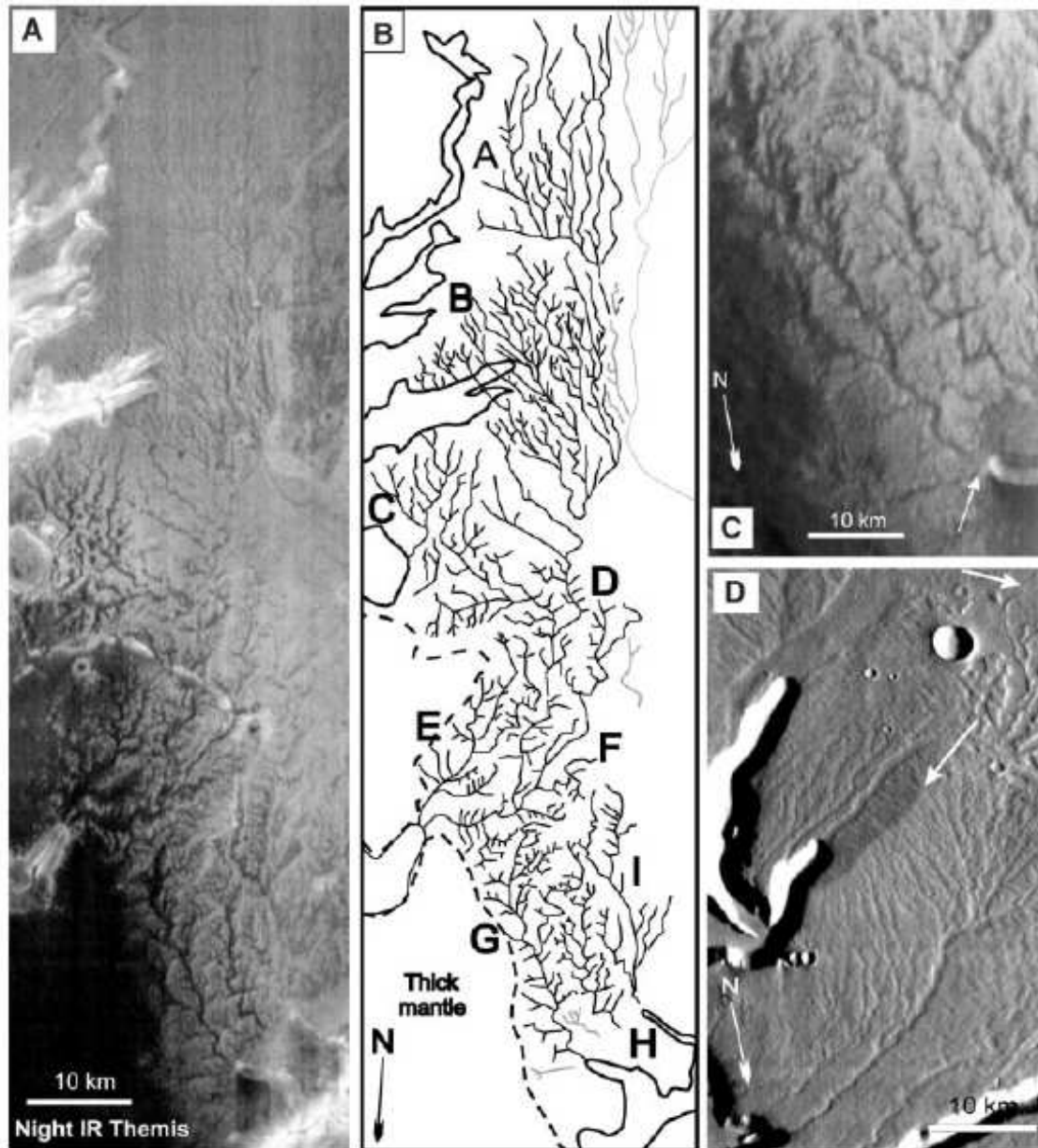


Figure 27 : Réseaux de vallées dendritiques (Echus Chasma ouest,  $0^{\circ}\text{N}$ ,  $81^{\circ}\text{W}$ ). (A) Images THEMIS IR de nuit. La partie sombre est froide (sable ou poussière) la partie plus claire est plus chaude et rocheuse. (B) Carte géomorphique de la zone considérée. Les lettres indiquent les bassins de drainage. (C) Gros plan des bassins G, H et I en Themis IR de jour. La flèche indique la jonction entre la vallée principale et le canyon tributaire. (D) THEMIS IR de jour. La flèche centrale indique une colline couverte de figures de ruissellement. La flèche du haut indique une zone d'érosion. (D'après Mangold et al., 2004).

L'étude des densités de drainage des vallées martiennes indique une valeur allant de 0,6 à 1,5 km<sup>-1</sup>. Les valeurs typiques des densités de drainage pour la Terre sont de 2 à 100 km<sup>-1</sup>. Cependant, il semble difficile de tirer des conclusions sur ce point étant donné la faible résolution des images martiennes comparées aux données terrestres. A titre de test, en employant des images de résolution similaire à celles prises par Viking, on peut calculer des densités de drainage terrestres allant de 0,1 à 0,2 km<sup>-1</sup> pour les mêmes vallées que précédemment (Carr et Chuang, 1997).

En admettant que la résolution de THEMIS est meilleure que celle de Viking, le domaine de valeurs obtenu pour Mars est compatible avec la situation terrestre. De plus, d'autres paramètres morphologiques (proportions des bifurcations, rapport de longueur des vallées, position relative et forme par rapport à la pente locale) correspondent à des valeurs terrestres (Leopold et al., 1992). Ces observations concordent toutes avec l'hypothèse d'une formation due à des précipitations sous forme de pluie ou de neige associée à sa fonte ultérieure.

Il convient cependant de remarquer que les figures observées ne correspondent pas à la présence de glaciers, qui seraient une conséquence de dépôts de neiges successifs sous un climat froid, comme il a été suggéré (Carr et Head, 2003). Au contraire, la morphologie observée ici suggère une époque où l'eau liquide a pu être stable pendant un temps suffisant pour permettre aux vallées alluvionnaires d'atteindre un certain stade de maturité, ce qui exclut aussi les épisodes rapides et catastrophiques. Mangold et al. suggèrent par comparaison avec la Terre des durées de l'ordre de dizaines de milliers d'années au minimum (Leopold et al., 1992).

La fin de l'Hesperien où se situe la formation de ces figures morphologiques pourrait ainsi correspondre à la transition progressive de la période de climat chaud et humide qu'on imagine avoir régné au cours du Noachien vers un climat froid et sec, bien que la limite habituellement fixée se situe plutôt au début de l'Hesperien, il y a environ 3,6 milliards d'années (Craddock et Howard, 2002). Il pourrait aussi s'agir de relativement courts épisodes chauds tardifs déclenchés par des augmentations de concentration en vapeur d'eau dans l'atmosphère (Baker et al., 1991). Ces indices ainsi que d'autres observations (Cabrol et Grin, 2001 ; Parker et al., 1993) indiquent qu'il est possible qu'une activité fluviale ait existé lors de périodes tardives de l'histoire de Mars.

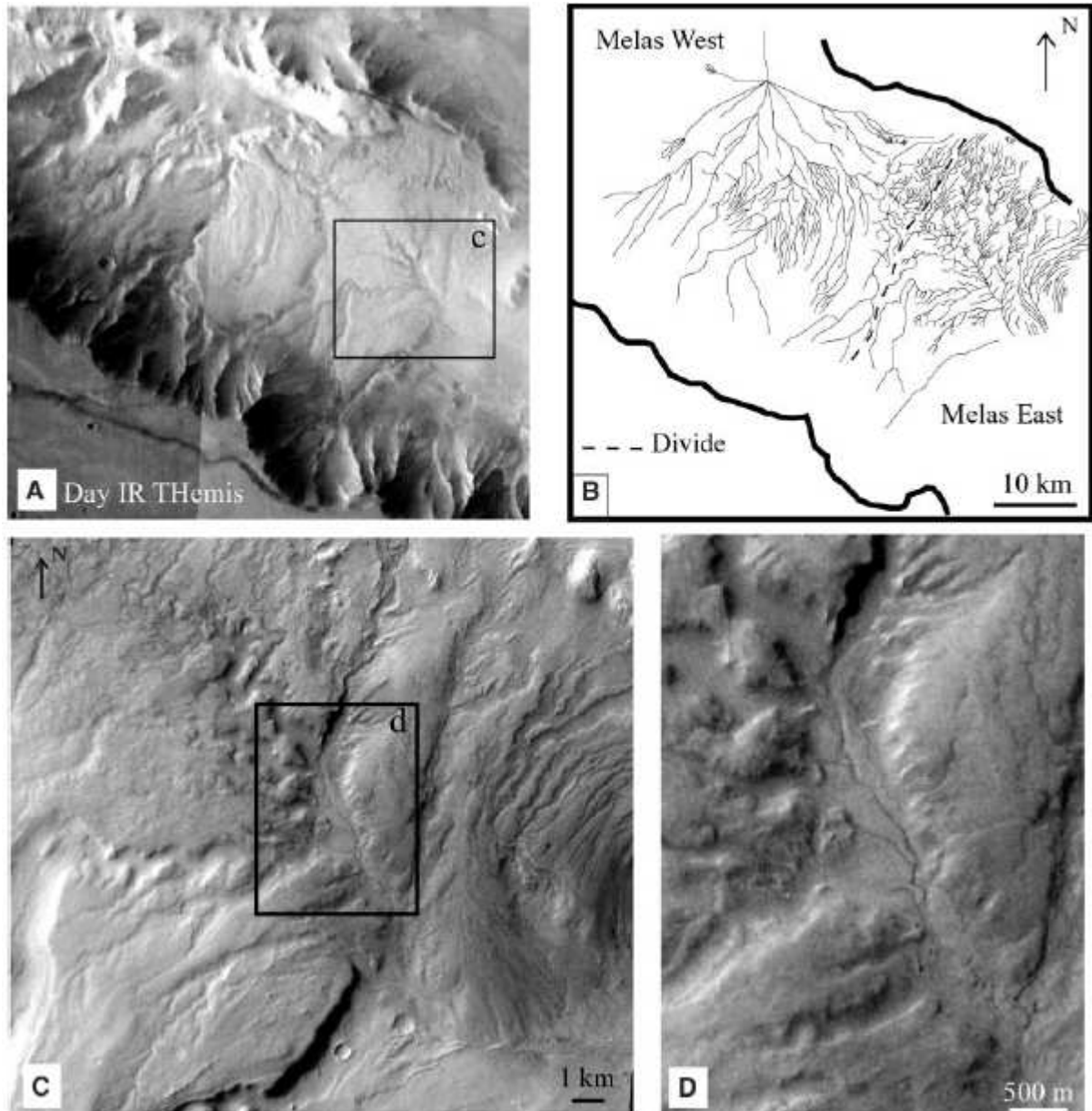


Figure 28 : Réseaux de vallées dendritiques (plateau de Melas Chasma ouest,  $77,5^{\circ}\text{W}$ ,  $10^{\circ}\text{S}$ ). (A) Images THEMIS IR de jour. (B) Carte du réseau de vallées, dessinée à partir des images IR et visibles de THEMIS. Elles se séparent en deux bassins de drainage. (C) Image THEMIS en visible montrant les méandres sur le bassin de drainage de Melas est. (D) Gros plan sur la vallée centrale. (D'après Mangold et al., 2004).

La période indiquée par Mangold et al., correspond à une forte activité volcanique (de production crustale) dans le modèle à 1800 K de Breuer et Spohn. Dans notre étude, cela correspond



aussi à une époque où le taux de production est important (en fait, généralement, il décroît par la suite régulièrement à partir de cette valeur importante). Certains modèles mettent en jeu des taux de production de croûte plus importants encore lors des époques très primitives (0 à 1 milliard d'années après la formation de la planète ; Breuer et Spohn à 2000 K ou avec croûte primordiale), ce qui correspondrait aux temps où Mars pourrait avoir eu une atmosphère dense permettant un climat chaud et humide mais d'autres (Breuer et Spohn à 1800 K, Manga et al.) placent un maximum absolu aux alentours des époques qui auraient vu la formation des figures morphologiques étudiées plus haut. Si l'évolution de l'activité de la planète et du dégazage évolue effectivement de la manière suggérée par ce dernier cas, l'apport de gaz volcaniques à effet de serre à courte durée de vie et d'eau sous forme gazeuse peut être une explication plausible aux figures fluviales tardives.

En effet, en comparant la présence de ces reliefs à l'évolution de la pression en CO<sub>2</sub> dans le cadre de notre modèle, on observe clairement une corrélation entre le maximum de pression et l'occurrence des réseaux de vallées. Cependant, comme il a été mentionné plus haut, les pressions absolues nécessaires à l'obtention de l'atmosphère actuelle demeurent assez faibles. Ainsi, même il y a 2,5 à 3 milliards d'années, pendant la période considérée ici, les pressions de CO<sub>2</sub> atteignent à peine 20 à 30 mbar. A partir de ce résultat, nous avons voulu en première approximation estimer grossièrement la pression de vapeur d'eau dans l'atmosphère à la même époque pour savoir si la présence d'eau liquide stable à la fin de l'Hesperien est une hypothèse réaliste ou non. De simples calculs nous permettent d'obtenir un ordre de grandeur nécessaire pour clarifier le problème.

Nous supposons que le rapport entre les concentrations de CO<sub>2</sub> et de H<sub>2</sub>O dans les laves produites au cours de la mise en place de la croûte sur Mars sont raisonnablement similaires à celles que l'on peut trouver sur Terre. Cette hypothèse nous permet d'employer les compositions de laves basaltiques Hawaïennes par exemple, pour se placer dans un cas de volcanisme de type point chaud, que l'on peut supposer plus proche du cas martien qu'un volcanisme de zone de subduction (la dynamique interne de Mars n'ayant sans doute pas permis à une tectonique des plaques de se mettre en place). Phillips et al. (2001) proposent des concentrations valant 0,65% (mass.) de CO<sub>2</sub> pour environ 2% (mass.) de H<sub>2</sub>O, ce qui est raisonnable pour un volcanisme de point chaud. Si la seule source d'eau et de CO<sub>2</sub> dans l'atmosphère de Mars à cette époque (ce qui n'est pas assuré, en raison de l'existence d'autres réservoirs probables, au moins dans le sous sol ou les calottes de la planète) est effectivement le dégazage volcanique, nous pouvons obtenir une estimation de la pression partielle en H<sub>2</sub>O.

$$P(\text{H}_2\text{O}) = P(\text{CO}_2) \times \frac{n(\text{H}_2\text{O})}{n(\text{CO}_2)}, \quad (31)$$

où  $P(i)$  est la pression partielle du composant  $i$  et  $n(i)$  est sa fraction molaire.

Nous en déduisons ainsi que la pression partielle de  $\text{H}_2\text{O}$  serait, dans ces conditions, environ 7,5 fois plus grande que celle du  $\text{CO}_2$ . D'après les valeurs que notre modèle nous permet d'avancer, cela revient à placer environ 150 mbar d'eau sous forme gazeuse dans l'atmosphère. Cependant, étant donné que l'eau est perdue bien plus efficacement au travers de l'échappement atmosphérique que ne l'est le  $\text{CO}_2$ , elle demeure dans l'atmosphère pendant un temps bien plus court et il est réaliste de diviser le résultat précédent par 10. L'estimation finale de la pression partielle en eau dans l'atmosphère de Mars à l'époque de la formation des figures morphologiques fluviales se situe donc aux alentours de 15 mbar.

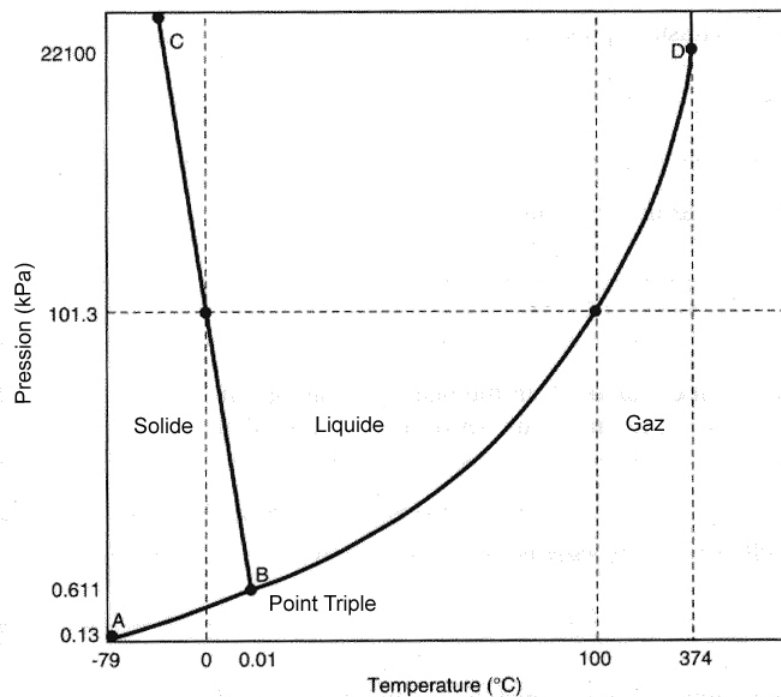


Figure 29 : Diagramme de phase de l'eau.

On peut remarquer qu'une telle pression, bien que faible, reste néanmoins au dessus du point triple qui se situe quant à lui vers 6 mbar dans le diagramme de phase de l'eau. Il apparaît que

pour une gamme de températures donnée (entre 270 et 290 K environ), l'eau liquide a pu être stable à la surface de Mars lors de la période étudiée au moins pour des épisodes relativement brefs (quand la température était assez élevée). Les émissions volcaniques sont d'ailleurs susceptibles de relâcher des quantités importantes de  $\text{SO}_2$  dans l'atmosphère, ce qui constitue un apport significatif de gaz à effet de serre. La faible durée de vie du  $\text{SO}_2$  dans l'atmosphère implique que le réchauffement déclenché par l'introduction de ce gaz ne durera qu'une courte période, à l'échelle géologique, néanmoins suffisante pour former les reliefs cités plus haut.

Il est remarquable que dans le modèle décrit ici, le second maximum de pression de  $\text{CO}_2$  observé entre il y a 1 et 2 milliards d'années présente des pressions du même ordre de grandeur que celles qui régnaient à la fin de l'Hesperien. Si tel est réellement le cas, il est possible que Mars ait connu des épisodes tardifs où l'eau a pu être momentanément stable sous l'effet d'un réchauffement (même relativement léger) imputable à l'action des gaz à effet de serre dégazés par le volcanisme. Cependant, Mangold et al. ne décrivent pas de figures fluviales plus récentes que celles qui sont âgées de 2,9 milliards d'années. Si cette absence est significative, cela veut dire que l'effet tardif du dégazage observé dans le modèle ci-dessus n'est pas assez important pour créer une activité liée à l'eau suffisamment durable ou importante pour marquer la surface de Mars. Le réchauffement pourrait être insuffisant ou les quantités de vapeur d'eau dans l'atmosphère trop faibles (car n'étant pas renforcées par les événements catastrophiques mentionnés par Baker et al., 1991, par exemple, ou alors les figures observées les plus jeunes, qui correspondent à notre maximum de pression, ne sont que la fin de l'époque où les réseaux de vallées se formaient en nécessitant une pression légèrement plus importante, comme celle qui régnait il y a 3 à 3,5 milliards d'années).

L'absence d'observation de réseaux de vallées dendritiques plus vieux que 3,6 milliards d'années pourrait être due à l'échappement atmosphérique plus intense qui régnait à cette époque et qui aurait pu empêcher l'accumulation suffisante de vapeur d'eau dans l'atmosphère après la phase très primitive de climat chaud et dense. La décroissance exponentielle avec le temps du flux sortant de l'atmosphère est compatible avec ce phénomène. Ainsi, à cause de l'échappement fort, la quantité d'eau dans l'atmosphère dépend de la production « instantanée » plutôt que d'une accumulation progressive des volatils au cours des milliards d'années précédents. C'est donc seulement quand le dégazage est à son maximum (selon les modèles de Breuer et Spohn ou Manga et al.) que la quantité d'eau dans l'atmosphère dépasse un seuil permettant la présence d'eau liquide stable en surface et la formation de figures d'écoulement et de vallées dendritiques.

### III.3/ Dépendance du modèle vis-à-vis des paramètres.

#### III.3.a/ Concentration en CO<sub>2</sub> et profil de dégazage.

Nous avons considéré plusieurs modèles différents pour tester l'influence de la composition en CO<sub>2</sub> des laves sur l'évolution temporelle de la pression maximale en CO<sub>2</sub> de l'atmosphère de Mars. Ici, l'efficacité du dégazage est fixée à 15%, c'est-à-dire que 15% des volatils relâchés par la fusion du matériau mantellique arrivent dans l'atmosphère. Les compositions globales des laves obtenues lors de la mise en place de la croûte varient entre 120 ppm et 1000 ppm.

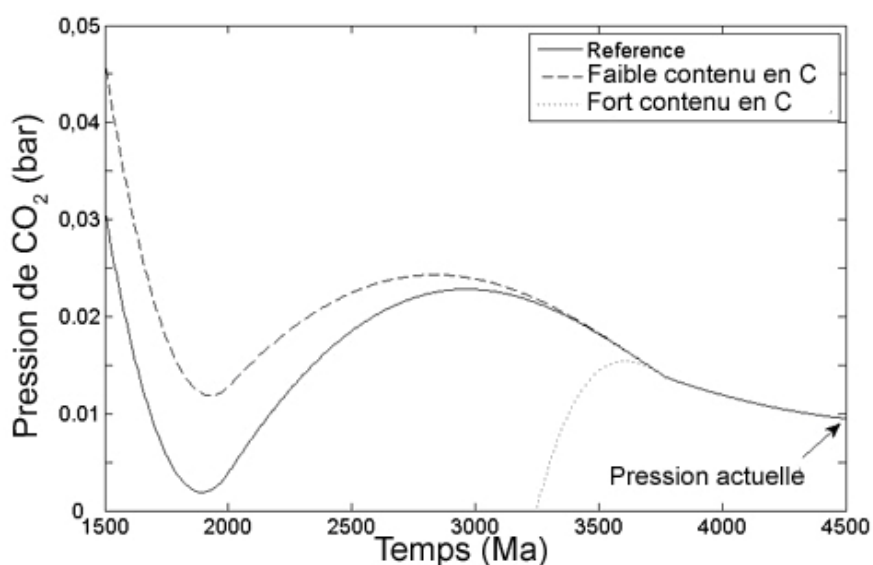


Figure 30 : Evolution de la pression maximum en CO<sub>2</sub> au cours du temps pour différentes concentrations en carbone dans les laves. Le modèle emploie les données de Breuer et Spohn pour le dégazage avec un manteau à 1800 K et aucune croûte primordiale. L'efficacité est fixée à 15%. Le trait plein correspond au modèle à faible concentration (240 ppm). La courbe en tirets correspond à une concentration plus faible (200 ppm) et le pointillé à une concentration plus forte (1200 ppm).

Nous observons ici que même pour des concentrations faibles en CO<sub>2</sub>, l'essentiel de l'atmosphère tardive est d'origine volcanique, et que, il y a 2,7 milliards d'années environ, l'atmosphère de CO<sub>2</sub> était très ténue avec des pressions de l'ordre de celles qui règnent actuellement à la surface de Mars. C'est à partir de cette période que le volcanisme à l'origine du dégazage a réapprovisionné l'atmosphère martienne en volatils qui constituent une large part de ce qui reste aujourd'hui après l'action de l'échappement.

Dans les modèles où la quantité de CO<sub>2</sub> est plus importante, la pression maximum en CO<sub>2</sub> nécessaire pour obtenir l'atmosphère présente chute très clairement et rapidement dès que le dégazage (au travers de la production de croûte) est significatif. Pour atteindre la situation actuelle tout en prenant en compte l'apport bien plus important de CO<sub>2</sub> que le volcanisme impose au modèle dans ce cas, l'atmosphère doit avoir été perdue dans sa quasi-totalité au cours de l'évolution de la planète. Il y a 1,25 milliards d'années, il ne devait (dans ce modèle précis) pas y avoir d'atmosphère sur Mars au-delà de quelques résidus négligeables. Une telle atmosphère est donc intégralement produite par le dégazage volcanique récent et est extrêmement jeune : son âge, ici, vaut approximativement 1,5 milliards d'années, cependant, il est possible d'obtenir des âges largement inférieurs (750 millions d'années à 1 milliard d'années par exemple) ou supérieurs (1,5 à 2 milliards d'années) selon la quantité de carbone contenue dans les matériaux du manteau et donc dans les laves. De plus l'atmosphère est créée extrêmement rapidement par le volcanisme dans ce modèle précis ainsi que dans la plupart de ceux qui emploient une forte concentration de CO<sub>2</sub>. On atteint 20 mbars de pression globale en partant de 0 en moins de 500 millions d'années. Ce genre de phénomène n'est possible qu'avec une forte activité volcanique. Les atmosphères très jeunes qui sont obtenues par ce moyen sont en accord qualitatif avec les données isotopiques du carbone en particulier qui indique fortement que l'atmosphère martienne est très jeune. On notera que la période très récente ne semble pas affectée par la différence de composition des laves d'un modèle sur l'autre. Ce phénomène est dû aux très faibles taux de production de croûte que nous utilisons dans les modèles fondés sur les travaux de Breuer et Spohn au cours des derniers millions d'années de l'évolution : de telles quantités de matériau en fusion ne sont pas suffisantes pour relâcher une grande quantité de volatils dans l'atmosphère lors de la période récente.

Cependant, ce type d'évolution n'est pas sans poser des problèmes. En effet elle nécessite un mécanisme très efficace pour assurer la perte quasi-totale de l'atmosphère aux époques anciennes pour compenser l'apport massif que le volcanisme impose et donc pour expliquer la quasi absence du CO<sub>2</sub> jusqu'à il y a 1,5 milliards d'années. L'échappement atmosphérique seul, aux niveaux estimés ici n'est pas capable d'assurer seul cette tâche. L'érosion par impact n'est pas une méthode d'échappement valable pour l'après bombardement massif (qui s'est sans doute terminé au plus tard il y a 4 milliards d'années environ) et il semble de toute façon que son effet ait été surestimé dans le passé. Enfin, les missions n'ont encore révélé aucun dépôt majeur de carbonates pouvant servir à accumuler le CO<sub>2</sub> hors de l'atmosphère de Mars, ce qui peut suggérer qu'elle n'a tout simplement pas été formée. Il se pourrait qu'une telle couche de carbonate ait été créée puis altérée de façon à ne pas être détectée mais aucune preuve ne vient encore étayer cette hypothèse (à l'exception de

quelques traces de carbonates dans les SNC qui restent trop fragmentaires pour permettre une conclusion définitive). A cela, il convient d'ajouter le fait qu'une telle plage temporelle où Mars était dénuée d'atmosphère est incompatible avec les figures géomorphologiques relevées par Mangold et al. (2004) comme souligné plus haut. En effet, les réseaux de vallées dendritiques ont nécessairement été formés en présence d'une atmosphère capable d'assurer la subsistance au moins temporaire d'eau liquide en surface.

Ainsi, dans cette étude et en prenant en compte l'état des connaissances actuelles, nous ne pouvons pas proposer de mécanisme susceptible d'avoir entraîné une telle perte atmosphérique pendant une période aussi étendue.

Il convient donc a priori de tirer une conclusion de ces modèles particuliers qui entraînent une époque sans atmosphère sur Mars. Il est possible de prendre ces modèles comme des impossibilités, purement et simplement, ce qui impliquerait que des situations impliquant une grande concentration de CO<sub>2</sub> dans le manteau (et les laves) n'est pas compatible avec la situation actuelle. Cette explication nous donne une contrainte sur les concentrations en CO<sub>2</sub> (par rapport à l'activité volcanique et au tau de production de croûte).

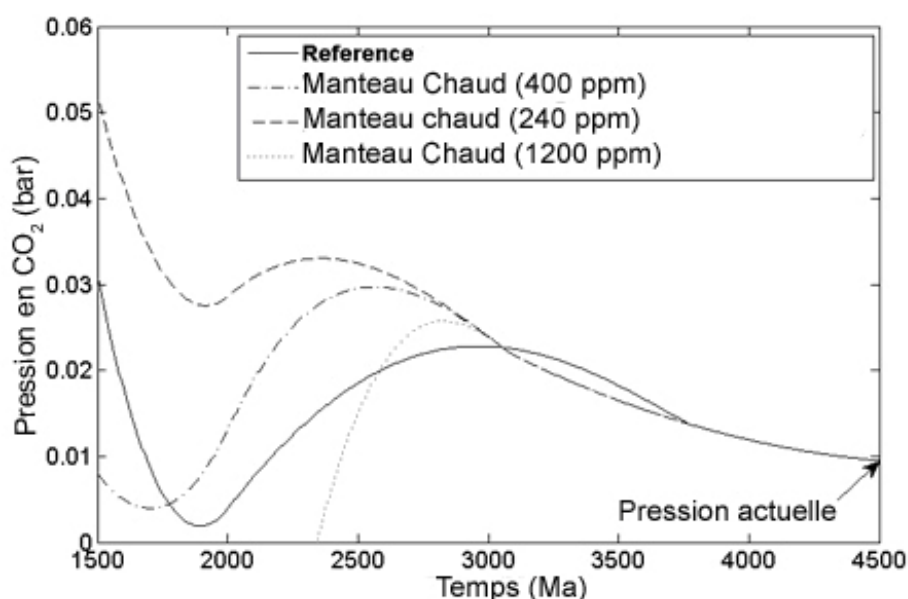


Figure 31 : Evolution de la pression maximale en CO<sub>2</sub> pour différents modèles de production de croûte adaptés à partir de Breuer et Spohn (2006). Nous avons utilisé trois concentrations différentes. L'efficacité du dégazage est fixée à 15%. Le manteau chaud correspond à une température initiale de 2000 K.

Nous avons aussi mis en place d'autres modèles afin d'étudier la dépendance de l'évolution de l'atmosphère martienne et de la pression en CO<sub>2</sub> au cours du temps vis-à-vis de l'activité volcanique globale. Ainsi plusieurs modèles sont présentés ici. Les premiers utilisent les données issues des travaux de Breuer et Spohn (2006) qui obtiennent plusieurs courbes de taux de production de croûte en fonction de la température du manteau de Mars et de la présence ou non de croûte primordiale dans leur modèle. Nous comparons ainsi les évolutions obtenues en partant d'un manteau à 2000 K, 1900 K et 1800 K (cette dernière valeur est celle que nous employons dans les modèles présentés au dessus).

La courbe en trait plein correspond aux cas étudiés précédemment et est indiquée à titre de comparaison (en particulier avec le minimum significatif aux alentours d'il y a 2,7 milliards d'années).

Nous observons que pour les compositions les plus faibles (240 ppm), les pressions obtenues lors des époques reculées étudiées par le modèle peuvent être plus importantes que celles que nous avons rapportées précédemment : nous atteignons 50 mbar à comparer aux 30 mbar précédents. Là encore, toutefois, il s'agit de basses pressions qui sont loin d'indiquer la présence d'une atmosphère dense et humide. Dans ce cas, l'atmosphère actuelle obtenue à partir du modèle serait composée d'une part plus faible de volatils d'origine volcanique que dans le cas de référence. Pour de très faibles compositions, il apparaît même que près de la moitié de l'atmosphère présente dérive d'une atmosphère primordiale (créée au cours des époques anciennes et antérieures à 3 milliards d'années) lentement érodée par l'action de l'échappement non thermique. La phase de croissance de l'atmosphère sous l'action du volcanisme est ici réduite et l'échappement est le mécanisme majeur qui dirige l'évolution atmosphérique.

Toutefois, dès que des concentrations plus importantes sont employées, et ce, tout en restant dans des domaines raisonnables, il est possible d'obtenir des évolutions très similaires à celles que nous pouvions observer dans les modèles qui ont recours au « manteau froid » présenté auparavant. Dans ces cas, l'atmosphère apparaît comme issue en large partie de l'activité volcanique et du dégazage, elle est plus jeune.

L'utilisation des courbes de production de croûte liées à des températures mantelliques plus élevées mène toutefois à des atmosphères actuelles qui sont plus vieilles, en moyenne (et à tous autres paramètres équivalents), que dans les cas où le manteau est plus froid. Ceci s'explique par le fait que le dégazage du manteau chaud se produit plus tôt de façon plus intense et que l'activité

tardive en est d'autant plus réduite. L'apport tardif en volatils volcaniques est donc réduit. L'activité de la planète semble aussi s'arrêter (ou tomber en dessous des seuils du modèle de Breuer et Spohn) plus tôt qu'avec un manteau moins chaud (avec un « arrêt » il y a 1,5 milliards d'années au lieu de 750 millions d'années). L'âge moyen obtenu à partir de ces derniers modèles varie autour de 2 milliards d'années environ.

Nous avons aussi utilisé des modèles alternatifs de production de croûte adaptés d'une étude menée par Manga et al. (2006).

La figure 32 détaille la comparaison entre les résultats obtenus à l'aide de ce modèle et ceux qui employaient les données fondées sur les travaux de Breuer et Spohn. Nous testons toute la gamme des paramètres acceptables avec, en particulier, différentes valeurs pour la composition en  $\text{CO}_2$  du manteau (et donc des laves). Les résultats obtenus avec ce nouveau modèle sont légèrement différents de ceux que nous avons présentés jusqu'ici.

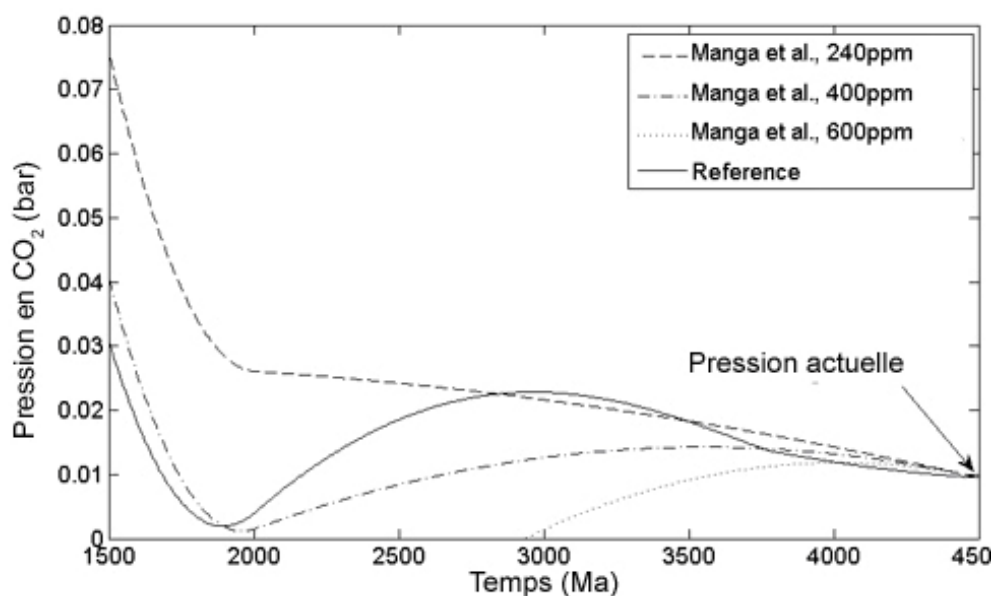


Figure 32 : Evolution de la pression maximum en  $\text{CO}_2$  au cours du temps pour différents modèles de dégazage. La courbe de référence correspond au modèle de Breuer et Spohn (2006) avec une température initiale du manteau de 1800 K et une concentration de 240 ppm. Les autres courbes emploient les dégazages de type « Manga et al., (2006) ». L'efficacité est fixée à 15%.

Pour les valeurs les plus faibles de la concentration en  $\text{CO}_2$ , c'est-à-dire en dessous de 240 ppm de  $\text{CO}_2$ , l'évolution de la pression maximum du  $\text{CO}_2$  ne présente pas le même minimum que ce



que les modèles précédents montraient aux alentours de il y a 2,7 milliards d'années. Le modèle employant les productions de croûte de Manga et al. permet de plus à environ 70 mbar de  $\text{CO}_2$  de demeurer dans l'atmosphère il y a 3 milliards d'années tout en obtenant la situation actuelle par échappement atmosphérique. Ceci est dû aux taux de dégazages plus faibles au cours d'une grande partie de l'évolution de la planète sous ce modèle. Le volume de croûte créé est plus faible et une concentration en  $\text{CO}_2$  faible fait que l'apport de volatils est largement minoritaire par rapport aux pertes par échappement. Dans ce cas, une bonne partie de l'atmosphère actuelle proviendrait de l'atmosphère comparativement plus dense qui reste encore il y a 3 milliards d'années.

Les autres courbes présentent l'évolution de la pression de  $\text{CO}_2$  lorsque la composition des laves est plus riche en volatils (avec en particulier ici deux fois plus de  $\text{CO}_2$  c'est-à-dire 480 ppm). Ce cas est plus proche des modèles précédents et présente bien le même type de minimum au cours du premier milliard d'années de l'époque étudiée.

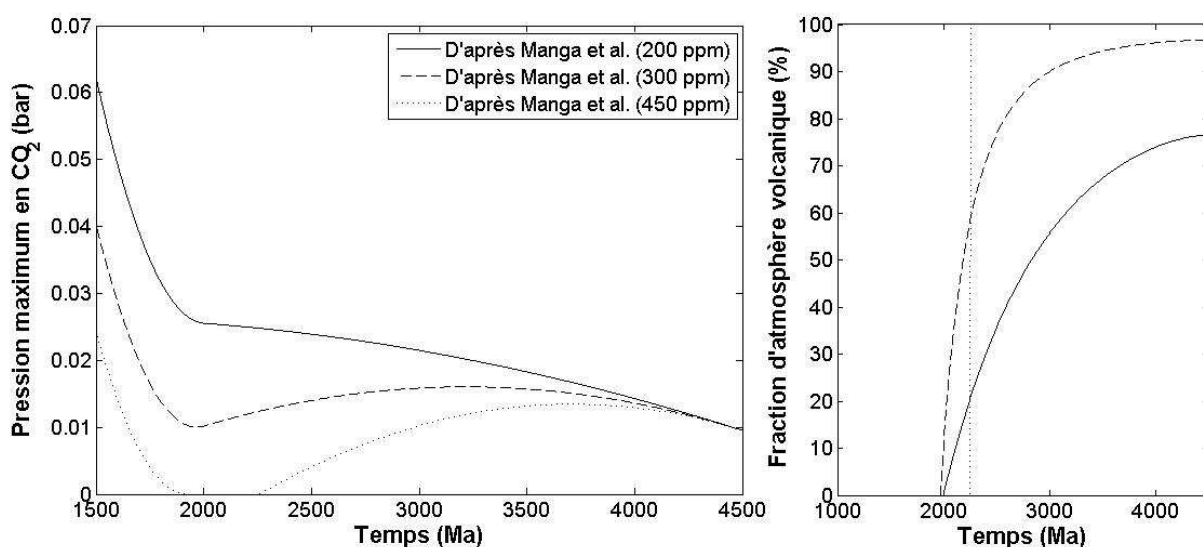


Figure 33 : Evolution de la pression maximum en  $\text{CO}_2$  au cours du temps (gauche) en utilisant le modèle de Manga et al. (2006). Pourcentage d'atmosphère actuelle d'origine volcanique pour chaque évolution (droite). L'efficacité est fixée à 15%. La courbe en pointillée doit être considérée comme un maximum dans le cas où seul l'échappement atmosphérique non thermique décrit dans nos travaux est utilisé. Plus de gaz n'aurait pas pu être retiré de l'atmosphère par échappement. Moins de gaz mènerait à une atmosphère très ténue bien plus rapidement mais serait compatible avec l'évolution tardive. La pression atmosphérique en  $\text{CO}_2$  tombant à 0 aux alentours de il y a 2,5 milliards d'années, il est normal que 100% de l'atmosphère tardive soit volcanique.

**III.3.b/ Echappement atmosphérique.**

Afin de tester tous les paramètres, nous avons aussi comparé plusieurs possibilités pour les données d'échappement atmosphérique. Ainsi nos modèles incluent les estimations employées plus haut et déterminées à la manière de Chassefière et al. (2006), ainsi que les valeurs actuelles plus basses citées par Carlsson et al. (2006) à partir des données de l'instrument ASPERA sur la mission Mars Express et enfin une estimation des pertes légèrement plus importante que Chassefière et al. pour tenir compte de la sous estimation de l'échappement qu'on commet avec ASPERA.

L'aspect des courbes obtenues ne diffère pas des modèles de référence et les résultats sont assez similaires. En revanche, on remarque qu'un échappement plus faible tend à interdire l'occurrence de fortes pressions dans le passé car si une atmosphère dense avait été présente il y a 3 milliards d'années par exemple, un échappement faible aurait été insuffisant pour retirer la quantité de volatils nécessaire pour obtenir l'atmosphère actuelle. Dans les estimations basées sur ASPERA, la quantité totale de gaz qui a été perdue par la planète est bien plus faible que dans le cas où nous employons les estimations de Chassefière et al. Ces estimations favorisent directement l'hypothèse d'une atmosphère jeune et d'origine volcanique car elles permettent au dégazage de jouer un rôle important même lorsque la quantité totale de gaz relâchés dans l'atmosphère est relativement faible (dans le cas d'une activité faible ou d'une composition pauvre en CO<sub>2</sub>, par exemple).

Cependant, le consensus actuel semble pencher vers une estimation finale de l'échappement atmosphérique plus importante que celle qu'on peut tirer des données ASPERA et publiée dans les travaux de Carlsson et al. (2006). En effet il semble que le faible taux d'échappement enregistré par ASPERA sous estimerait la situation réelle d'un facteur indéterminé mais qui pourrait dépasser un ordre de grandeur. ASPERA ne prend en fait pas en compte le flux d'ions de basse énergie lors des mesures de l'échappement, or ce flux ionique pourrait s'avérer un mécanisme important, voire même le processus majoritaire dans la perte des volatils martiens vers l'espace.

A ce jour, aucune réponse définitive n'est encore donnée à cette question car il n'a pas encore été trouvé de méthode de correction efficace et précise de l'erreur commise lors de l'estimation de l'échappement à partir des relevés ASPERA. Il semble raisonnable de supposer de les

flux obtenus via ASPERA constitue un minimum de l'échappement actuel et que les valeurs réelles seront plus importantes. Toutefois, leur valeur définitive est encore inconnue et il demeure impossible de déterminer précisément le facteur correctif pour ASPERA qui pourrait varier entre 2 et plus de 10. Le manque de données et de contraintes nous oblige à employer les résultats de modèles numériques fictifs. Ainsi, les modèles présentant un échappement plus important semblent aussi plus réalistes.

Dans ce cas, l'échappement a pu soustraire une large portion de l'atmosphère au cours des trois derniers milliards d'années, ce qui permet de supposer que l'atmosphère martienne il y a 3 milliards d'années était légèrement plus dense que ce qui est prédit par les données d'ASPERA. On peut donc supposer qu'une pression de quelques dizaines à une centaine de bars environ est raisonnable sous ces hypothèses.

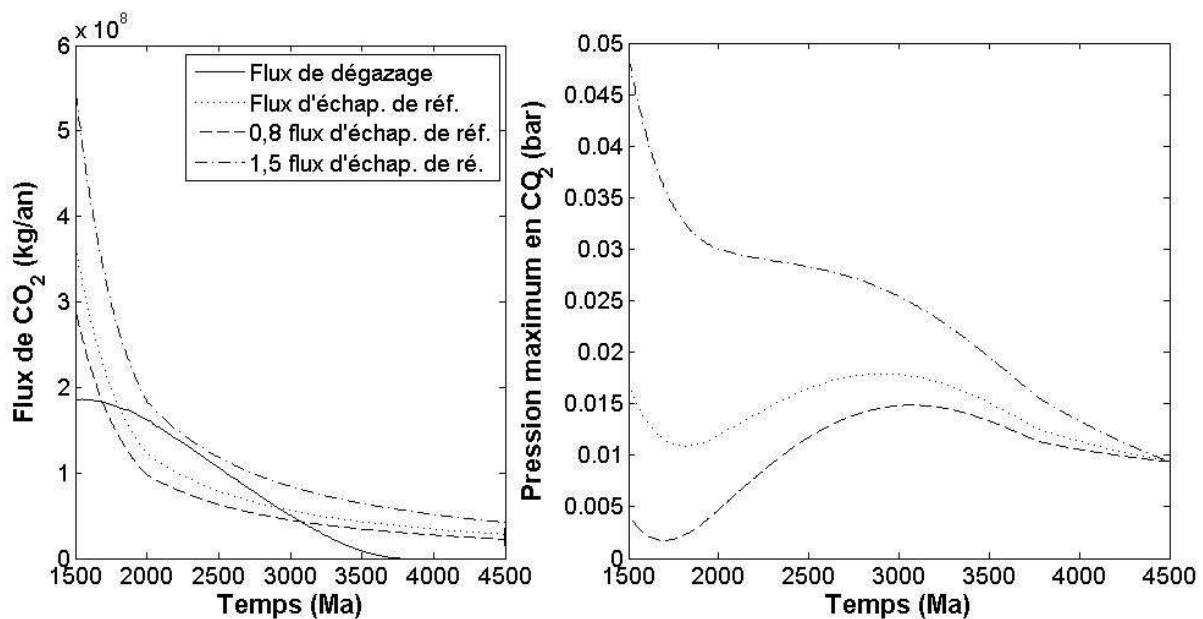


Figure 34 : (gauche) Evolution des flux entrant et sortant de l'atmosphère pour plusieurs paramétrisations de l'échappement atmosphérique. (droite) Evolution des pressions maximum de CO<sub>2</sub> correspondantes. Efficacité : 15%. Modèle de Breuer et Spohn (1800K). Concentration : 200 ppm.

### III.3.c/ Production de croûte calibrée sur l'observation

O'Neill et al. (2007) proposent une gamme de valeurs pour la production de croûte martienne bien plus basse que les données de Breuer et Spohn que nous utilisons ci-dessus. Ces valeurs sont aussi inférieures à celles que proposent Manga et al. En revanche, on peut remarquer que les travaux de Breuer et Spohn incluent un modèle fondé sur l'hypothèse de l'existence d'une croûte primordiale sur Mars au moment où leur évolution est entamée. Ce modèle précis donne des valeurs de production de croûte qui sont également inférieures aux modèles plus simples présentés précédemment et bien plus proches, au contraire, des estimations obtenues par O'Neill en s'appuyant sur les travaux de Greeley et Schneid (contraints par l'observation).

Le taux de production crustal qu'ils emploient est proche de  $0,2 \text{ km}^3/\text{an}$  au cours de l'Hesperien et chute à environ  $10^{-4} \text{ km}^3/\text{an}$  à l'époque actuelle. Nous avons utilisé ces estimations bien distinctes des modèles précédents et nous présentons les résultats obtenus dans la figure 35.

Nous utilisons un profil de décroissance linéaire au cours des trois derniers milliards d'années pour figurer l'évolution présentée par O'Neill et al. et le passage des valeurs relativement peu élevées de l'Hesperien à celles, extrêmement basses du présent. Nous avons employé aussi une large gamme de valeurs pour la composition des laves impliquées dans le dégazage en allant de valeurs faibles de l'ordre de 200 ppm (massique) aux valeurs plus hautes employées par O'Neill et al. (> 500 ppm) ou encore plus élevées, mais qui sont envisageable au cours du volcanisme martien par analogie avec la Terre (jusqu'à 2000 ppm). L'efficacité du dégazage est maintenue à 15%.

Les résultats que nous obtenons pour les concentrations élevées en  $\text{CO}_2$  sont similaires à ce que nous obtenons pour les autres modèles (à plus basses concentrations, pourtant) étudiés précédemment et présentent les mêmes caractéristiques telles que le fait de générer une atmosphère secondaire d'origine volcanique, le minimum de pression de  $\text{CO}_2$  il y a 2,5 milliards d'années et les pressions plus importantes il y a 3 milliards d'années. Le domaine de pressions de  $\text{CO}_2$  est aussi conservé et le même ordre de grandeur est obtenu pour ces valeurs. Pour obtenir ces résultats, il faut toutefois employer de fortes concentrations de  $\text{CO}_2$  comparativement aux autres modèles. Ainsi la limite inférieure de ce domaine est située environ à 1600 ppm, ce qui demeure dans une gamme similaire aux estimations terrestres des laves (on peut monter facilement jusque 2000 ppm dans certains cas de volcanisme de point chaud). Dans ce modèle, au cours de l'évolution tardive de l'atmosphère martienne, c'est-à-dire entre il y a 2 milliards d'années et l'époque présente,

nous n'observons pas de fortes variations de pression. En fait, après la première période de décroissance forte qui se termine il y a 2,5 milliards d'années avec le minimum de pression, l'état de la pression de l'atmosphère change peu (avec un écart d'environ 5 mbar). De ce fait, le minimum ainsi que le maximum de pression plus tardif sont beaucoup moins marqués que dans les modèles qui utilisent les résultats tirés des travaux de Breuer et Spohn. La valeur minimum est toutefois du même ordre de grandeur dans les deux modèles et c'est plutôt la recréation tardive de l'atmosphère secondaire qui est moins intense et plus diffuse qu'avec un taux de production crustal élevé. Ici, l'effet est plus réparti sur les 2,5 derniers milliards d'années et donc moins visible.

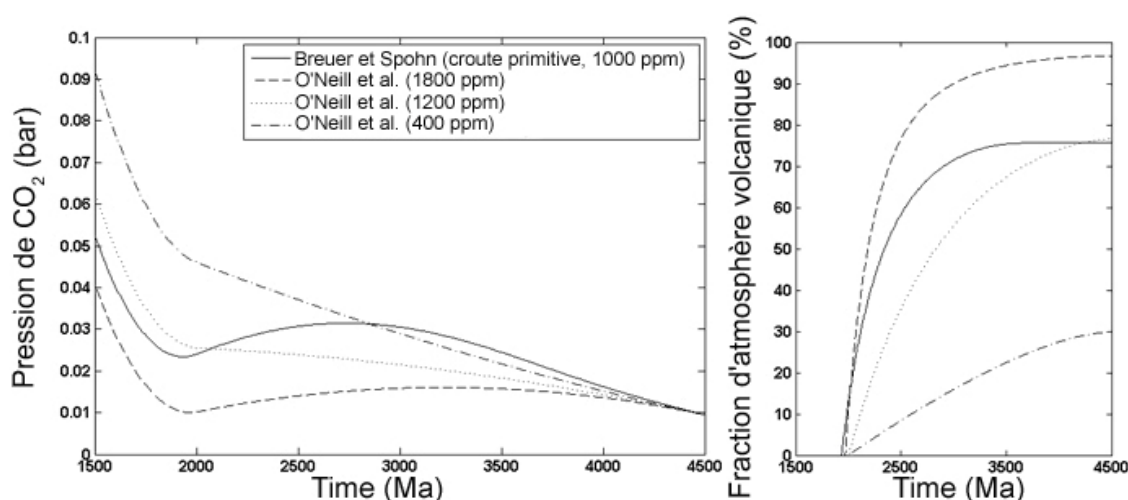


Figure 35 : (gauche) Evolution de la pression maximum en CO<sub>2</sub> au cours du temps pour le modèle de O'Neill et al. (2007). (droite) Evolution de la fraction de l'atmosphère d'origine volcanique. L'efficacité est fixée à 15%. Le modèle de Breuer et Spohn incluant la présence de croûte initiale est aussi détaillé.

En utilisant une concentration de CO<sub>2</sub> de plus de 1400 ppm (tout en conservant les productions de croûte d'O'Neill et al.), on observe que l'atmosphère actuelle se compose de plus de 90% de volatils d'origine volcanique. De plus, il est possible d'estimer l'âge moyen de l'atmosphère présente à environ 1,25 milliards d'années dans ce cas.

Toutefois, si des concentrations en CO<sub>2</sub> sont employées, c'est l'échappement atmosphérique qui domine l'évolution de la pression atmosphérique au cours des trois derniers milliards d'années. Le domaine de concentration qui mène à cette situation correspond à des valeurs allant de notre seuil inférieur, 240 ppm, jusqu'à environ 800 ppm. Ces valeurs sont compatibles avec les données martiennes et terrestres pour le contenu du manteau. Dans ce type de modèle, l'atmosphère

actuelle est bel et bien un reste d'une atmosphère ancienne (soit primitive soit légèrement plus tardive mais au moins âgée de plus de 3 milliards d'années). Ces concentrations mènent en effet à des estimations qui laissent supposer que l'atmosphère actuelle serait composée de moins de 55% de gaz d'origine volcanique. De plus l'âge de telles atmosphères serait supérieur à 2 milliards d'années.

Entre ces deux cas extrêmes, on observe un cas intermédiaire pour les concentrations en CO<sub>2</sub> comprises entre 800 et 1400 ppm. Dans ces modèles, la composition de l'atmosphère est un mélange de gaz d'origine volcanique et de ce que l'échappement a épargné de l'atmosphère ancienne. Une large partie des volatils est clairement produite par l'activité volcanique de la planète mais il reste une composante non négligeable plus ancienne. Les courbes d'évolution de la pression totale nécessaire pour obtenir la situation actuelle ne présentent toutefois pas de minimum de pression ni de maximum plus tardif comme on a pu l'observer dans les modèles où le flux de dégazage est plus important. L'échappement atmosphérique est le processus qui domine cette évolution et il cache l'apport constant (mais de plus en plus faible) des gaz issus de l'intérieur de Mars. Dans ces modèles, on peut observer une atmosphère actuelle à 55% composée de volatils dégazés pour une concentration de 800 ppm jusqu'à 76% pour une concentration fixée à 1200 ppm. De même, l'âge moyen de l'atmosphère est estimable à environ 1,6 milliards d'années pour ces modèles.

Les résultats des calculs employant le modèle de Breuer et Spohn avec croûte primitive sont essentiellement similaires à ceux que nous venons de présenter pour O'Neill et al. Nous avons également testé différentes concentrations allant de 200 à 2000 ppm. Comme ci-dessus, quand la quantité de CO<sub>2</sub> est suffisante pour compenser les pertes par échappement atmosphérique, nous pouvons observer le minimum il y a environ 2,5 milliards d'années environ puis une augmentation progressive de la pression à mesure que le volcanisme recrée une atmosphère de CO<sub>2</sub> et enfin une lente diminution de la pression vers la situation actuelle au moment où le volcanisme ralentit progressivement et atteint de faibles valeurs compatibles avec les données présentes. Pour observer la formation d'une atmosphère jeune dans les conditions décrites, nous avons besoin de plus de 800 ppm de CO<sub>2</sub> dans les laves (et moins de 1500 ppm également). Au contraire de l'évolution précédente, ici, le minimum et le maximum de pression sont bien marqués en raison du profil non linéaire de décroissance du volcanisme.

A partir de laves contenant environ 1000 ppm de CO<sub>2</sub>, nous obtenons une atmosphère présente contenant de l'ordre de 75% de volatils issus du dégazage de la croûte. Une telle atmosphère aurait de plus un âge moyen proche de 2 milliards d'années. Pour une concentration en CO<sub>2</sub> telle que 1200

ppm, le pourcentage de gaz récents passe à 88% tandis que l'âge moyen reste sensiblement le même.

Des concentrations en CO<sub>2</sub> plus faibles (< 600 ppm) dans les laves, toutefois, impliquent que l'atmosphère ne reçoit pas assez de volatils d'origine volcanique pour mettre en place une atmosphère secondaire significative ; il n'est pas alors possible d'observer un maximum tardif dans l'évolution de la pression atmosphérique et une grande partie de l'atmosphère présente est alors constituée de gaz anciens. L'échappement atmosphérique est dans ce cas le processus majeur qui gouverne l'évolution de l'atmosphère de la planète. Ainsi pour 800 ppm, 60% de l'atmosphère est d'origine volcanique tandis que pour 600 ppm de CO<sub>2</sub> ce rapport tombe à 45%.

Le même rapport entre volatils d'origine ancienne et d'origine volcanique, dans le cas du modèle de Breuer et Spohn sans croûte primordiale donne le résultat suivant : pour seulement 200 ppm de CO<sub>2</sub>, 88% du contenu de l'atmosphère provient du dégazage jeune tandis que l'âge moyen se maintient aux alentours de 1,9 milliards d'années.

Les différentes pressions que nous avons obtenues dans nos modèles sont compatibles avec l'existence de figures géomorphologiques fluviales il y a environ 3 milliards d'années, ainsi qu'il a été rapporté par Mangold et al. (2004). De plus, lorsque nous employons le modèle de Breuer et Spohn incluant la présence de croûte primordiale, la pression maximale de CO<sub>2</sub> peut être associée à une pression partielle en vapeur d'eau de l'ordre de 22 mbar comme calculé plus haut. Cette pression serait assez élevée pour permettre à l'eau liquide d'exister à la surface de Mars dans une atmosphère réchauffée par quelque phénomène. Ainsi, l'action de certains volatils (comme les sulfures) relâchés par l'activité volcanique pourrait être à l'origine de l'effet de serre fournissant à l'atmosphère la chaleur nécessaire pour maintenir de l'eau à l'état liquide pendant un temps compatible avec la formation des vallées dendritiques. L'utilisation des données employées par O'Neill et al. mène à des résultats similaires mais avec une pression plus faible (11 mbar), ce qui se trouve bien plus près du point triple et rend la présence d'eau liquide d'autant plus difficile.

## IV/ Discussion.

En résumé, selon l'évolution du taux de production volcanique de volatils et de celui des pertes par échappement, plusieurs scénarii peuvent être proposés.

Pour les cas présentant une activité faible comparativement à l'échappement, comme pour le modèle d'O'Neill et al. qui proposent une production de croûte de l'ordre de  $10^{-4}$  km<sup>3</sup>/an au temps présent, nous trouvons qu'en général la moitié au plus de l'atmosphère est produite lors des derniers 2,5 milliards d'années et que l'âge moyen de l'atmosphère actuelle peut être estimé à 1,8-2 milliards d'années. L'évolution de la pression atmosphérique compatible avec la situation présente est essentiellement une décroissance régulière avec le temps en partant de valeurs de l'ordre de quelques dizaines (jusqu'à la centaine environ) de millibars, il y a 3 milliards d'années.

Pour une activité volcanique plus intense comme celle qui est obtenue par Breuer et Spohn ou Manga et al. (autour de  $10^{-2}$  km<sup>3</sup>/an à l'époque actuelle), ou pour un dégazage plus important de laves riches en CO<sub>2</sub> dans le cadre d'une production de croûte de type « O'Neill et al. » (c'est-à-dire avec plus de 1000 ppm de CO<sub>2</sub>), nous obtenons une situation radicalement différente et plus de 75% de l'atmosphère actuelle s'avère constituée de gaz d'origine volcanique introduit dans l'atmosphère au cours des deux derniers milliards d'années. Dans ce cas, l'âge de l'atmosphère est plutôt de l'ordre de 1,25 à 1,6 milliards d'années. L'évolution de l'atmosphère se fait alors en deux phases. Tout d'abord un échappement intense des volatils vers l'espace alors que les pertes sont plus importantes que l'apport par dégazage à partir de il y a 3 milliards d'années et pendant environ 500 millions d'années, puis une augmentation de la pression en CO<sub>2</sub> tandis que l'échappement devient plus faible que le dégazage et qu'une atmosphère secondaire jeune se forme.

D'après nos travaux, l'hypothèse selon laquelle l'atmosphère actuelle pourrait être une atmosphère jeune et d'origine volcanique est tout à fait réaliste. En effet, nos modèles montrent que les volatils sont relâchés dans l'atmosphère en suffisamment grandes quantités, ce qui est possible dans chaque modèle de production de croûte en conservant des concentrations de CO<sub>2</sub> réalistes vis-à-vis des données terrestres et SNC, le volcanisme joue un rôle significatif dans l'évolution de l'atmosphère. Ainsi, l'atmosphère actuelle, mélange de gaz de deux origines est largement influencée par les volatils issus du dégazage même pour des modèles où l'activité de la planète est relativement faible (comme ceux de O'Neill). En effet, l'atmosphère actuelle ne nécessite que 800 ppm de concentration de CO<sub>2</sub> dans les laves dégazées pour être composée de 55% de volatils d'origine volcanique, ce qui est raisonnable.



En revanche, il n'est pas possible d'écarter l'hypothèse selon laquelle l'échappement est le mécanisme dominant et la situation actuelle est le résultat de pertes progressives vers l'espace des gaz qui constituaient une atmosphère ancienne dont nous n'observons que la partie restante actuellement. En effet, pour une faible activité volcanique et une faible concentration de volatils dans les laves (en particulier si le manteau martien est très appauvri), ou si peu de volatils atteignent la surface, le dégazage peut s'avérer si faible qu'il est complètement dominé par l'action de l'échappement. Il ne contribue alors que pour une faible part de l'atmosphère présente et l'évolution de la pression se résume à une diminution progressive tout au long des quatre derniers milliards d'années.

Il semble très raisonnable de penser que l'activité volcanique martienne est faible comparée à celle de la Terre et l'a été tout au long de son histoire (ce qui correspond à nos estimations inférieures). Cependant, ce paramètre seul n'assure pas une conclusion définitive quant à l'évolution de l'atmosphère de Mars et ne réfute pas l'hypothèse d'une atmosphère jeune.

Si plusieurs facteurs sont conjugués toutefois (échappement atmosphérique fort, activité faible et surtout contenu des laves faible en volatils), alors il n'y a pas de doute que l'échappement est le phénomène majeur et que l'effet du volcanisme devient négligeable, ce qui implique une atmosphère ancienne qui a simplement été érodée.

Pour que l'atmosphère de Mars soit jeune le contenu en volatils des laves doit être assez élevé. Dans le cas d'une évolution de la production de croûte de type Breuer et Spohn, il faut une concentration équivalente à seulement 400 ppm de CO<sub>2</sub> environ, ce qui demeure plus élevé que la concentration moyenne des SNCs, généralement inférieure à 100 ppm. Cependant, pour des estimations de la production volcanique qui semblent plus réalistes, telles que le modèle avec croûte primordiale de Breuer et Spohn ou les valeurs issues de l'observation citées par Greeley et Schneid, le minimum absolu est de 800 ppm. Il est concevable que Mars puisse produire des laves à de telles concentrations bien que les valeurs nécessaires soient relativement élevées. Il est important de constater que des mesures précises et une étude du contenu en volatils des roches volcaniques martiennes pourrait nous fournir une contrainte forte et peut-être nous permettre de trancher en faveur de l'une ou l'autre des possibilités.

Il est aussi possible de s'intéresser aux résultats d'un autre point de vue en se préoccupant de la pression totale en CO<sub>2</sub> qui régnait il y a 3 milliards d'années tout en posant la contrainte d'être

compatible avec la situation actuelle. Il s'agit donc d'étudier la quantité de CO<sub>2</sub> qui restait après les différents échanges précoces tels que l'échappement hydrodynamique l'érosion par impacts, le dégazage précoce massif, etc. Nos modèles proposent une estimation intéressante dans la mesure où les taux de production crustale ou des contenus en CO<sub>2</sub> des laves n'en entraînent pas de variation majeure. Nous obtenons des valeurs allant, pour les extrêmes, d'une pression nulle à une pression (il y a 3 milliards d'années) de l'ordre du dixième de bar. Nos estimations les plus réalistes placent toutefois la gamme de pressions entre 40 et 90 mbar. Ainsi, en l'absence de réservoir caché important ou de perte non-identifiée à ce jour, il semble peu probable que la pression de CO<sub>2</sub> dans l'atmosphère martienne ait atteint des valeurs plus élevées que cela. La seule possibilité claire pour que l'atmosphère martienne ait été significativement plus dense au cours de la période étudiée est que nous sous-estimions largement l'échappement atmosphérique.

Ces résultats impliquent aussi que Mars n'a sans doute pas connu d'atmosphère dense au cours des trois derniers milliards d'années et qu'il est possible que même durant la période précédente, la pression ait été plus faible que prévue. Une atmosphère primitive dense et épaisse est toujours réaliste et même probable, cependant, il paraît logique que des mécanismes très efficaces aient été impliqués dans l'érosion massive de cette atmosphère assez tôt dans l'histoire de la planète.

Une atmosphère plus fine n'empêche pas la présence d'eau liquide en surface pour autant si les bonnes conditions sont respectées. En effet, il semble que même à des pressions partielles faibles, comme dans nos modèles, le point triple peut être atteint, si la température est assez élevée. Les figures géomorphologiques rapportées par Mangold et al. (2004) semblent confirmer cette idée. De plus, si jamais il était resté plus d'une centaine de bars de CO<sub>2</sub> dans l'atmosphère il y a 3 milliards d'années, il aurait été difficile pour l'échappement d'extraire assez de volatils pour atteindre l'état que nous pouvons observer aujourd'hui, et l'atmosphère actuelle serait bien plus dense. A partir de la situation présente, nous pouvons déterminer une borne supérieure grossière pour la pression de CO<sub>2</sub> dans le passé de Mars.

Ces résultats impliquent aussi que le dégazage doit être modéré, c'est-à-dire que soit le taux de production de croûte doit être assez faible, soit c'est la concentration en CO<sub>2</sub> dans les laves qui doit l'être. En effet pour un apport de volatils très important dans l'atmosphère par le volcanisme, nous obtenons des cas où Mars n'aurait pas eu d'atmosphère pendant une large période de son évolution, ce qui pose le problème de savoir quel mécanisme a pu être à l'origine de ces pertes massives et constantes. L'échappement atmosphérique ne peut pas tout expliquer. Une activité

volcanique faible, toutefois, mène rarement à ce type d'incohérence car elle contrebalance les grandes concentrations de CO<sub>2</sub> nécessaires à la formation d'une atmosphère secondaire volcanique. Il est ainsi probable que les modèles de faible production crustale soient les plus réalistes et les plus cohérents avec les conditions atmosphériques actuelles.

Si, au contraire, il y avait moins de CO<sub>2</sub> dans l'atmosphère il y a 3 milliards d'années (par exemple 30 mbar), nos modèles montrent que l'atmosphère actuelle est sans doute très jeune, peut être âgée de moins d'un milliards d'années, selon nos calculs, et qu'elle est vraisemblablement issue majoritairement de l'action du volcanisme et du dégazage tardif.

On peut remarquer qu'avec nos modèles à faible production de croûte, des concentrations en CO<sub>2</sub> importantes, comme celles qu'on observe sur Terre dans le cas de volcanisme de point chaud (>1000 ppm), sont entièrement viables et donnent des résultats essentiellement similaires à ceux que nous obtenons avec des modèles d'activité volcanique plus intense. Cependant, si des concentrations plus faibles sont employées, l'échappement atmosphérique devient dominant et l'action du dégazage volcanique n'est plus aussi évidente, bien qu'il permette à l'atmosphère actuelle d'être constituée à près de 60% de volatils d'origine interne.

## Appendice I : H<sub>2</sub>O et SO<sub>2</sub>, le rôle des autres volatils volcaniques sur Mars.

A l'aide du modèle précédemment présenté, nous avons pu étudier l'évolution, au cours des trois derniers milliards d'années, de l'atmosphère globale de Mars au travers de son constituant principal, le CO<sub>2</sub>. Cependant, d'autres gaz sont essentiels à la bonne compréhension des conditions de surface de la planète ainsi que de son habitabilité. Ainsi l'eau joue un rôle majeur dans tout ce qui touche à la vie ; il s'agit aussi d'un gaz à effet de serre qu'il convient d'étudier. Le SO<sub>2</sub>, quant à lui, est un produit important du volcanisme et un gaz à effet de serre qui pourrait être à l'origine du réchauffement temporaire de l'atmosphère et donc jouer un rôle important dans l'évolution de Mars. Nous utilisons le modèle développé pour étudier plus précisément l'évolution des gaz secondaires de l'atmosphère de Mars au travers de leur échappement et de leur dégazage volcanique.

### 1) Abondances des volatils.

De la même façon qu'avec le CO<sub>2</sub>, nous fondons nos bilans de matière dégazée sur l'estimation du volume de lave amené en surface par les éruptions volcaniques et de la concentration en volatils de ce matériau. Nous procédons donc de la même manière et devons nous intéresser aux quantités de H<sub>2</sub>O et de SO<sub>2</sub> dans le matériau mantellique. Deux sources en particulier retiennent notre attention : le cas terrestre, seul point de comparaison planétaire à notre disposition, et l'étude des SNCs, seules roches d'origine martienne dont nous disposons.

Il existe des indices suggérant que l'essentiel des matériaux volcaniques martiens est de type basaltique (Greeley, 1987 ; Johnson et al., 1991). Il convient donc de les comparer à des exemples terrestres proches.

Intéressons-nous tout d'abord au cas de l'eau. Sur Terre, l'analyse des verres dans les MORBs est fiable et plusieurs techniques permettent d'obtenir des résultats convergents, montrant que le contenu en eau varie entre environ 1000 et 6000 ppm (Moore, 1970 ; Moore et Schilling, 1973 ; Delaney et al., 1978 ; Byers et al., 1983, 1984, 1985, 1986 ; Jambon et Zimmermann, 1987 ; Dixon et al., 1988 ; Michael, 1988). Selon le type de MORB considéré, les valeurs peuvent varier mais restent

assez proches. Une moyenne de 3000 ppm avec une variabilité d'environ 1000 ppm est estimée par Jambon (1994), qui ajoute que ces quantités représentent essentiellement l'eau magmatique. Les basaltes sur Terre ont une concentration en eau de l'ordre de 0,1-0,5 % (mass.) en eau. Les laves hawaïennes en particulier tombent dans le haut de cette fourchette. Gerlach et Graeber (1985) ainsi que Greenland (1987) ont estimé le contenu en eau de laves trouvées à Hawaï à 0,3% lors de leur ascension hors du manteau. Metrich et al., (1991) rapportent un contenu de 0,46 % (mass.) pour les laves de Lakagigar.

Dans le cas d'estimations martiennes, encore une fois, les résultats varient largement. On notera par exemple que Dreibus et Wänke (1985) ont estimé le contenu du manteau martien à 36 ppm environ, tandis que McSween et al. (2001) retiennent des valeurs de l'ordre de plusieurs centaines de ppm. En suivant Médard et Grove (2006), on peut calculer, à partir de la distance Soleil-Mars, et en prenant en compte le fait que la plupart des modèles d'accrétion placent l'origine du matériau constitutif de la planète à des distances de l'ordre de 2,5 u.a. (et jusqu'à 1 à 2 u.a. de la planète elle-même ; Morbidelli et al., 2000 ; Raymond et al., 2006 ; Chambers, 2004), une estimation de la concentration totale en eau à la formation de Mars. En utilisant un modèle de condensation homogène (Barshay et Lewis, 1976), on peut obtenir alors une valeur de 3,5% (mass.) d'eau environ dans le matériau accrété total. Il est donc possible que Mars ait été riche en eau à sa création. Toutefois, au cours de son évolution, Mars s'est sans doute asséchée en se dégazant (Frank et Bounama, 1995 ; Senshu et al., 2002 ; Médard et Grove, 2006), ce qui a mené à la perte dans son atmosphère de la plus grande partie de l'eau interne (environ 2,5% mass.). La quantité maximale de H<sub>2</sub>O pouvant demeurer dans les couches inférieures du manteau martien, de cette façon, correspond, d'après Médard et Grove, à environ 0,4% (mass.).

Les données disponibles permettent de tirer des conclusions plus précises. En effet, comme mentionné plus haut, les laves martiennes semblent être basaltiques et une étude morphométrique d'écoulements individuels permet de déterminer qu'il s'agirait de basaltes andésites (Zimbelman, 1985) compatibles avec un contenu en eau de 0,5 % (mass.). Des données SNC permettent d'obtenir une valeur sensiblement similaire (Watson et al., 1994). D'autres études sur les SNCs donnent des valeurs légèrement différentes : Johnson et al. (1991) ont étudié la météorite de Chassigny et estimé que le magma parent devait avoir une composition de 1,5 % d'eau. Gooding et al. (1990), quant à eux, ont trouvé une concentration de l'ordre de 200 ppm. Il convient donc de prendre pour bornes à notre étude 0,1% et 1% environ, ce qui rassemble la plupart des estimations.

Il existe de plus une grande quantité d'eau sur Mars en sous sol (d'après l'instrument GRS sur Mars Odyssey) ou dans les calottes polaires, constituées majoritairement d'eau sous forme solide (d'après MARSIS, Picardi et al., 2005). Ces réservoirs sont difficiles à déstabiliser dans l'état actuel du climat martien comme nous l'étudierons plus loin.

Le soufre, quant à lui, sur Terre, dans les MORBs, est présent avec une concentration moyenne de 1060 ppm et une variabilité de 230 ppm (Kanehira et al., 1973 ; Moore et Schilling, 1973 ; Mathez, 1976 ; Delaney et al., 1978 ; Byers et al., 1983, 1984, 1986 ; Peach et al., 1990 ; Chaussidon et al., 1991). L'étude des verres basaltiques hawaiiens donne des résultats similaires avec 1020 ppm en moyenne et une variabilité de 300 ppm (Killingley et Muenow, 1975 ; Muenow et al., 1979 ; Byers et al., 1985 ; Garcia et al., 1989 ; Dixon et al., 1991). Cependant, la valeur moyenne pour les éruptions terrestres serait plus basse, aux alentours de 800 ppm (Palais et Sigurdsson, 1989 ; Sigurdsson, 1990). Gerlack et Graeber (1985) ont estimé le contenu des magmas hawaiiens à la sortie du manteau à entre 900 et 1300 ppm, tandis que Metrich et al. (1991) rapportent que le contenu pré-éruptif des laves du Lakagigar aurait été de 2600 ppm de S dont 1000 à 2000 ppm environ auraient été dégazés. Enfin, Sigurdsson (1990) a mesuré le contenu en soufre des laves de l'éruption du Tarawera à 2000 ppm. Il est possible toutefois que le contenu en soufre des magmas martiens soit supérieur à celui des laves de la Terre (Plescia, 1993), ce qui est suggéré par les études de Johnson et al. (1991) sur les SNCs, bien que les données soient très éparpillées. De plus, une étude de Gaillard et Scaillet (2009) suggère que le contenu initial (avant dégazage) en soufre des laves martiennes pourrait atteindre jusqu'à 7000 ppm. Le soufre contenu dans les laves est généralement dégazé sous forme de SO<sub>2</sub>.

## **2) L'eau et le climat martien**

Nous employons la même méthode que dans le cas du CO<sub>2</sub> pour déterminer l'évolution de la pression en eau à l'état gazeux dans l'atmosphère de Mars. Ainsi, nous employons la même estimation que Chassefière et al. (2007) pour déterminer la quantité d'eau perdue par échappement non thermique au cours des trois derniers milliards d'années. La perte d'eau par recombinaison dissociative est obtenue à partir des travaux de Luhmann et al. (1992). Le taux d'échappement associé au criblage provient de deux sources qu'il faut combiner pour obtenir la donnée recherchée :

Johnson et Luhmann (1998) pour l'intensité du flux d'ions ré-impactant l'atmosphère martienne, et Leblanc et Johnson (2002) pour l'efficacité des ions ré-impactant l'atmosphère à éjecter des particules atmosphériques neutres vers l'espace. Lammer et al. (2003) nous ont permis d'obtenir le flux d'échappement ionique pour les différentes époques considérées. Ma et al. (2004) sont la source que nous avons retenue pour calculer l'échappement par écoulement ionosphérique : ils ont calculé ce résultat pour les maxima et minima solaires, ce qui nous permet d'extrapoler l'état des époques passées à partir de la situation actuelle à l'aide d'une simple loi exponentielle.

Nous obtenons ainsi des évolutions distinctes pour l'eau totale dans les couches externes de Mars en fonction de la quantité dégazée (composition des laves et production volcanique) que nous présentons dans la figure 36. Nous avons utilisé plusieurs contenus en eau pour les laves martiennes déterminés en accord avec la partie précédente. De plus nous utilisons un taux de production de croûte en accord avec les modèles les plus raisonnables produisant une faible quantité de matériau fondu, tels que celui de Breuer et Spohn avec croûte primitive ou celui d'O'Neill et al., et compatibles avec les observations des zones volcaniques (Greeley et Schneid, 1991).

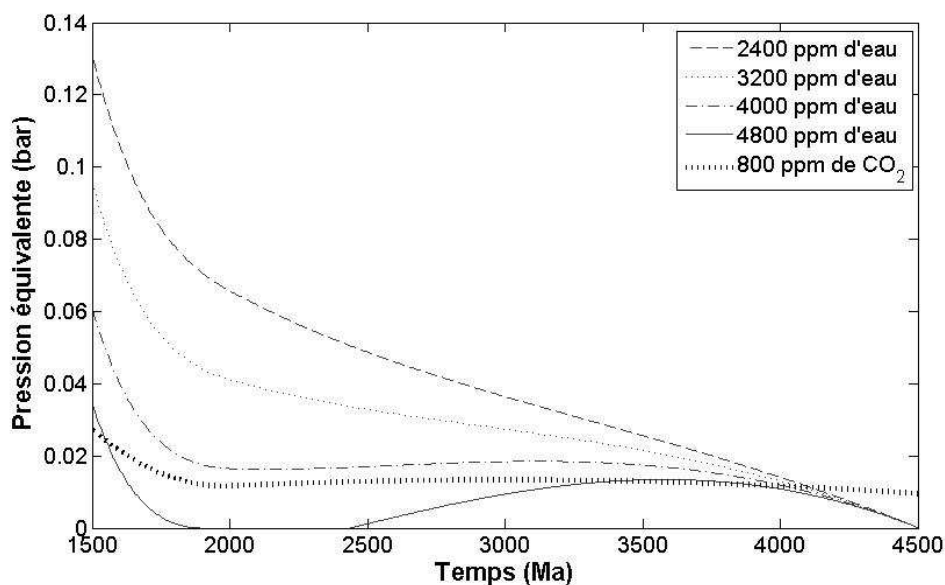


Figure 36 : Pression équivalente partielle en vapeur d'eau pour différentes compositions des laves martiennes (2400, 3200, 4000, 4800 ppm). Nous avons ajouté la courbe représentant la pression de CO<sub>2</sub> à des fins de comparaison. L'efficacité du dégazage est fixée à 15%, la production de magma est compatible avec les observations. L'âge moyen de l'atmosphère actuelle est dans ce cas de 1500 millions d'années environ et entre 70 et 80% des gaz qui la composent sont d'origine volcanique.

Le contenu en eau actuel de l'atmosphère est très faible sur Mars, ce qui explique la faible valeur à l'extrémité droite du diagramme, en particulier par rapport au CO<sub>2</sub> ; nous choisissons ici de ne considérer que la phase gazeuse des couches externes de Mars pour déterminer l'eau disponible. On remarque toutefois que le profil de l'évolution suit grossièrement le même type d'évolution que celui du CO<sub>2</sub> avec une période tardive relativement stable et une période primitive de décroissance majeure séparées, dans certains cas où le dégazage joue un rôle important, par une zone de croissance atmosphérique. Ainsi pour de faibles dégazages, la quantité d'eau décroît progressivement à partir de valeurs bien plus élevées que celles du CO<sub>2</sub> : on observe ainsi des pressions équivalentes de l'ordre du dixième de bar, voire plus, pour des concentrations faibles (moins de 3000 ppm d'eau). L'échappement joue un rôle majeur en dictant l'évolution et la perte de l'eau vers l'espace. Pour des concentrations intermédiaires (vers 4000 ppm) le contenu en eau global est stable pendant près de deux milliards d'années (entre il y a 2,5 Ga et 0,5 Ga à peu près). Au cours de l'évolution primitive et tardive, autour de cette période de stabilité entre échappement et dégazage, on observe la chute de la quantité d'eau due à l'échappement. Pour des concentrations plus élevées (vers 5000 ppm et au dessus) une grande quantité d'eau est apportée par le volcanisme et c'est lui qui impose l'évolution au système. On remarque alors le même type de creux vers il y a 2,5 milliards d'années où les pressions sont très faibles.

Toutefois, il convient de se rappeler que Mars possède des calottes polaires dont l'une au moins (au nord) est constituée d'environ 95% d'eau, ce qui correspondrait à plusieurs millions de kilomètres cubes de volatils piégés sous forme solide (Smith et al., 1999). En incorporant cette quantité d'eau supplémentaire au modèle, nous avons un inventaire plus complet de l'eau disponible pour l'atmosphère. En effet, une partie au moins de cette eau piégée sous forme de glace est susceptible d'interagir avec l'atmosphère. Il existe de plus une quantité indéterminée, mais sans doute non négligeable, d'eau dans les pores du sous sol (Bibring et al., 2004). Cependant, la possibilité qu'a cette eau d'interagir avec l'atmosphère est encore inconnue (en plus de l'incertitude quant à la quantité totale d'eau ainsi disponible). Nous ne considérons donc que l'effet de l'eau contenue dans les calottes polaires. Nous avons choisi une estimation du volume conservative pour les calottes polaires en prenant en compte la quantité d'eau pouvant y être stockée : entre 1 et 3 millions de km<sup>3</sup> (Smith et al., 1999 ; Mouginot, 2008).



## Partie I

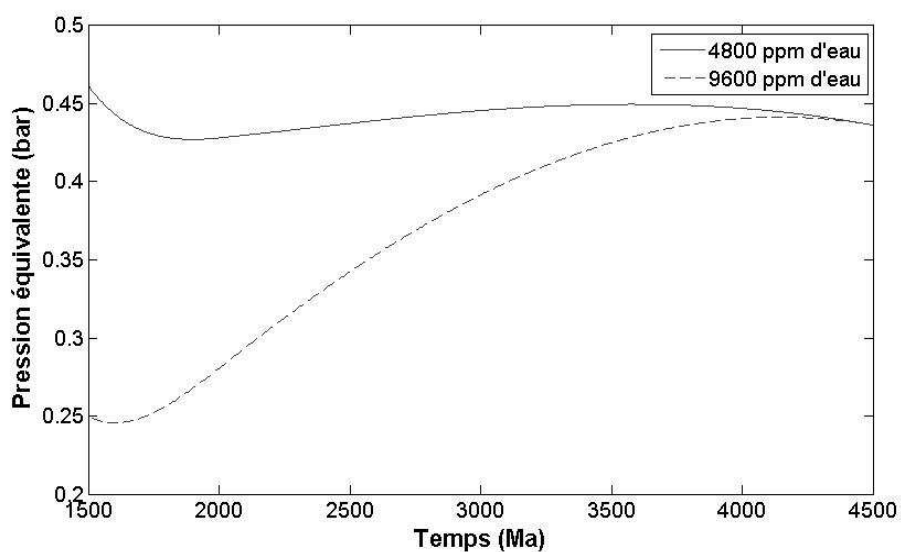


Figure 37 : Pression partielle équivalente en vapeur d'eau dans l'atmosphère de Mars pour plusieurs compositions des laves (4800 ppm et 9600 ppm) lorsque le contenu des calottes polaires est pris en compte. Les mêmes paramètres que pour la figure précédente sont employés.

On remarque tout d'abord que la quantité totale d'eau disponible (ici entièrement exprimée en termes de pression équivalente) est bien plus grande que les variations observées dues aux effets de l'échappement et du dégazage volcanique. Dans le cas présenté plus haut, où la concentration était de l'ordre de 2000 ppm, les variations correspondaient à environ 10 à 25 % de la quantité d'eau issue des calottes polaires (selon le volume effectif retenu pour ces calottes). Dans le cas d'une concentration plus élevée de l'ordre de 5000 ppm, la variation est encore plus faible. Nous avons de plus représenté un cas où la concentration des laves en eau est élevée (proche de la limite supérieure déterminée en première partie pour l'eau dans le matériau fondu), c'est-à-dire de l'ordre de 1% (mass.) Dans ce cas, l'échappement n'est, au cours de la période allant de 1500 à 2,5 milliards d'années, pas assez fort pour compenser le dégazage et il y a augmentation de la quantité d'eau dans les enveloppes externes de la planète. On passe ainsi de 0,25 bar au total à 2,5 milliards d'années à 0,45 à une époque tardive. Cependant, on distingue lors de deux phases, à l'époque actuelle ainsi qu'il y a 3 milliards d'années, que l'échappement est dominant et qu'il y a perte nette d'eau (à l'époque primitive parce que l'échappement était colossal, et à l'époque présente parce que le dégazage est devenu minime).

Cependant, les pressions en eau dans l'atmosphère de Mars calculées ci-dessus ne sont pas représentatives de la situation réelle. Il s'agit d'un bilan total de l'eau disponible hors de l'enveloppe solide de la planète et non d'une pression atmosphérique réelle. En effet, cette dernière dépend directement des conditions de pression/température en surface. Selon la température de surface, en effet, l'eau disponible pourra être en phase liquide, solide ou gazeuse. La température agit directement sur la pression de vapeur saturante, pression d'eau maximale dans l'atmosphère dans les conditions considérées. Nous calculons donc à l'aide d'un modèle d'atmosphère martienne la température de surface de Mars pour les conditions obtenues à l'aide de notre modèle. La pression du CO<sub>2</sub>, gaz à effet de serre, est directement liée à cette température. Le modèle employé a été développé par Forget et al. (1999, par exemple). La simulation employée correspond au bilan énergétique moyen sur l'année martienne. La pression atmosphérique varie avec la pression en CO<sub>2</sub>, principal constituant de l'atmosphère. On en déduit alors une température puis la pression de vapeur saturante de l'eau que l'on compare à la quantité d'eau disponible. Selon la température atmosphérique, l'eau qui n'est pas passée en phase vapeur condense en phase liquide ou solide.

Cependant, il existe plusieurs façons de traiter la détermination de la température de surface. La plus simple consiste à simplement augmenter la quantité de gaz à effet de serre en conservant tous les autres paramètres fixes. Ceci nous mène à une augmentation de la température de surface à mesure que la quantité de CO<sub>2</sub> augmente dans l'atmosphère. Ainsi, on peut calculer avec le modèle atmosphérique que pour une augmentation de la pression de 10 mbar à 50 mbar (l'ordre de grandeur que nous trouvons au cours des trois derniers milliards d'années), la température augmente de quelques degrés, passant de 208,7 K à 213 K. Toutefois, sur Mars, avec le CO<sub>2</sub> comme constituant majeur de l'atmosphère, une augmentation de la masse atmosphérique s'accompagne sans nul doute d'une augmentation proportionnelle de la quantité d'aérosols et de poussières en suspension, ce qui aurait l'effet inverse.

En effet au travers du modèle, on obtient que pour la même variation de pression que ci-dessus (de 10 à 50 mbar), on réduit la température de 208,7 K à 195 K. Nous ne discutons pas ici des problèmes liés aux nuages de CO<sub>2</sub> dans l'atmosphère martienne qui ne sont pas résolus : l'effet des nuages est très complexe avec de nombreuses rétroactions que nous ne comprenons pas encore complètement. Nous nous limitons donc à mentionner le fait que Kasting (1991) prédit, à partir de modèles climatiques, que l'augmentation de la pression de CO<sub>2</sub> pourrait entraîner la formation de nuages qui réduiraient efficacement la température de l'atmosphère. Cependant, certaines autres

études obtiennent des résultats différents (Mischna et al., 2000, par exemple). En appliquant ces données à notre simulation, nous obtenons les résultats suivants (figure 38).

Les pressions effectives dans l'atmosphère sont très basses par rapport à la quantité d'eau disponible, et ce, quelle que soit la composition choisie pour les laves martiennes : elles représentent une fraction minuscule de l'eau des calottes (moins d'un centième) et même par rapport aux variations dues au dégazage (de l'ordre du dixième). La pression partielle en eau est évidemment plus basse pour le cas où la température diminue avec l'augmentation de la pression partielle en  $\text{CO}_2$  à cause des aérosols.

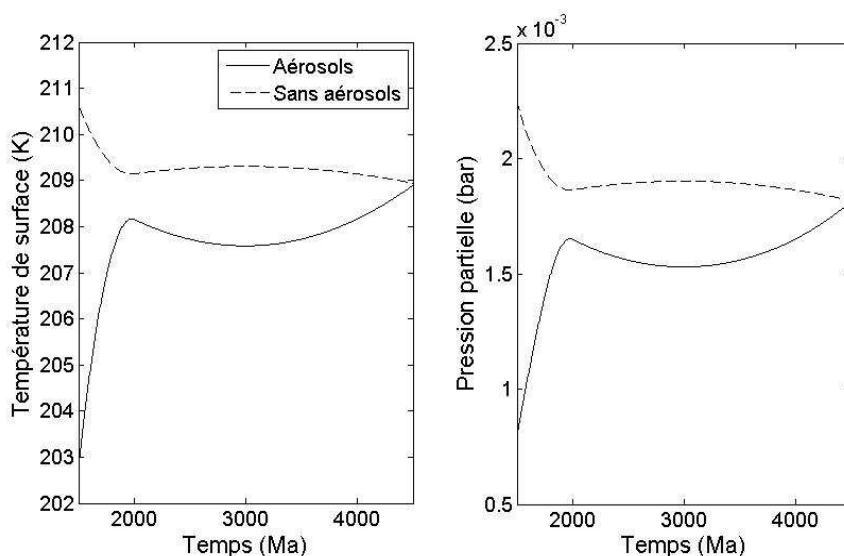


Figure 38 : Pressions partielles effectives en vapeur d'eau dans l'atmosphère martienne pour deux modèles d'atmosphère : avec prise en compte de l'effet de serre et de celui des aérosols ou avec uniquement la prise en compte de l'effet de serre. Les paramètres sont les mêmes que ceux qui ont été utilisés plus haut. La composition des laves est ici de 4800 ppm d'eau.

Les pressions effectives dans l'atmosphère sont très basses par rapport à la quantité d'eau disponible, et ce, quelle que soit la composition choisie pour les laves martiennes : elles représentent une fraction minuscule de l'eau des calottes (moins d'un centième) et même par rapport aux variations dues au dégazage (de l'ordre du dixième). La pression partielle en eau est évidemment plus basse pour le cas où la température diminue avec l'augmentation de la pression partielle en  $\text{CO}_2$  à cause des aérosols. Les températures sont assez stables et restent autour des 200 K en moyenne.

Le cas le plus réaliste pour Mars est celui où les aérosols sont pris en compte et on voit que l'ajout de  $\text{CO}_2$ , pourtant gaz à effet de serre, n'a pas l'effet généralement imaginé. Au contraire la température chute et l'atmosphère s'assèche quand la pression atmosphérique augmente. Compte tenu des conditions de surface (pression/température), le reste de l'eau disponible en surface ne peut être liquide et condense donc sous forme solide, peut-être sur les calottes polaires par exemple. Il apparaît donc difficile de créer une planète plus chaude et plus habitable (en particulier en augmentant la quantité d'eau en phase gazeuse et en permettant l'existence d'eau liquide) par la simple augmentation de la quantité de  $\text{CO}_2$  dans l'atmosphère. De même, l'ajout d'eau, même en grandes quantités, ne permet pas un changement radical des conditions de surface. Mars est froide, son atmosphère est sèche et cet état est stable : il semble très difficile de le changer au travers des effets de l'eau et du  $\text{CO}_2$  seuls. Deux possibilités principales peuvent être envisagées, pourtant. L'une, à grande échelle, est la variation des paramètres orbitaux. En effet, l'obliquité de Mars varie de manière chaotique entre  $0^\circ$  et  $60^\circ$  (Laskar et Robutel, 1993 ; Laskar et al., 2004). Ce phénomène aurait pu perturber complètement le climat martien et amener une déstabilisation des calottes et l'activation des cycles des volatils (Forget et al., 2006). Un second point majeur est l'influence d'autres gaz à effet de serre tels que le  $\text{SO}_2$  par exemple.

### 3) Influence du $\text{SO}_2$ .

En considérant l'abondance du soufre dans les laves martiennes comme nous l'avons indiqué plus haut, on peut observer qu'il est probable que le dégazage en  $\text{SO}_2$  soit très important. Toutefois, il convient de se souvenir que le  $\text{SO}_2$  ne demeure pas indéfiniment dans l'atmosphère. Il se transforme rapidement en acide sulfurique gazeux  $\text{H}_2\text{SO}_4$  pour ensuite précipiter sous forme de pluies acides (Settle, 1979). Pour cette raison le dioxyde de soufre a une durée de vie dans l'atmosphère très faible. Settle (1979) estime que son influence ne s'étend pas au-delà de trois années martiennes.

Postawko et Fanale (1992) ont suggéré que 1% (mass.) de  $\text{SO}_2$  pourrait être capable de réchauffer l'atmosphère martienne jusqu'à 10 K, avec un effet plus prononcé au moment de l'éruption. Craddock et Greeley (2000) indiquent qu'en incluant les périodes de dégazage associées aux époques de quiescence, ils obtiennent un taux effectif de 1,4 % (mass.) de  $\text{SO}_2$ , ce qui suggérerait des températures épisodiques plus importantes encore.

Cependant, en observant le dégazage, nous remarquons que si la quantité totale de soufre rejetée dans l'atmosphère est grande et, prise dans sa totalité, capable de changements importants, la faible durée de vie du  $\text{SO}_2$  dans l'atmosphère empêche un effet global de s'installer. Quelques années de dégazage constant à un taux élevé permettent de rejeter une quantité de  $\text{SO}_2$  dans l'atmosphère de l'ordre de  $10^{10}$  kg, ce qui représente une fraction minuscule de la masse de l'atmosphère martienne ( $2,5 \cdot 10^{16}$  kg). L'influence globale du  $\text{SO}_2$  sur la température de l'atmosphère semble donc limitée. En revanche, une telle quantité de gaz à effet de serre pourrait, localement avoir une influence majeure sur le climat d'une zone géographique plus restreinte. De plus, si on considère l'activité volcanique comme une série d'événements brutaux plutôt que, comme nous le faisons ici, comme un processus continu, la concentration locale peut devenir suffisamment élevée dans une zone donnée pour affecter la température de l'atmosphère pendant une période de temps limitée.

Une autre influence du  $\text{SO}_2$  sur l'environnement martien est liée à sa précipitation : la quasi-totalité du  $\text{SO}_2$  dégazé va précipiter en  $\text{H}_2\text{SO}_4$  et réagir avec les roches du sol martien, ce qui va acidifier de façon importante le sol ainsi que l'éventuelle masse d'eau persistante sur Mars (Halevy et al., 2007). Un effet important de ce scénario serait l'inhibition de la précipitation des carbonates ainsi que la dissolution des éventuels carbonates déjà formés dans le milieu ainsi acidifié. Enfin, le dégazage important du soufre et sa précipitation peuvent expliquer les couches de sulfates découvertes sur Mars. Gaillard et Scaillet (2009) estiment qu'une couche globale équivalente de 25 à 60 m de sulfates pourrait ainsi avoir été créée selon la composition des laves dégazées.

## **Appendice II : Extension du modèle et contraintes géochimiques.**

Notre modèle se prête à plusieurs extensions pouvant nous permettre d'aller plus loin dans notre étude de l'évolution de Mars et de son atmosphère. Nous présentons ici deux améliorations du programme et les résultats qui en découlent. Ainsi nous nous penchons tout d'abord sur l'étude d'une plage temporelle plus grande en remontant 4 milliards d'années dans le passé au lieu des 3 que nous avons étudiés jusqu'à présent et en nous penchant sur les mécanismes plus primitifs qui ont pu être mis en œuvre à cette époque. Enfin, nous nous intéressons à un moyen de contraindre notre étude et à un paramètre important en sciences de l'univers : les rapports isotopiques de différentes espèces dans l'atmosphère de Mars. Nous étudions ainsi l'argon, le carbone et l'azote en particulier.

### **1) L'évolution martienne au cours des quatre derniers milliards d'années.**

Tout d'abord, nous adaptons le programme précédemment utilisé pour lui permettre de calculer le bilan de CO<sub>2</sub> aux temps plus anciens. Pour ceci, nous employons les mêmes types d'estimations des flux entrant et sortant de l'atmosphère, comme détaillés plus tôt. Cette approche basique ne prend pas en compte d'autres processus spécifiques à l'époque nouvellement considérée. Toutefois, un échappement exponentiellement plus important est attendu : l'effet de la variation de flux EUV solaire avec le temps est donc bien pris en compte. Le flux de dégazage aussi varie, mais de façon moins importante.

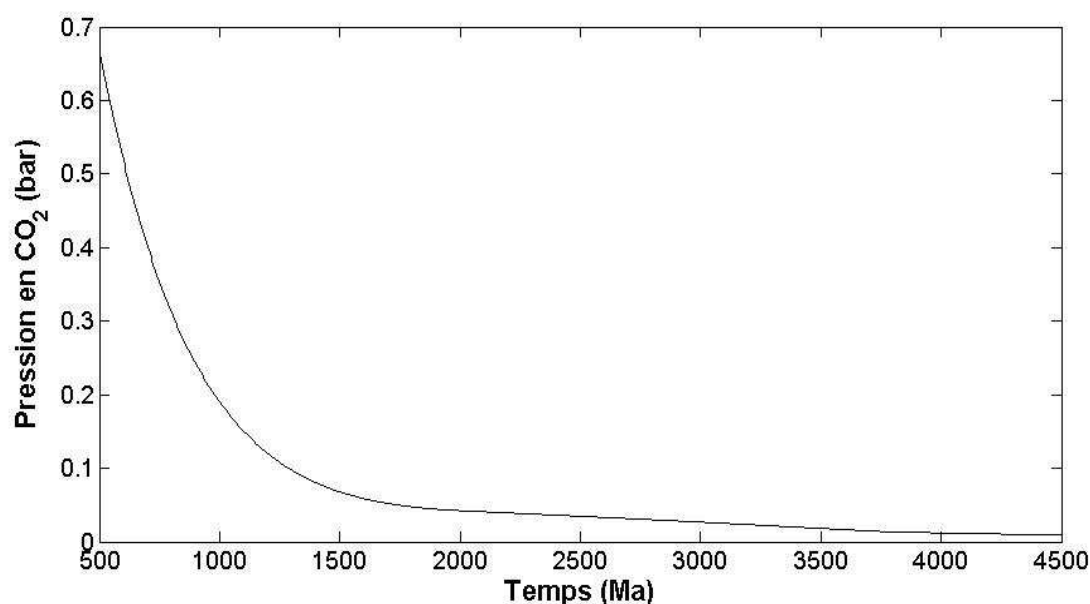


Figure 39 : Evolution de la pression partielle en CO<sub>2</sub> au cours des quatre derniers milliards d'années de l'évolution de Mars permettant d'obtenir la situation actuelle. Le modèle de dégazage est celui de O'Neill et al., nous avons employé une concentration en CO<sub>2</sub> de 800 ppm, l'efficacité du dégazage est de 15%, l'échappement est modélisé comme dans le reste de la partie selon Chassefière et al.

Comme le présente la figure 39, les pressions en CO<sub>2</sub> atteintes il y a 3 à 4 milliards d'années sont très grandes par rapport à celles qu'on a pu observer au cours des trois derniers milliards d'années. Alors que dans la partie précédente, nous pouvions compter l'évolution de la pression atmosphérique en centièmes de bars, ici les variations sont supérieures d'un ordre de grandeur. Cependant, même dans ce cas, les pressions atteintes au maximum de la courbe (il y a 4 milliards d'années) sont de l'ordre d'une portion de bar (ici 0,7 bar). Encore une fois, il paraît difficile d'atteindre des pressions de plusieurs bars à plusieurs dizaines de bars, comme il a parfois été suggéré. La pression reste toutefois près de 70-100 fois plus élevée que celle qui règne à présent sur Mars. La décroissance très rapide de la pression au cours du premier milliard d'années de l'évolution de l'atmosphère de Mars est entièrement due à l'échappement très intense qui régnait à cette époque.

Toutefois, cette analyse ne prend pas en compte d'éventuelles altérations de la situation. En effet, il est par exemple possible qu'à ces époques reculées un champ magnétique ait pu protéger l'atmosphère d'une partie de l'échappement que nous lui imposons ici. Alors qu'aujourd'hui Mars ne

possède plus de champ magnétique intrinsèque, dans le passé, la planète aurait pu en générer un comme l'indiquent les portions de croûte martienne fortement magnétisées (Acuña et al., 1999).

Il a été suggéré que cette magnétisation aurait eu lieu avant les impacts de Hellas et Argyre (Connerney et al., 1999) vers la fin du Noachien précoce. L'existence de ce champ magnétique primitif serait confirmée par la magnétisation de la météorite ALH84001 qui doit dater de 4 milliards d'années ou plus (Weiss et al., 2002). Dans ce cas, le champ magnétique intrinsèque ne nous concernerait que peu, ici, car il aurait essentiellement disparu lors de la période considérée. Toutefois, cette interprétation a été remise en cause (Schubert et al., 2000) et certains auteurs ont suggéré que la magnétisation de la croûte aurait pu être acquise bien plus tard, après la formation des cratères de Hellas et Argyre. Selon cette interprétation, c'est au début de son évolution que Mars n'aurait pas possédé de champ magnétique.

Une autre hypothèse dont nous voulons tester les effets est celle du bombardement tardif massif. Au contraire de l'hypothèse selon laquelle le taux de bombardement aurait lentement décroché depuis une valeur très élevée au cours du temps de façon monotone (Hartmann, 1975 ; Wilhelms, 1987), il est possible qu'une période de calme ait succédé rapidement au bombardement initial et ait laissé place, vers 3,9 Ga à un bref épisode de bombardement violent (Ryder, 2002, 2003). Les indices de ce dernier scénario comprennent la faible contamination de la croûte lunaire par des siderophiles (Ryder, 2003 ; Chyba, 1991), la préservation de roches anciennes martiennes (ALH84001, qui a 4,5 milliards d'années) ou la survie de la croûte basaltique de l'astéroïde Vesta. Trois éléments qui n'auraient pu être possibles si le taux de bombardement avait été aussi élevé que mentionné par la théorie d'une décroissance monotone.



## Partie I

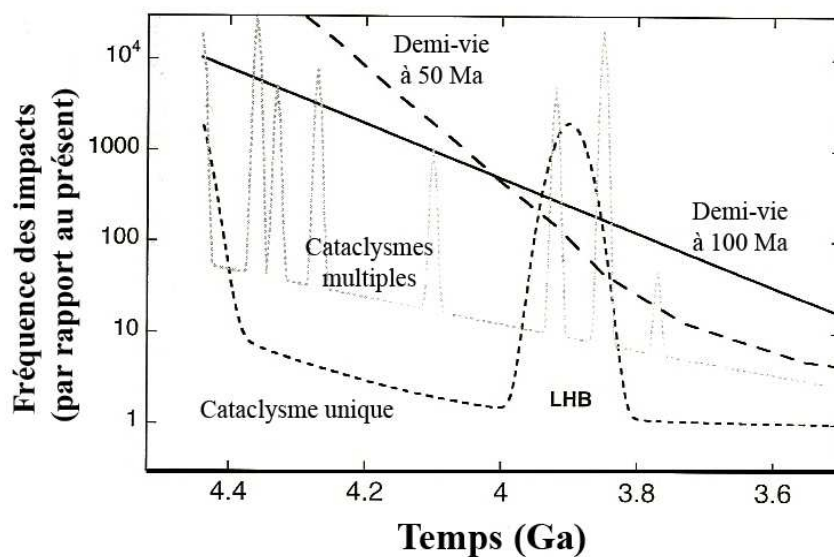


Figure 40 : Quatre hypothèses pour le bombardement lunaire. « Demi-vie de 100 Ma » correspond à l'hypothèse de Neukum et al. (2001), « demi-vie de 50 Ma » correspond à Wilhelms (1987), « Cataclysmes multiples » correspond à Tera et al. (1974). (D'après Zahnle et al., 2007)

Il est donc possible qu'un épisode de fort bombardement ait eu lieu aux alentours de 3,9 Ga. En effet, on peut notamment dater les bassins lunaires de Imbrium (3,85 Ga), Serenitatis (3,89 Ga), Crisium (3,91 Ga) et Nectaris (3,92 Ga) de la même période à quelques dizaines de millions d'années près (Ryder et al., 2000). Ils sont tous regroupés autour de 3,9 Ga. De plus, la densité de cratères superposés sur les ejecta de ces bassins impliquent qu'autour de 3,85 Ga, le flux d'impacts a décliné avec une demi vie d'environ 50 Ma. Tera et al. (1974) et Taylor (1993) proposent un argument fondé sur le diagramme  $^{207}\text{Pb}$ - $^{206}\text{Pb}$  qui indique une mobilisation du plomb vers 3,9 Ga. Devant ces indices, nous avons voulu tester cette hypothèse sur l'atmosphère de Mars. En effet, Levison et al. (2001) suggèrent que le bombardement tardif massif aurait été accompagné d'une pluie de comètes déstabilisées. La cause de ce phénomène aurait été un mouvement des planètes externes ; le réarrangement aurait pour effet de faire bouger des résonances majeures dans des zones auparavant stables (comme la ceinture d'astéroïdes) ce qui aurait pour effet de déclencher la pluie de météorites. Levison et al. (2001) ont testé l'hypothèse selon laquelle Uranus et Neptune se seraient injectées dans un important disque primordial de planétésimaux et en déduisent une quantité de retombées pour les planètes internes. Le contenu en volatils de ces corps célestes est important et la

quantité de matière qu'ils pourraient apporter aux planètes telluriques à l'époque du bombardement est très grande.

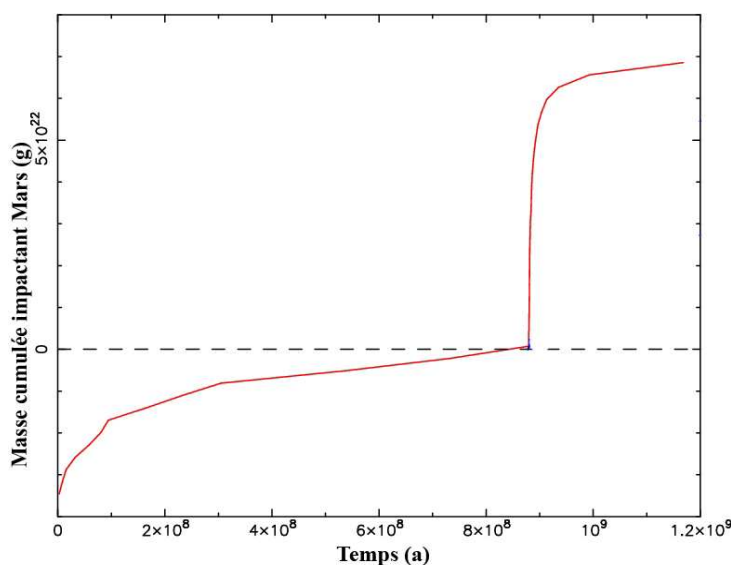


Figure 41 : Apport de matière cométaire à la planète Mars dans le cadre du bombardement massif tardif. Le zéro est fixé au début dudit bombardement pour des raisons de lisibilité. (D'après Levison et al., 2002)

Nous avons donc intégré des estimations de l'apport en volatils par ce bombardement à notre modèle. La quantité de matière introduite dans l'atmosphère est considérable. Nous nous attacherons à l'effet sur l'atmosphère globale et la pression en  $\text{CO}_2$  qui y est directement liée. Ainsi, l'apport en carbone par les comètes peut être estimé à partir des compositions moyennes de ces dernières. La plus grande partie de la masse des comètes est constituée d'eau et on peut considérer que le carbone représente entre 1 et 10% du total (Krankowsky, 1991). Nous ne modélisons pas l'échappement atmosphérique lié au bombardement de forte intensité. Il n'y a pas, aujourd'hui encore, de certitude quant à l'intensité de cet échappement et si d'anciennes estimations suggéraient que 90% de l'atmosphère pouvait être soufflée, des études plus récentes proposent des valeurs plus modestes atteignant 50%. Nous nous intéresserons ici à la quantité nette apportée à la planète. Notre modèle principal testera un scénario avec une composition en  $\text{CO}_2$  de 5% et un échappement par impact à 50% à titre d'information, mais nous testons aussi 1, 2 et 10% de  $\text{CO}_2$ . Les autres paramètres du système sont conservés en accord avec les parties précédentes (production de lave en accord avec l'observation, concentration en  $\text{CO}_2$  modérément élevée de 800 ppm).

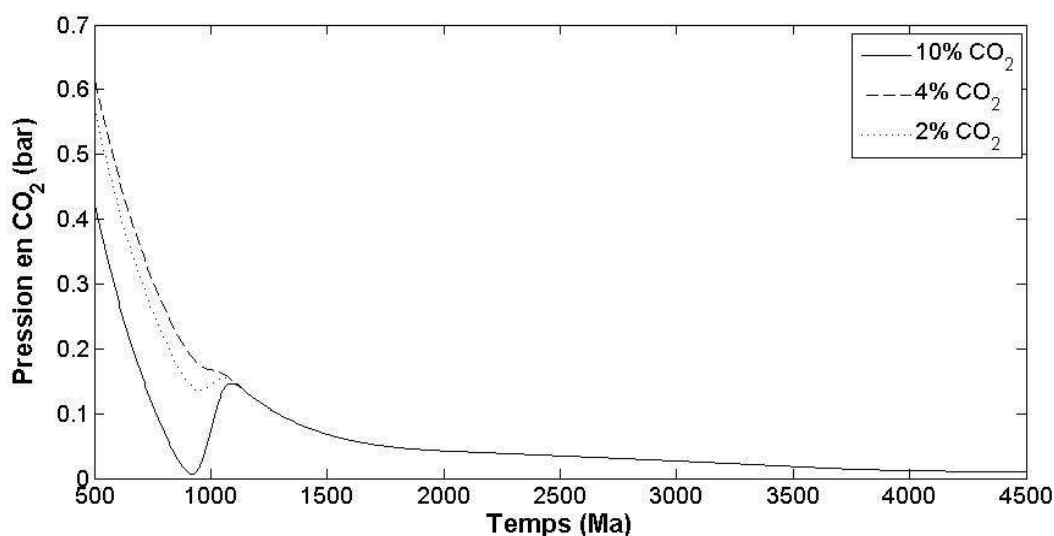


Figure 42 : Evolution de la pression partielle en  $\text{CO}_2$  au cours des quatre derniers milliards d'années de l'évolution de Mars. Les paramètres sont les mêmes que pour les études précédentes. Nous prenons toutefois en compte l'apport de volatils par le bombardement cométaire, avec plusieurs compositions des impacteurs.

L'ajout de l'effet du bombardement tardif au modèle change l'aspect de l'évolution précoce de l'atmosphère de Mars. La pression à 4 Ga est plus faible qu'auparavant pour accommoder l'apport supplémentaire cométaire que nous imposons au système. Ainsi il y a quatre milliards d'années, nous n'atteignons cette fois que 0,4 à 0,5 bar. Après une diminution de la pression atmosphérique importante, l'effet de l'apport de volatils se fait ressentir et on assiste à une croissance atmosphérique courte mais intense quand l'apport de  $\text{CO}_2$  devient plus important que les pertes par échappement. Il est ainsi possible de passer d'une atmosphère très ténue, voire presque absente, avant 3,9 Ga à une atmosphère de 200 mbar grâce au matériau cométaire. La suite de l'évolution est dirigée par l'équilibre entre échappement et dégazage volcanique, comme mentionné plus haut.

Il est ainsi clair qu'en fonction de l'intensité du bombardement tardif et de l'apport en volatils qu'il pourrait occasionner, l'atmosphère actuelle pourrait ne pas seulement être une atmosphère secondaire issue du volcanisme mais une atmosphère tertiaire, issue pour une part de l'effet du dégazage et pour le reste de l'apport extra terrestre de volatils cométaires. Une composition en  $\text{CO}_2$  même faible peut assurer un apport majeur (bien supérieur au contenu de l'atmosphère actuelle, par exemple) au système et devenir pour un temps le processus dominant de l'évolution de la planète. Des apports cométaires de cet ordre imposent, si tous les autres

paramètres sont conservés, que l'échappement atmosphérique ait été assez massif pour extraire la majorité de l'atmosphère primitive du système au cours du premier milliard d'années. De tels taux d'échappement peuvent être réalistes très tôt dans l'histoire de la planète quand le flux EUV et les vents solaires sont extrêmement violents. De plus, l'action de l'échappement hydrodynamique primitif (qui n'est pas considéré ici mais est supposé se dérouler durant les premières centaines de millions d'années de l'évolution de la planète) ne doit pas être sous estimée : il est possible qu'une grande quantité de volatils puissent être extraite de l'atmosphère par ce mécanisme, comme l'étude du cas de Vénus le montre dans la partie III de cette étude.

## 2) Contraintes isotopiques du modèle.

A l'aide de notre modèle, nous pouvons avoir accès à l'évolution temporelle des rapports isotopiques de l'azote et du carbone. Pour cela nous appliquons notre modèle initial à chacun des isotopes considérés :  $^{13}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  et  $^{15}\text{N}$ . Le dégazage ne produit pas de fractionnement isotopique lors du rejet des volatils dans l'atmosphère, il impose toutefois un rapport déterminé aux espèces concernées que nous supposons constant avec le temps. Le rapport est déterminé de façons différentes selon l'espèce. Dans le cas de l'azote, nous supposons que le rapport  $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$  martien est proche de celui que l'on peut mesurer sur Terre ( $\delta^{15}\text{N}=-5\%$ , soit un rapport  $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$  valant environ 277,8 ; Marty et al., 1999, Marty et Dauphas, 2002), en l'absence d'autres sources de données fiables. Dans le cas de Mars, nous utilisons les données de SNCs qui permettent d'estimer le rapport  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  dans les laves ( $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}=91,3$  ; Wright et al., 1990).

Les rapports isotopiques actuels dans l'atmosphère de Mars sont de plus connus : 85-95 pour  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  et 155-185 pour  $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$  (Krasnopolsky et al., 1996 ; Garrison et Bogard, 1998 ; Swindle, 1995). De plus nous prenons une concentration d'azote dans les laves comparable à celle que l'on peut trouver sur Terre ; nos valeurs sont ainsi comprises entre 2 et 40 ppm d'azote environ (Cartigny et al., 2001, Mather et al., 2004).

Enfin, le processus d'échappement est la cause d'un fractionnement des espèces considérées au niveau de la haute atmosphère. Les coefficients de fractionnement sont utilisés pour calculer l'évolution du rapport isotopique dans l'atmosphère. Le fractionnement par criblage par l'échappement ionique est calculé par Jakosky et al. (1994) tandis que le fractionnement par recombinaison dissociative provient de Fox et Ha (1997) pour le carbone et de Wallis (1978) pour

l'azote. Le flux d'échappement de l'azote est calculé à partir des résultats de Fox (1997,2001), Bakalian et Hartle (2006) et Jakosky et al (1994).

Dans le cas du carbone, nous n'avons pas considéré la possibilité de fractionnement par les cycles de condensation/évaporation/sublimation qui peuvent avoir lieu au cours de l'année martienne et du changement de saison. En effet, Eiler et al. (2000) ont testé l'effet de ces cycles sur les rapports isotopiques de l'oxygène et du carbone et en ont conclu que pour des températures supérieures à 135 K, le fractionnement effectif du carbone est très faible et seulement modeste pour des températures entre 130 K et 135 K. en revanche, cet effet pourrait être important pour l'évolution des rapports isotopiques de l'oxygène.

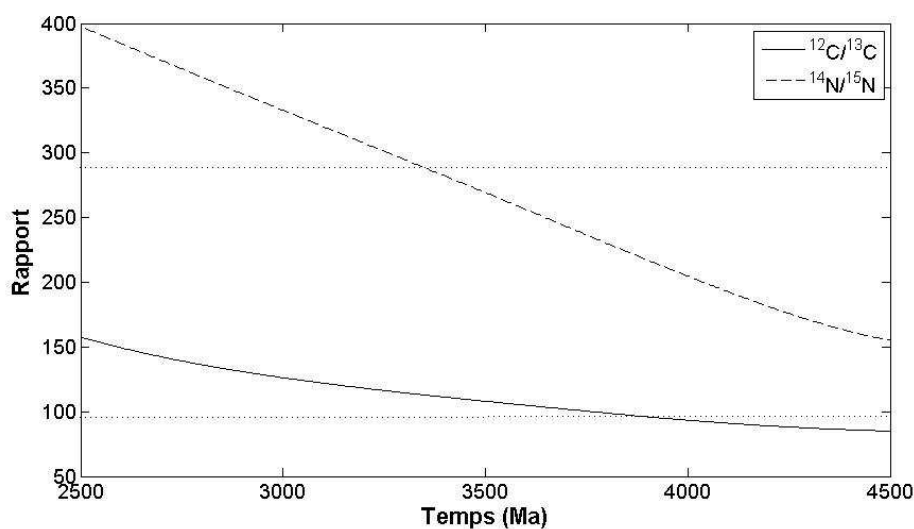


Figure 42 : Evolution des rapports isotopiques  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  et  $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$  au cours des trois derniers milliards d'années sur Mars. Les rapports présents sont contraints. Les barres horizontales correspondent au rapport isotopique de la source volcanique (carbone en bas, azote en haut). Les paramètres sont les mêmes que pour le reste de l'étude.

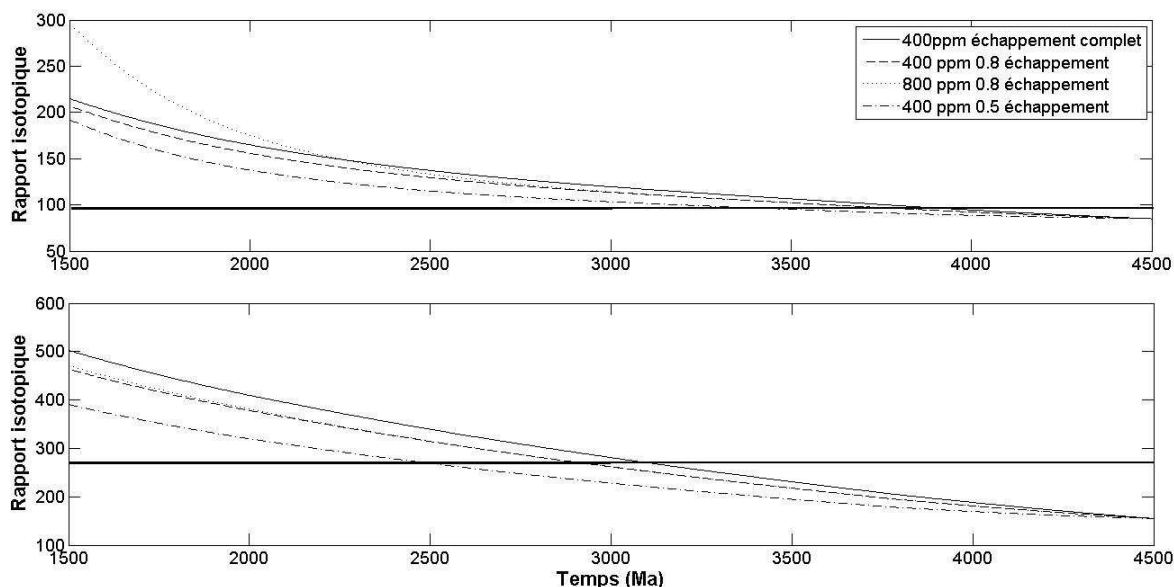


Figure 43 : Evolution des rapports isotopiques  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  (en haut) et  $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$  (en bas) au cours des trois derniers milliards d'années sur Mars. Les rapports présents sont contraints. Les barres horizontales correspondent au rapport isotopique de la source volcanique. Les paramètres sont les mêmes que pour le reste de l'étude à l'exception de ceux que nous faisons varier qui sont indiqués.

Les deux mécanismes entrant en jeu dans l'évolution tardive (dégazage volcanique et échappement atmosphérique), ont pour effet de réduire les rapports isotopiques  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  et  $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$  au cours du temps depuis des valeurs élevées jusqu'à des valeurs plus faibles actuellement observées dans l'atmosphère de Mars. Dans chaque cas, les valeurs atmosphériques actuelles sont plus basses que celles des sources supposées : le matériau magmatique martien. Selon les intensités des processus impliqués dans l'évolution de l'atmosphère, les profils diffèrent. Nous avons testé plusieurs valeurs du dégazage (au travers de la composition du manteau, la production crustale étant définie selon les modèles réalistes reposant sur l'observation) et plusieurs valeurs de l'échappement. Un échappement massif conduit à des rapports isotopiques passés très importants et qui atteignent des valeurs peu réalistes (de l'ordre de plusieurs centaines, aussi bien pour  $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$  que pour  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ ). C'est lui qui est la cause de la plus grande partie de l'évolution du rapport isotopique. Toutefois, si le dégazage est trop fort par rapport à l'échappement, la quantité maximale de l'isotope rare (aussi bien pour le carbone que pour l'azote) est atteinte très rapidement, étant donné les faibles quantités de ces isotopes dans l'atmosphère actuelle de Mars ainsi que leur faible perte par

échappement. Ainsi si le dégazage en  $^{15}\text{N}$  et  $^{13}\text{C}$  est important, nous obtenons un scénario où la totalité de cet isotope provient du dégazage et n'a pas plus de 2 à 2,5 milliards d'années.

Nous avons inclus la donnée du rapport isotopique magmatique supposé (généralement une valeur terrestre ou proche de celle de la Terre) sur les figures. Les rapports primitifs obtenus sont souvent bien supérieurs à ces derniers. Cependant, si l'on part du principe que l'atmosphère est d'origine volcanique, cette limite nous donne une estimation de l'âge de l'atmosphère (selon l'élément considéré). Ainsi, on voit qu'avec une formation volcanique, le carbone atmosphérique est âgé de 500 Ma à 1 milliard d'années environ, ce que certains modèles d'évolution que nous avons proposés plus tôt dans cette partie permettent d'obtenir. Dans ce même cas, l'azote indiquerait des âges plus grands entre 1,5 et 2 milliards d'années. Cette observation pourrait indiquer que le carbone de l'atmosphère martienne est en effet relativement jeune tandis que l'azote serait majoritairement ancien. Une telle conclusion serait en accord avec les taux de dégazages des espèces étudiées : celui de l'azote est extrêmement faible de par les concentrations dans le matériau fondu très basses. L'azote aurait ainsi été dégazé très tôt et serait majoritairement passé dans l'atmosphère martienne tandis qu'une plus grande part du carbone demeurerait dans le manteau de la planète.

Les valeurs primitives des rapports isotopiques obtenues pour les alentours d'il y a 3 milliards d'années sont généralement élevées par rapport à la valeur magmatique. En effet, il est difficile de descendre sous les 150 pour le carbone et sous 400 pour l'azote. Cependant, dans le cas du carbone, il est possible, en ajustant le dégazage et l'échappement, (par exemple avec un échappement proche de la moitié de sa valeur pleine et un contenu en  $\text{CO}_2$  faible de l'ordre de 400 ppm) d'obtenir des valeurs, il y a trois milliards d'années de l'ordre de 120 pour le rapport  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ . Compte tenu de la basse valeur observée pour les laves martiennes (de l'ordre de 93), il semble difficile d'expliquer ces résultats par le seul volcanisme. Toutefois on peut observer que certaines comètes présentent un rapport  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  élevé (Hale-Bopp, LINEAR, Kohoutek, Tago-Sato-Kosaka) :  $165 \pm 40$  et  $115 \pm 20$  (Arpigny et al., 2003),  $135 \pm 65$  (Danks et al., 1974),  $100 \pm 20$  (Owen, 1973), respectivement. En prenant en compte notre hypothèse sur l'apport de matériau cométaire par le bombardement tardif massif, il semble que ces valeurs soient compatibles avec un scénario reposant sur une atmosphère primaire rapidement érodée par l'échappement précoce intense au cours du premier milliard d'années, puis la formation d'une atmosphère secondaire d'origine cométaire qui réapprovisionnerait Mars en volatils ; cette atmosphère serait alors perdue progressivement à cause d'un échappement moins intense qui laisserait le dégazage volcanique combler le manque et

stabiliser momentanément le système avec un apport de gaz d'origine interne, faisant de l'atmosphère actuelle un mélange de trois origines différentes. Une très faible quantité d'atmosphère initiale, une atmosphère secondaire largement érodée et un apport volcanique tardif.

Il convient toutefois de noter que les comètes ne présentent pas toutes un rapport isotopique  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  comparable et pour certaines, il est même bien plus faible, avec une moyenne aux alentours de  $92 \pm 7$  (Jehin et al., 2008 ; Wyckoff et al., 2000). Ces valeurs n'auraient pas pu donner lieu au scénario ici proposé.

Cette hypothèse ne fonctionne pas pour l'azote : en effet, l'azote cométaire présente un rapport isotopique  $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$  bien plus faible que la valeur atmosphérique martienne actuelle de l'ordre de  $151 \pm 21$  (Jehin et al., 2008, Arpigny et al., 2003). En revanche, le rapport de  $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$  dans la nébuleuse solaire est de l'ordre de  $424,4 \pm 4$  (Meibom et al., 2007), ce qui correspond bien aux valeurs obtenues par le modèle aux alentours d'il y a 3 milliards d'années. Ainsi, on peut imaginer un scénario où l'azote a été peu dégazé au cours de l'évolution de Mars, ce qui est réaliste, au vu des faibles concentrations d'azote dans le manteau (terrestre, mais peut être aussi martien) qui impliqueraient un faible flux. On trouve alors le scénario classique proposé pour l'évolution de Mars avec une atmosphère initiale continuellement érodée par l'échappement au cours de l'évolution de la planète pour arriver à la situation actuelle. Une telle évolution pourrait en effet avoir eu lieu dans le cas de l'azote.

Un second axe de recherche géochimique nous a intéressés en collaboration avec Manuel Moreira : l'étude de l'évolution de l'argon au cours de l'histoire de Mars. En nous fondant sur les idées mises en œuvre pour le modèle précédent, nous avons réalisé un modèle très simple d'évolution du rapport isotopique  $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ . Le programme calcule, à partir des courbes de taux de production de croûte, la quantité d'argon apportée à l'atmosphère au cours du temps. Nous supposons que le dégazage ne se fait qu'au moment de la mise en place des coulées de laves. Nous utilisons le modèle de Breuer et Spohn (2006) pour notre source de matériau mantellique fondu. Dans un premier temps nous ne considérerons pas l'échappement atmosphérique. Le potassium est la source du  $^{40}\text{Ar}$  dans ce modèle et nous supposons qu'il n'y a pas de cet isotope initialement présent dans le système. Le potassium est radioactif et se décompose en deux espèces :  $^{40}\text{Ar}$  et  $^{40}\text{Ca}$ .

Nous obtenons les compositions initiales en argon 36 dans l'atmosphère et en potassium dans le manteau par les modèles réalisés au cours de différentes études. Les modèles de



composition martienne en éléments radioactifs de Wänke et Dreibus (1994) et Lodders et Fegley (1997) nous donnent une fourchette d'estimations raisonnables pour la concentration initiale en potassium entre 300 et 900 ppm. Anders et Owen (1977) proposent une abondance initiale pour l'argon 36 dans l'atmosphère de Mars à  $1,6 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{g}$ .

L'abondance de l'élément radioactif varie selon la loi :

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t), \quad (32)$$

où  $N_0$  est l'abondance initiale de l'élément,  $t$  le temps et  $\lambda$  la constante radioactive de l'élément.

Lors de la fusion, nous introduisons un coefficient de fusion partielle. En termes d'équations, nous pouvons résumer ceci sous la forme :

$$\frac{C_L}{C_0} = \frac{1}{F}, \quad (33)$$

où  $C_L$  est la concentration de l'élément dans le liquide,  $C_0$  celle de l'élément dans le matériau initial et  $F$  est la fraction de liquide, soit l'inverse du coefficient de fusion partielle. Ici, étant donné que les roches volcaniques constituant les laves martiennes sont supposées être des basaltes andésitiques (Zimbelmann, 1985 ; Greeley et Spudis, 1981 ; Greeley et Schneid, 1991 ; Watson, 1994), nous prenons un taux de fusion partielle de l'ordre de 10%. Enfin, nous employons un coefficient d'efficacité qui correspond à la portion de volatils présents dans le matériau fondu produit qui arrive et reste dans l'atmosphère de Mars.

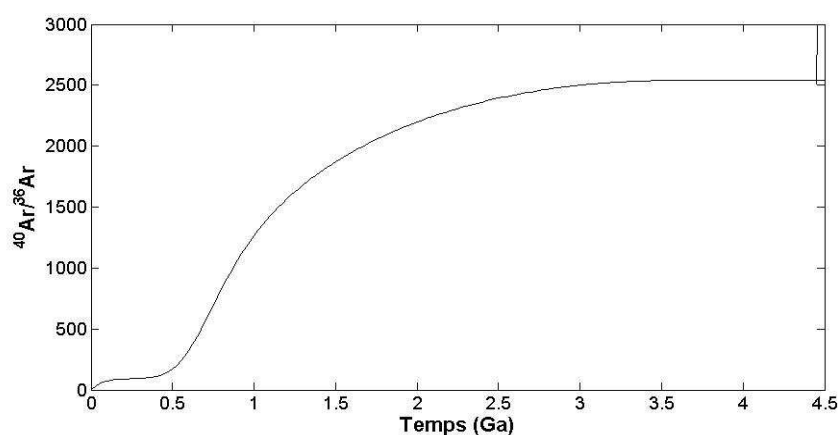


Figure 44 : Evolution du rapport  $40\text{Ar}/36\text{Ar}$  au cours du temps pendant l'évolution de Mars. La barre d'erreur à l'extrême droite correspond aux relevés Viking ( $3000 \pm 500$ ).

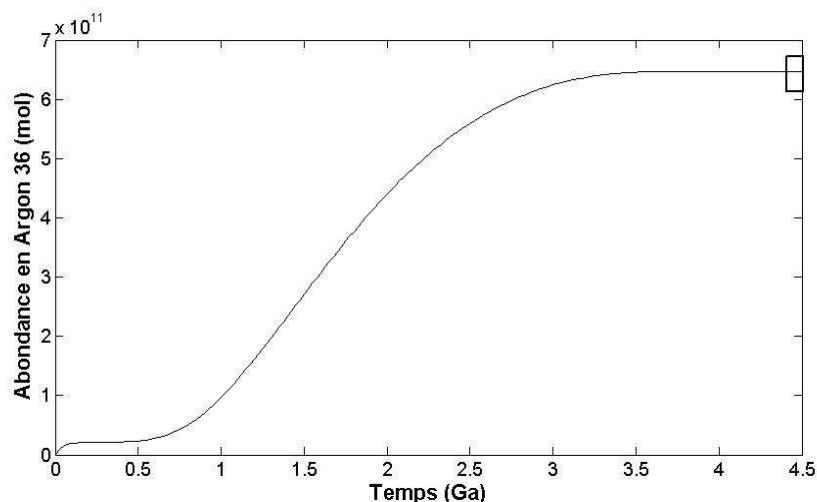


Figure 45 : Evolution de l'abondance de l'argon 36 dans l'atmosphère martienne. Le rectangle à l'extrême droite correspond à la barre d'erreur des données.

Nous parvenons avec ces paramètres à obtenir un scénario présenté sur les figures ci-dessus permettant de satisfaire à la fois le rapport actuel  $40\text{Ar}/36\text{Ar}$  ( $3000 \pm 500$  ; d'après Viking ; Garrison et Bogard, 1998 ; Swindle, 1995) et la quantité totale d'argon 36 mesurée dans l'atmosphère martienne ( $1,9 \pm 0,6 \cdot 10^{-13}$  g/g-planète, Pepin et Carr, 1992 ; Ozima et Igarashi, 1989). Cette évolution dépend fortement du taux de fusion et donc de l'hypothèse selon laquelle les roches volcaniques formées sur Mars sont de composition basaltique. Pour obtenir cette évolution nous n'avons pas besoin d'invoquer un dégazage tardif de la croûte (Breuer, 2007). Toutefois, pour obtenir une quantité de  $^{36}\text{Ar}$  en accord avec les observations, une partie des volatils présents dans le matériau (entre 70% et 90%) ne doit pas demeurer dans l'atmosphère. Nous pouvons attribuer ce phénomène à deux sources : tout d'abord l'efficacité du dégazage, ensuite l'échappement atmosphérique.

En effet il est certain qu'une partie des gaz n'arrive pas en surface. Les laves n'arrivent pas toutes en surface et un magma piégé en profondeur ne peut sans doute pas amener la totalité de son contenu en volatils en surface. De plus, le matériau volcanique ne dégaze pas complètement dans la plupart des cas. Si sur Mars une pression atmosphérique faible semble favoriser un dégazage fort, certaines météorites martiennes suggèrent qu'une grande partie du contenu en gaz est resté piégé dans les roches. Ceci serait confirmé par une étude de Xie et Tackley (2004) qui suggèrent que l'efficacité du dégazage ne serait que d'environ 30% sur Mars contre 50-60% sur Terre. L'échappement a lui aussi

joué un rôle dans l'évolution de la planète Mars et en particulier dans l'évolution de l'argon (Johnson et al., 2000). Il a été calculé qu'une grande quantité d'argon pourrait avoir été perdue (Chassefière et al., 2007), ce qui pourrait être l'origine des pertes importantes nécessaires pour obtenir l'abondance en argon actuelle.

## **Partie II : Dynamique interne des planètes telluriques et échanges de volatils.**

### **I/ Introduction**

La Terre, Vénus et Mars sont, pour ainsi dire, des sœurs au niveau du système solaire. Elles évoluent en effet toutes les trois dans la partie interne de ce dernier et sont des planètes telluriques. Les ressemblances ne s'arrêtent pas là car les trois astres ont aussi une composition chimique comparable, ainsi qu'une structure générale qu'on estime très similaire : un noyau constitué majoritairement de fer sous un manteau silicaté et une croûte externe. Si on compare Vénus et la Terre, la ressemblance est encore plus frappante car même leurs tailles sont extrêmement proches (alors que Mars est environ deux fois plus petite).

Cependant, il est tout aussi évident que des différences substantielles existent. Ainsi les atmosphères des planètes sont fondamentalement différentes, aussi bien au niveau de la pression au sol (1 bar sur Terre contre 90 bar sur Vénus et 7 mbar sur Mars) qu'au niveau de la composition de ces atmosphères (principalement du diazote sur Terre contre du dioxyde de carbone sur Mars et Vénus) ou de sa température (298 K environ sur Terre, 730 K pour Vénus et 220 K pour Mars). Les relevés magnétiques donnent aussi des preuves de divergences importantes entre les trois astres car, si la Terre présente un champ magnétique, ni Vénus ni Mars n'en possèdent à l'heure actuelle (même si, à une époque plus ancienne, un tel champ a existé sur Mars ; Acuna et al. 1999, Connerney et al., 1999). Enfin, de l'eau liquide se trouve à la surface de la Terre mais pas sur les deux autres planètes: stockée sous la forme de glace sur Mars, elle semble avoir disparu sur Vénus. Il résulte de ces observations que les trois astres ont évolué de façon bien divergente au cours de leur histoire.

La présente étude se propose d'étudier cette histoire dans le but de découvrir les causes des états actuels de Mars, de Vénus et de la Terre pour obtenir une vision à grande échelle du fonctionnement, ainsi que de l'évolution, des planètes telluriques et de leur atmosphère. Bien sûr, ici seuls les phénomènes les plus importants sont étudiés du fait de la simplicité des modèles. Pour ce faire, il est prévu de réaliser un couplage entre un modèle numérique concernant la convection mantellique (et donc la dynamique interne du corps céleste) et un modèle atmosphérique ; atmosphère et planète solide évolueront ainsi conjointement. Nous serons alors en mesure de pouvoir quantifier les échanges de volatils, les variations de température au cours du temps, et même la présence d'eau à la surface pour ne citer que quelques paramètres intéressants. Le travail présenté ici traite du développement du code destiné à la partie solide du modèle et des résultats obtenus grâce à lui concernant aussi bien l'évolution thermique interne que les échanges réalisés à la surface.

Le rapport présente en premier lieu un aperçu théorique des procédés mis en œuvre par le programme utilisé au cours des travaux et de son fonctionnement. Il détaille ensuite les paramètres apparaissant dans le modèle en s'intéressant en particulier à ceux dont l'influence est majeure ou la signification importante. Puis, il présente les résultats obtenus, les commente et discute leur pertinence. Enfin, dans une dernière section, il détaille le passage à un modèle 3D de dynamique interne appliqué au cas de la mise en place de Tharsis sur Mars.

## II/ Modèle et programme

L'évolution d'une planète est avant tout son évolution thermique ; cette dernière est gouvernée par sa capacité à acheminer la chaleur depuis son intérieur jusqu'à sa surface où elle est dissipée par radiation. On connaît plusieurs modes de transport de chaleur au sein des planètes : la conduction thermique et la convection. La convection est le mode de transport le plus susceptible d'avoir lieu au niveau des manteaux planétaires du fait de l'efficacité du transfert qu'il permet. Il est possible de décrire la convection par le biais des équations classiques de la mécanique des fluides, cependant cette approche est souvent négligée au profit de l'utilisation de paramétrages du problème par des lois d'échelle. Celles-ci sont plus simples à utiliser et plus économiques au niveau du temps machine demandé ; de plus elles donnent des résultats tout à fait satisfaisants (Breuer, 2003).

## II.1 / Principe du programme

Le but du programme est de modéliser de manière simple une planète afin de pouvoir simuler le passage du temps par des étapes successives rapides pour tester toutes sortes de scénarii différents. Les inconnues qui nous intéressent le plus sont la température moyenne du manteau et la perte (ou le gain) de ce dernier en volatils (en eau surtout).

Deux choses doivent être prises en compte : la modélisation de l'environnement physique utilisé (ainsi que des phénomènes associés) et le choix des lois et relations numériques à la base des calculs effectués.

L'environnement physique est ici la planète elle-même. On définit donc les différentes couches sphériques avec leur épaisseur pour représenter son manteau et son noyau. Ces couches limiteront la zone de convection et constituent les dimensions du système solide. La composition du manteau est elle aussi importante : ici on a choisi un manteau d'olivine pour Mars. En première approximation pour le modèle 1D paramétré, nous utilisons la même hypothèse pour la Terre et Vénus à des fins de comparaison, bien que l'existence avérée de transitions de phase n'est pas représentée ici. On peut, de plus, définir le contenu en eau initial du manteau.

La rhéologie du manteau est un point important et dépend de nombreux paramètres, ici nous nous intéresserons aux dépendances en température et en contenu en eau essentiellement. Le mécanisme de convection associé à la rhéologie est le « glissement de diffusion » plutôt que le « glissement de dislocation » par rapport auquel il est majoritaire dans le cas qui nous occupe (Karato et Wu, 1993).

Les échanges de chaleur avec le noyau ne sont pas pris en compte dans un premier temps mais constitueront un raffinement du modèle ultérieurement. La production de chaleur est donc interne et est assurée entièrement par la présence d'éléments radiogéniques au sein du manteau. Autour du manteau se situe une couche, la lithosphère, qu'on ne modélise pas ici de manière précise et dont l'utilité se limitera au calcul de l'échappement de la chaleur. De plus, dans cette étude, la convection est considérée comme s'effectuant sur la totalité du manteau pour plus de simplicité.

Les interactions avec l'extérieur (et donc l'atmosphère) sont de deux ordres. Tout d'abord, le modèle solide est influencé par la température limite à sa surface qui sera entièrement gouvernée par l'atmosphère. Ensuite, le manteau échange des volatils (ici de l'eau essentiellement) avec la surface aussi bien sous forme de pertes (dégazage) que de gains (réhydratation). Le dégazage est dû

à la fusion partielle réalisée au niveau des rides océaniques (tectonique) ou encore au volcanisme (tectonique et couvercle stagnant) : presque tous les volatils contenus dans la roche sont libérés au moment de la fusion. La réhydratation, quant à elle, est assurée par la subduction qui a lieu en régime de tectonique des plaques : une partie de l'eau contenue dans les basaltes n'est pas libérée par le volcanisme d'arc mais est réincorporée dans le manteau. Cet échange d'eau, qui n'est présent que dans le cas de la Terre, actuellement, influera directement sur les conditions de pression et de température de l'atmosphère créant ainsi les rétroactions qui pourraient avoir lieu sur les planètes réelles.

Le modèle étant ainsi défini, on a déterminé les lois de comportement applicables aux différents paramètres du problème sous les conditions désirées. Ces lois sont exposées en détail plus loin mais reposent essentiellement sur une loi d'échelle pour modéliser le comportement du manteau lors de la convection, une équation de conservation de l'énergie pour calculer l'évolution de sa température et quelques lois gouvernant le dégazage ainsi que la réhydratation. A l'aide de très peu d'équations, il est alors possible de calculer au cours du temps les valeurs successives de la température moyenne du manteau, de sa viscosité, du flux de chaleur, du dégazage ou encore du nombre de Rayleigh.

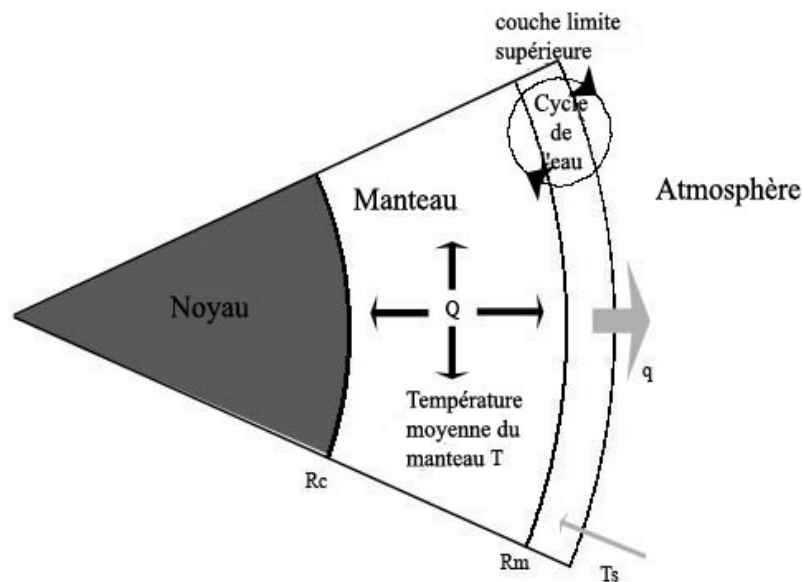


Figure 1 : représentation schématique du modèle utilisé au cours de cette étude et détaillant les différents échanges ou influences.

## II.2 / Fonctionnement du modèle de convection

S'il est simple, le modèle de convection nécessite néanmoins un certain nombre d'explications quant aux lois utilisées et aux approches privilégiées. Cette section a pour but de détailler les équations et la manière dont elles s'intègrent au code. Ainsi nous présentons successivement les lois d'échelle et leurs cadres de fonctionnement, la loi de viscosité gouvernant la rhéologie du manteau et pour finir, le cœur du code.

## II.2.a / Lois d'échelle

Les lois d'échelles constituent une manière de simuler le comportement de la convection sans passer par la résolution parfois compliquée des équations de la dynamique des fluides visqueux. Elles ont été déterminées d'abord par calcul théorique (Schubert et al., 2001) puis par des expériences analogiques ou des études numériques et ne sont rien de plus qu'une relation simple entre deux grandeurs communes de la physique des fluides : le nombre de Rayleigh et le nombre de Nusselt.

Le nombre de Nusselt mesure la capacité de transfert de chaleur par convection comparativement à la conduction ; il peut aussi être vu comme le flux de chaleur adimensionné sortant de la couche en convection. Il est donné par :

$$Nu = q_s \frac{d}{k \Delta T_d}, \quad (34)$$

où  $q_s = k \frac{\Delta T_\delta}{\delta}$  est le flux de chaleur moyen à la surface,  $d$  l'épaisseur de la couche de fluide convectant,  $k$  la conductivité thermique,  $\Delta T_d$  la différence de température à travers la couche de fluide,  $\delta$  l'épaisseur de la couche limite supérieure et  $\Delta T_\delta$  la différence de température à travers la couche limite. Dans le cas de la convection,  $Nu$  est plus grand que 1. Ici, le flux de chaleur moyen à la surface nous intéresse plus que le comportement de la couche limite, nous utiliserons  $q_s$  directement et non sa formule développée.

Le nombre de Rayleigh, quant à lui représente la force de la convection ; il est donné par :



$$Ra = \frac{\alpha \rho g \Delta T d^3}{\kappa \eta}, \quad (35)$$

où  $\alpha$  est le coefficient d'expansivité thermique,  $\rho$  la densité,  $\kappa$  la diffusivité thermique,  $g$  l'accélération due à la gravité et  $\eta$  la viscosité du fluide.

Bien sûr, selon la situation étudiée, toutes les lois d'échelle ne sont pas valables ; ainsi nous cherchons ici à étudier diverses planètes telles que la Terre ou Mars. Cependant, si nous savons que la Terre est le siège de tectonique des plaques, les autres planètes telluriques fonctionnent avec un mode différent : la « convection à couvercle stagnant ». Deux lois devront donc être utilisées pour représenter cette réalité.

i. Modèle de base et tectonique des plaques

La tectonique des plaques est le mode de convection existant à présent sur Terre. Il n'y a pas d'autre exemple connu de tectonique des plaques dans le système solaire. Ce mode de convection peut être décrit comme n'ayant pas de couche supérieure fixe ; tout le manteau convecte, la couche limite de la convection est plus restreinte. Ceci a pour conséquences de permettre une évacuation de la chaleur très efficace et de refroidir rapidement la planète.

La loi d'échelle que nous avons utilisée pour ce cas est simple : c'est la relation correspondant aux modèles de convection usuels déterminée initialement à partir d'études menées sur des fluides isovisqueux (Turcotte et Oxburgh, 1967) :

$$Nu = \left( \frac{Ra}{Ra_c} \right)^\beta, \quad (36)$$

où  $Nu$  est le nombre de Nusselt,  $Ra$  le nombre de Rayleigh,  $Ra_c$  le nombre de Rayleigh critique et  $\beta$  une puissance constante déterminée par les expériences ; ici on a choisi le modèle à  $\beta = 1/3$  (Christensen, 1985). Cependant ce paramètre peut varier entre 1/4 et 1/3 en accord avec la

géométrie de la couche convective et les conditions limites (Jarvis, 1984 ; Schubert et Anderson, 1985).

Ce choix d'une loi simple pour représenter la tectonique des plaques malgré les limitations concernant son domaine d'application s'explique par le fait que, dans le cas de la Terre, il a été prouvé que les résultats obtenus sont très proches de la réalité (Turcotte et Schubert, 2002) notamment en ce qui concerne les flux de chaleur océaniques.

ii. La convection à couvercle stagnant.

Le second mode de convection abordé lors de cette étude est la convection à couvercle stagnant ; cette dernière est caractérisée par le fait qu'une couche fixe (ne convectant pas) surplombe le manteau en convection. Ce dernier est donc recouvert d'un couvercle. Ce mode a pour but de mieux représenter la situation des planètes à plaque unique où une seule plaque recouvre la totalité de la surface planétaire et est moins renouvelée (par volcanisme uniquement) contrairement à ce qui arrive en tectonique des plaques. L'évacuation de chaleur est ici beaucoup plus faible car elle doit se faire par conduction au travers du couvercle ce qui freine le processus.

La loi d'échelle utilisée pour modéliser ce régime est un peu plus complexe :

$$Nu = \theta^\omega \left( \frac{Ra}{Ra_c} \right)^\phi, \quad (37)$$

où  $\theta = \gamma \Delta T$  est le paramètre de Frank-Kamenetskii (Frank-Kamenetskii, 1969 ; Solomatov et Moresi, 1996),  $\Delta T = T_i - T_s$  la différence entre la température moyenne du manteau et la température de surface.

De plus,  $\gamma = \frac{Q}{RT_i^2}$  où R est la constante des gaz parfaits et  $Q = E^* + P_{ref} V^*$  l'enthalpie d'activation ( $E^*$  est l'énergie d'activation,  $V^*$  le volume d'activation et  $P_{ref}$  la pression de référence).

$\omega$  et  $\phi$  sont deux constantes déterminées par des expériences numériques et varient selon les propriétés du régime convectif (Solomatov et Moresi, 1996).

Le programme permet de changer de régime de convection au cours de l'évolution du modèle en choisissant l'instant du changement. On peut ainsi recréer, par exemple, le type de situation qu'on soupçonne d'avoir eu lieu sur Mars et Vénus : une première phase de tectonique des plaques primitive puis le passage à un mode en couvercle stagnant (Sleep, 2000).

## II.2.b / Viscosité et rhéologie

Le comportement du manteau au cours de la convection dépend fortement de la rhéologie employée dans le modèle. Nous avons cherché à utiliser une rhéologie (et donc une viscosité) assurant des dépendances réalistes et en accord avec le reste du projet, c'est pourquoi elle dépend ici majoritairement du contenu en eau et de la température moyenne du manteau. En effet, l'importance de l'abondance des volatils du manteau dans l'évolution thermique des planètes a été soulignée pour la première fois dans le cas de la Terre par Jackson et Pollack (1984) puis par Franck et Orgzall (1988) dans le cas de Mars.

La principale équation utilisée pour déterminer la rhéologie du manteau dans ce modèle est inspirée de Karato et Wu (1993) :

$$\dot{\epsilon} = A \left( \frac{\sigma}{\mu} \right) \left( \frac{b}{d} \right)^m \exp \left[ - \frac{(E^* + PV^*)}{RT_i} \right], \quad (38)$$

où  $\dot{\epsilon}$  est le taux de déformation,  $T_i$  la température moyenne du manteau,  $P$  la pression,  $d$  la taille des grains,  $\sigma$  la contrainte cisailante,  $A$  un facteur pré exponentiel,  $\mu$  le module de cisaillement,  $b$  la longueur du vecteur de Burgers,  $m$  la puissance associée à la taille des grains,  $E^*$  l'énergie d'activation,  $V^*$  le volume d'activation et  $R$  la constante des gaz parfaits.

On en déduira ensuite la viscosité du manteau :

$$\eta = \frac{\sigma}{2\dot{\epsilon}} \quad (39)$$

Le choix des paramètres et données utilisés ainsi que leur obtention et leur validité sont discutés plus loin dans ce rapport.

### II.2.c / Equations principales

Les relations précédentes permettaient d'avoir accès aux quantités nécessaires aux calculs réalisés par le programme. Cependant c'est l'évolution thermique de la planète que nous cherchons d'abord à obtenir ; en effet, c'est des variations de températures moyennes du manteau que découle la majorité des phénomènes étudiés. Afin de la calculer, nous utilisons une simple équation de conservation de l'énergie :

$$\frac{4}{3}\pi\rho c (R_m^3 - R_c^3) \frac{\partial T}{\partial t} = -4\pi R_m^2 q + \frac{4}{3}\pi Q (R_m^3 - R_c^3), \quad (40)$$

où  $\rho$  est la densité du manteau,  $c$  la chaleur spécifique à pression constante,  $R_m$  le rayon du manteau,  $R_c$  le rayon du noyau,  $q$  le flux de chaleur hors du manteau (c'est-à-dire en surface en première approximation) et  $Q$  la production de chaleur par les éléments radiogéniques.

On peut d'ailleurs écrire que :

$$Q = Q_0 \exp(-\lambda t), \quad (41)$$

où  $Q_0$  et  $\lambda$  sont des constantes et  $t$  est le temps.

De plus on rappelle que c'est la loi d'échelle qui permet d'avoir une estimation de  $q$  à travers le nombre de Rayleigh.

On notera que la méthode de résolution employée pour déterminer l'évolution de la température moyenne du manteau pour chaque instant est une méthode de Runge-Kutta de second ordre. La précision apportée est suffisante, des tests ont été réalisés avec un quatrième ordre à titre de comparaison mais n'ont pas révélé de différence significative des résultats. De plus, le temps de calcul étant nettement plus faible avec du second ordre, cette technique a été privilégiée.

Enfin il est à préciser que l'équation a été résolue à l'état stationnaire à des fins de vérification du code ; l'équation (7) donne alors facilement un résultat pour  $T$ . Les températures théoriques à l'état stationnaire obtenues sont, pour la plupart des modèles testés, très voisines des températures finales (après 4,5 Ga) fournies par la résolution complète de l'équation différentielle. Dans les cas où des différences ont été observées, la poursuite du calcul pour des temps plus longs (5 à 10 Ga selon les paramètres initiaux) a permis de retrouver la solution stationnaire, prouvant ainsi que l'équilibre n'avait simplement pas pu être atteint en moins de 4,5 Ga.

### **II.3 / Fonctionnement du dégazage/réhydratation.**

La seconde partie du code est dédiée à l'étude des volatils présents dans le manteau (ici de l'eau). Ainsi qu'il a déjà été souligné, la quantité d'eau est susceptible d'avoir de profondes implications sur la rhéologie et l'évolution des manteaux planétaires. Une partie du programme permet d'estimer combien d'eau est expulsée du manteau et combien d'eau y est incorporée au cours du temps.

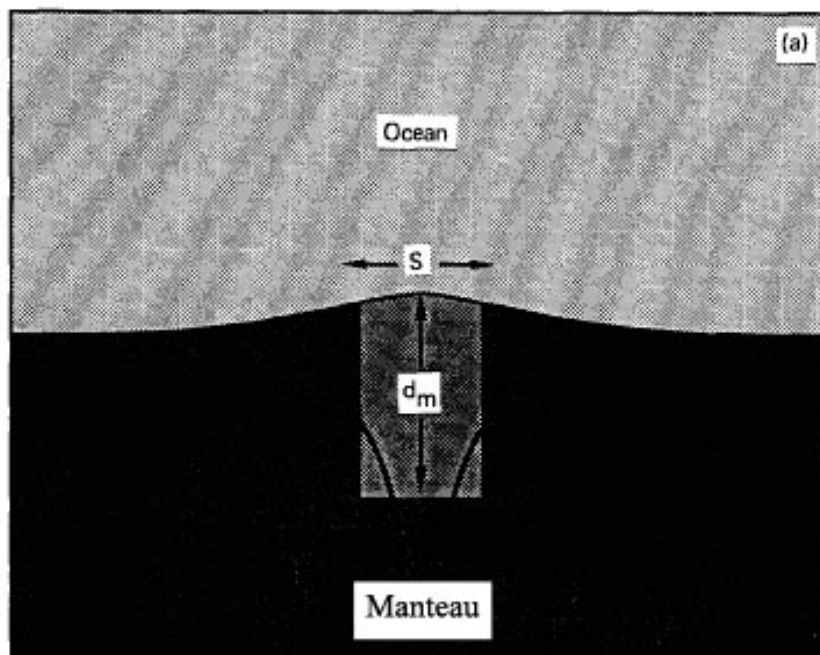


Figure 2 : Schéma de ride océanique où le dégazage a lieu en tectonique des plaques.  $S$  est le taux d'expansion du plancher océanique,  $d_m$  est la profondeur de fusion partielle du matériau. (D'après McGovern et Schubert, 1989)

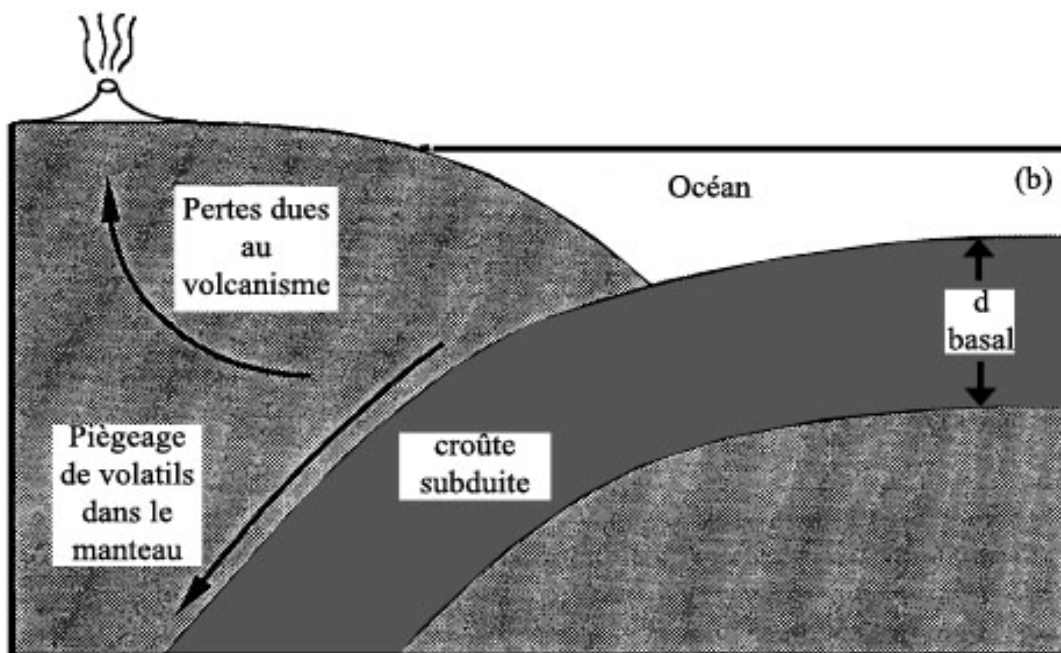


Figure 3 : schéma du piégeage de l'eau au cours de l'évolution planétaire dans le cadre de la tectonique des plaques. Le piégeage ou réhydratation a lieu dans les zones de subduction après la perte d'eau imputée au volcanisme d'arc. (D'après McGovern et Schubert, 1989)

Dans le cas de la tectonique des plaques, le dégazage se produit au niveau des rides médio-océaniques et est dû à la fusion partielle liée à l'extension du plancher océanique. En fonction du taux d'expansion et de la profondeur de fusion partielle, on définit un volume de dégazage et donc une quantité d'eau relâchée hors du manteau (Franck et Bounama, 1995) :

$$\left[ \dot{M}_v \right]_d = \rho_v d_m S, \quad (42)$$

où  $\left[ \dot{M}_v \right]_d$  est la quantité (massique) d'eau dégazée par le manteau vers l'atmosphère par unité de temps,  $S$  le taux d'expansion,  $d_m$  la profondeur de fusion partielle,  $\rho_v$  la densité d'eau dans le manteau (c'est-à-dire par unité de masse du manteau).

La réhydratation est obtenue avec une loi du même type :

$$\left[ \dot{M}_v \right]_r = f_{bas} \rho_{bas} d_{bas} S \chi_r, \quad (43)$$

où  $\left[ \dot{M}_v \right]_r$  est la quantité d'eau piégée par unité de temps,  $f_{bas}$  la fraction massique d'eau dans le basalte,  $\rho_{bas}$  la densité du basalte,  $d_{bas}$  l'épaisseur de la couche de basalte et  $\chi_r$  un facteur d'efficacité représentant la fraction d'eau qui retourne réellement dans le manteau au lieu d'être rejetée par volcanisme d'arc. On part de l'hypothèse que la croûte entière est hydratée par circulation hydrothermale ce qui explique le choix de  $d_{bas}$ .

Le bilan en eau peut être fait :

$$\left[ \dot{M}_v \right]_m = \left[ \dot{M}_v \right]_r - \left[ \dot{M}_v \right]_d, \quad (44)$$

avec la condition initiale :

$$\left[ M_v \right]_m (t=0) = NM_{ot},$$

où  $[\dot{M}_v]_m$  est la quantité nette d'eau arrivant dans le manteau par unité de temps,  $[M_v]_m(t)$  la quantité d'eau présente dans le manteau au temps  $t$ ,  $N$  une constante positive et  $M_{ot}$  la masse de la quantité d'eau actuellement présente sur Terre en surface dans les océans.

Pour faciliter la compréhension et la lecture des résultats on les normalisera par rapport à  $M_{ot}$ .

Le modèle de dégazage présenté ci-dessus est couplé à l'évolution thermique planétaire au travers du taux d'expansion et de la relation qui le lie au flux de chaleur hors du manteau et à l'âge de la lithosphère océanique. En effet McGovern et Schubert (1989) proposent :

$$q = \frac{S^{1/2} 2k(T - T_s)}{[\pi\kappa A_0(t)]^{1/2}}, \quad (45)$$

où  $A_0(t)$  est la surface totale des bassins océaniques au temps  $t$ .

Le choix des différents paramètres adoptés pour résoudre ce problème est abordé plus loin dans le rapport.

Toutes ces équations sont faites pour déterminer les échanges de volatils sous un régime de tectonique des plaques. Cependant nous devons nous intéresser aussi au mode du couvercle. A cause de la nature même de la convection à couvercle stagnant, les échanges sont limités par la présence d'une plaque fixe et unique à la surface de la planète ; le dégazage est donc réduit (pas de rides océaniques mais uniquement du volcanisme) et le piégeage impossible (pas de subduction du tout). Nous abandonnons donc l'équation de la réhydratation en convection sous couvercle. Le taux d'expansion apparaît encore dans le cas de la convection sous un couvercle, ce qui peut paraître étrange ; dans ce cas, il est à interpréter comme la vitesse de déplacement du manteau sous le couvercle fixe. Notons aussi que, du fait de la présence du flux de chaleur hors du manteau (calculé par le programme à chaque étape) dans l'équation qui sert à déterminer  $S$ , une différence s'établit obligatoirement entre les deux régimes de convection ; le flux étant bien sûr dépendant du mode de convection.



Après avoir obtenu une première série de résultats pour lesquels le dégazage n'avait pas été modifié et qui ont montré la grande influence du paramètre  $d_m$ , nous avons décidé de modifier le code pour refléter plus encore la différence de mécanisme due au couvercle. La modification porte sur la profondeur de fusion partielle : un régime en couvercle stagnant possède une couche qui ne peut pas fondre dans le modèle, tandis que la zone susceptible d'entrer en fusion s'étend jusqu'en surface pour le régime de tectonique. Ainsi, pour une même profondeur de fusion partielle, l'épaisseur de la couche en fusion partielle est plus faible sous un couvercle. Les détails des calculs et considérations concernant la détermination de ce paramètre influant seront donnés dans la partie réservée à l'étude des données et paramètres de ce rapport.

De plus, l'équation 12 est obtenue en considérant une plaque océanique dans le cadre de la tectonique des plaques. Si les résultats obtenus pour la vitesse du manteau sous le couvercle stagnant avec cette formule sont assez réalistes, ils n'en demeurent pas moins légèrement trop élevés. Il a donc fallu trouver une autre formulation au problème.

La formule choisie provient de Reese et al. (1999) et donne la vitesse du manteau sous le couvercle.

$$u = 0,05 \zeta \frac{\kappa}{d} \theta^{-2n/(n+2)} Ra^{2n/(n+2)}, \quad (46)$$

où  $n$  est un entier (ici  $n=3$ ),  $\theta$  le paramètre de Franck-Kamenetskii,  $Ra$  le nombre de Rayleigh basé sur la température intérieure de la cellule de convection étudiée,  $d$  la taille de la cellule étudiée et  $\zeta$  est un facteur correctif prenant en compte la dépendance en pression de la viscosité et les effets des transitions de phase. Les auteurs donnent une valeur approximative pour  $\zeta$  de 0,4. De plus, après tests, il apparaît que l'influence de ce paramètre est assez faible sur les résultats obtenus ; la valeur commune de 0,4 est donc conservée.

Par souci de cohérence, l'ancienne formule calculant le dégazage du manteau (formule 9, dans le cas de la tectonique, Franck et Bounama, 1995) a été remplacée par une formule calculant le flux de matériau au travers de la zone de fonte, issue des travaux de Reese et al. (1999). Elle est confirmée par Haucke et Phillips, 2002 :

$$f_{pm} = \frac{4u\phi(d_m^2)A_p}{d^2}, \quad (47)$$

avec  $\phi$  la fraction volumique de fusion,  $d_m$  l'épaisseur de la couche en fusion et  $A_p$  la surface de la planète.

Les vitesses mantelliques obtenues sont légèrement inférieures à celles que l'on trouvait précédemment, ce qui est plus cohérent vis-à-vis du mode de convection utilisé. Par conséquent, le volume de manteau traversant la zone de fusion est d'autant réduit et le dégazage est plus modéré. A nouveau, ces conclusions sont compatibles avec le mode de convection. Toutefois, si le dégazage est légèrement réduit, qualitativement, la situation reste la même et on assiste toujours à une phase initiale d'apport massif de volatils à l'atmosphère de la planète, comme détaillé plus loin.

## II.4 / Partie atmosphérique et projet de couplage

Pour une première approche du couplage atmosphérique, nous avons utilisé un programme plus simple que celui de Kasting (1988 et développements), lui-même très complexe et lourd. Il s'agit d'un code plus rapide et pratique pour des analyses simples, fondé sur les recherches de Phillips et al. (2001). Le code calcule les températures de surface à partir de la pression en eau dans l'atmosphère en utilisant un modèle radiatif-convectif. Il compare les températures radiative (stratosphère) et convective (troposphère) ainsi que leurs gradients pour trouver le point où ils concordent : la tropopause. A partir de là, le code en déduit la température de surface.



Figure 4 : Diagramme représentant l'organisation des modules lors du couplage dynamique interne/atmosphère planétaire.

Notre modèle est paramétré et 1D uniquement.

La température radiative est donnée par :

$$T_r(z) = T_e \left( \tau(z) + \frac{1}{2} \right)^{1/4}, \quad (48)$$

où  $T_e$  est la température radiative effective de l'atmosphère, et  $\tau(z)$  l'opacité totale dans l'infrarouge.

On peut exprimer  $\tau(z)$  de la façon suivante :

$$\tau(z) = \frac{H}{k_B T_S} \left( \kappa_{CO_2} P_{CO_2} + \kappa_{H_2O} P_{H_2O} \right) \exp \left[ -\frac{z}{H} \right], \quad (49)$$

avec  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T_s$  la température de surface,  $H$  la hauteur d'échelle de la pression atmosphérique,  $\kappa$  le coefficient d'absorption infrarouge et  $P$  la pression partielle.

La température convective est donnée par :

$$T_c(z) = T_s - \Gamma z, \quad (50)$$

où  $\Gamma$  est le gradient adiabatique et  $T_s$  la température de surface.

En plus du dégazage (nous nous plaçons en régime de convection à couvercle stagnant donc nous négligeons ici la réhydratation), nous prenons en compte l'échappement hydrodynamique de l'eau qui fait varier la quantité d'eau dans l'atmosphère et donc l'opacité de celle-ci. L'échappement exosphérique de l'eau est modélisé de façon basique par un facteur  $\exp(-t/\tau_{ex})$  où  $\tau_{ex}$  est la constante de temps de l'échappement et vaut 160 Ma (Grinspoon 1993).

### III/ Paramètres importants

En raison du nombre d'aspects considérés dans le modèle, de nombreux paramètres sont nécessaires à son bon fonctionnement. Certains de ces paramètres sont bien connus ou amplement contraints par les multiples observations réalisées, d'autres ont fait l'objet d'expériences aussi bien numériques que physiques ; dans certains cas, quand peu de renseignements sont disponibles, il est nécessaire de tester un domaine de valeurs réalistes. Certaines données sont plus complexes à obtenir et sont elles-mêmes le résultat de programmes secondaires ou d'études préliminaires. Cette partie a pour but de recenser les divers paramètres utilisés ainsi que les moyens mis en œuvre pour les obtenir.

### III.1 / Données planétaires

Les astres qui nous intéressent ici sont avant tout la Terre, Mars et Vénus ; ce sont aussi ceux sur lesquels nous avons le plus d'informations. Les principales données utilisées sont le rayon, le rayon du noyau, l'accélération due à la gravité et la température de surface. On notera que si le rayon du noyau est bien contraint dans le cas de la Terre notamment grâce aux abondantes données sismiques disponibles, il n'en est rien sur Mars et Vénus. Ainsi nous avons été contraints de donner une fourchette de valeurs plausibles et de tester différents scénarii correspondant à différentes structures internes. Le tableau ci-dessous résume les valeurs utilisées ainsi que les domaines étudiés le cas échéant.

Paramètre	La Terre	Mars	Vénus
Rayon (km)	6371.	3390.	6051.
Rayon du noyau (km)	3471.	1300. à 1900.	2800. à 3000.
Accélération gravitaire ( $m \cdot s^{-2}$ )	9.8	3.7	9.01
Température de surface (K)	273. (à 373)	220.	730.

*Tableau 1 : Récapitulatif des données planétaires importantes pour La Terre, Mars et Vénus.*

Les valeurs données pour les températures de surface sont, d'une part provisoires, car à terme le programme atmosphérique se chargera de la calculer étape après étape, d'autre part approximatives, car nous avons ici utilisé les valeurs actuelles et moyennes. En effet ce paramètre est susceptible de grandes variations au cours de l'évolution de la planète ; cependant il est à noter que, dans le cas de la Terre par exemple, il a été prouvé que de l'eau liquide a existé pendant au moins les 4.4 derniers milliards d'années (Peck et al., 2001) ce qui limite clairement le domaine de valeurs acceptables. On a donc testé des températures de surface entre 273 et 373 K pour la Terre. Le cas de

Vénus et Mars est moins bien contraint, ainsi des domaines plus étendus ont été investigués pour déterminer l'influence de ce paramètre sur l'évolution thermique des planètes.

Un second paramètre est peu contraint : la température moyenne initiale du manteau. Bien sûr, il est possible d'estimer des valeurs pour cette température en fonction de l'énergie potentielle initiale due à la formation même de la planète par accréation de petits corps jusqu'à la masse voulue. Il est couramment admis que des valeurs réalistes pour une planète de la taille de la Terre ou Vénus se situent aux alentours de 3000 K à 3600 K (Franck et Bounama, 1995 ; Reese et al., 1998 ; McGovern et Schubert, 1989). Nous avons testé ces valeurs ainsi que des températures initiales plus basses par acquis de conscience. Il est sage de se souvenir que du fait de sa masse plus faible, Mars a sans aucun doute présenté une température initiale plus faible que les deux autres astres étudiés ici ; cependant pour permettre une comparaison complète, toutes les valeurs ont été testées pour les trois planètes.

## III.2 / Viscosité et rhéologie

Le comportement du manteau des planètes dépend fortement de la rhéologie utilisée. C'est d'autant plus vrai que le modèle élaboré ici repose sur les échanges d'eau et que cette eau a une grande influence sur la viscosité (Jackson et Pollack, 1984). Il est donc important que le code reflète cet état de fait et possède des moyens d'adapter la rhéologie en fonction de l'évolution des conditions internes du manteau.

### III.2.a / Paramètres physiques

La rhéologie, on l'a dit, dépend de plusieurs paramètres. Dans ce modèle, trois influences sont prises en compte : la température moyenne du manteau, la pression ( $P_{ref}$ ) et le contenu en eau. Intéressons-nous tout d'abord aux deux premiers. L'influence de la température moyenne du manteau est directe sous la forme de la loi en exponentielle. C'est une façon de paramétrer classique et ne nécessitant pas d'explication très poussée. La partie concernant la pression est plus délicate. Bien sûr, elle apparaît explicitement dans l'équation (5) sous la forme d'un  $P_{ref}$  dans l'exponentielle. Cependant nous avons choisi de fixer ce paramètre pour chaque scénario. On peut donc en premier lieu voir la pression de référence comme un indicateur de la couche du manteau dont l'activité au cours de la convection est la plus grande. Cela donne une représentation physique au paramètre. Une loi (utilisée entre autres par Franck et Bounama, 1995) donne une estimation de la pression de

référence. Cette estimation donne des pressions de référence de l'ordre de 35 à 40 GPa. On peut douter du réalisme d'une telle approche car il semble plus naturel d'imaginer que les zones plus superficielles ont une influence majeure en raison des contrastes de viscosité ou de température ainsi que des échanges qui s'y déroulent, tandis que le manteau profond est moins important pour l'évolution thermique globale. On a donc choisi, plutôt que de se limiter aux résultats de l'équation (13), de tester une gamme de valeurs pour la pression de référence. Ainsi nous avons utilisé des pressions allant de 10 à 40 GPa au cours de l'étude. Les variations de ce paramètre permettent de refléter les incertitudes sur le facteur pré-exponentiel. Il est d'ailleurs sans doute préférable de le voir de cette manière car l'interprétation physique peut être hasardeuse.

### III.2.b / Contenu en eau

Le contenu en eau est aussi pris en compte dans la rhéologie : les paramètres  $A$ ,  $E^*$  et  $v^*$  dépendent de la quantité d'eau dans le manteau. Nous avons utilisé les données de Karato et Wu (1993) concernant le mécanisme de glissement de diffusion :

Paramètre	Etat sec	Etat saturé en eau
$A \text{ (s}^{-1}\text{)}$	$8.7 * 10^{15}$	$5.3 * 10^{15}$
n	1.0	1.0
m	2.5	2.5
$E^* \text{ (kJ.mol}^{-1}\text{)}$	300	240
$v^* \text{ (cm}^3\text{.mol}^{-1}\text{)}$	6	5

*Tableau 2 : paramètres rhéologiques pour l'olivine en mécanisme de glissement de diffusion, dans les états sec (sans eau) et saturé (0.03% d'eau en masse). Les paramètres saturés sont moins bien contraints.*

Le tableau indique des valeurs correspondant à un manteau d'olivine, ce qui n'est strictement réaliste que pour le manteau supérieur. Peu de données sont à ce jour disponibles sur le manteau inférieur, et uniquement à propos de matériaux analogues (Wright et al., 1992). De plus, Karato et Li (1992) ont montré l'importance du glissement de diffusion pour les matériaux analogues

de rhéologie de type perovskite et donc pour le manteau inférieur. Les relevés d'anisotropie sismique confirment ces conclusions. Pour Mars, où le manteau inférieur est très réduit, le problème est négligeable.

La saturation est atteinte pour une quantité d'eau d'environ 0.03% en masse (Karato et Wu, 1993). Si la quantité d'eau dans le manteau est supérieure à cette valeur, les paramètres saturés ont été utilisés. La quantité d'eau à laquelle correspond 0.03% en masse est relativement faible ; ainsi pour la Terre, cela signifie qu'on peut introduire un peu moins d'un océan terrestre avant d'atteindre cet état. Il existe cependant des minéraux dans le manteau (surtout dans la zone de transition, entre 410km et 660km) dont la saturation est bien plus élevée que cela : jusqu'à quelques pourcents (Bercovici et Karato, 2003), ce qui nous pousse à tester le modèle pour des valeurs plus importantes de la limite de saturation, ce qui est une manière fruste de modéliser l'effet possible de la zone de transition. Cependant elle constitue une première approche acceptable dans la mesure où elle sera développée dans le futur.

Pour modéliser l'évolution de la rhéologie avec le contenu en eau, nous avons réalisé une approximation linéaire entre les deux états présentés dans le tableau 2. Les données sur l'évolution du comportement ne sont pas assez nombreuses ou sûres pour pouvoir justifier un raffinement de cette méthode. Pour chacun des trois paramètres  $A$ ,  $E^*$ ,  $\nu^*$  la même interpolation a été faite indépendamment et utilisée pour trouver la viscosité correspondante en fonction de la température moyenne du manteau à l'étape en question.

### III.3 / Dégazage / réhydratation

La seconde partie du programme calcule l'échange de gaz entre le manteau et l'atmosphère. On a vu grâce aux équations exposées plus haut que deux paramètres étaient importants et gouvernaient le mécanisme. Ces deux paramètres : le taux d'expansion et la profondeur de fusion, permettent de définir le volume de manteau en fusion partielle et par conséquent la quantité d'eau pouvant être relâchée dans l'atmosphère. Dans le cas de la réhydratation, seul le taux d'expansion est important.



### III.3.a / Taux d'expansion

Comme précédemment indiqué, nous avons utilisé la relation proposée par McGovern et Schubert (1989) (équation 12) pour définir le taux d'expansion au cours du temps plutôt que d'imposer une valeur arbitraire. La difficulté réside à présent dans le fait de quantifier l'aire des bassins océaniques en fonction du temps.

Nous avons choisi d'utiliser la relation (Reymer et Schubert, 1984) :

$$A_0(t) = A_0^* \left[ \frac{V_{oa}^*}{V_o} + \frac{V_{ob}^* q^*}{V_o q(t)} \right]^{-1}, \quad (51)$$

où  $V_o$  est le volume total d'eau dans les océans (supposé constant dans ce modèle pour le moment),  $V_{oa}$  le volume des océans au dessus du niveau de la dorsale,  $V_{ob}$  le volume des océans sous le niveau de la dorsale et où les astérisques indiquent les valeurs présentes. La dépendance en  $q(t)$  (le flux de chaleur hors du manteau) assure le lien avec le reste du modèle. Il est à noter que cette formule a été obtenue en supposant que la masse continentale totale était constante au cours des 500 derniers millions d'années. La loi a été tirée des données les plus récentes existant et extrapolée à la totalité de l'évolution de la planète.

Enfin, si cette approche est raisonnable dans le cas de la Terre, il est délicat de l'appliquer à Vénus ou à Mars. Il a donc été décidé que dans le cas de Vénus, la surface des bassins océaniques correspondrait à la totalité de la surface planétaire (en négligeant tout d'abord les masses « continentales » présentes), tandis que pour Mars, elle représenterait la moitié de la surface de la planète : la moitié nord (Sleep, 1993).

### III.3.b / Profondeur de fusion

La profondeur de fusion partielle du manteau est un paramètre directement lié à l'évolution thermique de l'astre. Son importance est grande dans la mesure où le volume de manteau en fusion partielle en dépend directement. Dans un premier temps nous avons choisi de fixer ce paramètre ; la valeur choisie était de 100km (Franck et Bounama, 1995) pour une profondeur de fusion moyenne.

Bien sûr, une telle épaisseur ne reflète pas du tout la situation actuelle car elle est trop grande, elle correspond plutôt à l'état supposé du manteau au cours de l'Archéen obtenu à partir d'estimations sur la profondeur de l'eutectique du basalte.

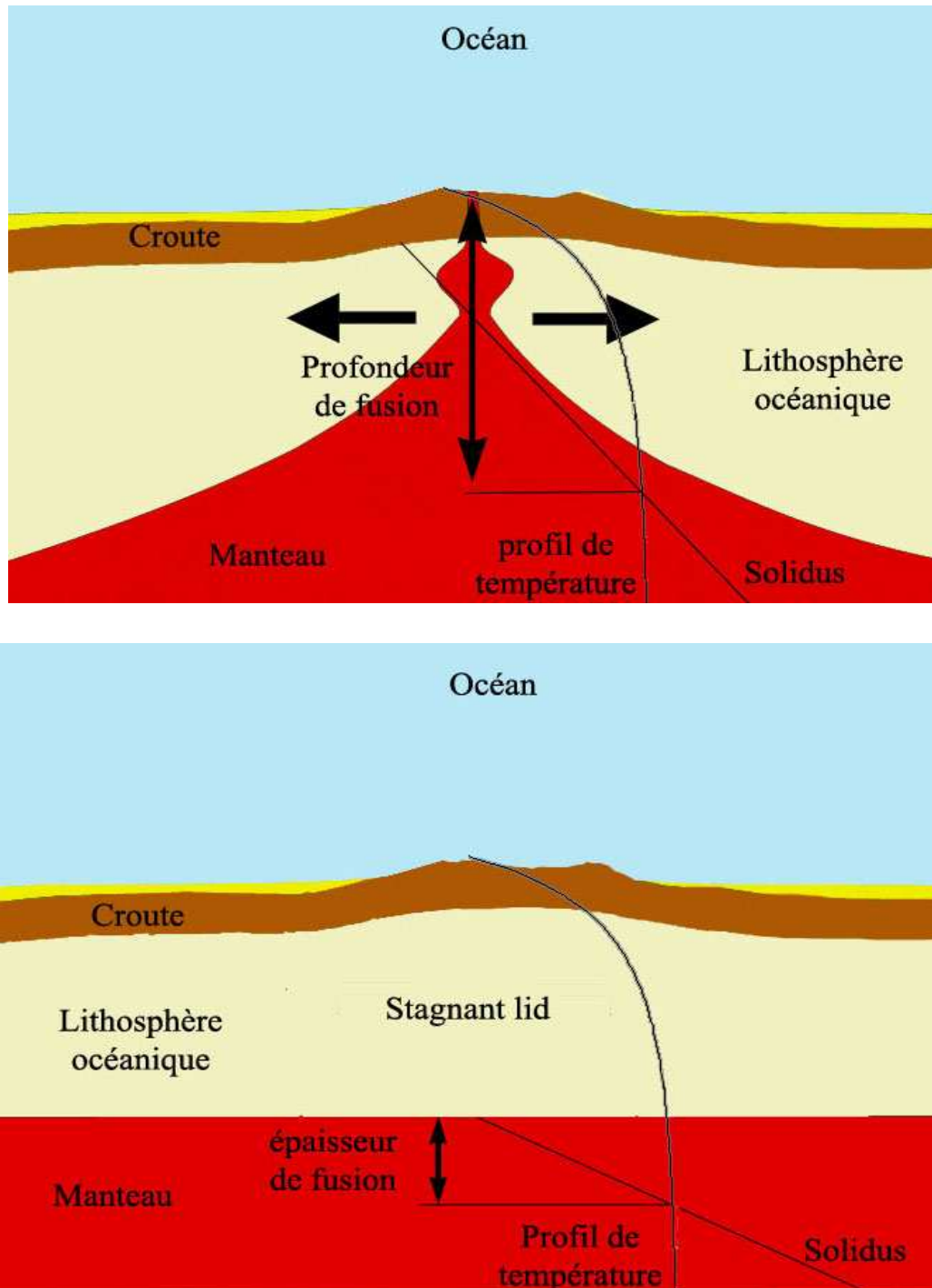


Figure 5 : schéma distinguant les zones de fusion partielle dans le cas de la tectonique des plaques et du couvercle stagnant. On s'attend à ce que l'épaisseur de fusion correspondant au second cas soit plus faible.

Etant donné que les échanges de volatils se déroulent surtout au début de l'évolution de la planète, nous avons considéré préférable de privilégier cette étape dans une première approche. Des tests avec différentes valeurs proches (110 km par exemple) ont été réalisés et ont permis de se rendre compte de l'influence majeure de ce paramètre sur les échanges de volatils.

Il est apparu que l'évolution de ce paramètre au cours du temps pourrait représenter un intérêt du fait de cette grande influence, de plus, avec l'étude de deux modes de convection : la tectonique des plaques et le couvercle stagnant, il fallait trouver un moyen de différencier les modes de dégazage associés à chaque régime. Il est en effet tentant de remarquer qu'une planète possédant des rides océaniques ne doit pas réaliser les échanges de la même manière qu'une planète dont la surface est recouverte par une plaque unique. Le schéma 5 présente une approche de cette différence et de la façon dont il a été prévu d'en rendre compte.

Le principe utilisé est simple : à chaque étape on veut comparer un profil de température en fonction de la profondeur au solidus dans les couches superficielles de la planète et ainsi trouver la profondeur maximale de fusion.

La première étape consiste à passer de la température moyenne du manteau telle qu'elle est calculée par le programme à la température potentielle, c'est-à-dire ramenée adiabatiquement à la surface. Pour ce faire, nous avons utilisé l'approche de Van Thienen et al. (2005) consistant à déterminer un coefficient simple liant température moyenne et température potentielle (avec une très bonne précision). Ainsi nous écrivons :

$$\frac{d\langle T_i \rangle}{dt} = f_{T_{avg}} \frac{dT_{pot}}{dt}, \quad (52)$$

où  $T_{pot}$  est la température potentielle et  $f_{T_{avg}}$  est le coefficient de passage ; il est différent pour chaque planète, ainsi il vaut 1.3 pour la Terre, 1.23 pour Vénus et 0.997 pour Mars.

A partir de cette nouvelle équation, nous utilisons :

Partie II

$$\frac{dT}{dz} = \frac{\alpha g T}{c_p} \quad (53)$$

Pour trouver le profil de température correspondant :

$$T(z) = T_{pot} \exp\left[\frac{\alpha g z}{c_p}\right] + C_0, \quad (54)$$

où  $C_0$  est une constante.

Il ne reste plus qu'à trouver une paramétrisation du solidus. Nous choisissons donc celle de Vlaar & Van den Berg (1991), pour sa simplicité :

$$T_{sol} = C_1 + PC_2, \quad (55)$$

où  $C_1=1115$  et  $C_2=120$  sont deux constantes,  $P$  est la pression dépendante de la profondeur.

La recherche de la profondeur de fusion se fait alors par dichotomie.

## III.4 / Récapitulatif

	Symbole	Valeur	Référence
<b>Données générales</b>			
% massique de volatils à saturation	wfv	0.03%	(b)
Facteur pré-exponentiel (sec)	$A_{sec}$	$8.7 \times 10^{15} s^{-1}$	(b)
Facteur pré-exponentiel (saturé)	$A_{sat}$	$5.3 \times 10^{15} s^{-1}$	(b)
Energie d'activation (sec)	$E_{sec}$	$300 \times 10^3 J.mol^{-1}$	(b)
Energie d'activation (saturé)	$E_{sat}$	$240 \times 10^3 J.mol^{-1}$	(b)
Volume d'activation (sec)	$V_{sec}$	$6 \times 10^{-6} m^3.mol^{-1}$	(b)
Volume d'activation (saturé)	$V_{sat}$	$5 \times 10^{-6} m^3.mol^{-1}$	(b)
Longueur du vecteur de Burgers	b	$0.5 \times 10^{-9} m$	(b)
Puissance liée à la taille des grains	m	2.5	(b)
Taille des grains de référence	$d_0$	$10^{-3} m$	(b)
Constante des gaz parfaits	R	$8.315 J.mol^{-1}.K^{-1}$	
Epaisseur moyenne de la couche de basalte	$d_{bas}$	$5 \times 10^3 m$	(a)
Fraction massique de volatils dans la couche de basalte	$f_{bas}$	0.03	(a)
Conductivité thermique	k	$4.2 J.s^{-1}m^{-1}.K^{-1}$	(a)
Valeur critique du nombre de Rayleigh	$Ra_c$	1000	

Coefficient d'expansion thermique	$\alpha$	$3 \times 10^{-5} K^{-1}$	(a)
Module de cisaillement	$\mu$	$80 \times 10^9 Pa$	(b)
Densité du basalte	$\rho_{bas}$	$2950 kg.m^{-3}$	(a)
Densité du manteau	$\rho_m$	$4400 kg.m^{-3}$	
Facteur d'efficacité	$\chi$	0.8	(a)
Constante de radioactivité	$\lambda$	$0.34 Ga^{-1}$	(a)
<b>La Terre</b>			
Accélération gravitaire	$g$	$9.8 m.s^{-2}$	
Rayon du noyau	$R_h$	6271km	(a)
Rayon du manteau	$R_m$	3471km	(a)
Température de surface	$T_s$	273K	(a)
Aire actuelle des bassins océaniques	$A_b$	$3.1 \times 10^{14} m^2$	(a)
Volume total des océans	$V_{tot}$	$1.1687 \times 10^{18} m^3$	(a)
Volume des océans sous le niveau des rides	$V_b$	$7.75 \times 10^{17} m^3$	(a)
Volume des océans au dessus du niveau des rides	$V_a$	$3.937 \times 10^{17} m^3$	(a)
Pression de surface	$P_{surf}$	1bar	
Facteur de passage en pression potentielle	$f_{av}$	1.3	(c)
Masse de l'océan terrestre	$M_{oc}$	$1.39 \times 10^{21} kg$	(a)
<b>Mars</b>			

Accélération gravitaire	$g$	3.7	
Rayon du noyau	$R_h$	1300km à 1900km	(c)
Rayon du manteau	$R_m$	3390km	(c)
Température de surface	$T_s$	220K	
Aire actuelle des « bassins océaniques »	$A_0$	$7.72 \times 10^{13} m^2$	Sleep (1993)
Pression de surface	$P_{surf}$	7mbars	
Facteur de passage en pression potentielle	$f_{av}$	0.997	(c)
<b>Vénus</b>			
Accélération gravitaire	$g$	9.0	
Rayon du noyau	$R_h$	2800km à 3000km	
Rayon du manteau	$R_m$	6051km	
Température de surface	$T_s$	730K	
Aire actuelle des « bassins océaniques »	$A_0$	$4.6 \times 10^{14} m^2$	
Pression de surface	$P_{surf}$	92 bars	
Facteur de passage en pression potentielle	$f_{av}$	1.23	

Tableau 3 : Récapitulatif des paramètres utilisés. (a) Mc Govern et Schubert (1989), (b) Karato et Wu (1993), (c) Van Thienen et al (2005).

## IV/ Résultats

Nous avons testé de nombreuses configurations de paramètres au cours de cette étude ; cette partie rassemble les résultats obtenus successivement et les présente en revenant sur les points importants et en les commentant. Nous avons tout d'abord tenu à confronter le modèle avec notre connaissance de la Terre pour déterminer si l'obtention de résultats réalistes était possible, nous en avons profité pour étudier l'influence de certains paramètres majeurs sur les résultats. Nous avons ensuite étendu le modèle aux deux autres planètes proches : Mars et Vénus pour comparer les trois astres. Le développement d'une partie spécifique du code prenant en compte le régime de convection à couvercle stagnant a permis une nouvelle approche de l'évolution des trois planètes. Un dernier ajout au code permet d'obtenir un modèle plus complet calculant la profondeur de fusion. Un couplage simple a, pour finir, pu être réalisé et est présenté ici.

### IV.1 / Cas réalistes pour la Terre et étude des paramètres

#### IV.1.a / Cas réalistes

Il semble essentiel de confronter les résultats du modèle aux points de repère existants auxquels nous avons accès sur Terre, c'est-à-dire à ce que nous savons de l'état actuel du manteau et principalement de ses températures. Nous estimons la température potentielle du manteau à environ 1350°C ce qui correspondrait à des températures moyennes du manteau de l'ordre de 1690 K. Nous avons donc recherché de telles températures actuelles. Les résultats présentés ici ont utilisé un modèle où la profondeur de fusion est fixe.

Notons que toutes les figures exposant le dégazage montrent en fait le bilan total d'échanges d'eau (dégazage et réhydratation), c'est-à-dire la quantité nette d'eau expulsée du manteau (ou piégée si la valeur est négative) ; nous l'appelons dégazage car dans la plupart des modèles, c'est l'expulsion d'eau qui domine.

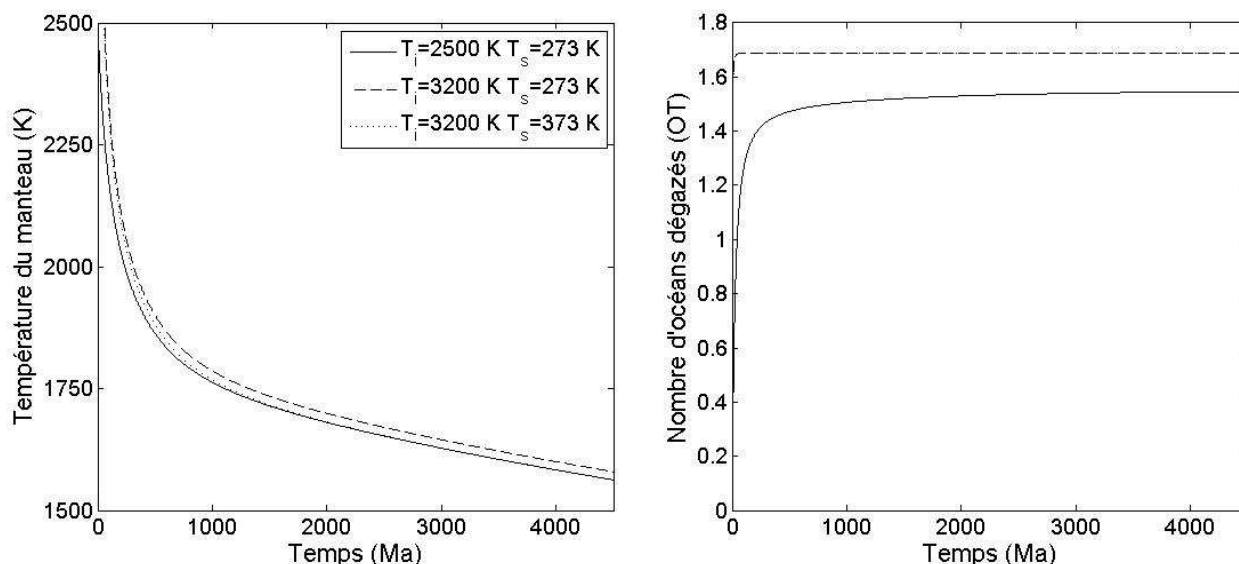
Les résultats suivants montrent qu'une gamme de paramètres permet d'obtenir des températures moyennes du manteau allant de 1550 K à 1750 K ce qui correspond à la gamme de valeurs cherchée. Les valeurs supérieures à 1675 K sont difficiles à obtenir sans faire varier le



paramètre de pression de référence assez incertain. Une valeur moyenne de ce paramètre est utilisée ici : 20 GPa. L'aspect général des profils de température ne change pas selon le jeu de paramètres utilisé. La phase initiale de refroidissement rapide dure environ 800 millions d'années puis suit une seconde phase de refroidissement plus calme d'aspect linéaire. La première étape est dominée par l'évacuation de la chaleur initiale due à l'accrétion de la planète, pendant ce temps, la chaleur dégagée par les éléments radiogéniques n'est pas encore suffisamment importante pour avoir un rôle visible dans le modèle.

En réalité, des éléments à faible durée de vie tels que  $^{40}\text{K}$  ou  $^{26}\text{Al}$  ont du avoir une grande importance pendant l'évolution primitive des planètes. Les éléments radiogéniques ont besoin de temps pour fournir assez de chaleur pour contribuer de manière notable au bilan d'énergie de la Terre dans notre modèle. C'est donc au cours de la seconde étape qu'ils constituent la source majoritaire de chaleur du système.

Le bilan d'échange d'eau avec la surface indique que la majorité de l'eau échangée l'est au cours de la première partie de l'évolution de la planète : avant les 500 premiers millions d'années. Cela ne signifie pas qu'aucun échange n'est réalisé après coup, mais plutôt que le dégazage et la réhydratation se compensent et imposent un équilibre au système.



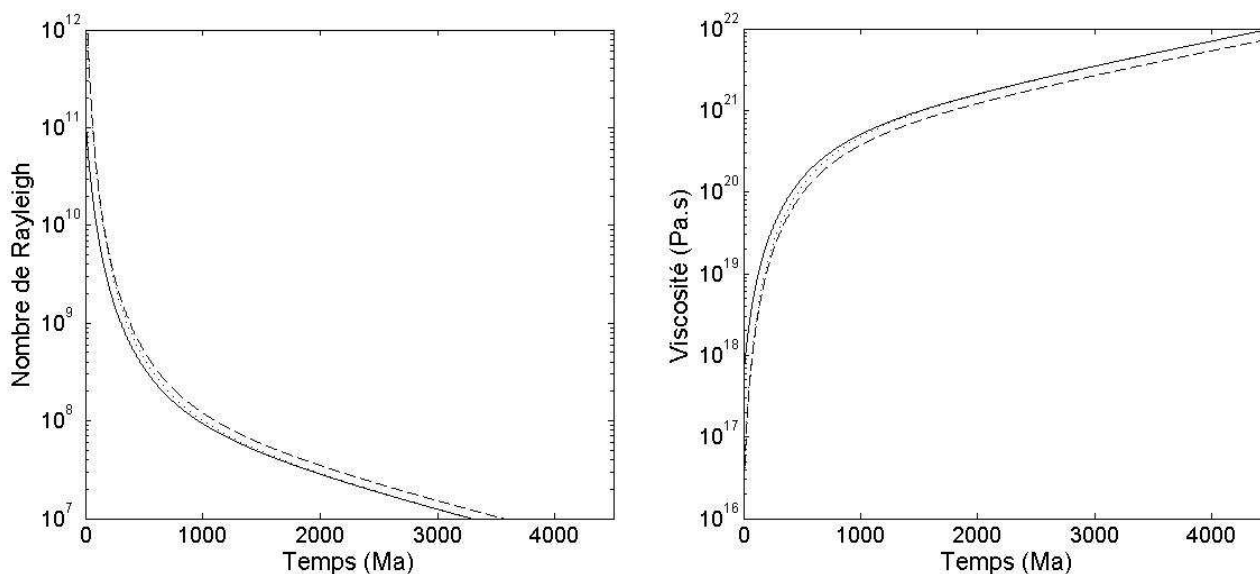


Figure 6 : graphiques de l'évolution thermique, du dégazage, de la viscosité et du nombre de Rayleigh pour la Terre au cours du temps dans trois cas : trait plein, température initiale à 2500K et température de surface à 273K ; tirets, température initiale à 3200K et température de surface à 273K ; pointillés, température initiale à 3200K et température de surface à 373K. Les trois courbes sont réalisées pour une pression de référence de 20GPa.

Les viscosités s'échelonnent sur une large gamme de valeurs. Les faibles viscosités enregistrées au cours de la première étape de l'évolution sont dues aux fortes températures qui règnent dans le manteau à cette époque. Elles laissent vite la place à des valeurs plus élevées : de  $10^{20}$  à  $10^{22}$  Pa.s<sup>-1</sup> qui correspondent plus aux valeurs actuelles. Il ne faut en effet pas oublier que cette valeur est une moyenne sur le manteau prenant en compte le manteau profond où l'effet de la pression est important et génère des viscosités très grandes. Remarquons de plus que la rhéologie ne change pas au cours du temps. Le modèle utilisé fixe la limite de saturation du manteau à 0.03% (ce qui ne prend pas en compte les effets probables de la zone de transition sur la limite de saturation). Le dégazage n'a pas éliminé assez d'eau pour passer en rhéologie sèche ni même humide.

Le nombre de Rayleigh évolue de la même manière que les autres valeurs : après une phase de réajustement, il décroît de façon monotone linéaire.

### IV.1.b / Influence des paramètres

Les premiers résultats obtenus ci-dessus (Figure 6) permettent en outre d'étudier l'influence des différents paramètres. Ces paramètres sont la température initiale du manteau, la température de surface, la pression de référence, le contenu initial en eau du manteau et le contenu en eau à la saturation.

On remarque tout d'abord que lorsque la température initiale varie, seule la première phase de l'évolution thermique est influencée (premier milliard d'années). Ensuite, les modèles correspondant à des températures initiales différentes sont confondus. Ce phénomène a été observé par Franck et Bounama (1995) qui notent que le manteau « oublie » son état initial après environ 1 milliard d'années. Christensen (1985) trouve une valeur similaire : 800 millions d'années. Cet effet est donc bien connu, c'est le « temps de réajustement ». Après le réajustement, les différentes valeurs (température moyenne, nombre de Rayleigh, viscosité) évoluent de façon linéaire. L'influence de la température initiale sur le dégazage est plus importante : une forte température initiale est associée à un dégazage plus fort et plus rapide, les différences sont significatives comme l'indique la Figure 6. On explique ceci par le fait que la température initiale joue uniquement sur le premier milliard d'années de l'évolution de la planète, de plus une forte température favorise l'activité convective et donc le dégazage. La convergence fait que lors de la seconde phase, les deux modèles évoluent de la même façon mais le retard pris ne sera pas rattrapé.

L'effet de la température de surface est moindre : il apparaît tôt dans l'évolution thermique (150 à 200 millions d'années) mais ne crée pas de bouleversement : une différence de température moyenne est observée entre deux modèles n'ayant pas la même température de surface mais elle reste à peu près constante et vaut environ 30 K pour une différence en surface de 100 K. Si l'effet sur Terre reste mineur, il semble pouvoir être beaucoup plus important sur une planète telle que Vénus. L'influence de ce changement de température de surface sur le dégazage est nul surtout parce qu'au moment où la différence entre les modèles devient visible, la majorité du dégazage est déjà effectuée. La pression de référence est, on l'a vu, un paramètre incertain. Des tests ont été faits pour déterminer son influence, leurs résultats sont présentés sur la Figure 7.

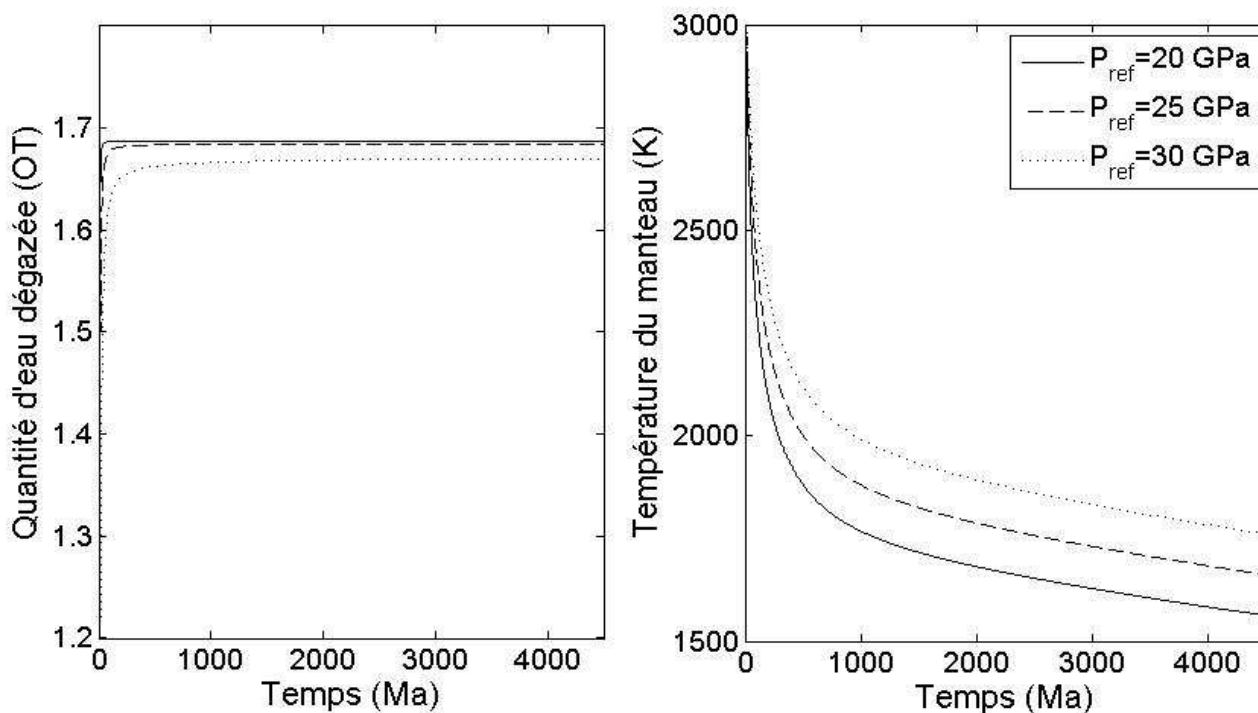


Figure 7 : influence du paramètre de pression de référence (trois valeurs : trait plein, 20 ; tirets, 25 et pointillés, 30 GPa) sur l'évolution thermique et le dégazage de la Terre. Température initiale de 3200K, température de surface de 273K, 4 océans terrestres initialement dans le manteau.

Plus la pression de référence est élevée, plus la seconde phase de l'évolution a une température élevée, mais l'aspect des courbes reste le même. L'influence de la pression est la plus importante au cours de cette seconde phase. C'est d'ailleurs le paramètre étudié ayant le plus d'implication sur les températures finales du modèle jusqu'à présent. Le dégazage est par contre moins influencé, la différence de quantité d'eau entre les modèles à différentes pressions est minime et la vitesse de dégazage n'est presque pas affectée.

Nous avons aussi testé plusieurs contenus initiaux en eau.

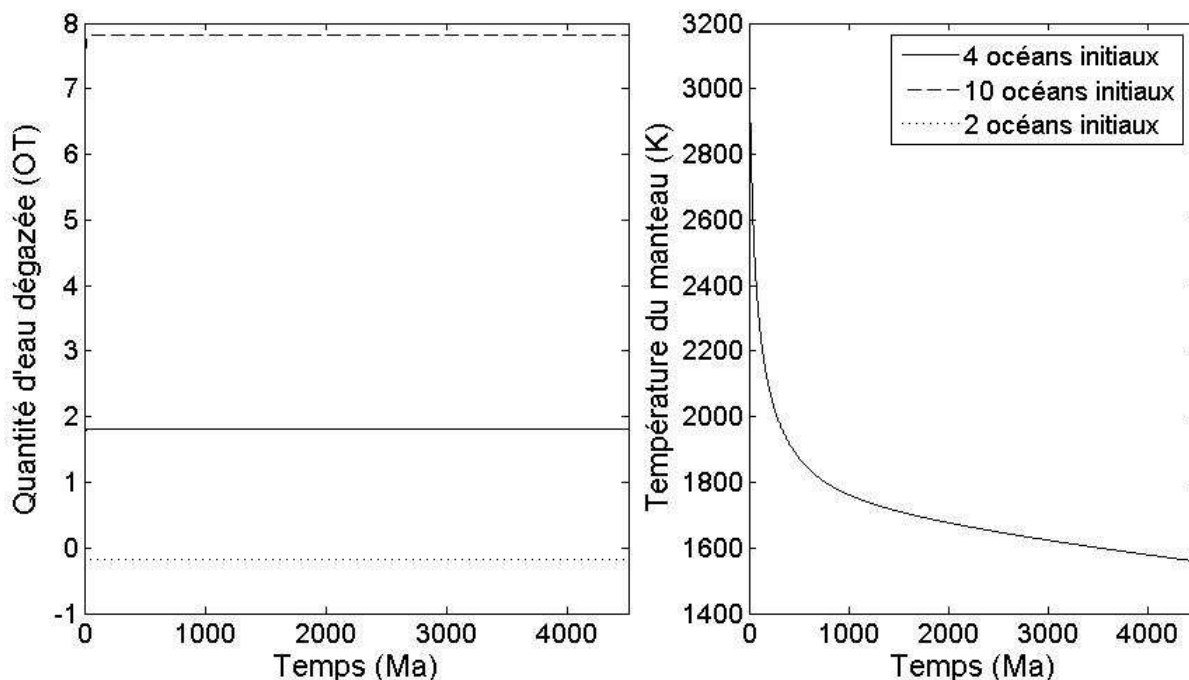


Figure 8 : Le dégazage dans le cas de deux quantités d'eau mantellique initiales différentes pour la Terre. En tirets : 10 océans terrestres, en trait plein 4 océans terrestres. Avec une température mantellique initiale de 3200K, une température de surface de 273K et une pression de référence de 20GPa.

On remarque que, quelle que soit la quantité d'eau initialement présente, le système tend à se mettre dans un état d'équilibre précis, que ce soit en perdant de l'eau par dégazage, ou en gagnant par réhydratation. L'état d'équilibre est déterminé par les conditions du modèle (pression, température initiale du manteau, etc.) et correspond à la quantité d'eau présente dans le manteau qui provoque un dégazage équivalent à la réhydratation (elle-même indépendante de la quantité d'eau encore présente dans l'atmosphère). On remarque que dans les modèles proposés, avec la valeur de limite de saturation choisie, la température moyenne du manteau n'est pas influencée par l'évolution du contenu en eau car on ne change pas de rhéologie : l'état est ici constamment saturé.

Comme la fraction massique d'eau correspondant à l'état saturé des roches du manteau est mal connue et varie beaucoup entre les minéraux, nous avons testé plusieurs valeurs en plus de notre estimation initiale. La Figure 9 présente ces résultats.

## Partie II

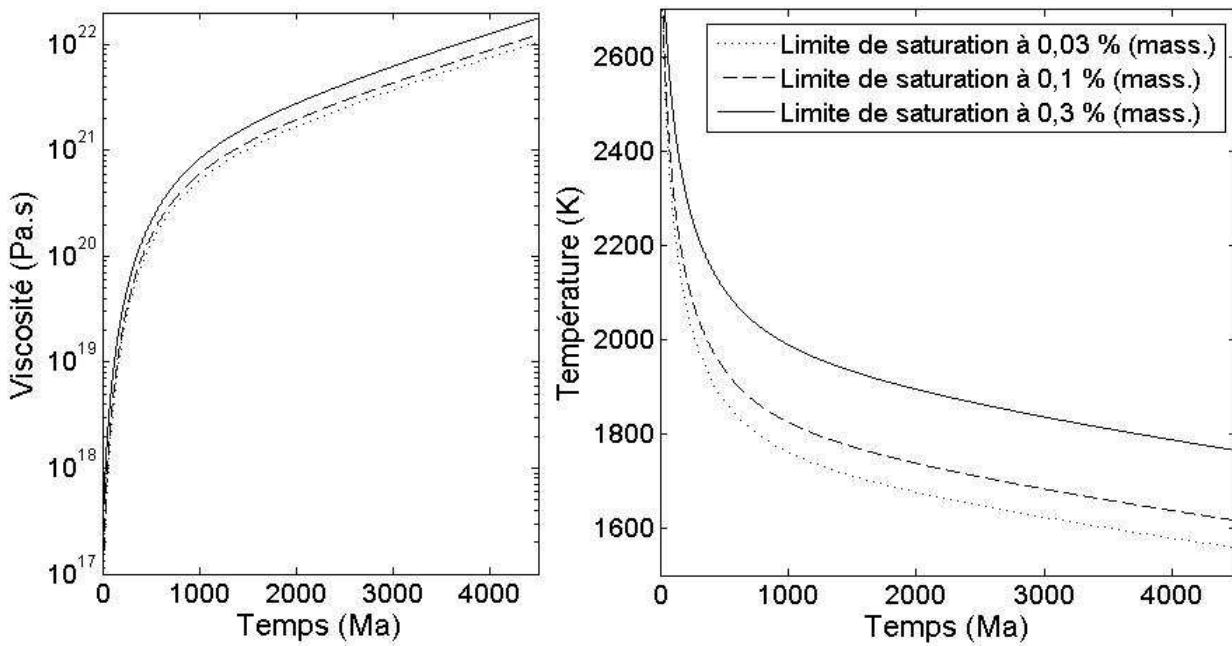


Figure 9 : Influence de la limite de saturation. 3 limites ont été testées : tirets 0.1% (mass.), pointillés 0.03% (mass.), trait plein 0.3% (mass.). la température mantellique initiale est 3000 K, la température de surface est 273 K, la pression de référence est 20 GPA, on débute avec 4 océans terrestres dans le manteau.

Utiliser une limite de saturation plus élevée augmente la température du manteau, on change en effet de rhéologie et il est possible de se placer dans un manteau humide sous ces conditions. Le cas où  $f_{H_2O} = 0.1\%$  est plus proche de celui à  $f_{H_2O} = 0.03\%$  que de celui à  $f_{H_2O} = 0.3\%$  car il reste plus longtemps que ce dernier en régime saturé. Le cas  $f_{H_2O} = 0.3\%$  passe très vite en régime humide non saturé (dès les premiers millions d'années) et se différencie donc très vite des deux autres ; en résulte une divergence plus marquée. L'autre graphique de la Figure 9 (dégazage total) confirme cette constatation. La phase cruciale est donc la première pour la rhéologie de la planète, c'est là, selon le temps que la planète met pour sortir du régime saturé, que se décide une partie de son évolution finale.

## IV.2 / Comparaison des trois planètes

Après ces premiers résultats, nous avons appliqué le modèle à d'autres planètes : Mars et Vénus. Dans ce premier essai, seules les données planétaires (rayons, gravité...) diffèrent : le mécanisme employé pour la Terre, Vénus et Mars reste le même, c'est-à-dire la tectonique des plaques.

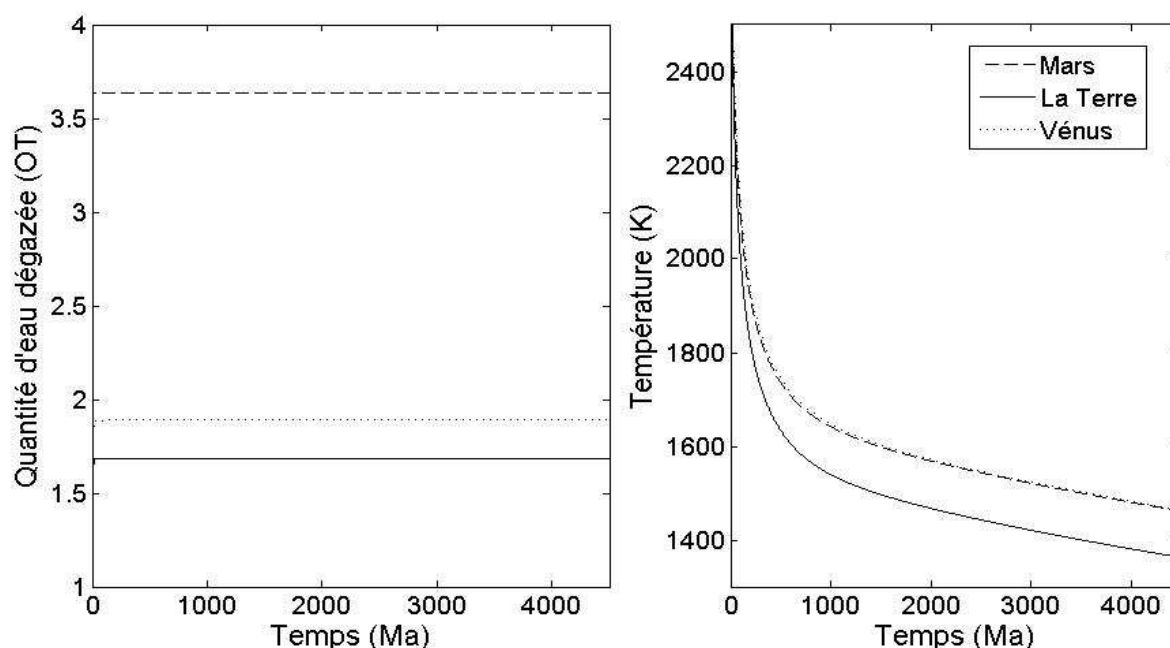


Figure 10 : Comparaison des trois planètes : la Terre (trait plein), Vénus (pointillés) et Mars (tirets). Avec une température mantellique initiale de 2800K, une température de surface donnée par le tableau 3 pour chaque planète et une pression de référence de 10GPa, on débute avec 4 océans terrestres dans le manteau.

Du point de vue de la température, Mars et Vénus sont dans ce cas très proches et sont aussi plus chaudes que la Terre. On remarque en revanche, que le graphique de dégazage est différent : le dégazage sur Mars est beaucoup plus important que sur Terre ou Vénus. Plus des  $\frac{7}{8}$  de l'eau mantellique martienne initiale est dégazée. Venus et la Terre perdent un peu moins de la moitié de leur eau initiale. Il est remarquable que Vénus reste relativement proche de la Terre en dépit de la différence importante de profil de température affichée. Ce résultat bien que sommaire peut être intéressant ; il est en accord avec l'idée que Mars et Vénus ont toutes deux perdu plus d'eau que la

Terre et auraient acquis leur apparence et régime de couvercle stagnant actuel principalement de ce fait.

Pour vérifier si ce phénomène n'était pas dû à une particularité de la structure interne des planètes, nous avons étudié plusieurs possibilités de tailles de noyaux.

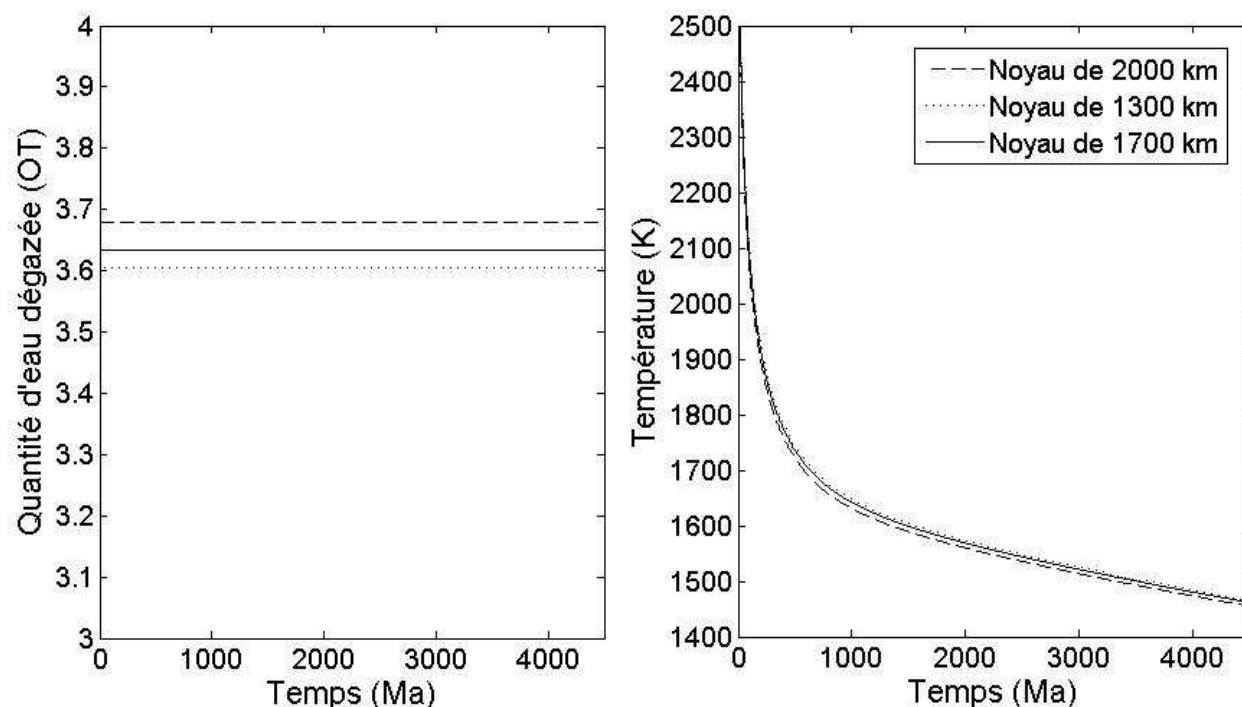


Figure 11 : Effet de la structure interne de Mars sur son évolution thermique et son dégazage. Trois valeurs sont testées pour le rayon du noyau : en pointillés 1300km, en trait plein 1700km en tirets 2000km. La température mantellique initiale est de 2800K, la pression de référence est de 10GPa, on débute avec 4 océans terrestres dans le manteau.

Les graphiques de la Figure 11 représentent ainsi les résultats de trois structures internes différentes (c'est-à-dire comportant des noyaux de tailles différentes). Malgré une grande liberté du paramètre  $R_i$  (il varie de 1300km à 1900km), les profils de température sont très proches et n'expliquent pas à eux seuls la différence de comportement entre Mars et la Terre. De même, les profils de dégazage sont tous rassemblés dans un domaine de valeurs réduit.



### IV.3 / La convection à couvercle fixe

Cependant, pour que les résultats obtenus pour des planètes telles que Mars ou Vénus soient pleinement exploitables, il est nécessaire de modéliser le régime de convection qui a lieu en leur sein. Ainsi nous avons développé une partie du programme destinée à simuler la convection à couvercle fixe

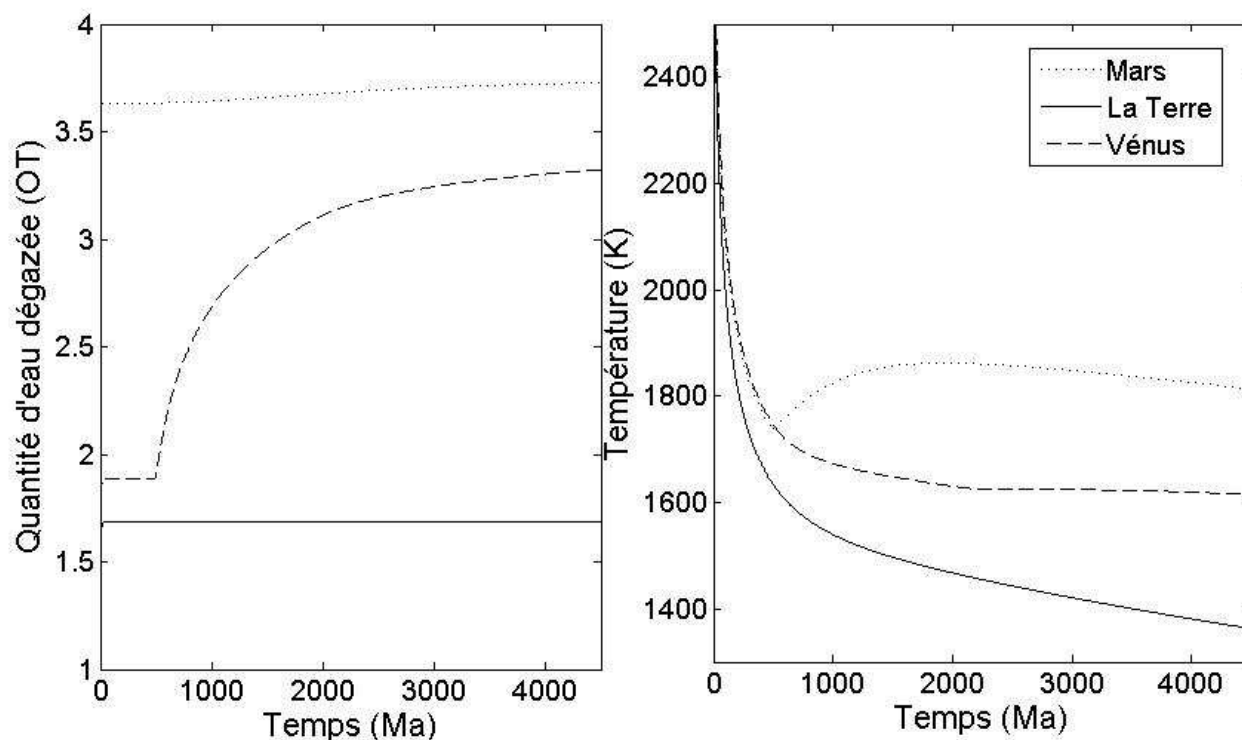


Figure 12 : Comparaison des trois planètes : la Terre (trait plein), Vénus (tirets) et Mars (pointillés). Avec une température mantellique initiale de 2800K, une température de surface donnée par le tableau 3 pour chaque planète et une pression de référence de 10GPa, on débute avec 4 océans terrestres dans le manteau. Le passage de la tectonique des plaques à la convection à couvercle stagnant se fait à 500Ma pour Mars et Vénus, la Terre reste en tectonique des plaques sur toute la durée de son évolution.

La courbe correspondant à la Terre a été conservée pour comparaison, elle utilise un régime de tectonique des plaques. Lorsque le régime de convection passe en couvercle stagnant (ici au bout de 500 millions d'années), Vénus et Mars se distinguent encore plus de la Terre que lorsque la tectonique des plaques était utilisée. Si le profil de température de Vénus n'est pas fortement troublé (notez tout de même la stabilisation presque complète de la température moyenne de son manteau un peu plus élevée qu'auparavant), celui de Mars présente un changement majeur. En effet, dès la transition de régime, on observe une remontée nette et rapide de la température du manteau (jusqu'à 1.7 milliards d'années) puis à nouveau un refroidissement progressif lent.

Ces deux phénomènes (sur Mars et Vénus) sont dus au fait que le régime à couvercle stagnant n'est pas aussi efficace que la tectonique des plaques quant à sa capacité à évacuer la chaleur vers l'extérieur du manteau. Ainsi on assiste à une accumulation de cette chaleur piégée jusqu'à ce que la planète atteigne à nouveau un état d'équilibre. Selon les conditions choisies et la date de la transition de régime, il est possible que Vénus présente un réchauffement du manteau si la transition est plus tardive (ceci a aussi été observé par Nimmo et McKenzie, 1998) ou bien que Mars ne montre qu'une stabilisation de sa température (avec une transition précoce). Le passage d'un phénomène à l'autre est progressif et non pas brutal.

Le graphique de dégazage montre de plus grands changements dans le cas de Vénus. En effet, la transition de régime est le départ d'une seconde phase de dégazage intense qui rapproche fortement Vénus de la situation de Mars (ce qui serait en accord avec l'idée que la différence essentielle entre ces deux planètes et la Terre est la quantité d'eau restant dans leurs manteaux respectifs). A la fin de son évolution (donc de nos jours) Vénus aurait perdu plus des  $\frac{3}{4}$  de son eau initiale alors que la Terre en conserve plus de la moitié.

L'évolution post transition de Mars est moins marquée ici et consiste en un lent dégazage tardif. La différence entre Mars et Vénus est due simplement aux quantités d'eau restant dans le manteau au moment de la transition : Vénus en a conservé plus donc son dégazage sera plus intense.

Pour étudier l'effet de la date de transition de régime de convection, nous avons réalisé plusieurs expériences sur Vénus : seule cette date change dans les modèles proposés par la Figure 13.

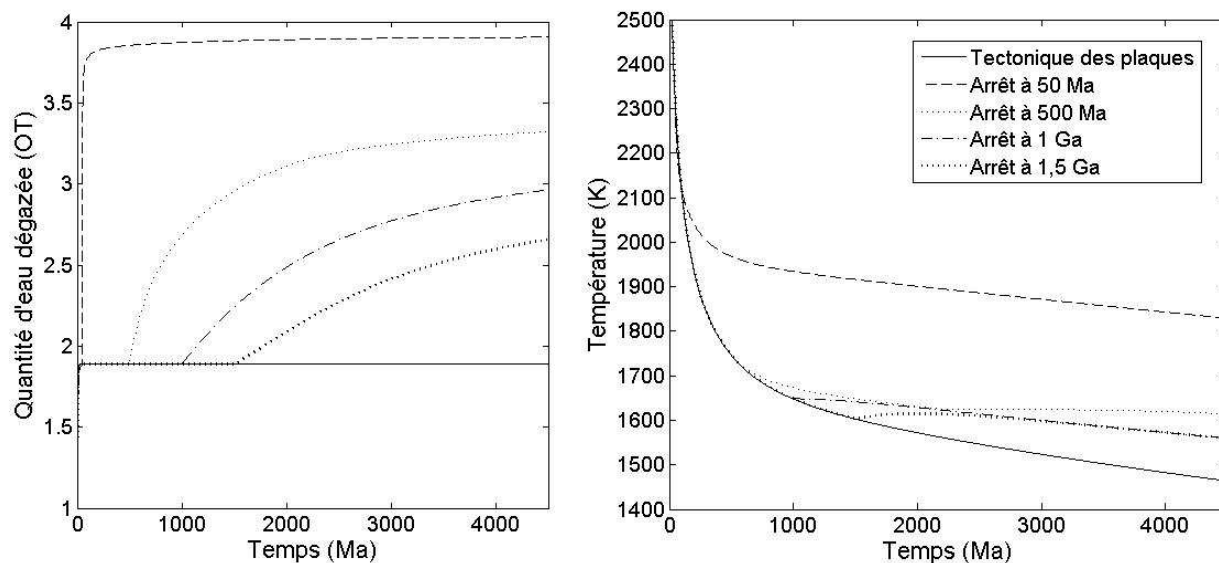


Figure 13 : Vénus : passage à la stagnant lid convection à différentes dates. Mêmes paramètres qu'à la figure 12.

Les mêmes phénomènes que plus haut apparaissent. Après une première phase de tectonique, la convection à couvercle stagnant impose une nouvelle évolution. On remarque que si le passage entre les deux effets décrits plus haut (stabilisation et réchauffement) est progressif, l'évolution ultérieure est bien distincte dans chacun des cas. La stabilisation de la température réduit la vitesse de refroidissement et implique aussi que l'état « final » de la planète dépend de l'instant de transition entre tectonique des plaques et convection avec couvercle stagnant. Au contraire, après un réchauffement, on voit les différents modèles converger vers une évolution tardive commune et un même « état final ».

L'étude du dégazage montre que plus la transition de régime se fait tôt, plus la quantité totale d'eau perdue par le manteau sera grande (presque la totalité de l'eau pour un couvercle très précoce). C'est la température à laquelle se fait le dégazage qui régule la quantité d'eau perdue et la vitesse à laquelle cette dernière est expulsée.

Remarquons qu'il est certainement important d'avoir un modèle tenant compte des différences de mécanisme de dégazage entre la tectonique et le couvercle pour pouvoir tirer des conclusions complètes de ces résultats.

#### IV.4 / Développement : la profondeur de fusion

Il est donc normal de vouloir affiner les résultats précédents. Le principe de cette extension du programme a été détaillé plus haut. Plusieurs expériences ont été faites en variant divers paramètres ; quelques unes de celles-ci sont présentées sur la Figure 14.

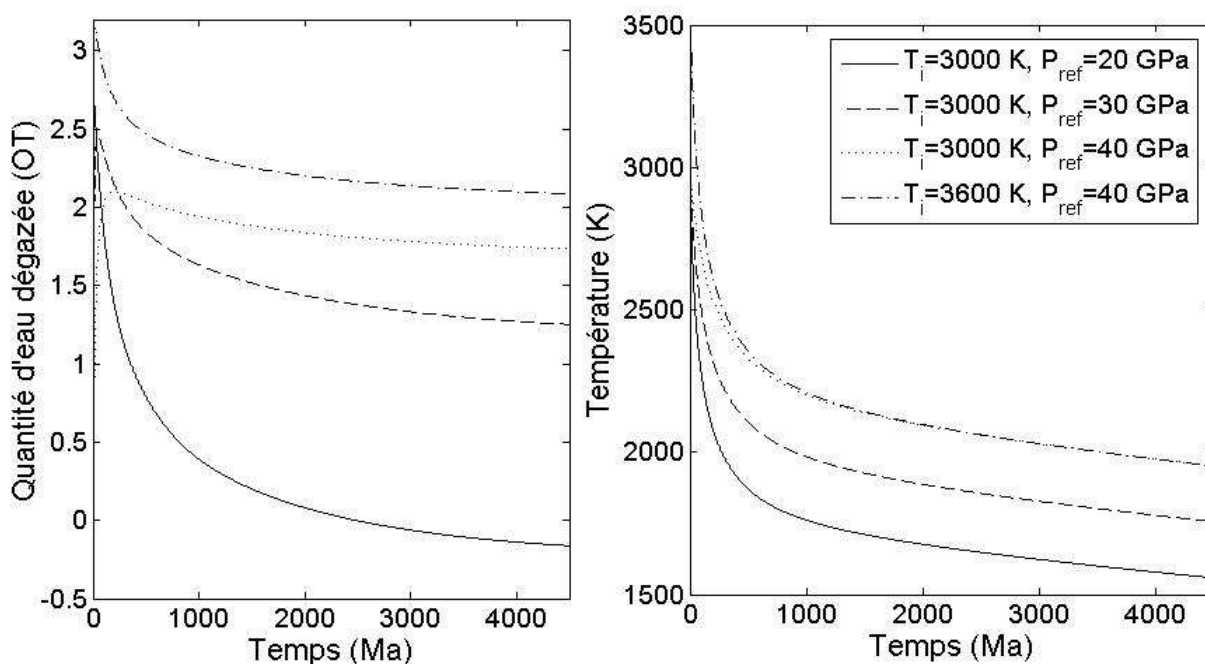


Figure 14 : Effet de l'introduction de la profondeur moyenne de fusion variable dans le cas de la Terre pour différents modèles. (4océans terrestres et une température de surface de 273K).

La comparaison des nouvelles températures dans le modèle à profondeur de fusion variable révèle peu de différences avec l'ancienne méthode, aussi bien l'apparence des courbes que les valeurs obtenues sont très similaires. Les résultats obtenus pour le dégazage sont plus intéressants. Ils indiquent un fort dégazage primitif puis une réhydratation après une durée allant de quelques millions d'années à quelques dizaines de millions d'années. Le délai avant réhydratation dépend directement de la pression de référence et de la température initiale : plus la pression est grande et la température faible, plus la réhydratation devient majoritairement tard. En régime de tectonique des plaques comme c'est le cas sur la Figure 14, après l'étape initiale, où elle atteint des valeurs proches de la centaine de kilomètres comme nous avons choisi de le faire dans le modèle initial, la

profondeur de fusion moyenne diminue au cours du temps pour atteindre des valeurs situées entre 0 et 20 km à l'époque actuelle. Cette diminution entraîne un recul du dégazage face au piégeage de volatils et donc un apport d'eau au manteau. Selon les paramètres, cet apport peut être suffisant pour compenser et même dépasser les pertes précoces. Cependant, dans la plupart des modèles, cet apport reste modeste et le dégazage total se stabilise entre 1 et 3 océans terrestres.

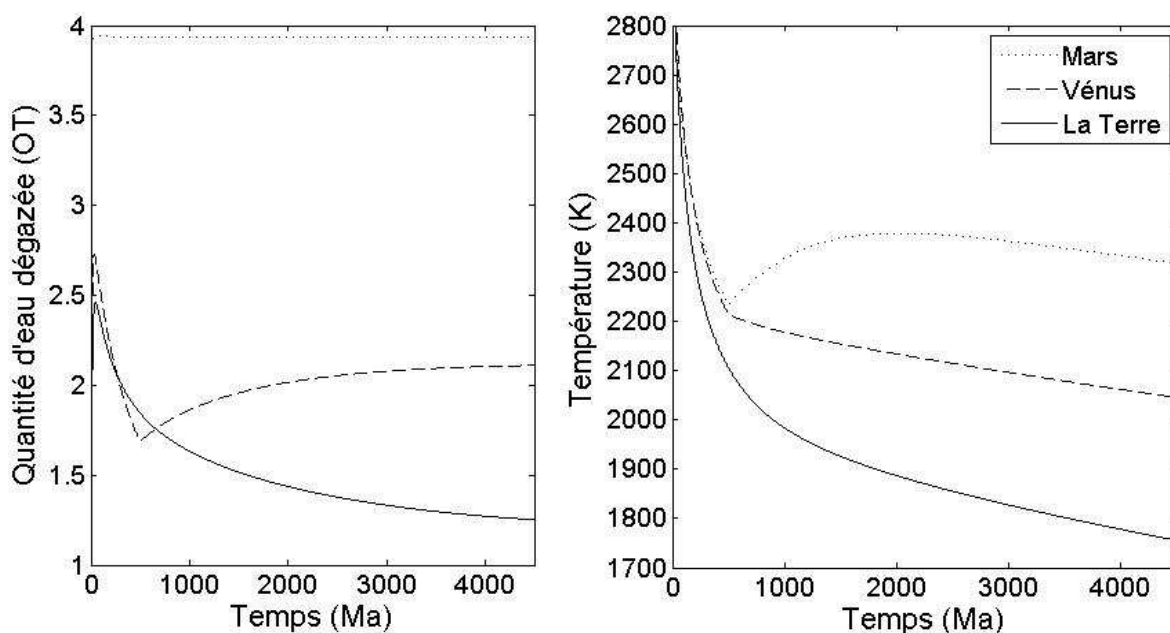


Figure 15 : à gauche, profils de dégazage après implémentation de la profondeur moyenne de fusion variable dans les cas de Mars, Vénus et la Terre. Passage en convection avec couvercle après 500Ma. Températures mantelliques initiales de 3000K, pression de référence à 30GPa, 4 océans terrestres initialement dans le manteau. À droite, profils de températures après implémentation de la profondeur moyenne de fusion variable dans les cas de Mars, Vénus et la Terre. Passage en convection avec couvercle après 500Ma. Températures mantelliques initiales de 3000K, pression de référence à 30GPa, 4 océans terrestres initialement dans le manteau.

La figure 15 présente l'utilisation du code de profondeur de fusion moyenne variable dans les cas de Mars et Vénus avec convection à couvercle après 500 millions d'années. Les courbes de température sont à nouveau semblables aux cas précédents pour les trois planètes. Dans le cas de Mars, on voit peu de différence pour le dégazage. Il est tout aussi rapide mais légèrement plus intense. La seconde phase est très peu marquée : on voit une légère diminution due au

rétrécissement de la zone de fusion partielle mais elle est faible et vite compensée par l'effet du changement de régime vers le régime à couvercle fixe où la réhydratation n'est plus possible. Dans le cas de Vénus, les différences sont plus visibles. Elle commence par produire un dégazage plus fort que celui de la Terre mais peu après, à cause de la réduction de la zone de fusion partielle (due au nouveau code) elle piège l'eau plus vite que la Terre. Ce n'est qu'après le passage en convection avec couvercle que le dégazage total redevient supérieur à celui de la Terre. A nouveau, après changement de régime, le comportement de Vénus est comparable à celui qu'elle présentait dans les modèles antérieurs.

## IV.5 / Couplage atmosphérique : première approche

Ce premier essai de couplage concerne Vénus, planète à laquelle ce code s'appliquait initialement. En effet les valeurs des différents paramètres varient certainement d'une planète à l'autre et ne sont pas forcément directement accessibles. Des tests seront ultérieurement réalisés pour connaître les modalités d'application de ce code à Mars et à la Terre. Les modèles utilisés dans le cadre de ce couplage utilisent des quantités d'eau initialement présentes dans le manteau plus faibles que les modèles précédemment exposés : ici on a 0.1 océan terrestre initialement dans le manteau ; la raison de cette différence est notre utilisation du régime avec couvercle, qui dégage plus d'eau et n'est pas équilibré par de la réhydratation. Phillips et al. utilisent eux mêmes 50 ppmv d'eau ce qui correspond grossièrement à nos 0.1 océans terrestres. La Figure 16 montre les premiers résultats obtenus pour l'évolution de la température de surface au cours du temps dans le cadre d'un régime de convection à couvercle.

La température de surface augmente très vite dès le démarrage du modèle et atteint de fortes valeurs (au dessus de 1200K) en quelques millions d'années. Cette progression résulte du dégazage vigoureux dont fait preuve le système : c'est la grande quantité d'eau relâchée dans l'atmosphère qui crée ce pic. Après ce maximum, la réduction du dégazage ainsi que l'importance croissante de la perte d'eau au niveau de l'exosphère par échappement hydrostatique entraînent une diminution de la température de surface jusqu'à des valeurs correspondant à une atmosphère privée d'eau. L'aspect des courbes obtenues est différent de celui des courbes de Phillips et al., en effet les nôtres sont plus pointues et le maximum se situe plus tôt dans l'évolution planétaire. Nous attribuons ce phénomène à la possible vigueur supérieure de notre mode de convection par rapport à celui de Phillips et al.. Il semble que leur dégazage étant moins rapide, il reste plus d'eau plus

longtemps dans le manteau ce qui explique les valeurs plus faibles de température de surface qu'ils obtiennent ainsi que leur diminution plus lente. Le deuxième jeu de courbes présent sur la Figure 16 représente la température de surface et le dégazage qui existent dans le cas d'un système non couplé : l'eau est dégazée comme auparavant et la température de surface calculée. Toutefois, dans le modèle découplé, la température de surface réellement utilisée par le code de convection du manteau est fixée à 730K. On peut ainsi voir la différence qu'il y a sur certains paramètres entre les cas couplé et non couplé : la température de surface présente une faible variation mais elle reste bien visible tandis que le dégazage est fortement influencé par le couplage.

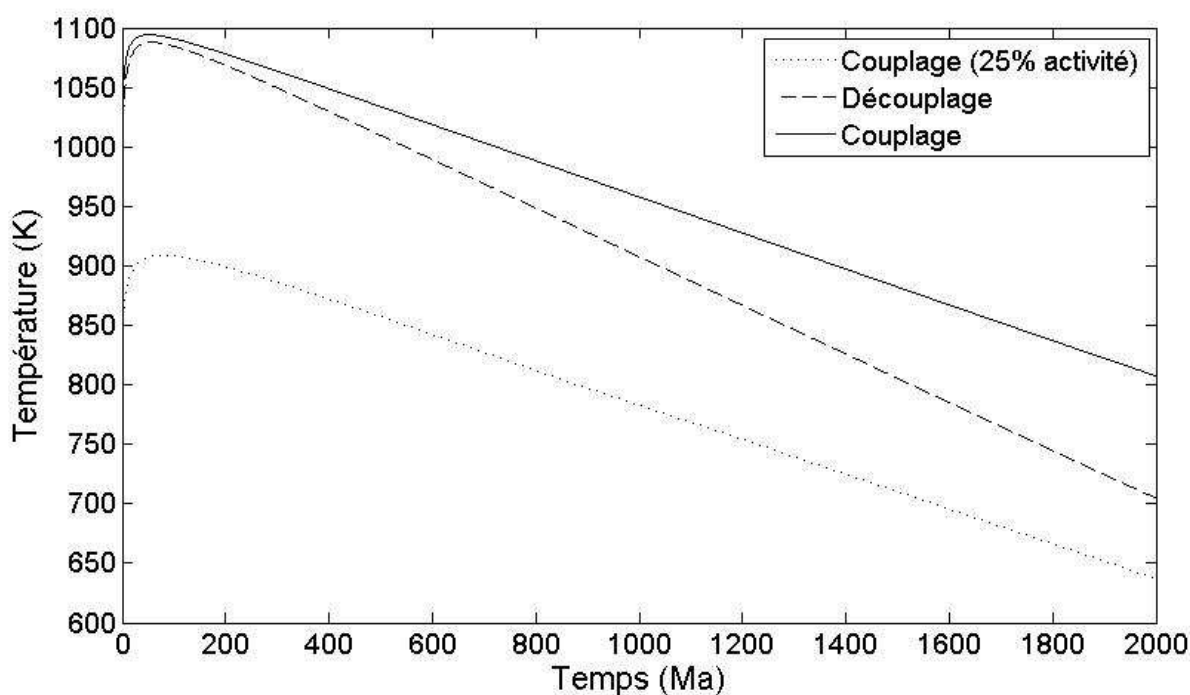


Figure 16 : Température de surface et dégazage dans le cadre du couplage atmosphère/dynamique interne. La courbe en tirets donne l'évolution dans le cas où les changements de température de surface calculés par le modèle atmosphérique ne sont pas répercutés sur le modèle de dynamique mantellique. Quantité initiale d'eau : 0.1 océan terrestre, température mantellique initiale : 2500K, pression de référence : 20GPa.

L'élaboration de ce code numérique pour représenter le comportement de l'intérieur des planètes telluriques constitue la première étape vers la modélisation des interactions à grande échelle entre les différentes enveloppes de ces astres : noyau, manteau, haute et basse atmosphère. Il a été développé dans le but de réaliser un couplage qui nous permettra d'appréhender l'évolution

planétaire dans son ensemble. Cependant, il constitue en lui-même une source de résultats intéressants.

Outre sa capacité à reproduire des situations variées et à en calculer les répercussions à long terme sur les conditions de la planète, telles que la température ou le contenu en eau, de façon réaliste, il donne des informations sur les conditions initiales possibles ayant mené à façonner les planètes telles que nous les connaissons aujourd'hui. Ceci est en particulier vrai pour la Terre, comme il a été prouvé. Plusieurs résultats sont en accord avec les données d'autres sources. Il en est ainsi de la température du manteau de la Terre ou encore du dégazage primitif très rapide, ce que des études sur les gaz nobles confirment. La comparaison entre la Terre et ses deux sœurs que sont Mars et Vénus est elle aussi intéressante : les résultats obtenus tendent à aller dans le sens de la théorie voulant que Mars et Vénus aient dégazé une grande portion de leur eau initiale (au contraire de la Terre qui, même après un dégazage important, en aurait conservé la majeure partie) ce qui aurait pu contribuer à leur passage en régime de convection à couvercle stagnant. Ce régime renforce d'ailleurs la divergence entre la Terre et les deux autres astres en contribuant de manière importante au dégazage de Vénus. Les ajustements réalisés sur le code (notamment l'ajout de la détermination de la profondeur moyenne de fusion) ont des effets importants pour l'évolution globale des planètes dans la mesure où ils imposent des changements conséquents de la variation au cours du temps de paramètres tels que la quantité totale d'eau dégazée ou la température du manteau.

Les tests de couplage quant à eux restent simples en raison de la complexité du problème global. Cependant ils indiquent l'importance des interactions entre différents domaines et l'intérêt qu'il y a à poursuivre sur cette voie : pour étudier la planète, il faut prendre en compte ses différentes enveloppes en même temps.

Nous avons noté l'influence de la température de surface sur l'évolution des planètes telluriques dans le modèle étudié. L'évolution thermique desdites planètes est modérément perturbée par une variation de température de surface et uniquement au cours des époques tardives : une variation d'une centaine de kelvin en surface provoque une variation d'une vingtaine de kelvin dans le manteau en fin d'évolution, c'est-à-dire après 4,5 Ga, et la variation n'est



perceptible qu'après 3 Ga. L'addition du module atmosphérique indique une faible influence directe de la température de surface sur le dégazage. Les modèles à couplage complet montrent toutefois une influence plus importante.

Il sera à l'avenir sûrement nécessaire de considérer le rôle de la température sur les différents phénomènes de surface ayant un rôle dans l'évolution des planètes, aussi bien au niveau de l'atmosphère qu'à celui de la dynamique interne.

Les réactions de surface, notamment celles qui font intervenir le CO<sub>2</sub>, le CO, le COS etc. de type gaz-solide ou solide-solide, pourraient être influencées dans un sens ou dans l'autre par les variations de température de surface dues à l'effet de serre (Bullock et Grinspoon, 2001).

L'effet de la température sur les carbonates peut d'ailleurs avoir une influence sur le mode de convection des planètes : il a été avancé l'idée que les carbonates présents sur la plaque plongeante lors de la subduction terrestre favoriseraient cette subduction. Une variation importante de la température de surface changerait la vitesse de dépôt des carbonates et pourrait ainsi modifier la vitesse de subduction et avoir ainsi un effet sur l'activité de la planète et en particulier sur l'apport de volatils à l'atmosphère en provenance du manteau.

Il a aussi été suggéré (Kasting, 1987) que l'effet de serre sur Vénus pourrait devenir, au cours de l'évolution de la planète, si intense que la température de surface pourrait atteindre les 1500K. De telles températures pourraient changer radicalement la dynamique du manteau en même temps que les conditions atmosphériques car la possibilité d'obtenir un océan de magma existe alors. Le mode de convection serait ainsi complètement différent de ce que les modèles de tectonique ou de convection à couvercle peuvent prévoir.

Enfin, même avec des variations moins dramatiques, la température de surface décide de la possibilité ou non d'observer un océan d'eau liquide à la surface de la planète. Ce critère est intéressant en ce qui concerne, en particulier, l'habitabilité de la planète considérée. De plus il est tout à fait possible que cet océan joue un rôle important dans la détermination du mode de convection. La seule planète possédant un océan d'eau liquide étendu et « permanent » en surface est aussi la seule planète connue dont on est sûr qu'elle utilise la tectonique des plaques. On peut se demander à quel point ces aspects sont liés.

Nous avons de plus brièvement testé l'influence d'un impact majeur de type lunaire sur l'atmosphère et l'évolution d'une planète dans le cadre de notre modèle. Nous prenons le cas de Vénus pour lequel le modèle est calibré, mais les conditions terrestres sont ici très proches de ce que nous observons avec un dégazage précoce très important et une masse (et une gravité) comparable. 20 millions d'années après le démarrage de l'évolution, nous introduisons un impact avec un corps céleste dont la masse est un dixième de celui du manteau de la planète. L'effet de l'impact est double : d'une part il retire une portion importante de l'atmosphère déjà dégazée (ici nous prenons 50%), d'autre part, il apporte une grande quantité d'énergie au manteau de la planète.

On considère que 10% de l'énergie de l'impacteur est transférée au manteau au cours de l'impact qui se produit à environ 10 km/s. Il est alors possible de calculer que cette énergie représente une augmentation d'environ 400 K de la température du manteau. Ici, nous ne considérons pas l'apport de chaleur à l'atmosphère par l'impact ; ceci est discuté dans la partie 3 et est un état transitoire assez rapide devant le temps d'évolution de la planète.

L'évolution obtenue pour la température de surface de la planète considérée est alors comparable à celle que nous avons présentée ci-dessus. Cependant, l'expulsion de volatils lors de l'impact réduit quelque peu l'effet de serre dans l'atmosphère de la planète et donc les températures qui y règnent. Ainsi, après un début d'évolution similaire, on observe un profil tardif de même aspect mais avec des températures plus basses. Après deux milliards d'années d'évolution, la température de surface est de l'ordre de 500 à 600 K. Après trois milliards d'années, on atteint des températures de l'ordre de 300 K qui se stabilisent. Un impact majeur, en retirant une part conséquente de l'atmosphère d'une planète de façon violente pourrait contribuer à réduire l'effet de serre et à diminuer la température de surface. Ici, par exemple, nous atteignons presque un domaine de valeurs où il est possible d'obtenir de l'eau liquide en surface. Un événement comme l'impact lunaire pourrait avoir contribué au développement de la Terre de façon à la rapprocher des conditions propices à la vie. Cependant, l'impact seul, s'il a une influence, n'est pas nécessairement suffisant à expliquer l'habitabilité d'une planète qui est sans doute le résultat de la réunion de multiples facteurs. De plus, l'évolution que nous obtenons est lente et ne permet pas d'expliquer la présence d'eau liquide très précoce sur une planète frappée par un corps de grande taille comme l'a été la Terre.

Cependant, ces modèles sont encore éloignés de la réalité. La partie solide ne tient pas compte des particularités internes des planètes comme les zones de transition. Si ce problème est assez vague pour Mars et Vénus, planètes pour lesquelles nous n'avons pas encore accès à toutes les données de structure interne en particulier, il pourrait être essentiel quand on étudie la Terre. Il serait ainsi possible de déterminer avec précision l'influence de telles couches au sein des planètes (notamment dans le cadre de la quantité de volatils susceptibles d'être piégés à ce niveau). La partie solide du modèle nécessite aussi une étude du noyau et des échanges de chaleur qu'il entretient avec le manteau. On ne sait pas encore si des comportements de dégazage différents peuvent influencer sur l'état du noyau et, à terme, sur la possible génération d'un champ magnétique. L'aspect relatif à l'échappement atmosphérique n'est ici que brièvement traité et modélisé. Nous avons cependant approfondi cet axe dans la partie suivante dans le cas de l'évolution de Vénus.

## **V/ Modélisation 3-D : panache martien.**

Le modèle 1-D présente l'intérêt de pouvoir facilement représenter l'évolution globale des planètes telluriques sur le très long terme à l'aide d'un code souple et léger en termes de temps machine. Il donne accès à de nombreuses données utiles. Toutefois, il reste une approche paramétrée et représente une version appauvrie de la réalité en reproduisant des situations finales réalistes plutôt qu'en calculant l'effet direct des mécanismes mis en jeu lors de l'évolution des planètes.

### **V.1 / Contexte.**

Nous avons constaté l'importance de posséder une évolution de l'activité interne des planètes étudiées (convection, volcanisme, dégazage...) pour pouvoir s'intéresser à l'historique des conditions de surface et donc à l'habitabilité. De plus, nous sommes aussi témoins des limites de l'approche simple paramétrée qui permet d'obtenir des tendances générales et un historique qualitatif de la planète plutôt qu'une évolution précise des paramètres de façon quantitative. En effet, l'approche paramétrée suppose une relation entre la vigueur de la convection et l'efficacité de la perte de chaleur du manteau, ce qui permet de résoudre des équations différentielles simples pour obtenir l'évolution thermique du manteau. Le principal problème de ces modèles est qu'ils sont

unidimensionnels et ne donnent accès qu'à la moyenne de la température du manteau en fonction de la profondeur. La fusion partielle du manteau ne se produit toutefois que pour les extrêmes locaux de température mantellique, ce qui ne peut pas être détecté efficacement par un modèle paramétré.

Nous avons donc entrepris de modéliser l'évolution de la partie dynamique interne d'une planète tellurique. Nous avons concentré nos efforts sur Mars pour réduire la masse de calculs nécessaires pour obtenir des évolutions planétaires pour trois astres. De plus en raison de la lourdeur des programmes, nous nous sommes fixés pour objectif de modéliser les premiers milliards d'années d'une zone particulière de Mars, la région de Tharsis, avec pour contrainte sa mise en place de façon réaliste au cours du premier milliard d'années d'évolution de Mars. Nous voulons donc tester une des hypothèses de la formation de Tharsis.

En effet, aujourd'hui plusieurs hypothèses existent pour expliquer cette zone de terrain volcanique particulière et unique. Reese et al. (2004) l'expliquent par la présence d'un panache géant provoqué par un impact majeur potentiellement situé à l'opposé de la planète. Kiefer (2003), quant à lui, propose des remontées de matériau chaud en provenance de la limite noyau/manteau. Sur Terre aussi, les points chauds sont souvent (mais pas toujours) interprétés comme la conséquence de panaches. Sur Mars, les zones volcaniques les plus intenses, Tharsis et Elysium, font l'objet des mêmes interprétations (Zuber, 2001).

Le but principal de notre étude est donc de tester la possibilité de formation de Tharsis par un panache. Nous voulons de plus nous intéresser aux échelles de temps et à la durée d'un tel processus de formation. En effet, en plus de l'activité primitive (pendant le Noachien en particulier), il a été détecté du volcanisme plus récent au cours des derniers 40 à 100 Millions d'années (Neukum et al., 2004). Nous désirons de plus considérer le taux de fusion partielle au cours de cette évolution pour contraindre le taux de production de magma et obtenir des estimations d'évolution de dégazage de volatils (en particulier CO<sub>2</sub>). Nous estimons que la mise en place de Tharsis pourrait avoir un impact majeur sur les conditions de surface martienne pendant cette évolution.

Nous implémentons un modèle 3-D de convection fondé sur la méthode des éléments finis de SEPRAN (Segal et Praagman, 2002) pour modéliser au premier ordre les paramètres d'évolution du manteau martien et les caractéristiques d'un panache de dimensions mantelliques. Une large part de ce projet a été constituée de tests de performance (Busse, Christensen et al., 1993). Le travail a été réalisé en collaboration avec l'université d'Utrecht et en particulier Thomas Geenen et Arie Van

den Berg ; de plus nous avons bénéficié des installations mises à disposition par le programme HPC-Europa.

## V.2 / Modèle.

Le manteau de Mars est considéré comme un fluide très visqueux partiellement chauffé par le bas (couche noyau manteau). Nous choisissons un maillage fin hétérogène pour appliquer la méthode des éléments finis. Les zones limites inférieure et supérieure (10% du manteau de chaque côté) sont celles où le contraste de température, et donc de viscosité, sera le plus important. C'est là qu'il est nécessaire d'améliorer le maillage pour éviter les singularités. Le milieu intermédiaire (l'essentiel du manteau) est comparativement homogène et ne nécessite pas autant de précautions. Le maillage est 10 fois plus fin dans les zones à risque dans chacune des trois dimensions de l'espace.

Le développement d'une couche limite thermique au niveau de l'interface inférieure du manteau est à l'origine du panache qui s'élèvera dans le manteau vers la surface. Le phénomène est bien décrit par un système couplé composé de l'équation de la chaleur et de l'équation de Stokes. Les forces d'inertie sont faibles par rapport aux forces visqueuses, ce qui nous permet de simplifier le système (l'équation de Stokes). Le couplage non linéaire est créé par l'advection de chaleur dépendante de l'écoulement et les instabilités thermiques issues des variations de densité dépendantes de la température. Les équations utilisées sont adimensionnelles. Nous avons en effet posé :  $x = x'h$ ,  $t = t'h^2/\kappa$ ,  $v = v'\kappa/h$  et  $T = T'\Delta T + T_0$ .

On obtient ainsi, en retirant les apostrophes pour des raisons de lisibilité :

$$\nabla \cdot v = 0, \quad (56)$$

$$\nabla \cdot (\eta (\nabla v + \nabla v^T)) - \nabla P = RaT, \quad (57)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v \cdot \nabla T - \nabla^2 T = 0, \quad (58)$$

où  $Ra$  est le nombre de Rayleigh et est défini ainsi :  $Ra = \frac{\rho_0 g \alpha \Delta T h^3}{\eta_0 \kappa}$ .

On a de plus  $\kappa = \alpha / \rho c_p$ , la diffusivité thermique,  $h$  la hauteur du domaine dans le modèle,  $\Delta T$  la différence de température verticale maximale sur le domaine étudié et  $T_0$  la température à la surface (273 K environ, ici, en accord avec une atmosphère déjà appauvrie par l'échappement primordial).

Une équation simple est employée pour modéliser la rhéologie Newtonienne dépendante de la température dans le code :

$$\frac{\eta}{\eta_0} = \exp(-T \ln \Delta \eta) \quad (59)$$

De cette façon, le matériau, à  $T = 0$  est  $\Delta \eta$  fois plus visqueux que ce même matériau à  $T = 1$ . Nous fixons un tel contraste de viscosité à  $10^5$ , mais testons d'autres possibilités réalistes (O'Neill et al., 2007, Kiefer, 2003). Des valeurs plus élevées, tenant compte d'un fort contraste de viscosité existant au niveau de l'interface supérieure (ce qui correspondrait au couvercle dans le cadre du régime de convection) ont été, en particulier, employées. Ces valeurs sont considérées comme suffisamment grandes pour que le modèle soit en régime à couvercle stagnant (Reese et al., 1998). La viscosité du manteau entre les deux zones limites est essentiellement constante à l'état initial en raison de l'homogénéité en température de cette région.

La source d'énergie du modèle est de deux ordres : apport de chaleur interne par l'effet des éléments radioactifs et apport de chaleur par la base à la limite noyau manteau. La force du chauffage par le bas n'est pas directement spécifiée mais est déterminée par la différence de température entre le manteau et le noyau. Le chauffage interne est issu de l'apport énergétique des éléments radioactifs et dépend de leur abondance dans le manteau. Deux modèles sont généralement utilisés pour estimer cette abondance. Le modèle de Wänke et Dreibus (1994) est fondé sur les données élémentaires des météorites martiennes. Le modèle de Lodders et Fegley (1997) emploie une modélisation de Mars comme une combinaison de chondrites CI, CV et H, ajustée pour obtenir les rapports isotopiques de l'oxygène observés dans les météorites martiennes. Les deux modèles s'accordent sur les abondances d'uranium et de thorium mais différent quant à celle

du potassium. La contribution totale du potassium n'est que peu importante et les taux de chauffage radioactifs proposés par ces deux modèles sont proches. Pourtant, en raison de sa demi-vie courte, la différence au cours des époques primitives entre les deux modèles pourrait être importante car c'est là que toute l'influence du potassium se fait sentir. Nous employons ici les deux modèles dans nos tests bien que celui de Lodders et Fegley semble moins précis (Hauck et Phillips, 2002).

	Wänke et Dreibus (1994)	Lodders et Fegley (1997)
Taux de chauffage ( $10^{-12}$ W. $\text{kg}^{-1}$ )	4,1	6,3

Tableau 4 : modèles de radioactivité.

Dans le cas de l'utilisation du chauffage interne par les éléments radioactifs, il convient de rajouter le nombre de Rayleigh interne :

$$Ra_H = \frac{\rho_0 g \alpha H d^5}{k \kappa \eta_0}, \quad (60)$$

où H est le taux de chauffage interne volumétrique et k est la conductivité thermique. Ra contrôle la vigueur de la convection tandis que le rapport  $Ra_H/Ra$  rend compte de la force relative du chauffage interne. Quand ce processus est employé, l'équation (25) est modifiée par l'ajout d'un terme égal à ce rapport.

Nous employons différents profils de solidus proposés par O'Neill et al. (2007), en notant qu'ils varient largement en fonction, en particulier, du contenu en eau du matériau : Bertka et Holloway (1994) trouvent un solidus bas, à  $1100^\circ\text{C}$  à 0 GPa, tandis que Musselwhite et al. (2006) en calculent un à  $1440^\circ\text{C}$  à la même pression. Nous employons par exemple une paramétrisation polynomiale du second degré. Les estimations concernant le liquidus sont limitées. Agee et Draper (2004) estiment que la différence entre le Solidus et le Liquidus est de 200 K à 5 GPa, ce que nous adoptons ici. Bien que McKenzie et Bickle (1988) aient montré que, sur Terre, la fraction de fusion varie en un polynôme de degré 3 avec la température du super-solidus, en première approximation, une estimation linéaire convient (Jaques et Green, 1980).

Nous définissons alors la température du super-solidus ainsi :

$$T_{ss} = \frac{T - T(P)_s}{T(P)_L - T(P)_s}, \quad (61)$$

où TSS est la température du super-solidus, T, la température, P la pression, et les indices L et S indiquent le liquidus et le solidus respectivement. Nous en déduisons le taux de fusion partielle puis l'appauvrissement du matériau qui y est soumis.

Paramètre	Valeur dans le modèle
Rayon martien	3397km
Rayon du Noyau	1700km
Nombre de Rayleigh	$10^4 - 10^5$
Viscosité correspondante	$10^{20} - 10^{24}$ Pa s
Contraste de température	1600 – 2200 K
Taux de chauffage interne	$4 - 6 \cdot 10^{-12}$ W.kg <sup>-1</sup>
Accélération de Gravité	3.71 m.s <sup>-2</sup>
Diffusivité thermique	$10^{-6}$ m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup>
Densité du manteau	3400 kg. m <sup>-3</sup>
Coefficient d'expansion thermique	$3 \cdot 10^{-5}$ K <sup>-1</sup>
Conductivité thermique	3,5 W m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>
Chaleur spécifique	1200 J K <sup>-1</sup> kg <sup>-1</sup>

Tableau 5 : paramètres du modèle 3-D.



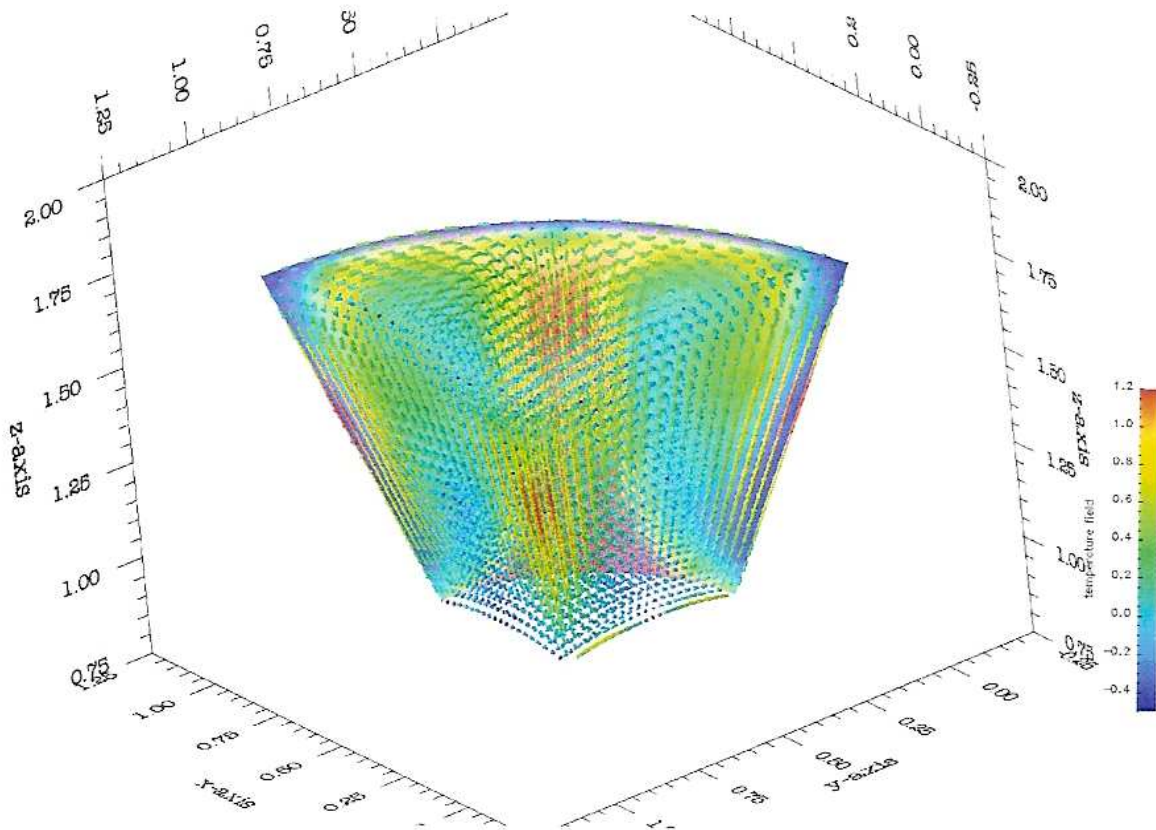


Figure 17 : Aspect du domaine étudié au cours de nos expériences 3-D. La figure montre le champ de température pour un panache type ainsi que le champ de vitesses.

Le maillage et la géométrie (portion de sphère) du domaine choisis sont illustrés sur la figure 17. Le panache s'élève dans un coin du domaine pour profiter de la situation de symétrie en géométrie sphérique pour réduire la quantité de calculs par rapport à la taille du domaine. Nous étudions donc le comportement d'un quart de panache. Celui-ci est amorcé avec une faible instabilité initiale en température.

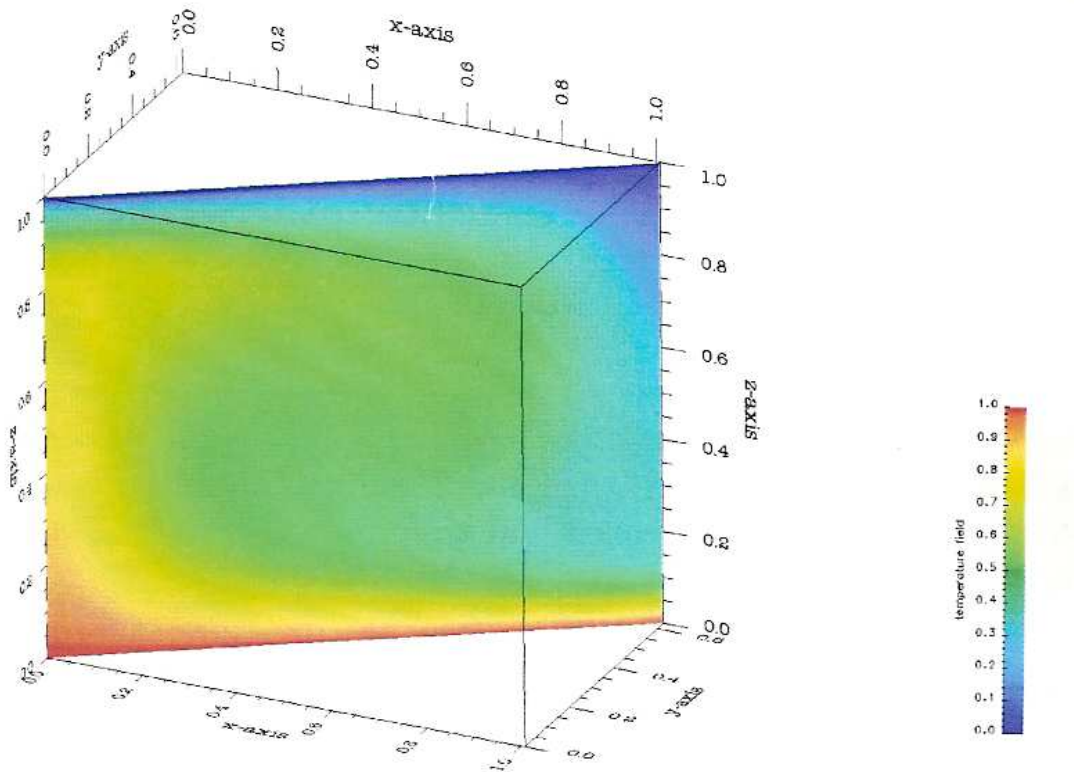


Figure 18 : Coupe verticale du champ de températures pour les tests effectués.

### V.3 / Benchmark et tests.

Nous avons mené plusieurs expériences test pour étalonner le code et le confronter aux évolutions classiques connues. Pour ce faire nous l'avons fait tourner en régime stationnaire selon les études décrites par Busse et al. (1993). Nous avons choisi l'expérience 1.a, convection thermique isovisqueuse dans une boîte carrée de dimensions  $a \times b \times c = 1,0079 \times 0,6283 \times 1,0$  avec un sommet et un fond rigides et des côtés réfléchissants. Le champ de température initial  $T(z=0) = 0$ ,  $T(z=h) = 1$  est perturbé par un  $\delta T$  tel que :

$$\delta T = 0,01 [\cos(\pi x/a) + \cos(\pi y/b)] \sin(\pi z) \quad (62)$$

Le résultat de cette expérience est un flux bimodal avec une remontée chaude de matériau en  $(0; 0)$  et une plongée de matériau froid en  $(a; b)$ . La vrms (vitesse moyenne sur l'axe du panache) et la vitesse qui en résultent en  $(0,0; 0,0; 0,5)$  sont en bon accord avec le Benchmark de Busse et al. (1993).

Le champ de température et les lignes de niveau pour la température à mi-hauteur sont représentés sur les figures 18 et 19.

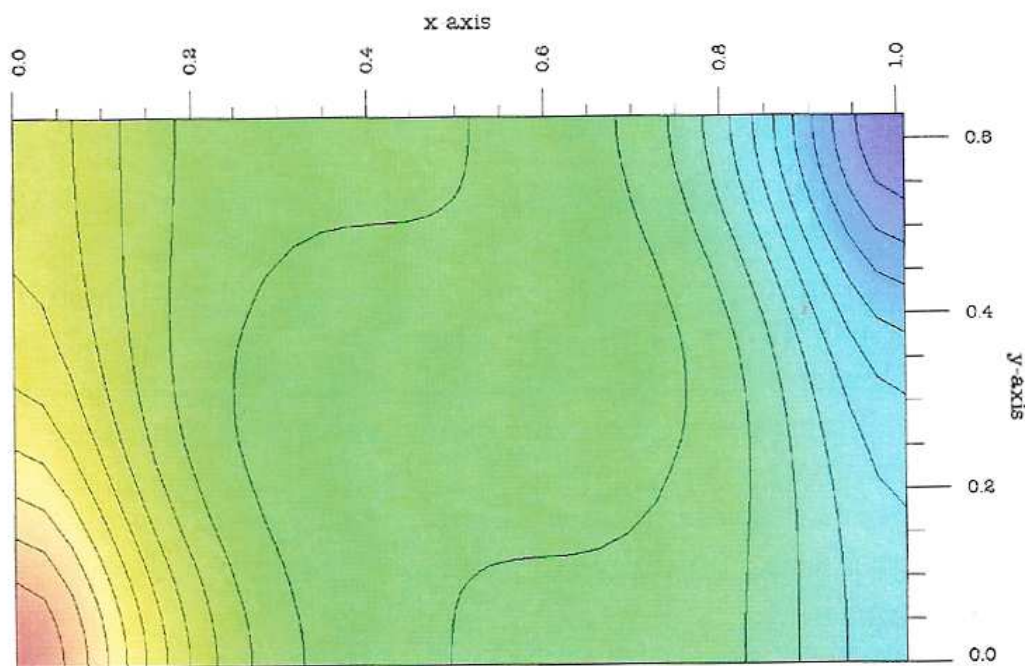


Figure 19 : Coupe horizontale du champ de températures avec lignes iso-températures à mi hauteur du domaine étudié pour le benchmark.

#### V.4 / Résultats et discussion.

Nos résultats sont présentés sur les figures 20 à 25. Nous obtenons plusieurs types d'évolution des panaches mantelliques en fonction des paramètres utilisés dans le modèle. Les données auxquelles nous nous intéressons sont le champ de température du manteau, le champ de vitesses du manteau, la température moyenne sur l'axe du panache, le profil de température sur l'axe du panache, la vrms sur l'axe du panache, le taux de fusion partielle, l'appauvrissement du matériau mantellique suite à la fusion, et la quantité de laves produite par la fusion partielle du manteau provoquée par la remontée du panache. Ces données évoluent au cours du temps et sont surveillées.

L'évolution globale du modèle est satisfaisante et présente un panache qui remonte vers la surface à partir de la couche limite noyau/manteau puis provoque une fusion partielle limitée dans une zone très localisée du manteau. Cette fusion partielle a lieu typiquement entre 150 et 200 km de

profondeur, avec certains modèles extrêmes poussant la partie inférieure de la zone de fusion jusqu'à 400 km de profondeur.

Les modèles présentant un nombre de Rayleigh faible ( $< 10^5$ ) présentent un panache très lent et dissipent mal la chaleur interne de la planète, ce qui provoque un délai de mise en place des premières laves de plusieurs milliards d'années au moins (typiquement 5 Ga), mais qui peut atteindre dans les cas extrêmes 15 milliards d'années. Bien sûr, ces cas ne sont pas réalistes et ne satisfont pas la contrainte de Tharsis. De plus les quantités de laves produites à terme sont bien trop élevées, avec près de  $4 \cdot 10^{11} \text{ km}^3$  en moyenne contre les  $\approx 3 \cdot 10^8 \text{ km}^3$  de Tharsis.

Les modèles plus réalistes à nombre de Rayleigh élevé ( $10^5 < Ra < 10^7$ ) sont plus vigoureux et permettent d'obtenir une convection mantellique qui satisfait les échelles temporelles. Cependant, en raison de la vitesse d'évolution, ils nécessitent aussi une quantité de calcul bien plus importante et sont plus lourds à mettre en place. De plus ils nécessitent un raffinement du maillage que nous utilisons dans la méthode des éléments finis afin d'éviter les singularités. Un facteur de raffinement de l'ordre de 10 à 100 est ainsi indispensable. Toutefois, les modèles perdent en stabilité pour les nombre de Rayleigh trop grands et deviennent inutilisables sur le très long terme pour cette raison.

Un modèle chauffé uniquement par la limite noyau manteau permet d'obtenir un panache unique qui peut produire en un épisode la quantité désirée de laves pour permettre à un édifice volcanique tel que Tharsis de se mettre en place. Le système est stable et nécessite un contraste de température  $\Delta T$  élevé, de l'ordre de 1800 K pour générer une fusion partielle au sommet du panache. Toutefois, ici encore, le processus est très lent et prend plusieurs milliards d'années. Une instabilité initiale de grande taille au niveau de la couche limite inférieure peut permettre de régler le problème de façon artificielle mais n'aurait pas d'explication physique évidente ou démontrable, ce qui nous pousse à rejeter cette hypothèse simple. Nous imposons donc une instabilité initiale de faibles dimensions par rapport au manteau et à la couche limite.

L'ajout d'une source d'énergie thermique interne (selon le modèle de Lodders et Fegley, 1997) au système permet d'accélérer le processus et d'obtenir une génération de laves au sommet du panache sur une échelle de temps convenable. Ainsi, il est possible de former Tharsis à l'aide d'un panache en environ 1 milliard d'années. En revanche, si le chauffage interne est trop élevé, le système se déstabilise et le régime de convection change dans notre cellule passant du panache initial situé dans un coin à deux panaches situés dans des coins opposés avec de très nettes zones de plongée de matériau froid dans les deux coins restants.

## Partie II

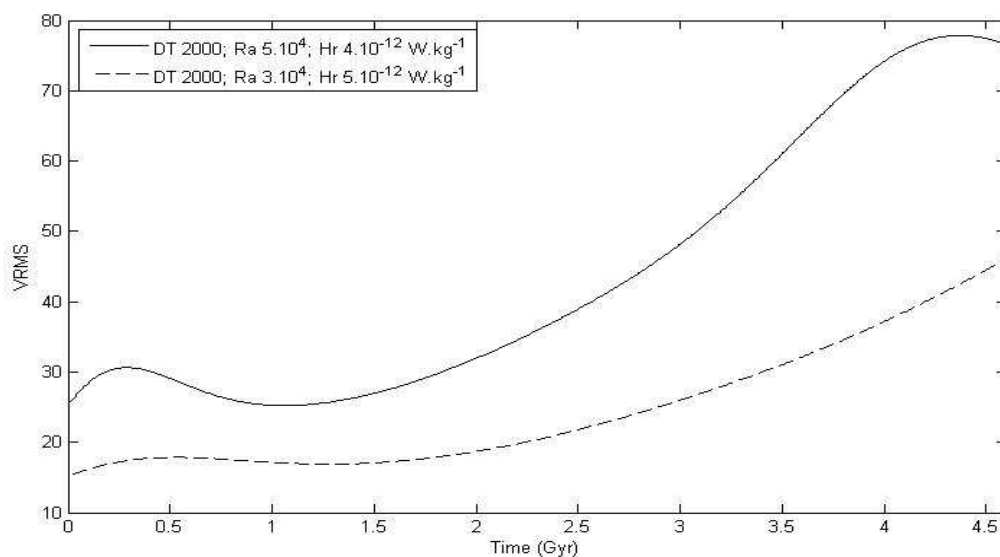


Figure 20 : Courbes illustrant la vitesse moyenne dans le manteau le long du panache au cours du temps pour deux simulations à nombre de Rayleigh faible (deux valeurs différentes) pour deux productions de chaleur radioactives différentes (100% du modèle de Wänke et Dreibus en trait plein et 125% en tirets). La différence de température sur l'épaisseur du manteau est fixée à 2000 K. Le système se déstabilise après quelques milliards d'années.

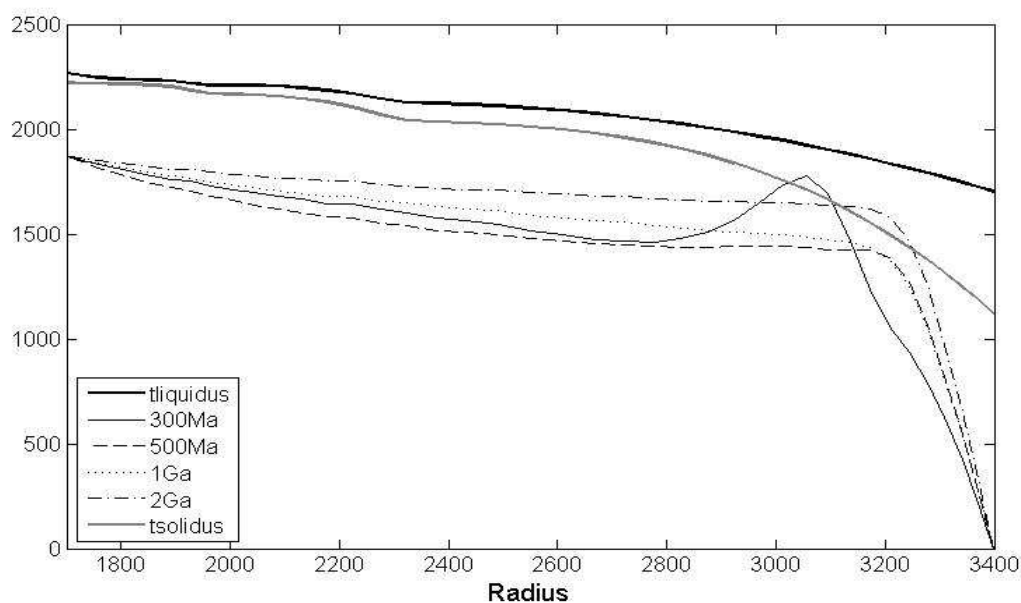


Figure 21 : Profils verticaux de température à différents temps pour le modèle décrit dans la figure 20 en traits pleins. On remarque les deux épisodes de fusion partielle vers 300 Ma et vers 2 milliards d'années. Les solidus et liquidus sont indiqués en traits épais.

Cette évolution se produit sur environ 4 à 6 milliards d'années. Dans un premier temps, un panache seul produit une quantité de laves compatible avec les données de Tharsis puis meurt et laisse place à plusieurs milliards d'années d'accalmie pendant lesquelles la chaleur s'accumule dans le manteau avant de s'évacuer en générant une seconde phase de fusion intense et tardive qui peut produire entre 4 et 20 fois la quantité primitive émise.

Le diagramme des vitesses moyennes dans le manteau illustre ce phénomène : l'augmentation importante des vitesses dans le manteau est anormale et est le résultat de la mise en place du second panache. L'observation du profil de températures vertical dans le manteau montre bien les deux phases de fusion partielle. De toute évidence, ces scénarii sont incompatibles avec l'observation.

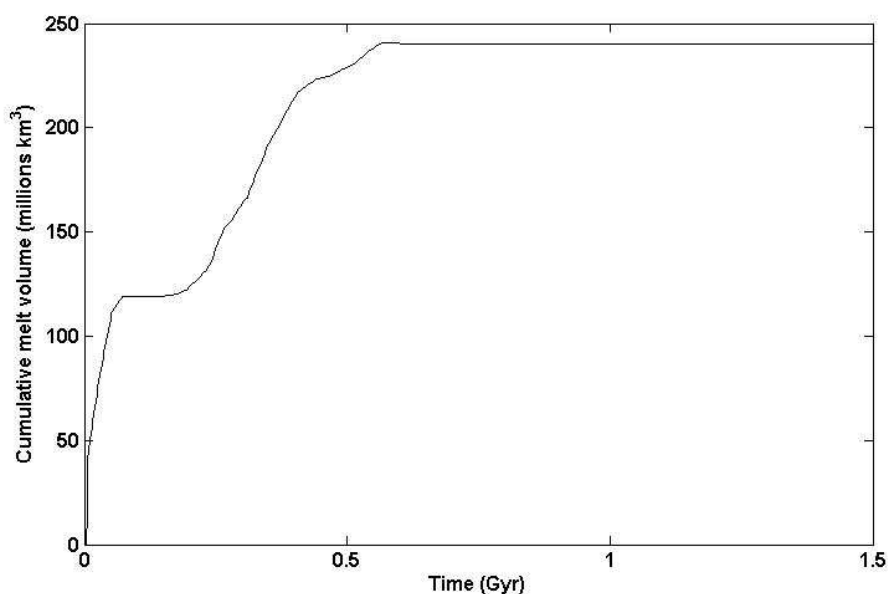


Figure 22 : Production de matériau en fusion pour un modèle à nombre de Rayleigh élevé ( $1.10^6$ ),  $\Delta T=1800$  K, chauffage utilisant 50% du modèle de Wänke et Dreibus,  $\Delta\eta=10^6$ .

Un réchauffement interne modéré permet quant à lui d'éviter au modèle de se déstabiliser. Nous employons ainsi des valeurs proches de celles obtenues par Wänke et Dreibus (1994) (entre 40% et 60% de la valeur qu'ils proposent). Une résolution supérieure permet de plus, au prix de calculs plus lourds, d'éviter les singularités et artefacts qui ont tendance à se produire avec les paramètres choisis (en particulier la convection vigoureuse couplée au réchauffement interne) et qui peuvent créer des instabilités secondaires « fictives » (c'est-à-dire qui n'ont rien à voir avec la réalité mais sont uniquement des effets de calcul qui auraient donc un effet négatif sur le programme).

Il est alors possible d'obtenir, aussi bien en termes d'échelle temporelle que d'ordre de grandeur de production de laves, un scénario d'évolution permettant la mise en place de Tharsis. Le panache atteint rapidement les zones supérieures du manteau martien et y provoque une fusion partielle du matériau. Le fort nombre de Rayleigh combiné à la température élevée du manteau inférieur et du matériau composant le panache implique une remontée extrêmement rapide sur la majorité de la hauteur du manteau. Ce scénario d'évolution a toutefois nécessité une instabilité initiale importante afin d'amorcer le processus, illustré sur la figure 23.

La formation rapide et la remontée vigoureuse du panache produisent ainsi rapidement de la fusion et donc la mise en place de laves. Celles-ci sont produites en environ 500 Ma et le panache s'étiole peu après. 1000 Ma après le début de l'évolution, il reste visible mais le matériau n'est plus assez chaud pour avoir un effet en termes de fusion. Dans les milliards d'années qui suivent, l'activité volcanique est nulle.

Le chauffage interne est trop faible pour permettre au modèle de maintenir une activité sur le très long terme au vu des paramètres utilisés.

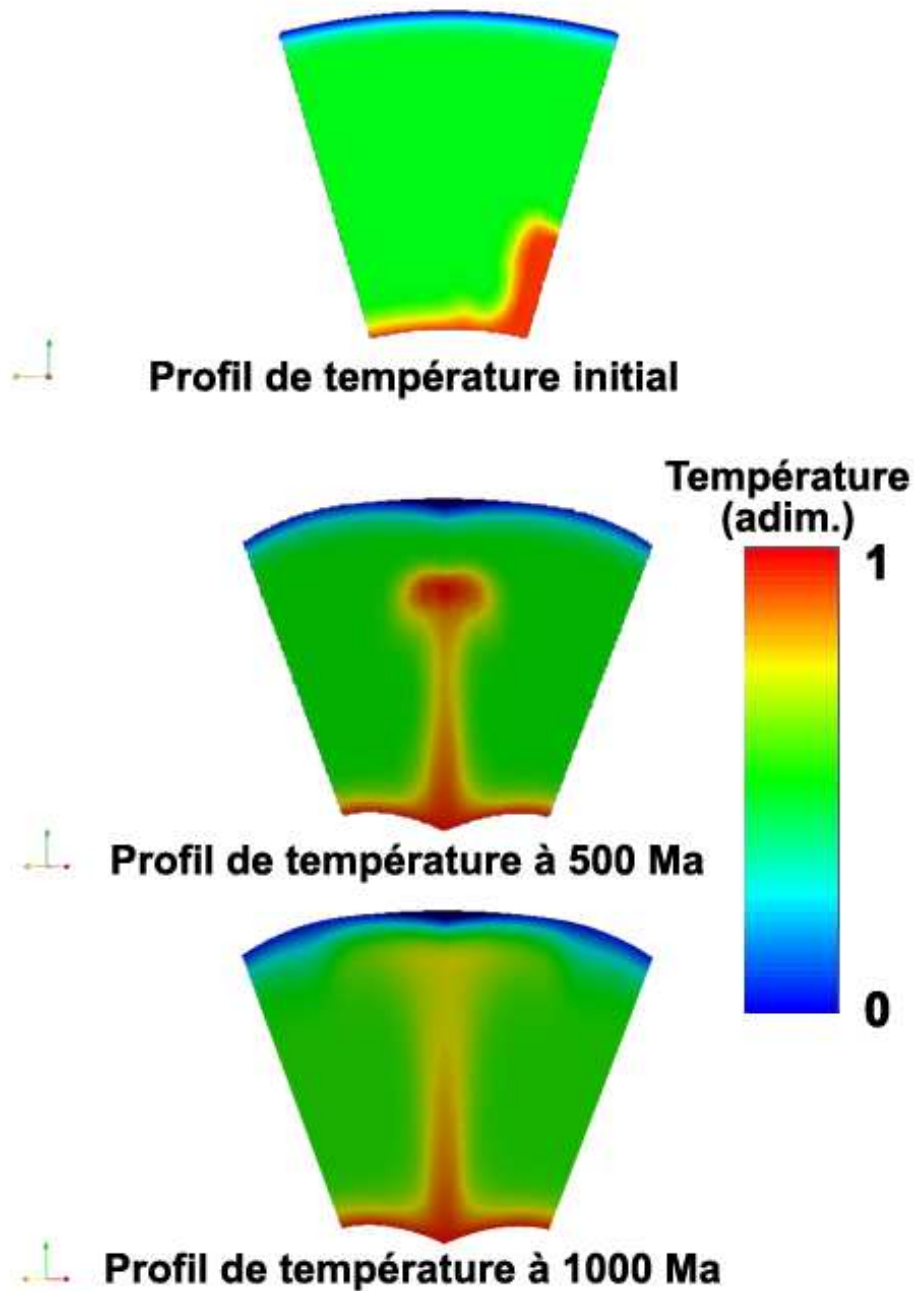


Figure 23 : Champ de température pour trois dates de la remontée du panache mantellique étudié : 0 Ma, 500 Ma, 1000 Ma. Les paramètres utilisés sont les mêmes que ceux que nous employons à la figure 22. On remarquera l'instabilité initiale importante nécessaire au démarrage du processus.



Nous avons alors augmenté légèrement l'apport d'énergie global par chauffage radioactif (en accord avec Wänke et Dreibus, 1994). Une des faiblesses du programme étant que la température à la base du manteau était fixe, ce qui résultait en un chauffage par la base très important au cours des stades tardifs de l'évolution et activait facilement les panaches, nous avons modifié le code pour prendre en compte un refroidissement au cours de l'évolution avec une décroissance linéaire d'une centaine de Kelvins au cours des 4,5 premiers milliards d'années d'évolution. Par cette méthode, nous pouvons obtenir une évolution présentant un manteau doté d'une convection vigoureuse (haut nombre de Rayleigh, ici  $4 \cdot 10^6$ ) en repoussant les instabilités et l'émergence d'un second panache. Nous pouvons ainsi obtenir la mise en place d'un édifice volcanique de type Tharsis environ 1 milliard d'années après le démarrage de la convection (figure 24). Nos paramètres sont pour cette série d'expériences :  $Ra = 2-8 \cdot 10^6$ ,  $\Delta T = 1800-2000$  K,  $\Delta \eta = 10^6$ .

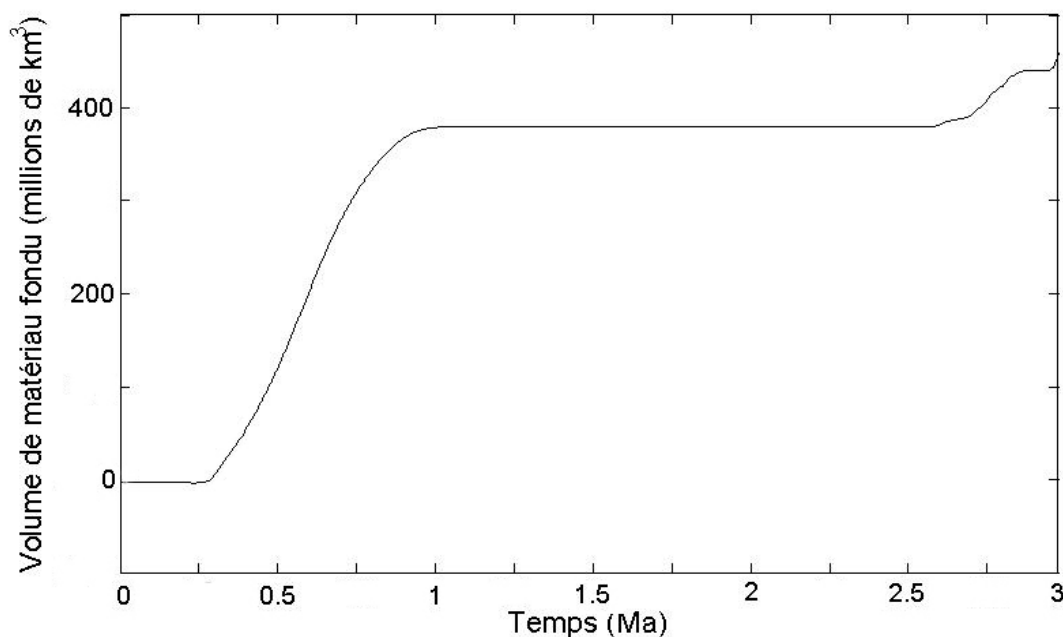


Figure 24 : Production volumique de matériau fondu par le panache mantellique pour les paramètres suivants :  $Ra = 4 \cdot 10^6$ ,  $\Delta T = 1800$  K,  $\Delta \eta = 10^6$ , avec 100% de la production de chaleur radioactive obtenue par Wänke et Dreibus.

L'instabilité utilisée est de plus de petites dimensions (10% de la zone limite inférieure), ce qui ralentit l'ascension du panache au cours des premières centaines de millions d'années de son

évolution, le moment où sa remontée est la plus lente en raison de la faible taille de la zone de haute température. Cette période dure environ 500 Ma et est caractérisée par une fusion nulle. Vers 500 Ma, le panache atteint les zones supérieures du manteau et déclenche un début de fusion partielle (figure 25).

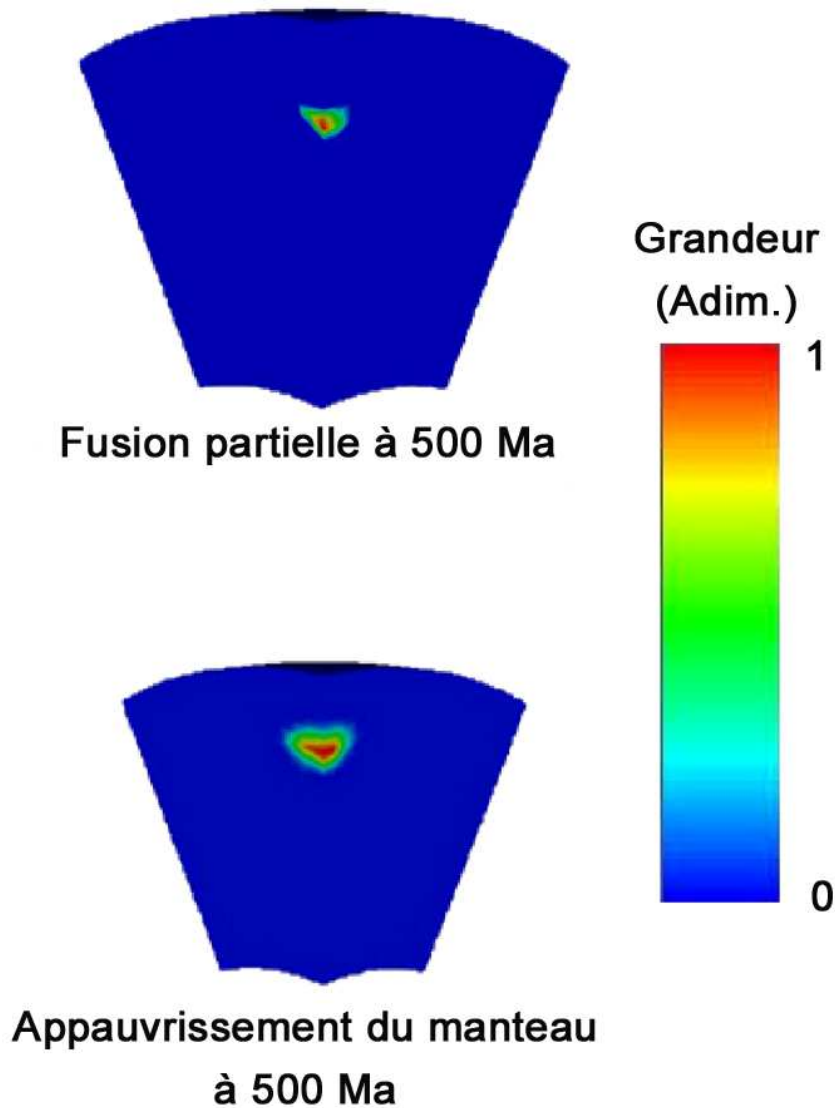


Figure 25 : Fusion partielle et appauvrissement du manteau à 500 Ma lors de la remontée du panache mantellique dans le cadre des paramètres utilisés à la figure 24.

La zone de manteau appauvrie est directement liée à la fusion et reste très locale. Ce premier épisode de fusion dû au panache a une vie d'environ 750 Ma. La quantité de laves créée est de l'ordre de 400 millions de  $\text{km}^3$  lors de cette première étape, ce qui est du même ordre de grandeur que celui que nous recherchons pour la formation de Tharsis. Selon les paramètres employés, nous obtenons ainsi entre 350 millions de  $\text{km}^3$  et 750 millions de  $\text{km}^3$ . Nous ne tenons pas compte ici du fait qu'une partie seulement de la lave atteint la surface ; les estimations élevées sont donc tout à fait réalistes quant à la mise en place finale de l'édifice volcanique.

Ensuite le panache, ayant dissipé une grande partie de la chaleur qui lui a donné naissance, ne parvient plus à provoquer de fusion : il refroidit progressivement en restant à la limite du niveau nécessaire pour être « actif ». Cependant, vers 2,5 milliards d'années, une seconde phase de fusion apparaît alors que le panache redevient modérément actif et que la température du manteau devient supérieure au solidus dans une zone très restreinte géographiquement. Cette réactivation est due à l'apport énergétique des éléments radioactifs ainsi qu'à la plongée de matériau froid à l'opposé du panache (dans la région où le manteau est le plus froid). La quantité de laves produite est très petite devant celle qui est originaire du panache primitif, environ 69-70 millions de  $\text{km}^3$  comparés aux 380 millions initiaux. Cette seconde phase dure environ 600 millions d'années.

Le modèle, cependant, éprouve des problèmes de stabilité sur le très long terme et nos modifications n'ont pas encore permis de régler la totalité des instabilités du régime. Dans ce cas, encore une fois, lorsque l'on atteint les 4,5 Milliards d'années, on note un changement de la convection et l'apparition d'un second panache comme précédemment. Ce problème peut être résolu de plusieurs manières. Ainsi nous envisageons d'incorporer au programme une conductivité thermique dépendante de la température de façon à affiner le panache et l'empêcher de se disperser. Une autre méthode sur laquelle nous travaillons consisterait à intégrer la dépendance en contenu en eau dans le solidus. Un manteau déjà dégazé aux époques primitives éprouverait ainsi de plus grandes difficultés à entrer une seconde fois en fusion avec un solidus plus élevé en raison de la sécheresse du matériau considéré.

## VI/ Conclusion

Nous avons testé l'hypothèse de génération de la province volcanique martienne de Tharsis par un panache géant unique provenant de la couche limite noyau/manteau au travers d'un code numérique modélisant en 3 dimensions l'évolution de la convection mantellique sur un domaine délimité en géométrie sphérique. Nous parvenons à générer la quantité voulue de magma (environ  $3.10^8 \text{ km}^3$ ), cependant, les modèles que nous considérons les plus réalistes sont ceux qui génèrent légèrement plus que la quantité mentionnée ci-dessus, de façon à prendre en compte la portion de magma qui n'atteint pas les couches supérieures de la croûte et qui ne peut pas se mettre en place. Ainsi les paramètres retenus reviennent à  $Ra = 2-8.10^6$ ,  $\Delta T = 1800-2000 \text{ K}$ ,  $\Delta \eta = 10^6$ . L'échelle de temps nécessaire à la mise en place de Tharsis dans notre modèle est aussi convenable : nous parvenons à former l'essentiel de l'édifice (plus de 70% de la masse totale de laves générées au cours du premier milliard d'années (dans le cas des fortes productions de magma). De plus, ce panache est clairement visible pendant au moins 3,5 milliards d'années et peut être réactivé. Une fusion partielle tardive secondaire et bien moins importante est en effet détectée environ un milliard et demi d'années après la fin du premier pic d'activité. La quantité de magma produite est bien plus faible, mais la durée de l'activité est comparable. Il s'agit de la réactivation du même panache que celui qui est responsable de la mise en place primitive de Tharsis dans notre modèle. Celui-ci est resté visible mais incapable de produire de la fusion partielle jusqu'à ce que l'accumulation de chaleur issue des éléments radioactifs ait été suffisante.

En termes de dégazages et d'influence sur les volatils dans l'atmosphère de Mars, la mise en place de Tharsis constituerait un apport majeur. En effet, la génération de telles quantités de magma, en prenant une composition classique supposée pour le matériau constituant les laves (c'est-à-dire environ 0,5% (mass.) d'eau), pourrait apporter l'équivalent d'une couche globale d'environ 10 m d'eau à Mars. Le même calcul pour le  $\text{CO}_2$  (avec un rapport de 0,1% mass.) permet de trouver un apport d'environ 0,1 bar de  $\text{CO}_2$  à l'atmosphère martienne. Ces valeurs dépendent toutefois des concentrations en volatils du manteau martien à cette époque, qui sont susceptibles d'être encore relativement élevées à une période ancienne telle que celle qui est étudiée, ce qui signifie que les apports calculés pourraient être supérieurs d'un ordre de grandeur. Alternativement, dans l'éventualité (assez peu probable si on considère les modèles d'accrétion) où Mars aurait été sèche lors de sa formation, ces valeurs pourraient être plus faibles. Il est aussi possible de regarder un autre volatil : le  $\text{SO}_2$ . En prenant des valeurs terrestres du contenu en  $\text{SO}_2$  des laves, on en obtient environ 122 tonnes pour  $15 \text{ km}^3$  (éruption du Laki), ce qui signifie 2,4 Gt de  $\text{SO}_2$ . Le calcul du pH des eaux

produites par Tharsis à cette époque est possible. Nous obtenons ainsi un pH de l'ordre d'au plus 2,5. Bien entendu, ici, nous ne sommes pas entrés dans les détails. Nous avons simplifié la situation en ne nous préoccupant pas de la disponibilité du SO<sub>2</sub> qui a un temps de résidence dans l'atmosphère faible par rapport à celui du CO<sub>2</sub> ou de l'eau. Ceci pourrait réduire la quantité de SO<sub>2</sub> disponible et augmenter le pH légèrement. Une telle époque présentant un milieu acide pourrait correspondre aux périodes de formation de sulfates telles que les décrivent Bibring et al. (2005) d'après l'observation de dépôts importants à l'aide de l'instrument OMEGA.

Toutefois, nous n'avons pas pu déterminer avec certitude l'évolution tardive du modèle en raison d'instabilités dans le régime de convection et de la mise en place sur le long terme d'un régime à deux panaches opposés avec plongée de matériau dans les coins restants du domaine étudié. Il apparaît donc que la modélisation de l'évolution de la zone de Tharsis à partir d'un seul panache pour toute son évolution n'est pas si simple. D'autres panaches ont tendance à se former pour évacuer la chaleur et à provoquer de multiples points de fusion partielle. Comme il a été observé depuis le début des tentatives de modélisation du manteau martien (Schubert et al., 1990), obtenir une situation où les zones volcaniques majeures (Tharsis et Elysium) ne sont générées que par un panache chacune et sans autre panache (qui serait difficile à interpréter au vu de la surface de Mars), n'est pas trivial. Une amélioration du maillage pourrait permettre, au prix d'un temps de calcul multiplié, d'obtenir des solutions plus stables. Cependant, nous estimons que l'amélioration de la modélisation de la situation est une meilleure solution sur le long terme. Nous envisageons plusieurs moyens d'affiner la simulation aux époques tardives. En effet, le problème principal est que le manteau martien, selon notre modélisation, accumule une trop grande quantité de chaleur alors que le panache initial n'est pas en mesure de la dissiper efficacement. Cette situation provoque des plongées de matériau froid sur la limite extérieure de la zone maintenue à température plus élevée par la présence des restes du panache. Cette plongée entraîne la reprise du panache principal ainsi que la création d'un panache secondaire, nécessaire pour évacuer suffisamment de chaleur.

Il est possible d'affiner légèrement le panache et de le « forcer » à rester plus compact (à moins de disperser) en employant une conductivité thermique dépendante de la température. Cette méthode est une modification mineure dont les effets ne sont pas forcément très importants.

Il est de plus possible de modifier le solidus avec le temps en fonction de la quantité d'eau présente dans le matériau mantellique. Un manteau plus sec aura plus de mal à provoquer une fusion partielle qu'un manteau humide. Au cours des époques tardives, le manteau martien a déjà

dégazé une partie importante de son contenu en volatils et sera donc moins à même de provoquer un épisode de fusion tardive majeur.

Enfin, en suivant la répartition des différents éléments radioactifs, il est possible que l'action des éléments à courte durée de vie doive être prise en compte : ces éléments apportent un surplus de chaleur aux époques primitives tandis qu'ils ne sont plus actifs dans l'évolution tardive. La différence, en particulier si l'on prend en compte le modèle de répartition de Wänke et Deibus (1994) n'est sans doute pas énorme mais peut jouer un rôle dans ce changement de régime.

Nous avons aussi négligé, ici, la possibilité de l'influence des transitions de phase. Celle-ci pourrait être importante sur Mars. La transition de phase de la pérovskite par exemple a été démontrée capable de réduire le nombre de panaches en focalisant l'effet des remontées de matériau chaud dues à la plongée de manteau froid (comme observé ici) en un, ou parfois deux, panaches clairement définis (van Thienen et al., 2005).

Une autre hypothèse serait de prendre en compte l'effet de la croûte créée en surface qui modifie les conditions à la bordure supérieure du modèle. En effet, au fur et à mesure que le panache met en place de la croûte au sommet, celle-ci agit comme une plaque isolante qui fait augmenter la température au sommet du manteau et en surface (Baptista, 2009).

Il est enfin possible que la configuration retenue ne soit pas suffisamment adaptée à la situation. En effet, nous projetons d'étudier l'évolution du manteau dans le cadre de notre modèle 3-D sur un domaine plus étendu qui permettrait d'éviter les effets de bord, par exemple en choisissant une géométrie en huitième de sphère. L'espace laissé au panache permettrait de tester si les panaches secondaires peuvent apparaître dans une configuration plus réaliste.

## **Partie III : Evolution primitive des planètes telluriques, le rôle de l'échappement hydrodynamique. Un scénario cohérent de l'histoire de Vénus.**

### **I/ Résumé.**

Nous avons réalisé un modèle de l'échappement hydrodynamique de l'hydrogène au cours du temps généré par l'apport d'énergie issu des EUV et du vent solaire. Notre modèle prend en compte l'entraînement de l'oxygène de l'atmosphère par l'hydrogène majoritaire ainsi que les conditions primitives régnant sur Vénus. Le fractionnement isotopique résultant de l'action de l'échappement hydrodynamique de l'hydrogène sur les gaz nobles a été calculé en tenant compte du fractionnement isotopique gravitationnel des espèces entre l'homopause et la base de l'échappement. Kr et Xe ne s'échappent pas de façon significative en raison de leur masse molaire importante et de leur faible abondance aux altitudes considérées. Ar s'échappe marginalement et est fractionné de façon correspondante tandis que Ne est moyennement fractionné. Nous avons investigué des scénarii compatibles avec les données isotopiques actuelles mesurées sur Vénus qui laissent l'oxygène être entraîné lors de l'échappement hydrodynamique de l'hydrogène. Notre modèle suggère que la quantité totale nette d'eau apportée à la planète au cours des 100 premiers millions d'années de l'évolution de Vénus ne doit pas avoir dépassé l'équivalent d'environ 5 océans terrestres (5OT). Au cours de nos scénarii de référence, 60% de l'oxygène (3OT) sont laissés dans l'atmosphère par l'échappement hydrodynamique de l'hydrogène pendant les 100 premiers millions d'années. Vers 100 millions d'années environ nous soutenons qu'il est probable que l'atmosphère ait été maintenue dans un état d'équilibre tel que la pression de vapeur d'eau (environ 300 bar) ait été suffisante pour maintenir la température de surface au dessus du liquidus (à 1500 K). Nous suggérons qu'à la fin de la période d'accrétion, l'échappement hydrodynamique contrôle la vitesse de cristallisation de l'océan de magma. Il en résulte que lorsque toute l'eau contenue dans le magma a été extraite, l'océan de magma cristallise tandis que l'atmosphère s'assèche rapidement, ce qui entraîne la fin de l'échappement hydrodynamique à court terme et son remplacement par un échappement de Jeans. Ainsi, la solidification de l'océan de magma et l'arrêt de l'échappement

hydrodynamique coïncideraient et se seraient produits environ 100 millions d'années après le début de l'accrétion. Dans ce scénario, l'oxygène restant dans l'atmosphère au cours de cette période se serait dissout dans l'océan de magma et serait donc retiré du système par oxydation. Entre 100 Ma et 500 Ma, les comètes apportent un surplus d'eau supplémentaire. L'hydrogène s'échapperait vers l'espace par échappement thermique ce qui laisserait dans l'atmosphère à 500 Ma une couche équivalente globale (CEG) d'oxygène de quelques mètres (environ 15 bar). Aux époques plus récentes, les processus d'échappement non-thermiques auraient retiré de la surface de Vénus le reste de l'eau et permis d'établir le rapport D/H actuel. Les 15 bar d'oxygène auraient été extraits par oxydation crustale.

## II/ Introduction

Il est courant de supposer que l'effet de serre massif observé actuellement à la surface de Vénus est issu de l'évaporation d'un océan d'eau liquide au cours des périodes précoces de l'évolution de la planète (Shimazu et Urabe, 1968, Rasool et de Bergh, 1970). Les planètes ont sans doute été approvisionnées en eau par des embryons planétaires venant des zones externes du système solaire. En effet, l'eau ne peut condenser que loin du soleil ; au niveau des orbites des planètes telluriques, les températures de la nébuleuse solaire interne primitive empêchent l'eau de se condenser. Il est estimé que les embryons peuvent apporter des quantités d'eau allant de quelques océans terrestres (OT) à quelques dizaines d'océans terrestres (Morbidelli et al., 2000, Raymond et al., 2006).

Kasting et Pollack (1983) ont montré que la photolyse des molécules d'eau suivie par l'échappement hydrodynamique de l'hydrogène permet d'extraire le contenu en hydrogène d'un OT en moins de 2 milliards d'années. Une question se pose toutefois : que deviennent les atomes d'oxygène produits par la photolyse de l'eau ? Dans le cas où le flux d'hydrogène est important, des espèces plus lourdes, comme l'oxygène, peuvent être emportées par le flux d'échappement selon la théorie développée par Hunten (1973). Toutefois, même si on prend en compte cet échappement avec les valeurs (plus grandes) du flux d'EUV aux époques primitives (Zahnle et Walker, 1982), la quantité d'oxygène perdue est estimée à seulement 25% du contenu d'oxygène d'un océan terrestre environ (Chassefière, 1996a).



Un autre puits d'oxygène, cependant, est l'oxydation du FeO contenu dans les basaltes de surface. Dans les modèles existant pour la composition de l'intérieur de Vénus il faut remarquer que les données diffèrent grandement en termes de contenu en fer (Lodders et Fegley, 1998). Une majeure partie du matériau constituant la planète est toutefois acquise lors de collisions avec un petit nombre d'embryons planétaires originaires de la zone interne du système solaire entre 0,7 et 3 UA (Morbidelli et al., 2000, Raymond et al., 2006) et il est raisonnable d'attendre des compositions comparables pour les planètes telluriques. Pour la Terre, la valeur moyenne du rapport de mélange massique du FeO est 7,5% et il semble réaliste d'employer la même valeur pour Vénus. Le taux de production actuel de croûte sur Vénus est de l'ordre de 0,1 à 0,2 km<sup>3</sup>/an (ce qui est bien plus important que ce qui est observé sur Mars, comme détaillé dans la partie I) ; cependant, il aurait pu atteindre des valeurs bien plus élevées telles que 3 à 10 km<sup>3</sup>/an pendant la mise en place des plaines volcaniques (Basilevsky et al., 1997). Le taux moyen de production crustale moyenné sur l'histoire de la planète est incertain. Il pourrait être estimé à environ 4-5 km<sup>3</sup>/an (Volkov et Frenkel, 1993, Matsui et Tajika, 1995), valeur qu'on peut comparer à l'estimation terrestre actuelle de 21-24 km<sup>3</sup>/an environ pour la production au niveau des marges divergentes (Grimm et Hess, 1997). Namiki et Solomon (1998) n'excluent pas des valeurs plus grandes encore en raison des incertitudes importantes sur le bilan en potassium de Vénus. Des valeurs de l'ordre de 50 km<sup>3</sup>/an ont été proposées par Parmentier et Hess (1992) à partir d'un modèle de convection et ne peuvent être écartées. D'après Grimm et Hess (1997), une telle valeur de la production crustale se traduit en environ 10 km<sup>3</sup>/an de production volcanique. A partir de cette valeur, on peut calculer que l'oxygène contenu dans un océan terrestre peut être retiré de l'atmosphère par l'oxydation de la croûte au cours de 4 derniers milliards d'années. Toutefois, le resurfaçage crustal de Vénus pourrait être hautement épisodique (Turcotte, 1993) ce qui pourrait impliquer une consommation d'oxygène moyenne différente.

La capacité des laves fraîches à extraire l'oxygène de l'atmosphère semble toutefois limitée. La profondeur de diffusion caractéristique de l'oxygène dans le basalte en fusion n'excède pas environ 1 mm/jour (Wendlandt, 1991), ce qui signifie qu'un magma statique en cours de refroidissement ne peut pas absorber de quantités significatives d'oxygène. Il n'y a pas lieu de penser que les températures atmosphériques plus importantes sur Vénus puissent influencer ces vitesses de diffusion qui ne dépendent que de la température du magma. On a pu en revanche observer des profondeurs d'oxydation bien plus importantes, de l'ordre de plusieurs dizaines de centimètres pour des échantillons issus de dômes volcaniques (Saito et al., 2007). Le mécanisme exact de l'oxydation dans ce cas n'est pas connu, mais il pourrait être dû au longs temps de refroidissement des laves

endogènes. L'épaisseur typique des coulées de laves sur Vénus est de l'ordre de quelques mètres à quelques dizaines de mètres (Head et Wilson, 1986). Même si l'on part du principe que la diffusion de l'oxygène dans la lave encore chaude se fait sur une épaisseur de quelques dizaines de centimètres, il apparaît que seuls quelques pourcents de la lave en cours de refroidissement peuvent être oxydés au cours de sa mise en place. Un taux de production de croûte de  $10 \text{ km}^3/\text{an}$  (une valeur élevée par rapport à nos estimations), avec une valeur « optimiste » de l'efficacité de l'oxydation fixée à 10%, nous permet d'extraire de l'atmosphère un maximum d'environ 0,1 OT d'oxygène par oxydation crustale. Lécuyer et al. (2000), en utilisant une approche thermodynamique pour montrer que l'hématite est stable aux conditions de pression et de température de Vénus, ont suggéré que la surface de Vénus aurait été oxydée de l'oxyde ferreux à l'oxyde ferrique par l'oxygène que l'échappement hydrodynamique a laissé derrière lui. Ils ont estimé qu'une quantité d'oxygène équivalente à un OT nécessitait l'oxydation d'une couche de 50 km de croûte en hématite pour pouvoir être extraite de l'atmosphère. Toutefois, la cinétique d'une telle réaction pourrait être très faible. De plus, une atmosphère dense de  $\text{CO}_2$  sur Vénus impliquerait une très forte pression de surface (équivalente à la profondeur de 1000 mètres environ sous la surface d'un océan terrestre ; Head et Wilson, 2003). A de telles pressions, l'exsolution des gaz du magma ne se fait généralement pas. Si les volatils ne peuvent pas être extraits du magma, il semble raisonnable de penser qu'ils ne peuvent pas non plus se diffuser efficacement vers l'intérieur.

Un autre mécanisme d'oxydation pourrait être l'érosion, par impact et dispersion éolienne, des couches basaltiques supérieures. Il en résulterait des grains de petite taille capables d'être oxydés sur une échelle de temps raisonnable. Arvidson et al. (1992) ont estimé qu'une dégradation du sol vénusien par ce mécanisme de 1 mètre au cours de 0,6 Ga était possible et correspondait à un taux d'érosion  $10^{-3} \text{ km}^3/\text{an}$  de matériau. Ce puits d'oxygène est donc relativement négligeable. Nous supposons dans la suite que l'oxydation crustale ne peut sans doute pas extraire de l'atmosphère plus que le contenu d'environ 0,1 OT.

Comme il a été montré par Chassefière (1996b), l'échappement hydrodynamique entraîné par le flux EUV et le vent solaire, selon un processus mettant en jeu un échange de charges entre les atomes neutres s'échappant et les protons du vent solaire (ce qui multiplie la quantité d'énergie disponible pour l'échappement par un facteur 3 ou plus), est capable d'extraire de l'atmosphère de Vénus des quantités significatives d'oxygène. Au travers de différents processus, le criblage est, lui aussi, capable de contribuer de façon non négligeable à l'échappement de l'oxygène (Kulikov et al.,

2006), du moment que Vénus n'ait pas entretenu un champ magnétique au cours des époques primitives de son évolution, alors que le vent solaire était incontestablement plus intense qu'à l'heure actuelle. Un vent solaire intense est potentiellement capable de susciter un flux anhydrodynamique suffisamment important pour que les atomes d'oxygène soient entraînés lors de l'échappement (Chassefière, 1997). Toutefois, une telle intensité du vent solaire aux époques primitives est seulement une hypothèse et nous préférons, dans cette étude, considérer les estimations plus conservatrices du vent solaire avec une augmentation modérée de l'intensité de l'énergie apportée, d'un facteur 1 à 5 par rapport à celle qui est issue du flux EUV.

D'importants progrès ont été réalisés au cours des dix dernières années concernant la compréhension de la formation des planètes telluriques. Ils modifient de façon radicale notre point de vue sur l'apport d'eau sur les trois planètes que sont Mars, la Terre et Vénus. Morbidelli et al. (2000) ont montré que la majeure partie du budget primitif en eau des planètes telluriques a été apportée par un faible nombre d'embryons planétaires au cours des phases relativement tardives de l'accrétion. Dans les scénarii typiques, l'accrétion commence vers 10 Ma et une partie de l'eau (de l'ordre de 1 OT au maximum) est apportée par des astéroïdes entre 10 Ma et 35 Ma. Plus tard, entre 35 et 70 Ma, se produit la fin de l'accrétion et une grande quantité d'eau est ajoutée au système par des embryons planétaires issus des zones éloignées du soleil (de l'ordre de 3 UA). Plus tard encore, des comètes de la région de Uranus/Neptune ainsi que de la ceinture de Kuiper auraient été à l'origine d'un apport tardif représentant environ l'équivalent de 10% d'un océan terrestre.

En observant la figure 5 de Raymond et al. (2006), on voit qu'une planète de type Vénus est créée en approximativement 20 à 30 Ma à partir d'embryons planétaires formés à moins de 1 UA de l'étoile avec la majorité de l'eau apportée ultérieurement. Selon ces calculs, une planète de type vénusien pourrait être moins riche en eau que les planètes de types terrestres ou martiens. Comme l'indique la figure 3 de Raymond et al. (2006), la zone d'origine des matériaux apportés aux planètes internes ne s'étend pas de façon significative au-delà de 2,5 UA, ce qui expliquerait pourquoi les planètes de type vénusien recevraient moins d'eau que les autres.

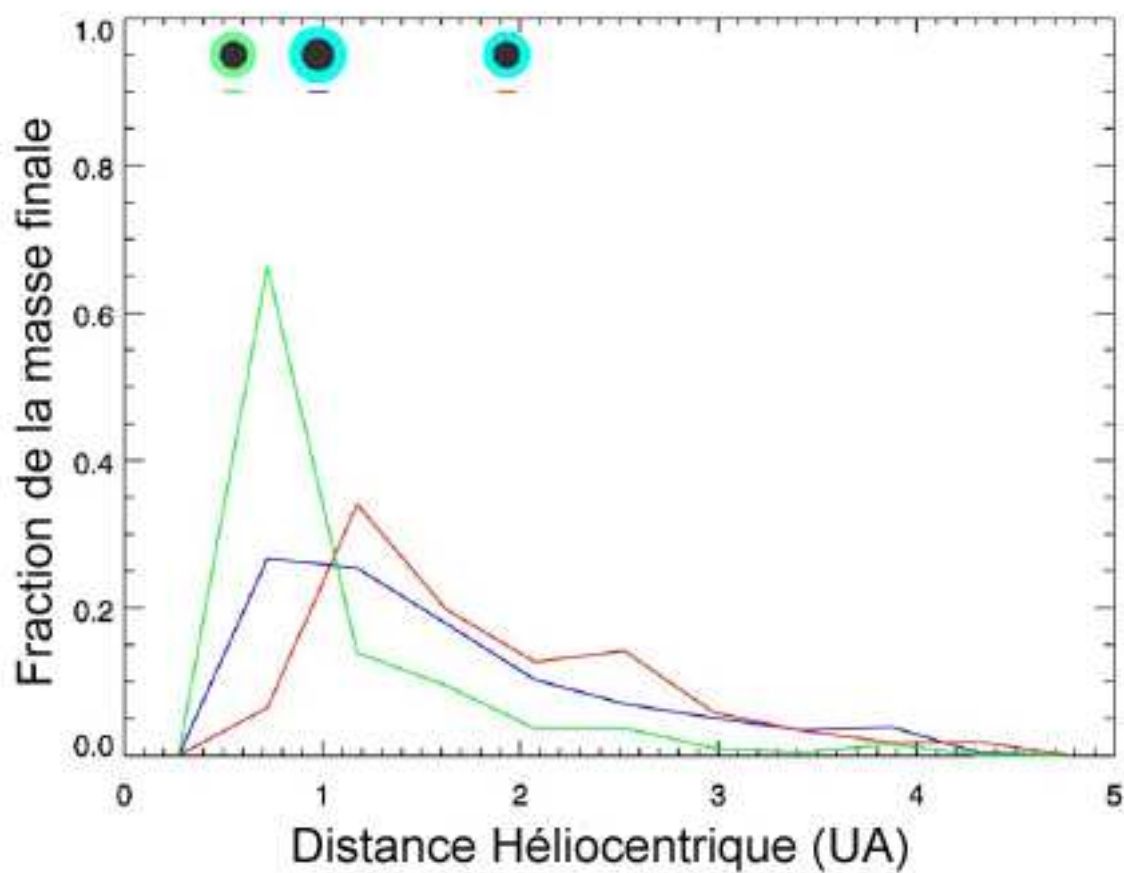


Figure 1 : Zones d'origine des matériaux des trois planètes d'après Raymond et al., 2006. L'axe y représente la fraction de la masse finale de chaque planète qui a commencé la simulation dans chaque zone de 0,45 UA. La configuration finale est présentée en haut du diagramme. La couleur des courbes correspond à la ligne présente sous les planètes en configuration finale. (D'après Raymond et al., 2006).

En effet, les corps parents des chondrites carbonées ont été formés au-delà de l'orbite à 2,5 UA et c'est de là qu'on suppose que vient la majorité de l'eau apportée aux planètes telluriques (O'Brian et al., 2006). La table 2 des Raymond et al. (2006) montre les résultats de 5 simulations haute résolution. Dans trois cas, Vénus obtient entre 4 et 6 fois moins d'eau que la Terre et dans un cas, elle obtient moitié moins d'eau que cette dernière. Enfin, dans le dernier cas, elle se voit attribuer deux fois plus d'eau que la Terre. Les quatre simulations réalisées par O'Brian montrent dans deux cas un appauvrissement d'un facteur 5 à 10 en matériau originaire de plus de 2,5 UA pour

les planètes les plus proches du Soleil par rapport à la Terre, dans un cas un appauvrissement d'un facteur 2 et dans un cas un apport similaire. La tendance prédite par ces modèle est claire et présente Vénus comme probablement (statistiquement) appauvrie en eau par rapport à Mars et à la Terre sans exclure que dans quelques scénarii, il lui est possible de recevoir autant, voire plus d'eau que ces dernières. Les apports d'eau pour les trois planètes sont toutefois comparables en général avec des fluctuations aléatoires en raison du faible nombre d'embryons planétaires impliqués (Raymond et al., 2006). Dans un des scénarii proposés, la planète intérieure de type Vénus possédait une plus grande quantité d'eau que les autres, plus éloignées, bien que ce cas ne représente pas la tendance générale.

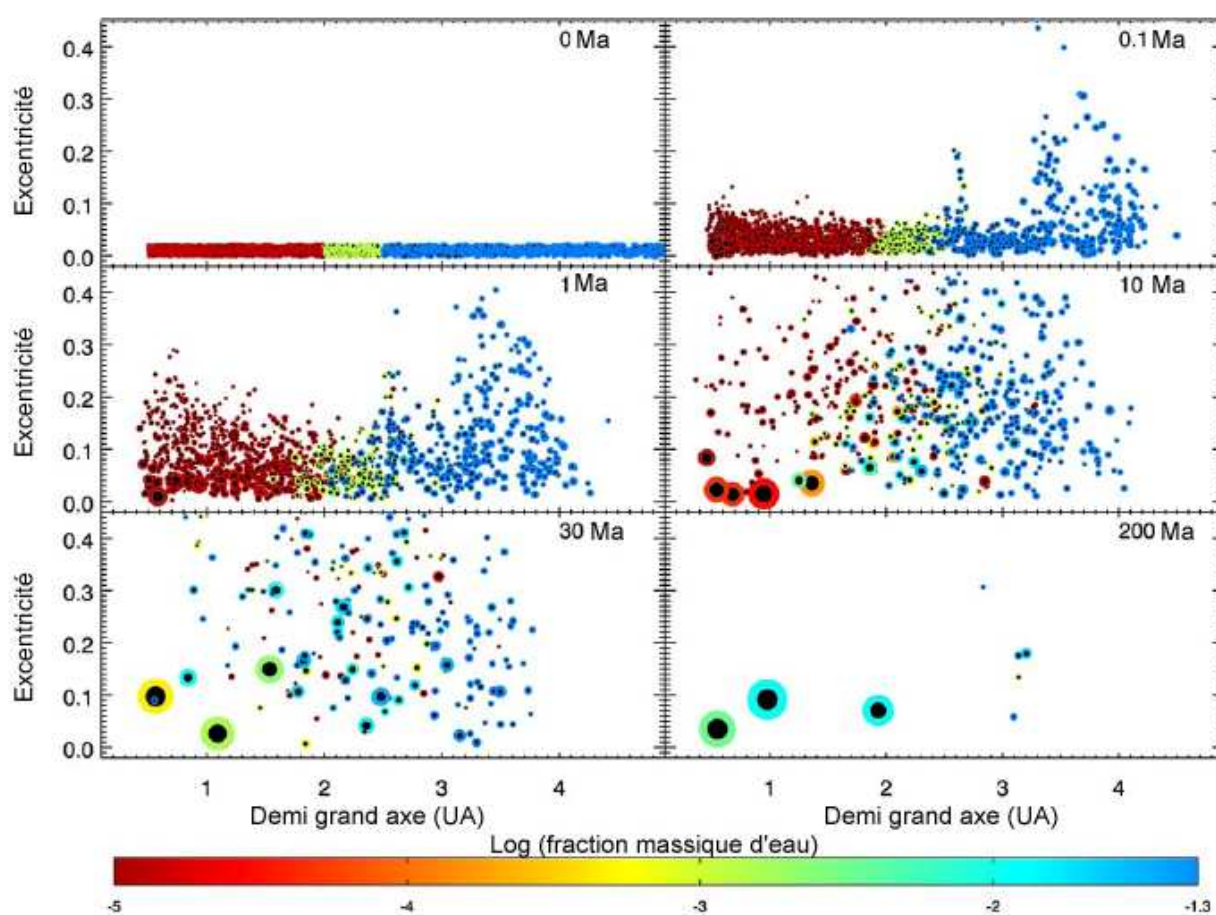


Figure 2 : Evolution temporelle d'une simulation d'accrétion d'après Raymond et al., 2006. La taille de chaque corps correspond à leur taille physique relative mais n'est pas à l'échelle par rapport au demi grand axe. La couleur de chaque particule représente son contenu en eau et la pastille noire interne, la taille de son noyau de fer. (D'après Raymond et al., 2006)

A partir des résultats récents concernant les temps d'accrétion et les régions d'origine de l'eau des planètes telluriques, il est à présent possible de décrire de façon plus précise l'échappement hydrodynamique primitif. Comme il l'a été présenté le principal résultat des modèles d'accrétion est que Vénus a probablement reçu moins d'eau que la Terre. Comme nous le montrons plus loin, l'échappement hydrodynamique est capable d'extraire de grandes quantités d'eau de l'atmosphère et, si Vénus possède moins d'eau disponible pour l'échappement, il est envisageable que l'atmosphère de Vénus se soit asséchée rapidement, ce qui a pu entraîner des conséquences importantes sur le climat de la planète. Le but principal de ce travail est d'estimer l'effet que peut avoir la phase primordiale d'échappement hydrodynamique, entraîné par l'apport massif d'énergie par un vent solaire intense et un flux EUV important, en particulier sur le fractionnement des gaz rares de l'atmosphère de Vénus (Ne, Ar, Kr, Xe). Le cas du Néon nous intéresse particulièrement car sa masse atomique (20) est assez proche de celle de l'oxygène atomique (18). L'échappement de l'oxygène s'accompagne donc de celui du néon. Une autre contrainte est l'absence d'oxygène en quantité significative dans l'atmosphère actuelle de Vénus. La dernière section présentée ici est dédiée aux étapes tardives de l'évolution de l'atmosphère de Vénus et de l'échappement non thermique qui a permis d'atteindre la situation présente.

### III/ Etat des connaissances actuelles sur les gaz rares dans l'atmosphère de Vénus.

Les gaz rares de l'atmosphère de Vénus ont été analysés par spectrométrie de masse et chromatographie à bord de Pioneer et de plusieurs sondes Vénéra. Les abondances élémentaires relatives des quatre gaz étudiés ici pour les trois planètes telluriques considérées et pour les chondrites CI sont présentées sur la figure 1. Bien qu'une tendance similaire soit observée pour les trois planètes, il existe plusieurs différences significatives. Ne et Ar sont plus abondants sur Vénus que dans l'atmosphère terrestre d'au moins un facteur 10 et 50, respectivement. Le rapport  $^{20}\text{Ne} / ^{36}\text{Ar}$  est appauvri d'un facteur 3 environ sur Vénus par rapport à la Terre. Le spectre élémentaire des gaz rares de l'atmosphère de Vénus est plus proche de la composition solaire que ceux de la Terre et de Mars, avec, en particulier, l'Argon légèrement (d'un facteur 10) appauvri par rapport au Soleil alors que le Néon est fortement appauvri (d'un facteur 1000).

Le schéma de fractionnement de Vénus est différent de celui des chondrites qui ressemble à ceux de Mars et de la Terre. On peut voir que la quantité de carbone (dans le CO<sub>2</sub>) et d'azote (dans le N<sub>2</sub>) sont similaires sur la Terre et sur Vénus (en prenant en compte les carbonates terrestres) mais qu'elle est divisée par 100 dans le cas de Mars. Les quantités de CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, Kr et Xe sur Vénus et la Terre, par rapport à Mars, suggèrent que Mars a connu un échappement atmosphérique bien plus intense (potentiellement dû à sa petite taille). Le Néon est moins fractionné dans l'atmosphère vénusienne que sur la Terre par rapport à la valeur solaire (<sup>20</sup>Ne/<sup>22</sup>Ne≈13,5), ce qui suggère une atmosphère moins modifiée. Le fractionnement isotopique du Néon pourrait être associé à une phase d'échappement hydrodynamique due à l'énergie apportée par le flux EUV et le vent solaire qui aurait permis l'extraction majoritaire du Néon (avec des quantités modérées d'Argon) durant les premières dizaines de millions d'années de l'évolution de Vénus. Comme le Néon n'est que légèrement plus lourd que l'oxygène, son échappement implique que O aussi a été extrait de l'atmosphère et que Ne peut être utilisé comme un traceur de l'échappement de O au cours des phases primordiales de l'évolution de l'atmosphère de Vénus. Le fait que le Ne est isotopiquement plus lourd sur Vénus que sur Terre implique que l'oxygène s'est échappé de façon conséquente. Des modèles plus précis sont nécessaires pour tirer des conclusions plus détaillées et explorer les effets de la phase d'échappement hydrodynamique sur les abondances élémentaires et isotopiques de Ne et Ar.

Élément	Valeur vénusienne	Valeur terrestre
<sup>3</sup> He/ <sup>4</sup> He	<3 10 <sup>-4</sup>	1.4 10 <sup>-4</sup>
<sup>20</sup> Ne/ <sup>22</sup> Ne	11.2-12.6	9.8
<sup>21</sup> Ne/ <sup>22</sup> Ne	<0.067	0.029
<sup>36</sup> Ar/ <sup>38</sup> Ar	5.45±0.1	5.32
<sup>40</sup> Ar/ <sup>36</sup> Ar	1.11±0.02	295.5

Tableau 1: Rapports isotopiques des gaz rares dans l'atmosphère de Vénus et comparaison avec les valeurs terrestres. (D'après Wieler, 2002)

Pour les calculs qui suivent, le contenu initial de l'atmosphère de Vénus en gaz rares et leurs isotopes a été calculé en supposant que la quantité primitive de Xénon sur Vénus était similaire à celle que l'on observe actuellement, c'est-à-dire que le Xénon ne s'échappe pas au cours de la phase d'échappement hydrodynamique. Nous avons de plus utilisé pour le calcul des abondances des isotopes des gaz rares les rapports élémentaires et isotopiques solaires standards.

## **IV/ Théorie de l'échappement hydrodynamique.**

### **IV.1 / Echappement hydrodynamique et effet sur les gaz rares.**

La théorie de l'échappement hydrodynamique et de son effet sur les gaz rares repose essentiellement sur les travaux de Hunten et al. (1987) qui évalue l'entraînement d'espèces minoritaires lourdes par un flux d'hydrogène généré par l'apport d'énergie solaire dans une atmosphère d'hydrogène. L'approche envisagée prend en compte une atmosphère isotherme dont la température peut être de plusieurs centaines de degrés Kelvin typiquement. Pour Hunten et al., la vitesse de l'écoulement hydrodynamique lors de l'échappement est faible à basse altitude et augmente alors qu'on s'éloigne de la surface de la planète pour préserver la continuité du flux d'échappement. La densité ambiante des gaz suit une loi barométrique à basse altitude. Les flux des constituants beaucoup plus lourds que la masse moléculaire de l'atmosphère globale sont déterminés par les processus de diffusion à des altitudes relativement basses. Une fois que ces flux sont établis, ils doivent respecter le principe de continuité, une contrainte forte dans une géométrie à symétrie sphérique. Ce raisonnement a été confirmé par une étude numérique de Zahnle et Kasting (1986).

En considérant une atmosphère composée de deux constituants 1 et 2 de masses respectives  $m_1$  et  $m_2$ , avec les densités  $n_1$  et  $n_2$  et les vitesses verticales (par rapport à la planète)  $w_1$  et  $w_2$ , on peut négliger les termes d'accélération dans les équations du mouvement tant que les vitesses moyennes ne changent pas beaucoup pendant le laps de temps qui sépare les collisions. Dans ce cas, les vitesses relatives sont déterminées par la diffusion et peuvent s'écrire ainsi (Hunten, 1973, 1985 ; Walker, 1977, 1982) :



$$\begin{aligned}
 w_1 - w_2 &= -\frac{b}{n_2} \left[ \frac{1}{n_1} \frac{dn_1}{dr} + \frac{m_1 g}{kT} \right], \\
 w_2 - w_1 &= -\frac{b}{n_1} \left[ \frac{1}{n_2} \frac{dn_2}{dr} + \frac{m_2 g}{kT} \right],
 \end{aligned} \tag{1}$$

où  $b$  est le paramètre de diffusion,  $g$  l'accélération de gravité,  $k$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température.

En réarrangeant ces équations on peut obtenir les expressions pour les gradients de densité pour les deux constituants :

$$\begin{aligned}
 \frac{dn_1}{dr} &= -\frac{m_1 g}{kT} n_1 + \frac{1}{b} (n_1 F_2 - n_2 F_1), \\
 \frac{dn_2}{dr} &= -\frac{m_2 g}{kT} n_2 + \frac{1}{b} (n_2 F_1 - n_1 F_2),
 \end{aligned} \tag{2}$$

où  $F_1 = n_1 w_1$  et  $F_2 = n_2 w_2$  sont les flux verticaux des deux gaz.

L'addition de ces équations donne la loi barométrique suivante :

$$\frac{d}{dr} (n_1 + n_2) = - (n_1 m_1 + n_2 m_2) \frac{g}{kT} \tag{3}$$

Comme le rapport des densités est indépendant de l'altitude pour les faibles distances à la planète lorsque les deux gaz s'échappent, le poids moléculaire moyen aussi. Dans une atmosphère isotherme, on obtient alors :

$$\frac{1}{n_a} \frac{dn_a}{dr} = -\frac{1}{H_a} \left( \frac{r_0}{r} \right)^2, \tag{4}$$

où  $n_a = n_1 + n_2$  est la densité ambiante globale,  $r$  est la distance au centre de la planète,  $H_a = kT/m_a g_0$  est la hauteur d'échelle atmosphérique globale à la distance  $r_0$ ,  $m_a = (n_1 m_1 + n_2 m_2)/n_a$  est le poids moléculaire moyen de l'atmosphère et  $g_0$  est l'accélération de gravité à l'altitude  $r_0$ . Le terme de droite permet la variation avec la distance de l'accélération gravitationnelle.

La solution de cette loi barométrique est :

$$\frac{n_a}{n_0} = \exp \left[ -\frac{r_0}{H_a} \left( 1 - \frac{r_0}{r} \right) \right] \quad (5)$$

En posant  $X_2$  la fraction molaire de 2 :

$$X_2 = \frac{n_2}{n_1 + n_2} = \frac{n_2}{n_a}, \quad (6)$$

on obtient par différenciation :

$$\frac{1}{X_2} \frac{dX_2}{dr} = \frac{1}{n_2} \frac{dn_2}{dr} - \frac{1}{n_a} \frac{dn_a}{dr} \quad (7)$$

En utilisant les résultats obtenus plus haut, on réarrange l'équation ainsi obtenue :

$$\begin{aligned} \frac{1}{X_2} \frac{dX_2}{dr} &= -\frac{m_2 g}{kT} + \frac{1}{b} \left( F_1 - \frac{X_1}{X_2} F_2 \right) + (X_1 m_1 + X_2 m_2) \frac{g}{kT}, \\ \frac{1}{X_2} \frac{dX_2}{dr} &= \frac{1}{b} \left( F_1 - \frac{X_1}{X_2} F_2 \right) - (m_2 - m_1) \frac{X_1 g}{kT}, \end{aligned} \quad (8)$$

avec  $1-X_2=X_1$ .

La conservation de la matière impose que les flux  $F_1$  et  $F_2$  varient en fonction du carré de l'inverse de la distance au centre de la planète. L'accélération de gravité varie de la même manière. L'équation devient donc :

$$\frac{1}{X_2} \frac{dX_2}{dr} = \left[ \frac{1}{b} \left( F_1^0 - \frac{X_1}{X_2} F_2^0 \right) - (m_2 - m_1) \frac{X_1 g_0}{kT} \right] \left( \frac{r_0}{r} \right)^2, \quad (9)$$

où  $F_1^0$ ,  $F_2^0$  et  $g_0$  sont des constantes fixées à la valeur de ces paramètres pour l'altitude  $r_0$ .

Une solution acceptable de cette dernière équation fixe le membre de droite à 0. Dans ce cas,  $X_1$  et  $X_2$  sont constants. L'expression du flux de l'espèce 2 en fonction du flux de 1 devient :

$$F_2^0 = \frac{X_2}{X_1} F_1^0 \left[ 1 - \frac{b g_0 X_1}{k T F_1^0} (m_2 - m_1) \right] \quad (10)$$

Une solution alternative est obtenue avec le second membre non nul. La solution qui nous intéresse ici concerne le flux montant pour une masse  $m_2$  supérieure à  $m_1$ .  $X_2$  diminue avec l'altitude tandis que  $X_1$  tend vers 1. Aux hautes altitudes, l'équation différentielle est dominée par le terme en  $-(X_1/X_2)F_2^0$ .  $X_2$  devient donc négatif, s'il varie avec l'altitude, à moins que  $F_2^0 = 0$ , ce qui est physiquement impossible. On en déduit alors :

$$\frac{1}{n_2} \frac{dn_2}{dr} = - \left[ \frac{m_2 g_0}{kT} - \frac{F_1^0}{b} \right] \left( \frac{r_0}{r} \right)^2 \quad (11)$$

La solution est alors :

$$\frac{n_2}{n_2^0} = \exp\left[-\frac{r_0}{H'}\left(1 - \frac{r_0}{r}\right)\right], \quad (12)$$

$$\frac{1}{H'} = \frac{m_2 g_0}{kT} - \frac{F_1^0}{b}$$

Ce qui donne un équilibre de diffusion pour le profil de  $n_2$ , avec un terme d'augmentation de la hauteur d'échelle. Une partie du poids des molécules du constituant 2 est supportée par le flux ascendant de l'espèce 1. L'échelle de hauteur effective  $H'$  doit être positive, physiquement, ce qui implique que le flux du constituant 1 doit être suffisamment faible. Quand ce dernier est fort, le constituant 2 est entraîné et la bonne équation est l'équation 9, avec  $X_1$  et  $X_2$  indépendants de l'altitude.

On définit alors la masse critique :

$$m_c = m_1 + \frac{kTF_1^0}{bg_0X_1} \quad (13)$$

En combinant 13 avec 9, on obtient la solution :

$$F_2^0 = \frac{X_2}{X_1} F_1^0 \left[1 - \frac{m_2 - m_1}{m_c - m_1}\right] = \frac{X_2}{X_1} F_1^0 \left(\frac{m_c - m_2}{m_c - m_1}\right) \quad (14)$$

En considérant les valeurs que peut prendre  $m_2$ , on se rend compte que la masse critique  $m_c$  est la masse la plus faible pour laquelle le flux du constituant 2 est nul.

Pour  $m_2 = m_c$ , la composition est toujours indépendante de l'altitude. Les termes d'entraînement sont juste suffisants pour égaliser les hauteurs d'échelle, mais pas pour entraîner le constituant 2.

Si  $m_2$  est supérieur à  $m_c$  alors le flux de 2 est nul mais les hauteurs d'échelle ne sont plus les mêmes ; les équations qui s'appliquent sont les 11 et 12. Pour des masses  $m_2$  inférieures à la masse critique, le constituant 2 est entraîné par le composant majoritaire 1 avec un flux proportionnel à la fraction molaire et variant linéairement avec la masse.

Un traitement plus complexe du problème a été réalisé par Zahnle et Kasting (1986) en remplaçant l'équation de l'hydrostatique par celle du vent planétaire. Les équations obtenues montrent que celles qui résultent de l'approche simplifiée utilisée ici sont très proches de la solution exacte. Ceci est en particulier vrai quand la masse de l'élément majeur est très petite devant la masse de l'espèce considérée, ce qui est vrai pour les constituants que nous étudions : les gaz rares dont la masse est au moins 20 fois supérieure à celle de l'hydrogène, mais aussi l'oxygène, seulement légèrement plus léger que le Néon.

## IV.2 / Fractionnement par entraînement des gaz rares.

Au travers d'un modèle simple correspondant à la situation décrite ci-dessus, il est possible de déterminer une évolution du fractionnement provoqué par les mécanismes étudiés. Ainsi, en supposant que l'hydrogène est en quantité suffisante pour ne pas limiter le processus et qu'il est apporté au niveau de l'échappement aussi vite qu'il est perdu (c'est à dire qu'il n'y a pas de piège froid, par exemple, qui limiterait l'échappement par un processus additionnel comme la diffusion de l'hydrogène vers la haute atmosphère), on peut étudier l'évolution des gaz rares. L'état initial correspond au maximum de gaz rares. Les quantités de ces composants vont diminuer avec le temps à cause de l'échappement. Les gaz dont la masse est supérieure à la masse critique ne sont pas affectés par l'échappement (bien que cette masse critique soit très élevée à l'origine, elle décroît rapidement avec le flux solaire EUV disponible). Les gaz rares plus légers s'échappent et leurs fractions molaires sont indépendantes de l'altitude (cf. 4.1). Dans l'équation 14, on peut remplacer le rapport des fractions molaires  $X_2/X_1$  par celui des abondances  $N_2/N_1$ . Ainsi on a :

$$\frac{1}{N_2} \frac{dN_2}{dt} = -\frac{F_2}{N_2} = -\frac{F_1}{N_1} \left[ 1 - \frac{m_2 - m_1}{m_c - m_1} \right] \quad (15)$$

Dans le cas général où le flux EUV, le flux d'échappement d'hydrogène et la masse critique dépendent du temps, on peut écrire :

$$F_1 = F_1^0 f(t), \quad (16)$$

avec  $F_1^0$  le flux d'échappement d'hydrogène initial. Donc on écrit aussi :

$$m_c = m_1 + \frac{kTF_1^0}{bgX_1} f(t), m_c^0 - m_1 = \frac{kTF_1^0}{bgX_1}, \quad (17)$$

et

$$m_c - m_1 = (m_c^0 - m_1) f(t). \quad (18)$$

Si  $X_1$ , la fraction molaire d'hydrogène reste constante et proche de l'unité au cours de l'échappement. A partir de 15 et 18, on peut alors écrire :

$$\frac{dN_2}{N_2} = -\frac{F_1^0}{N_1} \left[ f(t) - \frac{m_2 - m_1}{m_c^0 - m_1} \right] dt \quad (19)$$

La solution pour l'évolution temporelle de  $N_2$  d'un temps  $t_0$  initial à un temps  $t_2$ , marquant la fin de l'échappement de 2 est donc :

$$\frac{N_2}{N_2^0} = \exp \left[ -\frac{F_1^0}{N_1} \int_{t_0}^{t_2} f(t) dt + \frac{F_1^0}{N_1} \frac{m_2 - m_1}{m_c^0 - m_1} (t_2 - t_0) \right] \quad (20)$$

Il est de plus possible d'obtenir le temps de fin d'échappement de l'espèce 2 :  $dN_2/N_2=0$  quand

$$f(t) = f(t_2) = \frac{m_2 - m_1}{m_c^0 - m_1}. \quad (21)$$

Ce qui permet d'obtenir le temps pour une masse connue des constituants 1 et 2, une hypothèse sur la masse critique initiale et la connaissance de la loi de décroissance du flux  $f(t)$ .

### IV.3 / Entraînement de l'oxygène par l'hydrogène.

Cette section se construit sur les principes énoncés par Hunten et al. (1987) et élabore une série d'équations pour représenter l'effet de l'introduction d'un second gaz principal dans l'atmosphère, ici l'oxygène. Ces équations sont obtenues par Chassefière (1996).

Dans cette étude, le moteur de l'échappement est une nouvelle fois le flux EUV solaire primitif important ayant décliné au cours du temps pour arriver à des niveaux actuels incapables d'assurer l'échappement de l'oxygène par ce mécanisme. La loi employée pour cette décroissance est classique :

$$F_1(t) = F_1(t_0) \left( \frac{t}{t_0} \right)^{-a} \quad (22)$$

Où  $t_0$  est le temps de référence et  $a$  une constante relative à la décroissance du flux solaire en EUV. De la même façon qu'il est indiqué plus loin dans notre étude, ce paramètre est fixé à 5/6 en suivant Hunten et al. (1987) et les travaux de Ribas et al. (2005).

Dans un souci de simplification, le temps de référence est fixé à 0 : cela permet d'obtenir des équations simples et claires. En particulier, il faut que  $a < 1$ , ce qui est le cas avec la valeur choisie ici. Les correctifs à appliquer et les expressions exactes en dehors de cette hypothèse sont détaillés par Chassefière (1996).

Soit  $\Phi$  le flux solaire complet correspondant à une époque où la masse critique était assez importante pour permettre à l'oxygène de s'échapper et  $M$  la masse de la planète ; on peut écrire le bilan énergétique suivant :

$$m_1 F_1 + m_2 F_2 = \frac{\Phi r}{MG}, \quad (23)$$

qui signifie que l'énergie du flux EUV est partagée entre l'oxygène et l'hydrogène pour permettre leur échappement conjoint.

Le flux d'hydrogène seul correspondant à la même énergie totale incidente s'écrit :

$$m_1 F_1^{ref} = \frac{\Phi r}{MG} \quad (24)$$

La combinaison des équations 16 et 17 avec l'expression du flux de l'espèce entraînée en fonction du composant majoritaire donne :

$$\frac{F_1}{F_1^{ref}} = \left( 1 + \frac{X_2}{X_1} \frac{m_2}{m_1} \frac{m_c - m_2}{m_c - m_1} \right)^{-1} \quad (25)$$

La masse critique ayant été définie plus haut.

Ainsi on obtient :

$$\frac{m_c - m_1}{m_c^{ref} - m_1} = \frac{F_1}{F_1^{ref}} \quad (26)$$

On a donc :

$$m_c = m_2 + \gamma(m_c^{ref} - m_2),$$

$$\frac{F_1}{F_1^{ref}} = \frac{m_c}{m_c^{ref}}, \quad (27)$$

où  $\gamma$  est donné par :

$$\gamma = \frac{1}{1 + (X_2 m_2) / (X_1 m_1)} \quad (28)$$

On peut supposer que  $X_2/X_1=1/2$ , pour l'échappement de l'eau : un oxygène pour deux atomes d'hydrogène à la base de l'expansion. Dans ce cas,  $\gamma=1/9$ , c'est-à-dire le rapport des masses de  $H_2$  et  $H_2O$ .



## V/ Modèle d'échappement hydrodynamique

Notre modèle calcule au cours du temps de façon simplifiée, en utilisant une approche limitée par l'énergie incidente, le flux d'échappement de l'hydrogène hors d'une thermosphère riche en  $H_2O$ , où  $H_2O$  est constamment photodissociée par le flux UV solaire. Nous prenons en compte l'échappement des atomes d'oxygène entraînés par le flux d'hydrogène et calculons l'évolution et les abondances finales des isotopes des gaz rares (Ne, Ar, Kr et Xe). Le modèle calcule l'évolution du système pas à pas et les flux sortant obtenus dépendent du temps dans la mesure où ils sont directement liés à l'énergie disponible qui est elle-même décroissante au cours du temps. Notre approche utilise des méthodes et données issues des travaux de Zahnle et Kasting (1987), Kasting et Pollack (1983), Hunten, Pepin et Walker (1987) et Chassefière (1996).

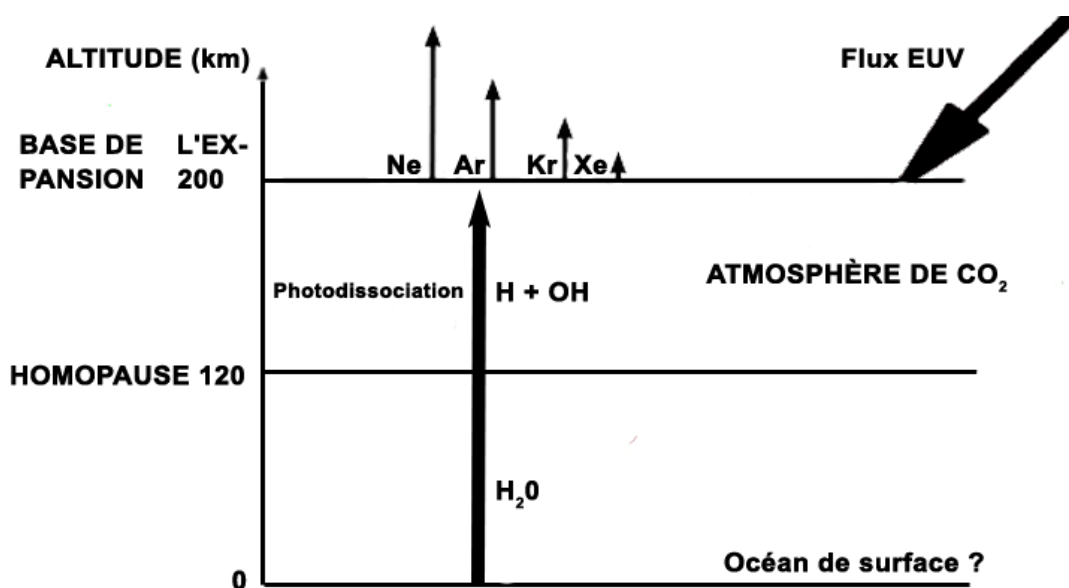


Figure 3 : Echappement hydrodynamique sur Vénus. Le flux EUV entrant et le vent solaire déposent de l'énergie dans les couches supérieures de l'atmosphère et sont à l'origine de son expansion hydrodynamique. Quand  $H$  s'échappe, il entraîne avec lui les gaz rares plus lourds. Les effets sont inversement proportionnels à la masse du gaz rare considéré. Les molécules de  $H_2O$  sont photodissociées en  $H$  et  $OH$  dans la thermosphère à une altitude supérieure à 100 km.

### V.1 Principes essentiels et paramètres du modèle.

Le flux d'échappement de H est calculé à une altitude de 200 km, ce qui correspond, d'après Kasting et Pollack (1983), à la base de l'expansion atmosphérique. Le choix de cette altitude est important car la quantité des différentes espèces mineures qui s'échappent par entraînement hydrodynamique dépend du rapport de mélange de cette espèce au niveau de la base de l'expansion en raison de la séparation diffusive entre l'homopause et le niveau d'échappement. Au dessus de 180 km d'altitude, l'hydrogène atomique est le constituant majoritaire et au dessus de 200 km, son rapport de mélange devient proche de 1. En dessous de cette altitude, c'est le  $\text{H}_2\text{O}/\text{CO}_2$  qui domine (voir les figures 9 et 10 de Kasting et Pollack).

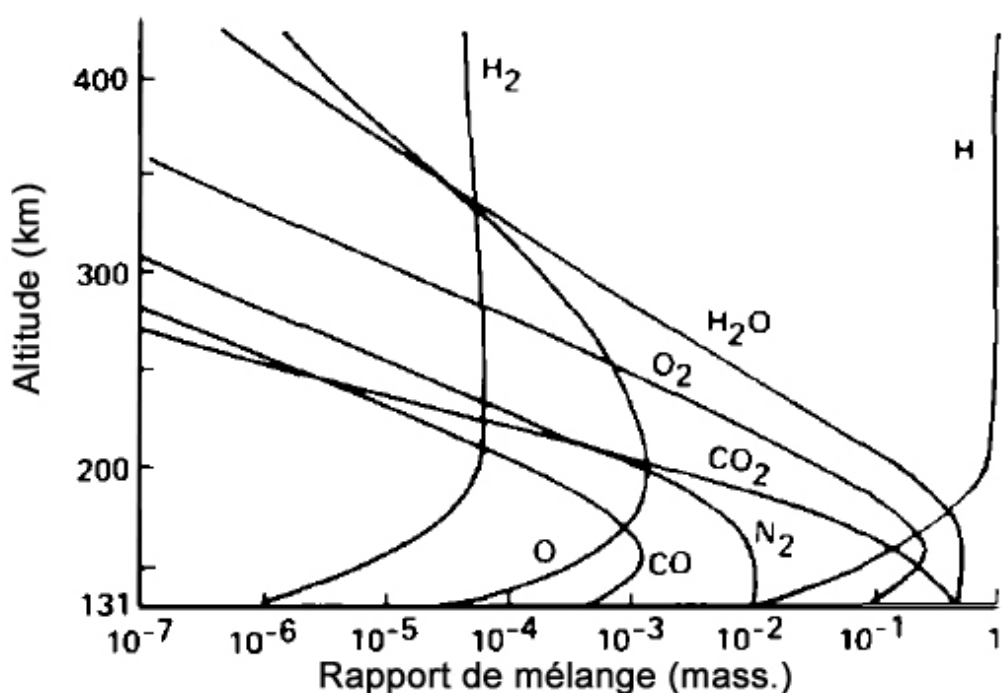


Figure 4 : Profils de rapport de mélange (massique) pour le cas D de Kasting et Pollack (1982). (D'après Kasting et Pollack, 1982)

L'atmosphère en dessous de 200 km d'altitude peut ainsi être considérée comme statique, avec un profil vertical d'abondances de gaz rares contrôlé par l'équilibre hydrostatique. Au dessus de 200 km, l'hydrogène s'étend dans le milieu interplanétaire : l'apport d'énergie est directement

converti en énergie de translation verticale. Tian et al. (2008) ont montré que la thermosphère de la Terre primitive a pu être le siège d'un régime hydrodynamique en raison de conditions d'illumination par un flux EUV solaire important. Une conséquence majeure de ce régime pourrait avoir été un refroidissement adiabatique de l'écoulement ascendant, résultant en un refroidissement substantiel de l'exosphère. Ce refroidissement a lieu entre environ 200 km et quelques milliers de kilomètres (figure 7 de Tian et al., 2008) et affecterait de façon considérable l'altitude de l'exobase. Dans l'étude présente, la température de la thermosphère est supposée constante, pour des raisons de simplicité, entre 120 et 200 km.

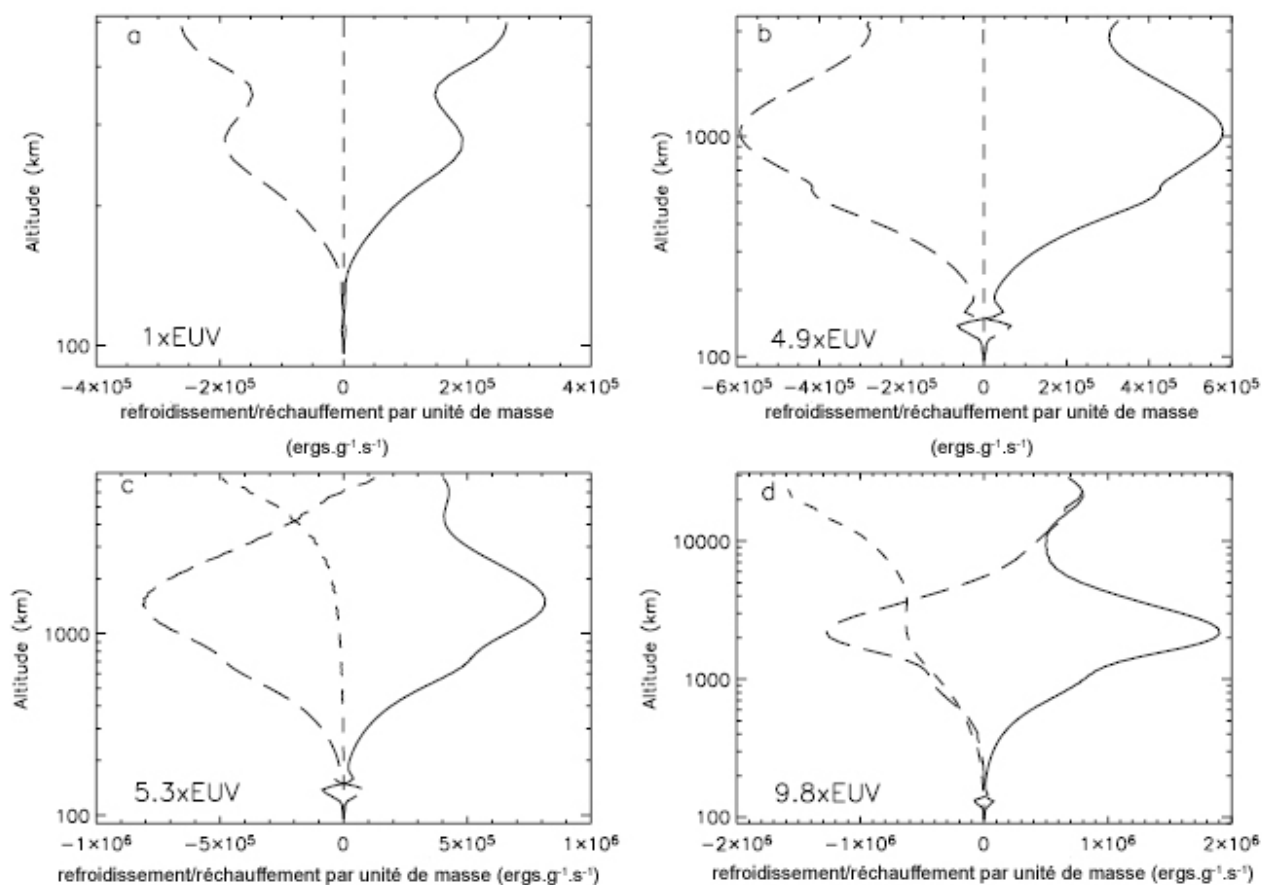


Figure 5 : Profils de refroidissement et de réchauffement pour différents flux EUV solaires normalisés au flux solaire moyen obtenus par Tian et al. (2008). La courbe pleine montre le réchauffement net à partir des calculs de transfert radiatif incluant à la fois les termes d'apport de chaleur et de refroidissement par IR. Les tirets longs correspondent à la conduction thermique moléculaire. Les tirets courts correspondent au refroidissement adiabatique. (D'après Tian et al., 2008)

Le flux d'énergie disponible pour l'échappement dépend de plusieurs paramètres :

- (i) L'efficacité  $\varepsilon$  du dépôt d'énergie par le flux EUV solaire  $\Phi_{EUV}$ , généralement supposé égal à 15%. La plus grande partie du reste de l'énergie est utilisée par l'ionisation des atomes d'hydrogène. Cette énergie est perdue vers l'espace car on pense que les électrons ne se recombinent pas dans la couronne planétaire (Chassefière, 1996b). Le paramètre d'efficacité ne peut pas être supérieur à 30% (Chassefière, 1996b).
- (ii) Le facteur d'amplification géométrique  $f$  dû au fait que la couronne étendue est capable d'absorber une plus grande partie du flux EUV (4 fois plus pour une exobase située à 1 rayon planétaire d'altitude, et jusqu'à 100 fois plus pour une exobase à 10 rayons planétaires d'altitude).
- (iii) La contribution relative  $\Phi_{SW}$  du vent solaire à l'énergie incidente déposée près de l'exobase (environ 65% aux conditions solaires actuelles, Chassefière, 1996b).

Le flux d'énergie total impliqué dans l'échappement est donc donné par :

$$\Phi = \varepsilon f \Phi_{EUV} + \Phi_{SW} \quad (29)$$

Et peut être très important aux époques primitives. Nous le considérons comme un paramètre libre du système.

Le domaine de valeurs de :

$$\Phi = \eta \Phi_{EUV} \quad (30)$$

exploré dans cette étude varie entre  $\eta=0.3$  et  $\eta=20$ . Nous supposons que l'hydrogène est apporté dans la haute atmosphère à une vitesse adaptée à l'échappement hydrodynamique sans limitation due à la diffusion.

L'échappement de O, entraîné par le flux de H est pris en compte et réduit largement la quantité d'énergie disponible pour l'échappement de l'hydrogène. Les flux de H et O sont tous deux calculés de façon cohérente de façon à ce que l'énergie consommée par les deux éléments corresponde à l'énergie totale disponible.

Comme nous le montrons plus loin, les flux d'échappement calculés correspondent typiquement à la perte de quelques OT au cours d'une durée de 100 Ma. Selon l'équation 50 de Kasting et Pollack (1983), et en réduisant le chiffre donné d'un facteur 6 selon les indications des auteurs, pour prendre en compte le fait que H<sub>2</sub>O est l'espèce majeure porteuse de H à l'homopause, le flux de diffusion est de l'ordre de  $6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}/\text{s}$ , c'est-à-dire 10 OT pour 100 Ma. Nous en déduisons alors qu'il est raisonnable de négliger la limitation par diffusion du flux d'échappement.

L'effet de l'échappement de H et O sur l'entraînement des gaz rares et sur leurs rapports isotopiques est calculé au cours du fonctionnement du modèle fait usage des concentrations de ces gaz à une altitude de 200 km. Nous supposons que l'homopause se situe environ à 120 km d'altitude et utilisons une loi d'évolution barométrique entre 120 et 200 km avec une décroissance exponentielle des densités des espèces considérées selon leur propre hauteur d'échelle. L'homopause située à 120 km est légèrement plus basse que celle qui est détectée dans l'atmosphère actuelle de Vénus (130 km), mais est représentative des cas terrestre et martien. Nous employons cette valeur car nous n'avons aucune information sur l'altitude réelle de l'homopause primitive de Vénus : c'est une valeur de référence. Le paramètre déterminant est la différence d'altitude entre l'homopause et la base de l'expansion atmosphérique, ce qui correspond à 80 km dans cette étude.

Aux conditions primitives, en présence de grandes quantités de vapeur d'eau (jusqu'à quelques centaines de bars), cette altitude entre l'homopause et la base de l'expansion pourrait avoir été différente. Il est toutefois difficile d'estimer de quelle manière, en l'absence de modèles précis et complets d'atmosphères massives de vapeur d'eau/dioxyde de carbone dans les conditions solaires primitives. Le but de notre travail est de trouver un scénario simple et global pour l'échappement primitif qui correspond aux données de fractionnement isotopique du Néon et de l'Argon. Nous utilisons donc la valeur de 80 km qui correspond à la situation vénusienne actuelle et aux modèles d'échappement hydrodynamique.

Un autre paramètre majeur du modèle est la température de la thermosphère  $T$ , que nous supposons constante avec l'altitude. Il s'agit aussi d'un paramètre libre du modèle dont nous étudions l'effet sur le fractionnement isotopique des gaz rares. Nous explorons une gamme de valeurs allant de 200 à 4000 K. 200 K est la température atmosphérique de la base de l'expansion calculée par Kasting et Pollack (1983). Dans le cas de la Terre primitive, Tian et al. (2008) ont récemment trouvé une température allant d'environ 1000 K à 100 km d'altitude jusqu'à 3000 K à 200 km d'altitude. La cause de la température basse dans le cas de Vénus est la présence de grandes

quantités de CO<sub>2</sub> dans la thermosphère, ce qui entraîne un fort taux de refroidissement. Il n'est pas possible d'écarter actuellement le fait que l'atmosphère primitive de Vénus pendant la phase d'échappement hydrodynamique n'était pas aussi riche en CO<sub>2</sub> qu'à l'heure actuelle (par exemple si une partie du CO<sub>2</sub> était encore dans le manteau et était dégazée progressivement). Ainsi une valeur de T plus élevée (jusqu'à quelques milliers de degrés) n'est pas impossible. De plus, de telles températures peuvent être obtenues dans le cas d'atmosphères riches en CO<sub>2</sub> et statiques (Kulikov et al., 2006).

S'ajoutent aux paramètres précédemment présentés la date du début de l'échappement hydrodynamique  $t_0$ , avec des valeurs allant de 1 Ma à 10 Ma. Des cas à 100 Ma sont considérés à des fins de comparaison sans pour autant correspondre à un quelconque cas d'évolution réaliste dans l'étude présente.

## V.2 / Description du modèle.

### V.2.a / Cas simple de l'échappement de l'hydrogène sans oxygène.

Nous posons  $\Phi(t)$  le flux d'énergie totale incidente (EUV et vent solaire) disponible pour l'échappement hydrodynamique de l'hydrogène. Dans notre approche simplifiée limitée par l'énergie, le flux d'échappement d'hydrogène  $F_1(t)$  obéit à la relation suivante :

$$m_1 F_1(t) = \frac{\Phi(t) r}{MG}, \quad (31)$$

où  $m_1$  est la masse d'un atome d'hydrogène,  $r$  est la distance moyenne du centre de la planète au niveau où l'énergie est déposée,  $M$  est la masse de la planète et  $G$  est la constante gravitationnelle (voir Chassefière, 1995a). le rapport entre  $\Phi(t)$  et  $\Phi_{EUV}(t)$  est supposé constant pendant la durée de l'échappement pour des raisons de simplicité. Ce rapport, noté  $\eta$ , est de façon habituelle de l'ordre de 0,15 (efficacité du chauffage par le flux incident) mais peut atteindre des valeurs plus grandes dans le cas d'une couronne étendue ou pour des contributions du vent solaire importantes. Nous considérons des valeurs allant jusque 20 dans cette étude bien que les résultats montrent que finalement, des valeurs modérées (de l'ordre de 1,2 à 2,4) sont préférables.

Nous choisissons d'utiliser une loi pour le flux EUV en fonction du temps en  $(t/t_0)^{-a}$ . Ainsi nous obtenons :

$$F_1(t) = F_1(t_0) \left( \frac{t}{t_0} \right)^{-a}, \quad (32)$$

où  $t_0$  est le temps de démarrage de l'échappement hydrodynamique et  $a$  est une constante dont la valeur typique est comprise entre 0,65 et 1,3 (Chassefière, 1996) ; ici, nous utilisons principalement 5/6 en accord avec Hunten et al. (1987) ainsi que Ribas et al. (2005).

En effet, Chassefière (1996b) a montré que pour les densités élevées d'hydrogène atomique, l'ionisation a lieu essentiellement dans la bande des 80-90 nm. D'après l'étude récente du programme « Sun in Time » (Ribas et al., 2005), on peut observer que la meilleure valeur de  $a$  dans cette longueur d'onde est 0,85, c'est-à-dire la valeur classique de 5/6 mentionnée plus haut. Les photons de la bande 55-65 nm contribuent aussi à l'ionisation à une échelle moindre avec une valeur de  $a$  de 1, proche de 0,85. Les résultats ont été vérifiés avec plusieurs valeurs de  $a$  dans la gamme de valeurs indiquée et ils ne changent pas de façon significative pour des petites variations de ce paramètre.

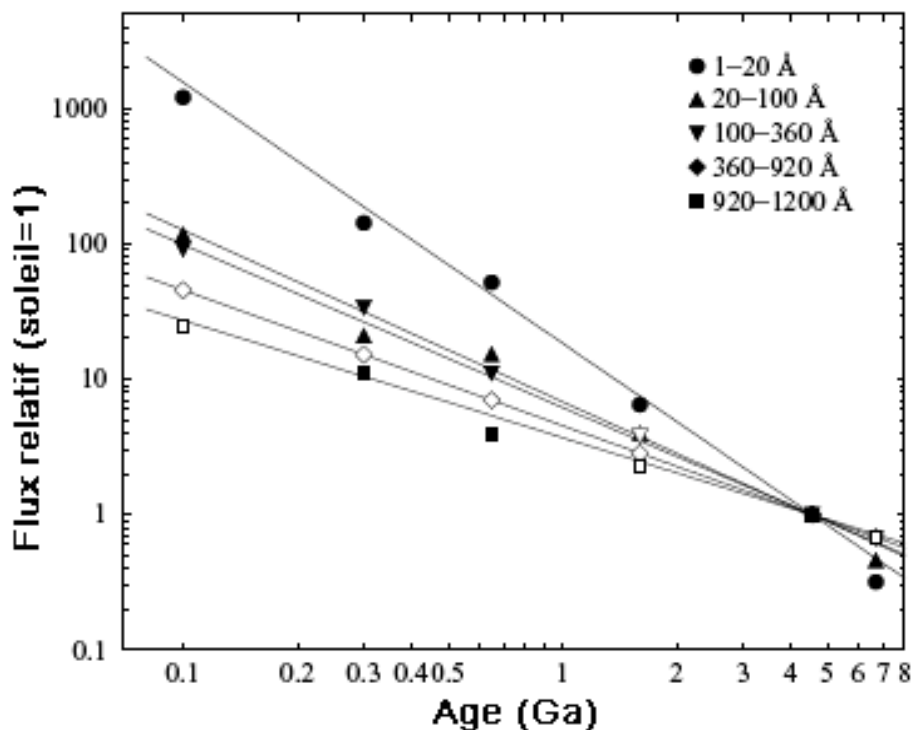


Figure 6 : Lois de décroissance temporelle pour différentes plages spectrales, normalisées au flux solaire présent. D'après Ribas et al., 2005)

Nous considérons plusieurs valeurs de  $t_0$  allant de 1 Ma à 100 Ma.

Nous pouvons donc ainsi obtenir la densité de l'hydrogène à la base de l'expansion  $z_{\text{exp}}$  (=200 km) car le flux d'hydrogène est défini par :

$$F_1(z_{\text{exp}}) = n_{\text{H}}(z_{\text{exp}}) \cdot v_{\text{exp}}(z_{\text{exp}}), \quad (33)$$

où  $n_{\text{H}}$  est la densité d'hydrogène et  $v_{\text{exp}}$  est la vitesse d'expansion de l'écoulement à la base de ladite expansion. La vitesse est de l'ordre de  $5 \text{ cm.s}^{-1}$  mais les valeurs varient typiquement entre 3 et  $10 \text{ cm.s}^{-1}$  (Kasting et Pollack, 1983 ; Chassefière 1996b). Nous supposons enfin que la source d'hydrogène n'est pas limitée.

Les densités des gaz rares et de leurs isotopes à la base de l'expansion sont calculées à partir de leur valeur dans l'atmosphère globale en appliquant une loi de séparation gravitationnelle entre l'homopause et la base de l'expansion. Cette séparation est calculée pour chaque espèce en supposant que l'atmosphère entre l'homopause et la base de l'échappement est isotherme avec une température  $T$  qui est considérée comme un paramètre libre du modèle. Comme il a été mentionné plus haut, nous investiguons des valeurs allant de 200 K à 4000 K. A chaque pas de temps le contenu total en gaz rares est diminué en fonction de la quantité qui en aura été retirée par échappement au pas précédent.

En divisant, à chaque pas de temps, la densité de chaque gaz rare à 200 km par la densité d'hydrogène à la même altitude, il est possible d'obtenir les rapports de mélanges des différents isotopes des gaz rares, ce qui est nécessaire pour pouvoir calculer leurs flux d'échappement sous l'effet de l'entraînement de l'hydrogène. Une espèce est entraînée si sa masse molaire est inférieure à la masse critique  $m_c$  (Hunten, Pepin et Walker, 1987) :

$$m_c = m_1 + \frac{kTF_1}{bgX_1}, \quad (34)$$



où  $m_1$  est la masse molaire de l'élément le plus léger (ici l'hydrogène),  $k$  est la constante de Boltzmann,  $T$  la température au niveau de l'échappement,  $b$  le paramètre de diffusion (dépendant de la température et de l'élément considéré),  $g$  est l'accélération de gravité sur Vénus et  $X_1$  est la fraction molaire de l'élément léger.

Le paramètre  $b_i$  (pour l'espèce  $i$ ) est donné par la loi d'approximation suivante :

$$b_i = C_b \times T^q, \quad (35)$$

où  $C_b$  et  $q$  sont des paramètres qui dépendent à la fois du gaz qui se diffuse et du gaz qui constitue l'atmosphère dans laquelle a lieu la diffusion. Tous deux sont déterminés par l'expérimentation (voir Chamberlain et Hunten, 1987).

Dans ce cas, le flux  $F_2$  de l'élément lourd (un gaz rare de masse molaire  $m_2$  et de fraction molaire  $X_2$ ) peut être obtenue par la loi suivante :

$$F_2 = \frac{m_c - m_2}{m_c - m_1} \frac{X_2}{X_1} ? F_1 \quad (36)$$

Comme le flux solaire est dépendant du temps, la masse critique aussi et elle diminuera au cours de l'évolution de la planète. Il en découle que les espèces légères s'échappent plus facilement et plus vite que les espèces lourdes, ce qui entraîne un fractionnement isotopique et élémentaire. Le fractionnement sera maximal quand la masse critique est comparable à la masse de l'espèce considérée. Quand l'espèce majoritaire dans le système est l'hydrogène seul (espèce 1), l'espèce 2 est le gaz rare considéré. Les gaz rares sont seulement des constituants minoritaires de l'atmosphère et leur entraînement ne demande pas de grandes quantités d'énergie. La quasi-totalité de l'énergie incidente est donc disponible pour réaliser l'échappement de l'hydrogène.

**V.2.b / Cas de l'échappement conjoint de l'hydrogène et de l'oxygène.**

La seconde espèce majoritaire dans la haute atmosphère primitive de Vénus est l'oxygène. Comme H<sub>2</sub>O est un composant majeur de l'atmosphère, nous nous conformons à l'hypothèse de Kasting et Pollack (1983) et utilisons la relation simple :  $n(\text{H}) = 2 \times n(\text{O})$ . H, n'étant à présent plus la seule espèce en présence en raison de grandes quantités d'oxygène, nous étudions l'échappement conjoint de l'hydrogène et de l'oxygène en tenant compte du fait que la consommation d'énergie par l'espèce 2 n'est plus négligeable. L'énergie disponible doit en effet être distribuée et séparée entre les deux flux d'échappement comme proposé par Chassefière (1996a) :

$$m_h F_h + m_o F_o = \frac{\Phi(t) r}{MG} \quad (37)$$

Dans l'approche simplifiée détaillée ici, nous supposons que l'échappement de l'oxygène est intégralement dû à l'entraînement par l'hydrogène à cause des frictions entre les atomes de H et de O. En effet, l'échappement direct de l'oxygène est considéré comme minime en raison de la masse élevée de l'atome impliqué ; un tel échappement nécessite de plus un flux EUV très important pour un échappement faible : le bilan énergétique n'est affecté que de façon mineure par cet effet.

Nous employons une méthode de calcul direct pour déterminer les flux d'échappement de l'hydrogène et de l'oxygène à chaque pas de temps en calculant tout d'abord le flux de référence d'hydrogène :

$$M_h F_h^{\text{ref}} = \frac{\Phi r}{MG}, \quad (38)$$

avec  $F_h^{\text{ref}}$  le flux de référence, c'est-à-dire le flux d'hydrogène obtenu à partir de la totalité de l'énergie disponible dans le modèle. Ensuite, nous calculons la masse critique de référence qui correspond à ce flux de référence. A partir des travaux de Chassefière (1996), nous obtenons ensuite la masse critique qui correspond à l'échappement de l'oxygène :

$$m_c = m_2 + \gamma(m_c^{\text{ref}} - m_2), \quad (39)$$

ainsi que le rapport :

$$\frac{m_c}{m_c^{\text{ref}}} = \frac{F_1}{F_1^{\text{ref}}}, \quad (40)$$

où  $\gamma$  est une constante de valeur égale à 1/9. Le taux d'échappement de l'oxygène est alors calculé à partir de la nouvelle valeur du flux d'hydrogène en utilisant les équations détaillées plus haut.

Nous calculons de cette manière l'évolution temporelle des quantités de H, de O ainsi que des gaz rares qui sont perdus au cours de l'échappement hydrodynamique. L'équation donnant le flux des gaz rares s'applique encore, bien que maintenant, l'hydrogène et l'oxygène contribuent tous deux à la perte des espèces minoritaires :

$$F_{\text{ng}} = \frac{m_{\text{ch}} - m_{\text{ng}}}{m_{\text{ch}} - m_{\text{h}}} \frac{X_{\text{ng}}}{X_{\text{h}}} ? F_{\text{h}} + \frac{m_{\text{co}} - m_{\text{ng}}}{m_{\text{co}} - m_{\text{o}}} \frac{X_{\text{ng}}}{X_{\text{o}}} ? F_{\text{o}}, \quad (41)$$

avec deux masses critiques différentes dépendant de l'espèce majoritaire qui cause l'entraînement du gaz rare considéré. Le paramètre  $b$  est différent dans le cas de l'hydrogène et celui de l'oxygène.

## VI/ Résultats.

### VI.1 / Cas de l'échappement de l'hydrogène seul.

Nous nous intéressons d'abord au cas de l'échappement de l'hydrogène seul sans oxygène, principal cas jusqu'à présent étudié. H entraîne alors seulement les gaz rares avec lui. Le flux d'hydrogène est directement lié à l'évolution du flux solaire et diminue avec le temps. L'essentiel de l'échappement a lieu au début de l'évolution, c'est-à-dire au cours des premières dizaines de millions d'années de l'histoire de Vénus. Plus l'échappement réel commence tard, moins il aura le temps de fractionner l'atmosphère de la planète et d'avoir un effet mesurable. Quand nous utilisons un temps de démarrage de l'échappement égal à 100 Ma, le flux d'hydrogène est déjà diminué d'un facteur 10 par rapport aux époques primitives (10 Ma).

Plusieurs paramètres sont testés, tels que les temps de démarrage de l'échappement  $t_0$ , la température de la thermosphère  $T$ , et le facteur  $\eta$ , tel que  $\Phi = \eta \Phi_{\text{EUV}}$ , qui résulte de la combinaison de l'efficacité du chauffage  $\epsilon$ , du facteur géométrique d'expansion  $f$  et de la contribution relative du vent solaire par rapport au flux EUV  $r = \Phi_{\text{SW}}/\Phi_{\text{EUV}}$ . Nous avons donc  $\eta = \epsilon f (1+r)$ .

En ce qui concerne  $\eta$ , nous avons essentiellement étudié des valeurs dans le domaine allant de 0,6 à 2,4 avec certains tests pour des valeurs bien plus élevées, jusqu'à 20, ce qui correspond aux situations typiques données dans la liste qui suit. A chaque fois, le facteur  $\epsilon$  est fixé à 0,15.

- i)  $\eta=0,6$ , ce qui correspond à un facteur géométrique de 4 (l'exobase se situe alors à un rayon planétaire de la surface) et une contribution nulle du vent solaire.
- ii)  $\eta=1,2$ , ce qui correspond à un facteur géométrique valant 4 et une contribution du vent solaire donnée par  $r=1$ , c'est-à-dire que la moitié de l'énergie provient du vent solaire.
- iii)  $\eta=1,8$ , ce qui correspond à un facteur géométrique de 4 et un facteur  $r$  valant 2 (les deux tiers de l'énergie proviennent alors du vent solaire).
- iv)  $\eta=2,4$ , c'est-à-dire un facteur géométrique de 8 (l'exobase se situe alors à 2 rayons planétaires de la surface) et un facteur  $r=1$ .

Les rapports isotopiques du Néon et de l'Argon générés par l'échappement sont calculés par le modèle et sont utilisés comme contrainte. Nous les comparons en effet aux valeurs mesurées dans l'atmosphère de Vénus par les missions Pioneer et Venera.

Nous avons indiqué sur les figures suivantes le résultat du fractionnement du Néon et de l'Argon pour différents scénarii avec deux valeurs de  $\eta$ , deux valeurs de  $t_0$  et quatre valeurs de  $T$ . Il existe bien des scénarii qui correspondent aux valeurs actuelles mesurées. Pour des températures thermosphériques élevées ( $> 1000$  K), le fractionnement isotopique est trop important à cause de la densité élevée de Ne et Ar au niveau de l'échappement, ce qui implique de forts flux d'échappement. Au contraire, aux températures thermosphériques faibles ( $< 400$  K), Ne ne s'échappe pas assez et n'est pas assez fractionné pour correspondre aux valeurs actuelles : il y a trop peu de Ne dans les couches supérieures de l'atmosphère.

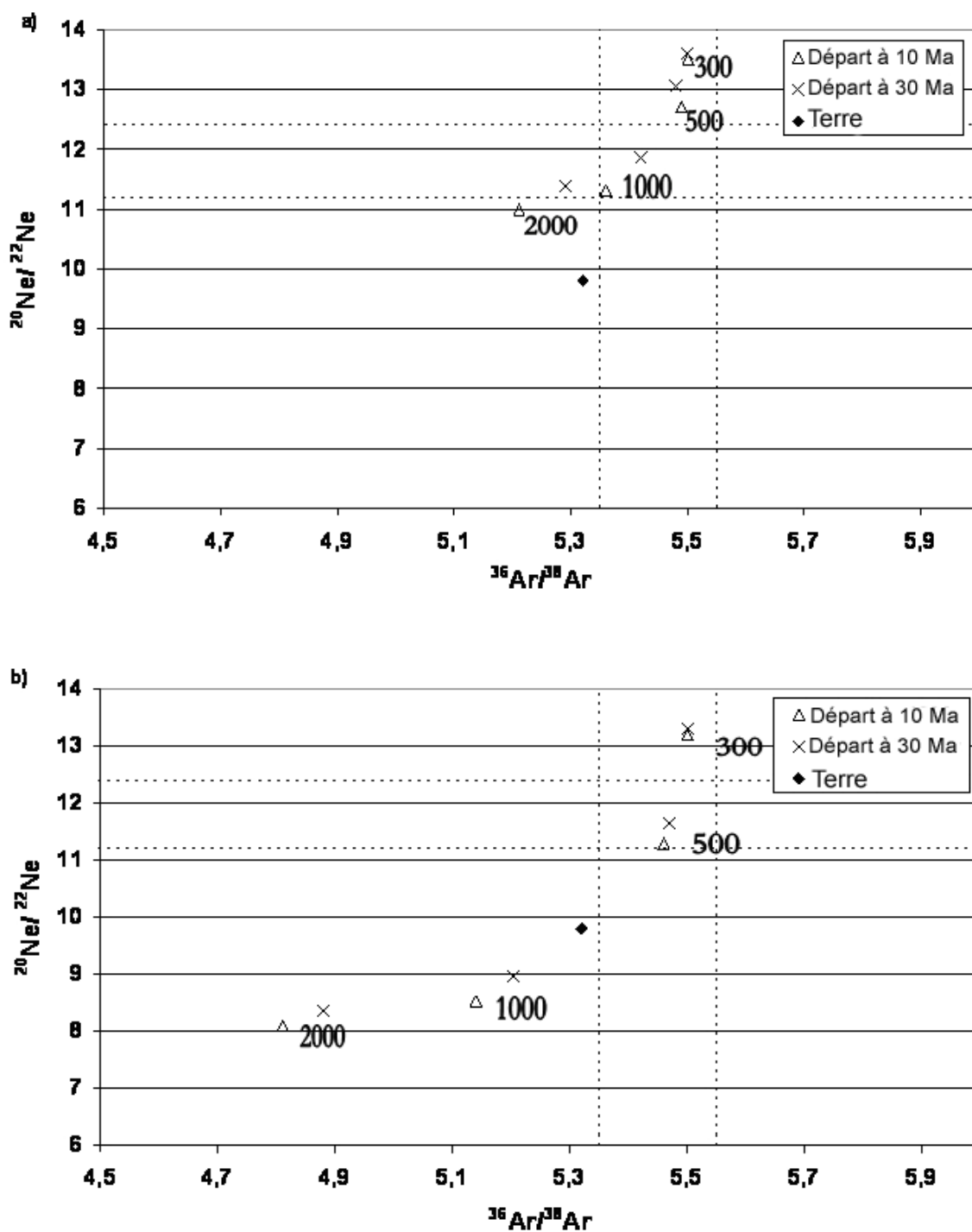


Figure 7: Rapports isotopiques dans les différents scénarii d'échappement hydrodynamique de l'atmosphère primitive de Vénus quand O n'est pas pris en compte. a)  $\eta=0,6$ . b)  $\eta=1,2$ . La plage de valeurs des rapports isotopiques mesurés pour l'atmosphère actuelle de Vénus est indiquée par un cadre en pointillés. Un point représentant la situation terrestre est ajouté.

Les cas où l'échappement démarre à 30 Ma présentent un fractionnement bien inférieur aux cas où le temps de démarrage est plus faible. L'échappement est le plus actif pendant les premières dizaines de millions d'années de l'évolution de Vénus. Il est cependant possible d'atteindre les valeurs désirées des rapports isotopiques de Ne et Ar avec un échappement moins primitif en employant une température  $T$  plus élevée et/ou un facteur  $\eta$  plus important. Lorsqu'on débute l'évolution à 1 Ma, près de 90% du contenu initial en Ne est perdu par échappement. Cette perte n'est que de 70% lorsque le démarrage s'effectue à 10 Ma et est réduit à seulement 10% pour un échappement qui débiterait à 100 Ma. L'échappement du Néon s'arrête à environ 300 Ma quand la masse critique devient plus petite que celle du Néon.

Nous avons aussi déterminé la quantité d'hydrogène perdu dans chaque cas au cours, tout d'abord, de l'échappement du Néon (10-300 Ma), puis au cours des trois premiers milliards d'années d'évolution. L'hydrogène perdu pendant l'échappement du Néon peut aller du contenu de 3 à 7 OT pour  $\eta=0,3$  selon la température à la base de l'échappement qui a été employée (plus la température est grande, plus la perte d'hydrogène sera importante). Cependant, pour des valeurs de  $\eta$  plus élevées, la quantité de H perdue peut être bien plus élevée, avec des valeurs allant jusqu'à 12 OT pour  $\eta = 0,6$  et 30 à 40 pour  $\eta = 1,2$ .

Dans le cas où  $\eta = 2,4$ , la quantité d'eau perdue va jusqu'à 150 OT. On trouve dans tous les cas qu'au moins 10 OT doivent être perdus pour atteindre le fractionnement des gaz rares requis par les contraintes d'observation, ce qui est hautement irréaliste (bien trop élevé) si on en croit les scénarii d'accrétion récemment publiés. Pour comparaison, il est généralement supposé que la Terre doit avoir reçu l'équivalent de quelques océans d'eau (typiquement 4 à 6 OT).

D'après Raymond et al. (2006), la Terre pourrait avoir reçu jusqu'à 60 OT. Dans ce cas extrême, 58 auraient été perdus par érosion par impact et échappement hydrodynamique pour n'en laisser qu'un en surface et un dans le manteau environ. L'échappement de quelques dizaines d'océans terrestres ne contredit pas les modèles.

Paramètres	$^{20}\text{Ne}/^{22}\text{Ne}$ [11.2-12.6]	$^{36}\text{Ar}/^{38}\text{Ar}$ [5.35-5.55]	Nombre d'OT perdus pendant l'échappement du Ne (10-300 Ma)
$\eta=0.6$ $t_0 = 1 \text{ Myr}$ $T = 750 \text{ K}$	11.5	5.4	10
$\eta=0.6$ $t_0 = 10 \text{ Myr}$ $T = 750 \text{ K}$	11.8	5.4	11
$\eta=1.2$ $t_0 = 10 \text{ Myr}$ $T = 400 \text{ K}$	11.3	5.5	32
$\eta=1.2$ $t_0 = 100 \text{ Myr}$ $T = 400 \text{ K}$	11.4	5.4	11
$\eta=2.4$ $t_0 = 10 \text{ Myr}$ $T = 300 \text{ K}$	12.5	5.50	84

Tableau 2: Résumé des résultats correspondant aux valeurs des rapports isotopiques obtenus par observation.

Le tableau ci-dessus donne un résumé de cas réalistes et correspondant à la situation actuelle pour le fractionnement de Ne et Ar dans le cas de différentes valeurs des paramètres mentionnés. Pour maintenir des températures faibles comme celles de certains modèles existants (Kasting et Pollack, 1983), c'est-à-dire de l'ordre de 200 à 300 K, la valeur préférée de  $\eta$  est 2,4 (une atmosphère assez étendue et une influence sensible du vent solaire). Cependant, dans ce cas, le nombre d'océans terrestres équivalents perdus au cours de l'échappement du Néon est clairement trop important et irréaliste. Si on limite à 10 le nombre d'océans susceptibles d'avoir été perdus, les paramètres préférés ( $\eta$ ,  $t_0$ , T) sont (0.6, 1-10 Ma, 750 K) et (1.2, 100 Ma, 400 K). Dans le cas, aussi improbable qu'il puisse être, d'un démarrage à 100 Ma, un apport d'énergie supplémentaire est nécessaire et la température thermosphérique peut être plus faible. L'apport d'énergie correspond typiquement à un flux complet EUV, ce qui implique que l'exobase soit haute et qu'une portion de cette énergie doit être apportée par le vent solaire, ce qui est en accord avec les études passées (Chassefière 1996b).

Nous avons réalisé des calculs similaires pour d'autres vitesses d'expansion à 200 km d'altitude considérées comme réalistes (Kasting et Pollack, 1983, Chassefière, 1996b). Nous avons ainsi testé des valeurs plus faibles (3 cm/s) et plus élevées (10 cm/s) que notre valeur de référence (5 cm/s). Nos résultats montrent un décalage des paramètres préférés vers des températures plus élevées pour une vitesse faible ou vers des températures plus faibles pour une vitesse plus haute. Dans le modèle, une vitesse élevée d'échappement se traduit en une faible densité d'hydrogène à la base de l'expansion et donc un fractionnement isotopique plus intense. Dans la plupart des conditions, ces résultats ne changent pas de façon significative les domaines décrits et n'apportent aucune modification à nos conclusions.

Lorsque l'oxygène n'est pas pris en compte, les valeurs de 10 OT requis pour atteindre le fractionnement isotopique des gaz rares voulus sont assez irréalistes de par la quantité colossale d'oxygène qui aurait été laissé dans l'atmosphère de Vénus et qui se serait accumulée. Il est en effet excessivement difficile de retirer 10 OT d'oxygène de l'atmosphère autrement que par l'échappement hydrodynamique. Ainsi, l'oxydation de la croûte ne pourrait extraire qu'une fraction de cette quantité (environ 0,1 OT, d'après notre étude préliminaire). L'oxygène doit donc s'échapper avec l'hydrogène.



## VI.2 / Cas de l'échappement conjoint de H et O.

Nous prenons à présent en compte le fait que les atomes d'oxygène sont entraînés par le flux sortant d'hydrogène au cours de l'échappement hydrodynamique primitif, en accord avec le fait que le fractionnement isotopique du Néon, légèrement plus lourd que O, implique une perte conséquente d'oxygène au cours de cette étape de l'évolution de Vénus. Ainsi qu'il a été mentionné, nous supposons que  $N(H) = 2 \times N(O)$  au niveau de l'expansion. Lorsque nous prenons en compte l'échappement d'un second constituant majoritaire de l'atmosphère, il convient de distribuer l'énergie totale issue du flux EUV et du vent solaire entre les différentes espèces, au contraire du cas où seul l'hydrogène s'échappait avec des espèces minoritaires. Cela signifie que pour un flux d'énergie incident élevé, le flux d'échappement de l'hydrogène sera inférieur d'un ordre de grandeur environ au flux d'échappement de l'hydrogène seul. La figure suivante montre l'évolution des flux concernés avec le temps.

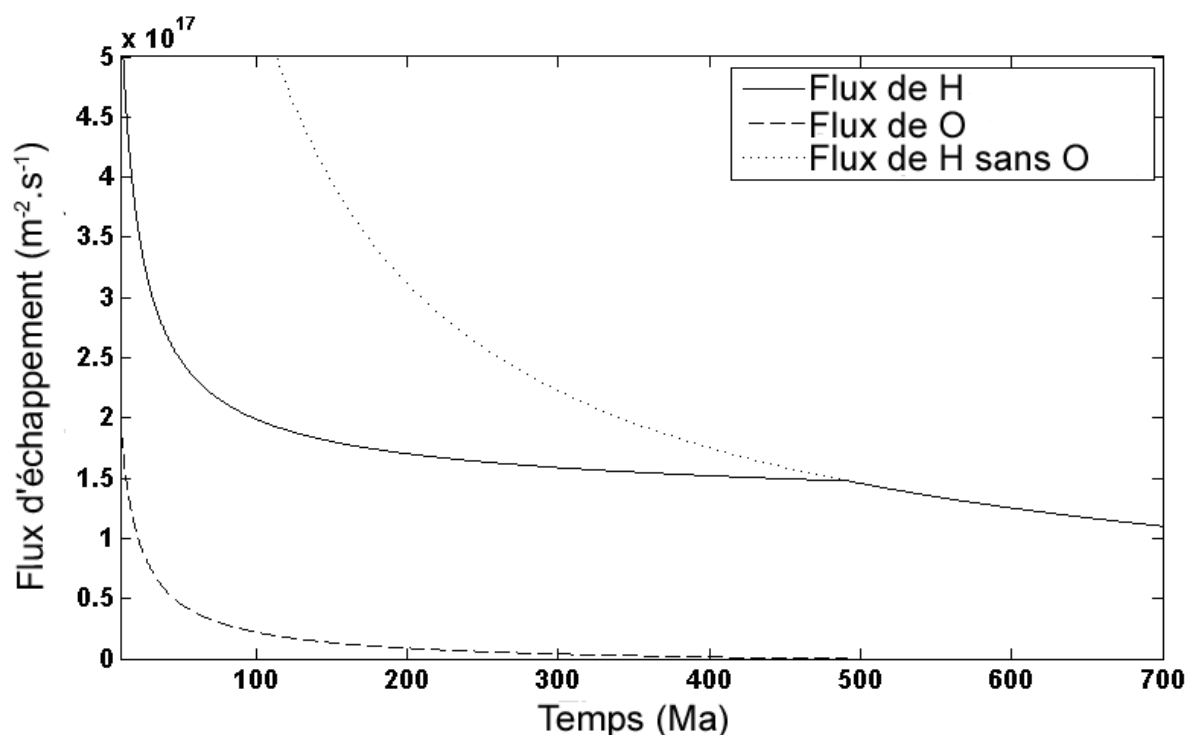


Figure 8: Estimation des flux d'échappement de H et O dans le cadre de leur échappement conjoint pour notre cas "préféré" ( $\eta=1.2$ ,  $T=750\text{K}$ , début à 10 Ma). Comparaison avec le cas de l'échappement de l'hydrogène seul.

Les flux observés sont bien plus faibles que lorsque nous négligeons l'échappement de l'oxygène et ils décroissent fortement avec le temps au cours de la première centaine de millions d'années. La grande quantité d'oxygène perdue vers l'espace consomme une grande partie de l'énergie incidente totale (flux EUV et vent solaire), ce qui implique une réduction importante du flux d'hydrogène. Les deux flux décroissent en même temps que la quantité d'énergie disponible. Lorsque la masse critique décroît et passe de valeurs très hautes à d'autres dans le voisinage de la masse de l'oxygène, le flux de O décroît aussi jusqu'à ne plus consommer qu'une faible fraction de l'énergie totale. L'échappement de l'oxygène s'arrête ensuite progressivement et lentement ; à partir de ce moment, il laisse l'échappement de l'hydrogène consommer toute l'énergie incidente disponible.

Peu avant 600 Ma, la masse critique devient ainsi plus petite que celle de l'oxygène et ce dernier ne s'échappe plus du tout.

Nous calculons aussi l'évolution des rapports isotopiques des gaz rares en prenant en compte l'effet de l'échappement de l'oxygène. Comme ces gaz sont tous plus lourds que l'oxygène, leur échappement s'arrête toujours avant celui de ce dernier. De plus, en raison de l'effet de ralentissement causé par l'oxygène, qui fait que le flux total de H et O est bien plus faible que celui de H seul dans le premier cas étudié, la masse critique effective est réduite et les gaz rares s'échappent ainsi beaucoup plus lentement et moins longtemps. L'échappement du Néon s'arrête à environ 200 Ma au lieu des 300 Ma obtenus dans le premier cas étudié. La plus grande partie du fractionnement isotopique du Néon se produit avant 100 Ma. Kr et Xe ne s'échappent pas en quantités significatives, tandis que Ar s'échappe de façon marginale et son extraction de l'atmosphère s'arrête rapidement, après seulement quelques dizaines de millions d'années. Le Néon 20 est appauvri d'environ 50% par rapport à son abondance initiale et le Néon 22 est appauvri de 30%. En comparaison du cas de l'échappement de l'hydrogène seul, qui relâchait de grandes quantités d'oxygène dans l'atmosphère et nécessitait la perte de dizaines d'océans pour atteindre un fractionnement compatible avec la situation actuelle, l'échappement conjoint de l'hydrogène et de l'oxygène est bien moins « gourmand » et semble en meilleur accord avec l'observation. Les figures suivantes présentent les résultats obtenus et les quantités cumulées d'oxygène et d'hydrogène perdues au cours de la phase d'échappement, ainsi que la quantité d'oxygène laissée dans l'atmosphère au cours du processus.

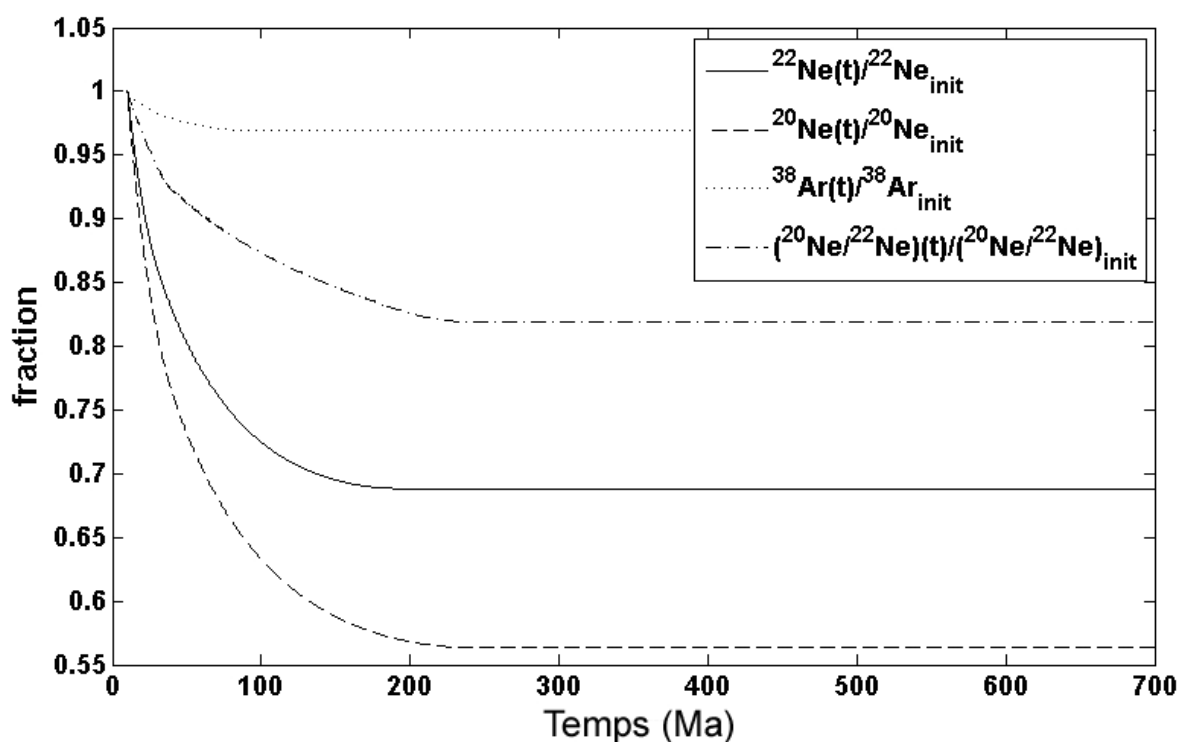


Figure 9: Evolution des quantités relatives de Ne et Ar avec le temps pendant l'échappement conjoint de H et O et rapport isotopique  $^{20}\text{Ne}/^{22}\text{Ne}$ . Paramètres :  $\eta=1.2$ ,  $T=750\text{K}$ , démarrage à 10 Ma.

Quelques uns des paramètres permettant d'obtenir un fractionnement correct vis-à-vis de l'observation sont indiqués dans le tableau suivant. Plusieurs solutions réalistes existent qui permettent d'obtenir des résultats désirés ; cependant la température de la haute atmosphère demeure dans la zone des 400-750 K dans la très grande majorité des cas. Une température plus basse de 200-300 K semble incompatible avec un fractionnement significatif du Néon en raison du fait que l'oxygène s'échappe de façon conséquente et réduit l'énergie disponible pour l'échappement de H, ce qui réduit d'un ordre de grandeur le flux total d'échappement de particules. Un autre résultat remarquable est que pour le cas fictif d'un démarrage de l'échappement à 100 Ma, il n'y a pratiquement pas de fractionnement du Néon en raison des faibles flux impliqués dans l'échappement.

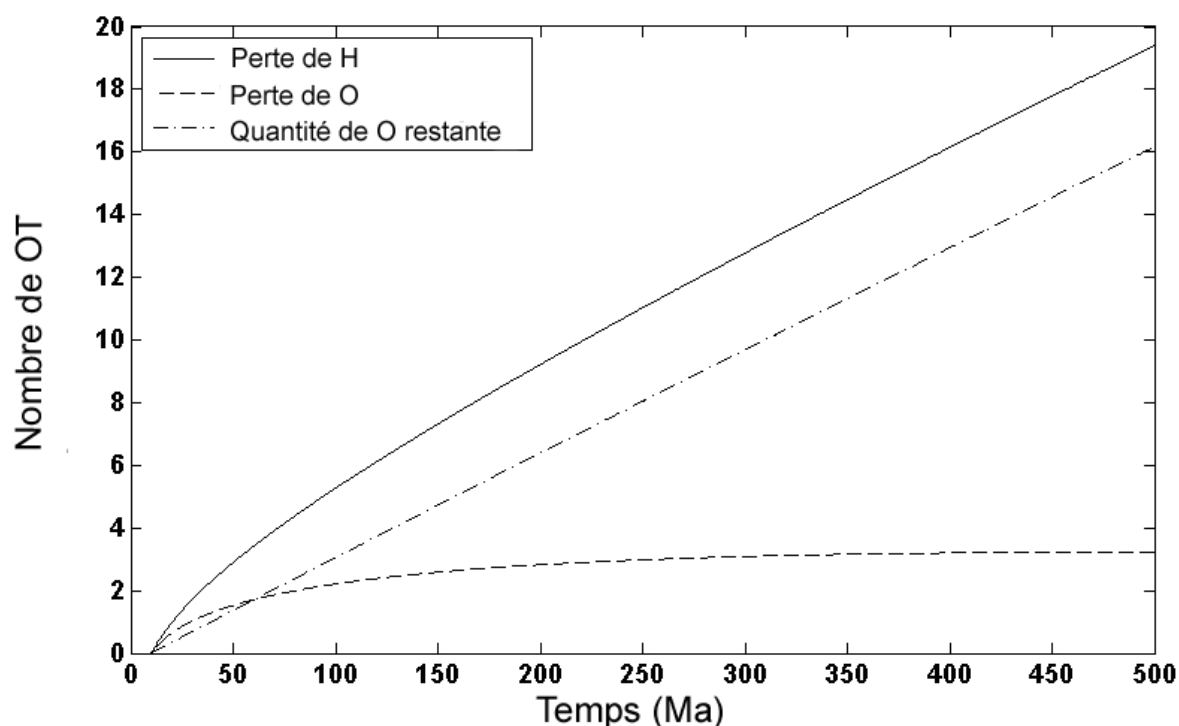


Figure 10: Résumé du nombre de OT perdu par l'échappement de H et O pendant l'entraînement de O et Ne, ainsi que la quantité d'O laissée dans l'atmosphère de Vénus. Paramètres : ( $\eta = 1.2$ ,  $T=750K$ , démarrage à 10 Ma).

Le champ des solutions est plus réduit que pour le cas précédent bien qu'il suggère une température thermosphérique plus importante que celle qui est proposée par les modèles courants. Les paramètres ( $\eta$ ,  $t_0$ , T) préférés sont (1.2, 1 - 10 Ma, 750 - 1250 K), (1.8, 1 - 10 Ma, 750 K) et (2.4, 10 Ma, 500 K). Ainsi, en incluant l'oxygène dans le modèle, nous changeons radicalement les résultats obtenus. L'échappement doit débuter très tôt (1 - 10 Ma) et nécessite deux fois plus d'énergie ( $\eta = 1.2 - 2.4$  vs  $\eta = 0.6 - 1.2$ ), enfin, il faut aussi une thermosphère plus chaude (500 - 1250 K vs 400 - 750 K).

Paramètres	$^{20}\text{Ne}/^{22}\text{Ne}$ [11.2-12.6]	$^{36}\text{Ar}/^{38}\text{Ar}$ [5.35-5.55]	$^{20}\text{Ne}/^{22}\text{Ne}$ à 100 Ma.	Nombre de OT de O relâchés dans l'atmosphère à 100 Ma.
$\eta=1.2$ $t_0 = 1 \text{ Ma}$ $T = 750 \text{ K}$	12.1	5.4	12.4	3.5
$\eta=1.2$ $t_0 = 10 \text{ Ma}$ $T = 750 \text{ K}$	11.2	5.4	12	3
$\eta=1.8$ $t_0 = 1 \text{ Ma}$ $T = 500 \text{ K}$	11.2	5.5	12	3.7
$\eta=1.8$ $t_0 = 10 \text{ Ma}$ $T = 500 \text{ K}$	11.4	5.4	12.3	3.1
$\eta=2.4$ $t_0 = 10 \text{ Ma}$ $T = 500 \text{ K}$	10.6	5.5	11.9	3.7

Table 3: Résumé des résultats correspondant aux rapports isotopiques mesurés.

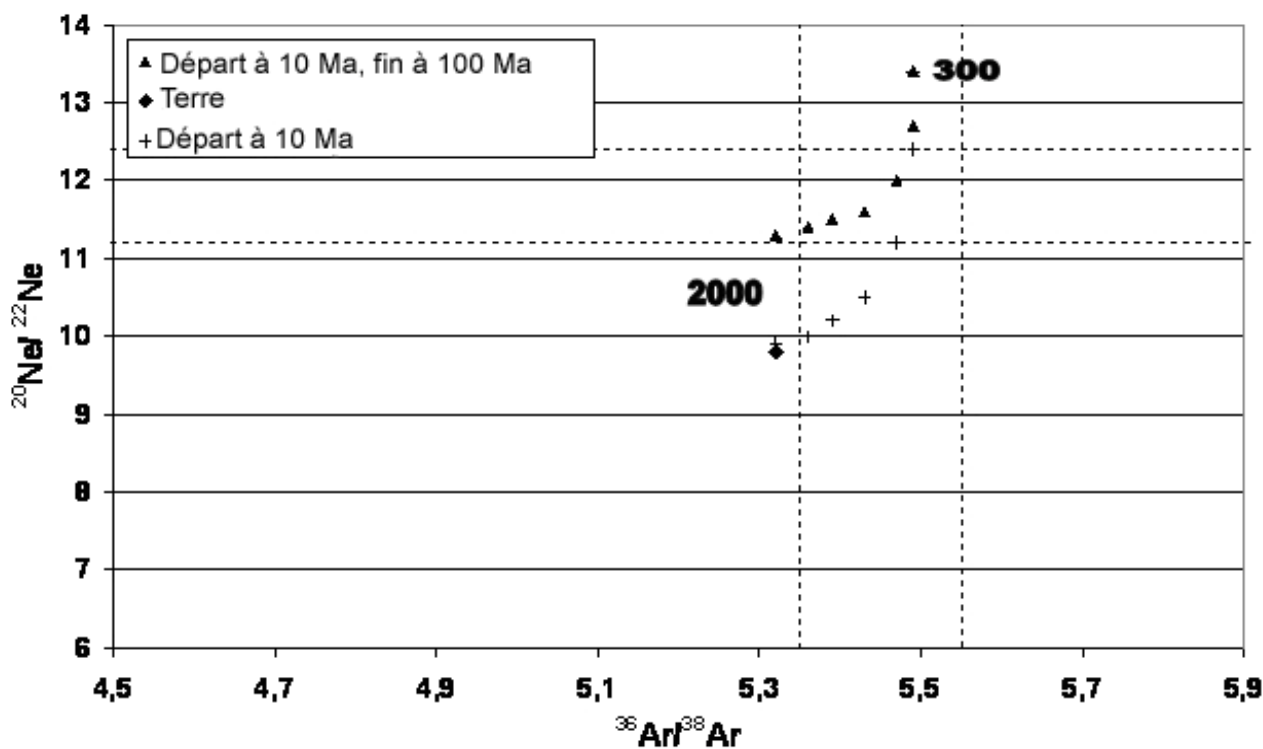


Figure 11: Rapports isotopiques obtenus par différents scénarii d'échappement de l'atmosphère de Vénus quand O est entraîné et avec un  $\eta=1.2$ . Les domaines des données mesurées sont indiquées pour les rapports isotopiques de Ne et Ar par les lignes en tirets. Ils délimitent une case où les contraintes isotopiques sont satisfaites. Un point représentant la position de l'atmosphère terrestre a été ajouté. Deux scénarii sont représentés, l'un où l'échappement s'arrête à 100 Ma (voir la discussion), l'autre qui représente le cas où il y a assez d'eau pour que l'échappement se poursuive jusqu'à ce que les flux de H et O soient trop faibles pour entraîner le néon.

## VII / Discussion

### VII.1 / Echappement primitif (10-500 Ma)

En dépit de la simplicité du modèle utilisé et des incertitudes qui existent sur les rapports isotopiques des gaz rares de l'atmosphère de Vénus, notre étude présente de nouveaux résultats importants.

Tout d'abord, la séparation gravitationnelle entre l'homopause et la base de l'échappement (c'est-à-dire plus de 80 km) a pour conséquence un fractionnement relativement faible des gaz rares. Le Xénon et le Krypton ne sont en effet pas fractionnés (et ne s'échappent pas de façon significative) tandis que l'argon est marginalement fractionné et que le Néon est modérément fractionné. Il est de plus intéressant de remarquer que le néon peut être utilisé comme un traceur de l'oxygène. Le modèle détaillé ici présente d'ailleurs, en traitant l'échappement conjoint de H et de O de façon cohérente, un bon accord qualitatif entre l'échappement d'une quantité importante d'oxygène entraîné par l'hydrogène et le fractionnement mesuré du Néon dans l'atmosphère de Vénus par rapport aux valeurs solaires. Le facteur de fractionnement du Néon 22 est toutefois inférieur à celui qui existe dans le cas de l'atmosphère terrestre, ce qui suggère (avec la tendance générale du spectre élémentaire des gaz rares), que l'atmosphère de Vénus est moins modifiée que celle de la Terre et sans doute plus primitive. Il est relativement direct et sensé d'attribuer le fractionnement modeste observé pour le Néon vénusien à l'échappement atmosphérique hydrodynamique de l'océan primitif. Les résultats que nous présentons montrent un bon accord entre le modèle et l'observation. Une discussion plus détaillée de la comparaison entre Vénus et la Terre est proposée dans la section suivante.

En s'intéressant d'avantage aux détails, on remarque que les résultats montrent que l'échappement hydrodynamique et le fractionnement qui en résulte ont lieu très tôt au cours de l'évolution de la planète. Le néon est fractionné au cours des 100 premiers millions d'années, probablement au cours des premiers 30 millions d'années. En effet, l'échappement de l'oxygène au début de l'évolution diminue de façon drastique la quantité d'énergie disponible et donc la masse critique effective. Le néon peut s'échapper pendant environ les 200 premiers millions d'années, mais la seconde moitié de cette période se fait avec un flux si faible qu'il ne joue qu'un rôle très mineur dans le fractionnement. Cette chronologie est cohérente avec les résultats d'accrétion planétaire des

planètes telluriques (Morbidelli et al, 2000 ; Raymond et al., 2006). Alors que l'équivalent d'un OT au maximum peut être apporté à la planète pendant la période de 10 à 35 Ma (alors que cette planète est à peu près au stade de sa demi masse finale), une quantité bien plus grande (jusqu'à quelques dizaines de OT) sont amenés plus tard (35 à 100 Ma) par quelques gros embryons planétaires. Seuls 0,1 OT sont susceptibles, selon ces estimations, d'être délivrés à la planète plus tardivement par les comètes. Le temps typique d'échappement de 13 océans terrestres est 300 millions d'années environ. Cependant, dans ce cas, de grandes quantités d'oxygène (ici le contenu d'environ 10 OT) sont laissées dans l'atmosphère par l'échappement de l'hydrogène. Une telle quantité d'oxygène ne peut pas physiquement être retirée au cours des étapes plus tardives de l'évolution par l'oxydation de la croûte. Même à 100 Ma, quand environ 5 OT ont été perdus, il reste dans l'atmosphère le contenu d'environ 3 OT d'oxygène, soit une quantité bien supérieure à notre limite raisonnable fixée à 0,1 OT. Si un océan de magma a pu survivre 100 Ma à la surface de Vénus, toutefois, il a pu dissoudre l'oxygène de l'atmosphère qui pourrait ensuite oxyder le fer présent dans le matériau. Nous suggérons donc que l'échappement hydrodynamique s'est arrêté au moment où l'océan de magma a cristallisé (sans doute aux alentours de 100 Ma), de telle façon que la majeure partie de l'oxygène laissée dans l'atmosphère par l'échappement en a été extraite par dissolution dans le magma.

D'après l'analyse isotopique des météorites SNC, Debaille et al. (2007) ont montré qu'un océan de magma ayant survécu au moins 100 Ma a été présent sur Mars. D'après les auteurs, une cristallisation aussi tardive peut s'expliquer si Mars était recouverte d'une atmosphère dense de gaz à effet de serre ( $H_2O$ ,  $CO_2$ ). Pour qu'une telle atmosphère empêche le refroidissement de l'océan de magma, la température de surface générée par l'effet de serre doit être de l'ordre de celle de l'océan de magma lui-même. Une atmosphère de vapeur d'eau de 300 bar correspond environ au contenu en eau d'un océan terrestre vaporisé dans l'atmosphère et résulte en une température de surface d'environ 1500 K (Abe et Matsui, 1988). Ainsi, cette situation est suffisante pour maintenir la fusion du matériau de surface. On pense généralement que la Terre a développé un océan de magma pendant environ 100 Ma (Elkins Tanton et al., 2008). De plus, sur Terre, les zones de matériau dense découverts à la base du manteau pourraient être constituées des résidus d'une couche de fusion formée sous le manteau pendant la cristallisation d'un océan de magma primitif (Labrosse et al., 2007).



La dynamique de la cristallisation de l'océan de magma terrestre primitif a récemment été modélisée (Elkins Tanton et al., 2008), ce qui a mis en évidence un temps de solidification typique de l'ordre de quelques millions d'années. Il n'existe pas de données d'observation sur Vénus qui pourraient prouver qu'un océan de magma a existé, cependant, par comparaison avec les deux autres planètes mentionnées, il semble raisonnable de penser qu'un océan de magma a pu subsister pendant les premières phases de l'évolution de la planète. Nous allons donc discuter des possibles implications de cette possibilité dans le cadre de la présente étude.

En raison de l'accrétion de l'eau par le sommet alors que les embryons entrent en collision avec la surface, l'eau doit être apportée à l'atmosphère et aux couches supérieures de l'océan de magma. En supposant qu'un océan terrestre est apporté à l'atmosphère, ce qui génère une pression de surface de 300 bar de vapeur d'eau dans l'atmosphère et donc une température de surface de 1500 K, la croûte doit être en fusion. A 300 bar, la solubilité de l'eau dans le magma est de 1,5 % (mass.) (Moore et al., 1995). Si le manteau est complètement fondu, on peut calculer que l'atmosphère est à l'équilibre avec lui s'il contient 36 OT. Un contenu aussi élevé est peu plausible, au moins pour la fin du processus d'accrétion, quand la majeure partie de l'eau accrétée a été perdue par échappement hydrodynamique et érosion par impact. Si le contenu total du manteau en eau est plus faible, il résulte que la vapeur d'eau dans l'atmosphère n'est pas en équilibre de dissolution et qu'elle se dissout par conséquent dans le magma jusqu'à atteindre l'équilibre, ce qui réduit la pression partielle de la vapeur d'eau. Dans ce cas, cependant, en raison d'un effet de serre réduit, le magma commence à se solidifier par la base (Elkins-Tanton et al., 2008). Cette solidification qui prend quelques millions d'années, a pour conséquence l'exsolution d'eau et donc le réapprovisionnement de l'atmosphère en vapeur d'eau, ce qui ralentit la solidification. L'équilibre est atteint quand l'épaisseur de la couche supérieure fondue du manteau est telle que l'équilibre de dissolution entre une atmosphère de 300 bar de vapeur d'eau (nécessaire au maintien de la température) et la couche de magma sous-jacente contenant 1,5% (mass.) d'eau est atteint. En supposant que la quantité totale d'eau contenue dans le système atmosphère + océan de magma est N OT, on peut calculer que l'épaisseur de la couche de magma est  $\Delta z = 60 \times (N - 1)$  km pour une planète de 6000 km de rayon. En supposant par exemple que à un temps donné, il y aurait 6 OT dans le système total, alors la profondeur de l'océan de magma serait de 300 km au dessus d'un manteau solide d'environ 2700 km. Cet équilibre (1 OT dans l'atmosphère pour 5 OT dans l'océan de magma de 300 km de profondeur) est stable.

Si une partie de l'eau est transférée de l'atmosphère à l'océan de magma, l'effet de serre diminue, la température de surface diminue, l'océan de magma commence à cristalliser et relâche

alors une partie de son contenu en eau vers l'atmosphère ce qui restaure l'équilibre. Si une partie de l'eau est transférée du magma vers l'atmosphère, alors l'onde thermique qui pénètre l'océan de magma en raison de l'augmentation de la température de surface provoquée par l'effet de serre accru provoque une fusion du manteau solide inférieur, ce qui résulte en une dissolution de l'eau contenue dans l'atmosphère dans l'océan de magma. Si une partie de l'eau est retirée du système, alors l'effet de serre va diminuer comme dans le cas mentionné plus haut, ce qui entraîne une cristallisation de l'océan de magma et un transfert d'eau vers l'atmosphère pour maintenir l'équilibre (10T dans l'atmosphère, et le reste dans la couche de magma en fusion). Ainsi, à mesure que l'eau est extraite de l'atmosphère, on assiste à la cristallisation de l'océan de magma pour maintenir l'atmosphère en l'état.

Ce raisonnement n'est valable que si le taux de dissolution ne dépend pas de la température dans la plage de valeurs (p,T) considérée (0,3 kbar, 1500 K environ), ce qui est presque le cas, bien que le taux de dissolution décroisse légèrement en fonction de la température. Cet effet est cependant faible aux conditions de basses pressions/hautes températures qui correspondent au cas présenté (Yamashita, 1999).

Ce couplage négatif a déjà été mentionné par Matsui et Abe (1986). Comme il a été démontré par les modèles existants (Zahnle et al., 1988, Elkins-Tanton et al. 2008), ce processus, bien que simple et probablement invalide pendant la période d'accrétion principale quand la majeure partie de l'énergie est relâchée par les impacteurs, doit être valable en moyenne pour les périodes les plus calmes quand aucun impact massif n'a lieu. Bien sûr, la stabilité par couplage négatif est brisée pendant et immédiatement après les collisions avec des embryons massifs. Ces collisions doivent enlever une partie de l'atmosphère de la planète (Genda et Abe, 2005) mais aussi apporter une quantité significative d'eau et volatils. Une atmosphère temporaire (de transition) très dense (quelques kbar) de vapeur pourrait exister juste après les impacts majeurs mais le système doit retourner à l'équilibre en quelques millions d'années (Zahnle et al., 1988 ; Elkins-Tanton et al., 2008). Vers 100 Ma, après l'essentiel de l'accrétion, la stabilité d'une atmosphère de vapeur d'eau de l'ordre de 300 bar environ par couplage, telle qu'elle est mentionnée par Matsui et Abe, pourrait être une vision assez exacte de la situation à la fin de la vie de l'océan de magma.

En effet, l'échappement hydrodynamique a lieu de façon continue au sommet de l'atmosphère. Pour maintenir l'équilibre, comme on l'a mentionné plus haut, l'eau est relâchée par l'océan de magma vers l'atmosphère à une vitesse égale à celle de l'échappement atmosphérique. De cette manière, l'eau est pompée hors de l'océan de magma par l'échappement hydrodynamique

au travers d'une atmosphère à l'équilibre à 300 bar. Après la fin de la phase principale de l'accrétion (au-delà de 100 Ma), l'échappement hydrodynamique extrait rapidement l'eau de la planète et contrôle ainsi indirectement la vitesse de solidification de l'océan de magma. La fin de la vie de l'océan de magma est donc supposée avoir lieu quand toute l'eau contenue dans la couche en fusion a été extraite vers l'atmosphère, à peu près au même moment que celle de l'échappement hydrodynamique massif qui continue tout de même encore quelque temps (vers 120 Ma). Une fois que l'essentiel de l'eau du magma a été extraite, la quantité d'eau présente dans l'atmosphère diminue progressivement (il n'y a plus d'équilibre de dissolution pour la maintenir à une valeur fixe) sur un temps caractéristique de l'ordre de 10 Ma (c'est-à-dire le temps d'échappement d'un OT à 100 Ma). Quand le rapport de mélange de l'eau dans l'atmosphère globale devient inférieur à environ 10% (mass.), c'est-à-dire environ 20 bar de pression partielle de vapeur d'eau (Kasting et Pollack, 1983), l'échappement hydrodynamique devient un échappement thermique de Jeans et la période de pertes massives est alors essentiellement terminée. A cette époque, l'océan de magma est entièrement solidifié et contient peut être encore quelques OT d'eau comme dans le manteau terrestre par exemple.

Sur Mars, la durée de l'océan de magma est estimée à environ 100 millions d'années (Debaille et al., 2007). Sur la Terre, l'étude des zircons suggère qu'une partie de la croûte continentale s'est formée il y a 4,4 Ga, c'est-à-dire 160 Ma après l'accrétion et que les températures étaient alors assez basses pour que l'eau liquide soit présente en surface (Valley et al., 2002). L'océan de magma terrestre doit donc avoir subi sa cristallisation avant 160 Ma. En accord avec ces observations, on peut supposer que l'océan de magma de Vénus s'est solidifié vers 100 Ma et que, en accord avec notre raisonnement précédent, cette époque marque aussi la fin de la phase d'échappement hydrodynamique primitive. Il résulte des travaux présentés ici que, à cette époque, environ 5 OT s'étaient échappés et que le contenu en oxygène de 3 OT avait été laissé dans l'atmosphère. Ces 3 OT ont pu être alors dissous dans l'océan de magma et oxyder les ions ferreux. Il est difficile de donner une estimation précise de l'erreur pour ces chiffres, mais un facteur 2 semble raisonnable en considérant les différentes sources d'incertitude et nos connaissances sur l'accrétion et les conditions solaires primitives.

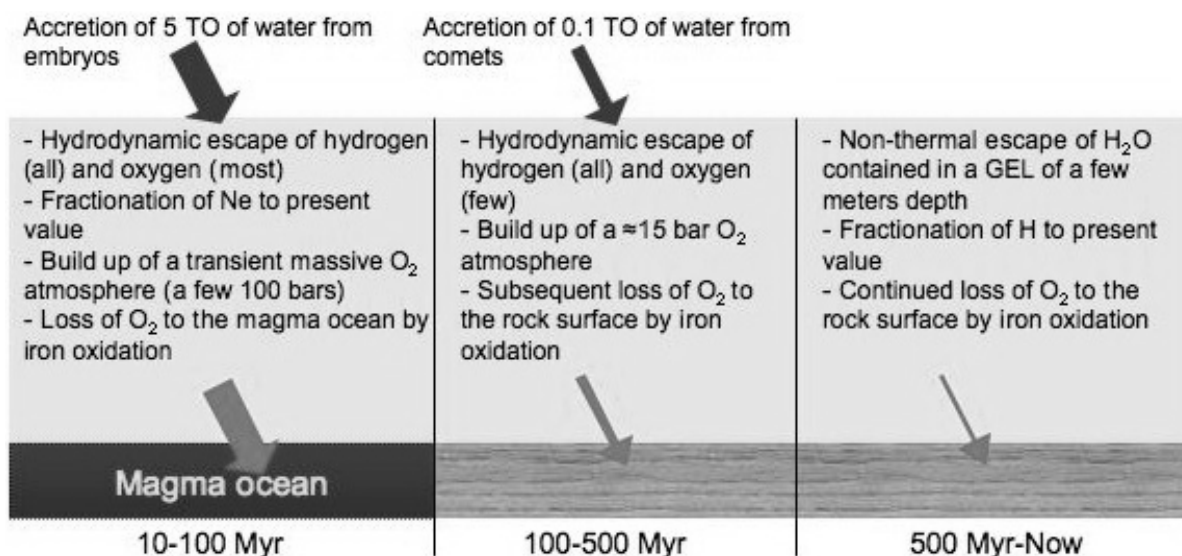
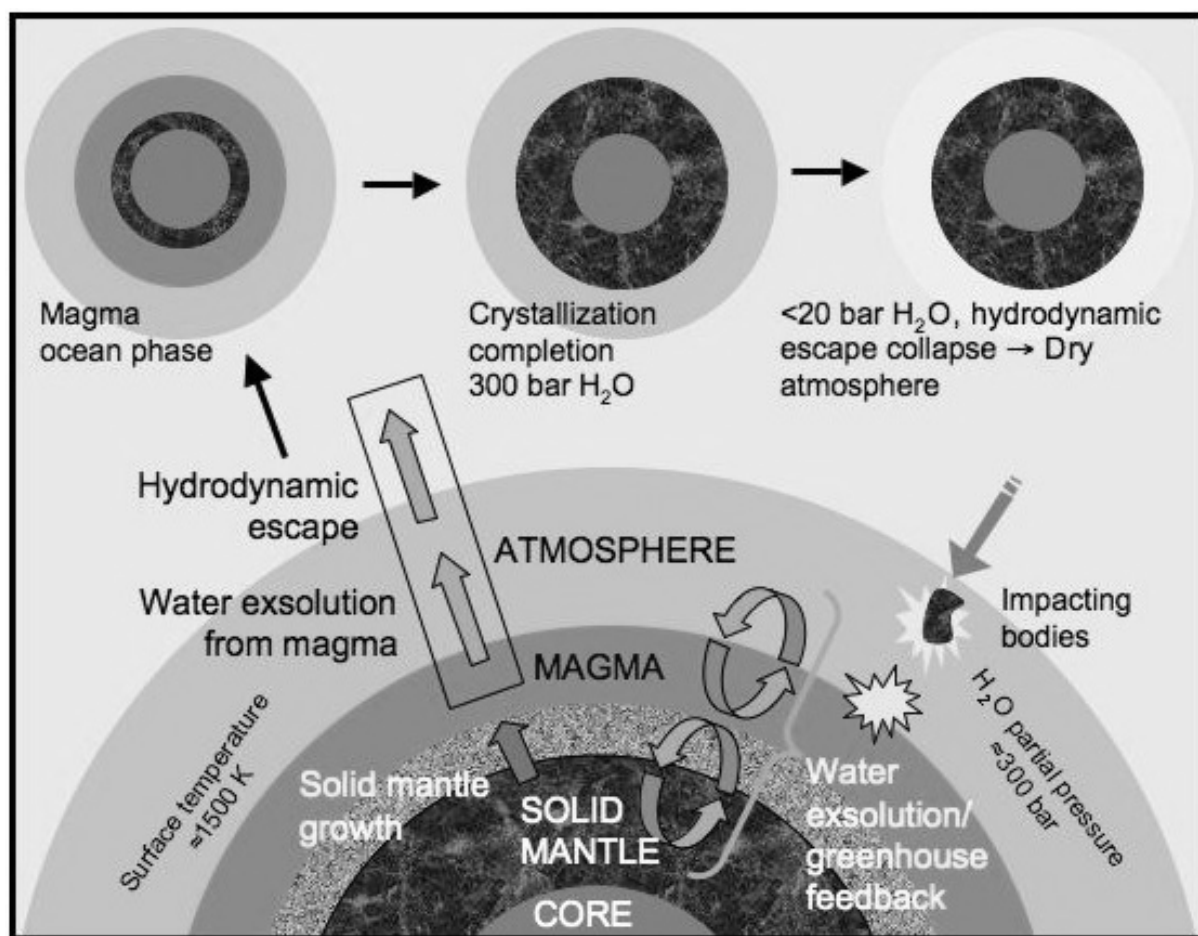


Figure 12: a) Diagramme schématique de (i) couplage entre l'océan de magma, l'atmosphère et l'échappement hydrodynamique dans le cadre d'une Vénus primitive (ii) l'évolution de Vénus jusqu'à la fin de l'échappement hydrodynamique à environ 100 Ma. b) Scénario possible d'évolution de l'eau au cours de l'histoire de Vénus.

Pour ces raisons, notre modèle suggère que la quantité d'eau apportée à Vénus ne devait pas dépasser environ 5 OT. Le temps correspondant à la perte de ces 5 OT est 100 Ma, ce qui est cohérent avec les modèles d'accrétion de l'eau (Morbidelli et al, 2000 ; Raymond et al., 2006). Ainsi, nous en déduisons que la phase principale d'échappement hydrodynamique de l'hydrogène et de l'oxygène sur Vénus s'est arrêtée vers 100 Ma, à peu près en même temps que la cristallisation de l'océan de magma, car l'essentiel de l'eau apportée à la planète s'était échappée à ce moment et qu'en l'absence d'apport supplémentaire significatif il ne restait plus assez d'hydrogène dans la haute atmosphère pour absorber le flux EUV solaire et générer de l'échappement. A cette époque, le néon et l'argon avaient été fractionnés à des niveaux comparables à leur degré de fractionnement actuel.

L'apport des 5 OT d'eau pendant les 100 premiers millions d'années doit être compris comme un apport net qui prend en compte le fait que les impacts majeurs sont source d'échappement atmosphérique. Selon Raymond et al. (2006), entre 5 et 30 OT ont été apportés à la planète de type vénusien dans leurs simulations. En supposant un apport, par exemple, de 15 OT, 5 OT auraient été retenus par la planète tandis que 10 auraient été perdus par érosion par impact pour un apport net de 5 OT.

En supposant que le magma est statique et que le coefficient de diffusion de l'oxygène est de l'ordre de  $10^{-6} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  (Wendlandt, 1991), la profondeur d'oxydation atteinte au cours de 100 Ma est de l'ordre de 1 km seulement. Toutefois, le magma est susceptible d'être très convectif, avec une hauteur d'échelle verticale de mélange de l'ordre de la totalité de l'épaisseur du manteau (3000 km) sur 100 Ma. D'après Lécuyer et al., (2000) on peut calculer que le contenu en oxygène de 3 OT peut oxyder les ions ferreux en une couche équivalente de croûte riche en hématite de 150 km d'épaisseur.

Notre scénario pour les 100 premiers millions d'années est donc cohérent. Pendant l'accrétion, entre 10 et 100 Ma, un total net de 5 OT est apporté à la planète. L'essentiel de l'hydrogène est progressivement perdu par échappement thermique, tandis que l'oxygène laissé dans l'atmosphère (l'équivalent d'environ 3 OT) est dissout dans l'océan de magma et extrait par oxydation du fer avant la cristallisation qui a lieu vers 100 Ma. Le néon est fractionné jusqu'aux valeurs observées à l'époque actuelle pendant ces premiers 100 Ma. La phase principale de l'échappement hydrodynamique prend fin vers 100 Ma faute d'eau permettant de poursuivre l'échappement et l'océan de magma disparaît à la même époque.

Au cours de la période suivante (100 Ma – 500 Ma) l'équivalent de au plus 1 OT d'eau (en ordre de grandeur) doit avoir été apporté à la planète par l'intermédiaire des comètes selon les modèles d'accrétion et s'être échappé par échappement thermique. Comme mentionné plus haut, seuls 10% de cet oxygène peuvent s'être échappés avec l'hydrogène au maximum. Le contenu en O<sub>2</sub> de l'atmosphère vers 500 Ma doit être de l'ordre de 90% de l'oxygène apporté par les comètes, c'est-à-dire environ 15 bar de O<sub>2</sub>. De cette façon, une atmosphère dense de O<sub>2</sub> peut s'être formée sur Vénus entre 100 Ma et 500 Ma avec les résidus de l'eau des comètes. Cet oxygène a pu être extrait de l'atmosphère au cours des époques ultérieures par oxydation de la croûte et, à un niveau moindre, par échappement non thermique.

## VII.2 / Comparaison entre Vénus et la Terre.

Il est intéressant de noter que l'argon et le néon de l'atmosphère de la Terre sont fractionnés d'une façon qui est cohérente avec le scénario proposé pour Vénus. D'après le tableau 1, les valeurs du rapport <sup>20</sup>Ne/<sup>22</sup>Ne (9,8) et <sup>36</sup>Ar/<sup>38</sup>Ar (5,32) peuvent être reportées sur les figures des résultats pour Vénus. Le point correspondant à la Terre permet d'obtenir une configuration compatible avec un fractionnement plus important du Néon et de l'argon (dans une moindre mesure), dans notre modèle d'échappement hydrodynamique conjoint de H et O. La valeur terrestre peut en effet être obtenue pour une valeur de  $\eta$  plus grande (2,4 soit deux fois celle du cas préféré pour Vénus) et une température thermosphérique plus grande. Comme l'énergie destinée à l'échappement pour la Terre est sensée être deux fois moindre que celle de Vénus, une source d'énergie additionnelle est peut être nécessaire. D'après nos résultats, toutefois, on peut penser que la raison qui fait que le néon est plus fractionné sur Terre que sur Vénus est qu'il a surtout duré plus longtemps sur Terre et que sur Vénus il a été arrêté assez tôt. Supposons une valeur  $\eta_{\text{Vénus}} = 2,4$  et donc  $\eta_{\text{Terre}} = 1,2$ . Comme le flux EUV au niveau de la Terre est deux fois plus faible (bien que la contribution du vent solaire puisse varier de façon différente entre les deux planètes), supposer un apport d'énergie deux fois plus faible pour la Terre est raisonnable. Dans ce cas, si la température de la thermosphère de la Terre est plus grande que 1000 K, le schéma de fractionnement du néon et de l'argon actuel est atteint. Dans ce cas, de façon à respecter le fractionnement observé sur Vénus, il est nécessaire que l'échappement hydrodynamique vénusien se soit arrêté entre 50 et 75 Ma, pour une température thermosphérique de l'ordre de 500-1000 K.

Un tel déroulement des événements sur la Terre et Vénus est-il explicable ?

Comme nous l'avons mentionné précédemment, les simulations d'accrétion récentes indiqueraient un apport d'eau plus faible pour Vénus que pour la Terre d'un facteur 3 en moyenne (même si en raison de la nature stochastique du processus d'accrétion, il n'est pas exclu que Vénus ait obtenu autant, voire plus d'eau que la Terre). Un apport initial d'eau plus faible sur Vénus, combiné à un échappement hydrodynamique plus important dû à sa plus grande proximité du soleil, semble favoriser l'hypothèse que nous développons : Vénus aurait été asséchée très tôt. Dans ce cas, si 5 OT ont été accrétés par la Vénus primitive et essentiellement perdus peu après la fin de la période d'accrétion de l'eau, qui a eu lieu au cours de la période 10-50 Ma (Morbidelli et al., 2000 ; Raymond et al., 2006), le Néon a été fractionné au cours des 70 premiers millions d'années. Cela impliquerait aussi que l'océan de magma primitif de Vénus se serait solidifié rapidement, vers 70 Ma en raison de l'assèchement rapide de l'atmosphère.

Une température thermosphérique de 500-1000 K (plus du double de la valeur actuelle) est-elle réaliste ?

Pendant l'essentiel de la phase d'échappement hydrodynamique, une quantité substantielle de CO<sub>2</sub> était dissoute dans l'océan de magma. En utilisant les données de solubilité du CO<sub>2</sub> dans le basalte en fusion (Stopler et al., 1988), on peut calculer qu'un océan de magma de 100 km de profondeur peut réduire la quantité actuelle de CO<sub>2</sub> atmosphérique de moitié (50 bar). Pour un océan de magma de 1000 km de profondeur, le facteur de réduction est de l'ordre de 20 (ce qui donne une atmosphère contenant environ 5 bar de CO<sub>2</sub>). D'après les calculs de Kulikov et al. (2006), une telle réduction du CO<sub>2</sub> entraînerait une température thermosphérique plus grande que 500 K. Il est bien sûr difficile de prédire avec précision la température de la thermosphère de Vénus en particulier si une grande quantité d'eau était présente, mais une température élevée pendant la phase d'océan de magma, avec une atmosphère appauvrie en CO<sub>2</sub>, ne semble pas irréaliste.

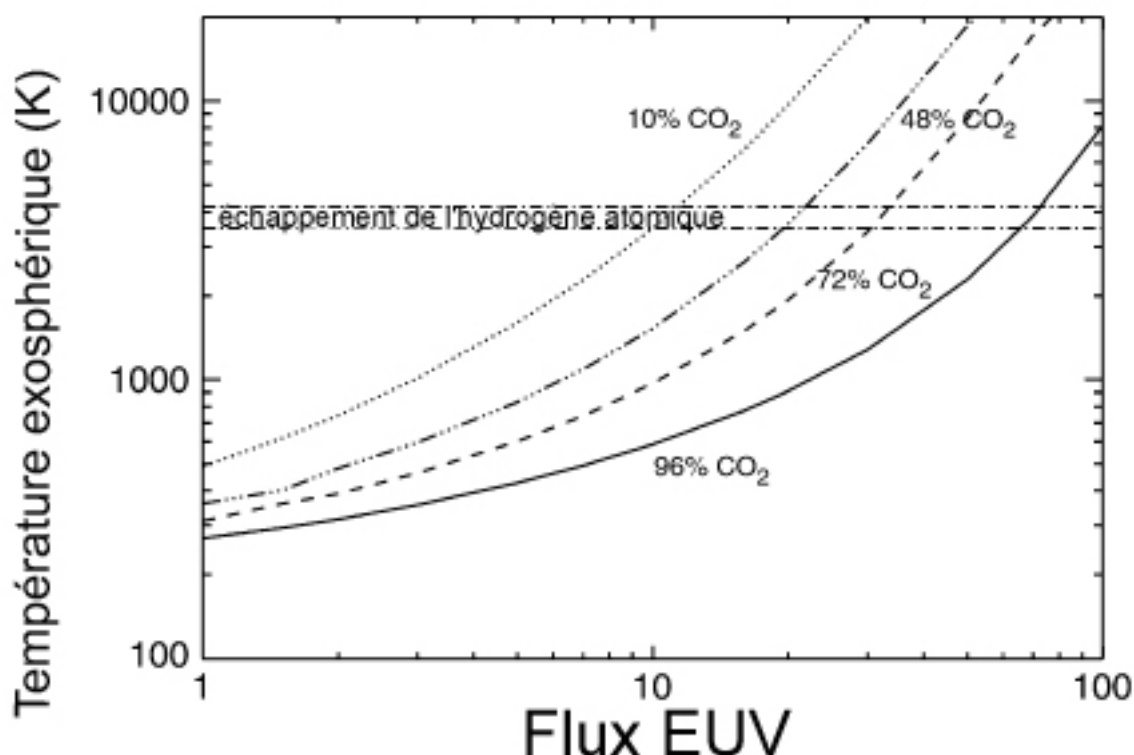


Figure 13 : Températures exosphériques modélisées par Kulikov et al. (2006) pour une atmosphère vénusienne « sèche » à 96% de  $\text{CO}_2$  (ligne continue) et pour une atmosphère à 72% (tirets), à 48% (tirets et pointillés), 10% (pointillés) en fonction du flux solaire EUV. (D'après Kulikov et al., 2006).

Enfin, un facteur  $\eta$  aussi élevé (2,4) est-il réaliste ?

Un tel facteur correspond à une situation où l'exobase se situe à 2 rayons planétaires et la moitié de l'énergie est issue du vent solaire ou si l'exobase se situe à 3 rayons terrestres et qu'il n'y a pas d'influence du vent solaire. Comme Chassefière l'a suggéré dans le cas de Vénus (1997) et comme il l'a été prouvé pour la Terre par Tian et al. (2008) au moyen d'un modèle photochimique-hydrodynamique détaillé, l'altitude de l'exobase peut atteindre des valeurs très élevées de l'ordre de plusieurs rayons planétaires (jusqu'à 15), ce qui implique un facteur d'amplification géométrique considérable. Notre hypothèse n'est donc pas irréaliste.

En supposant que Vénus a reçu trois fois moins d'eau que la Terre, cette dernière aurait reçu à peu près le contenu équivalent de 15 OT. Si on suppose que la Terre abrite actuellement 2 OT, elle



a du en perdre 13 au cours de son évolution. D'après nos travaux, il semble que le temps nécessaire pour extraire 13 OT de l'atmosphère de la Terre par échappement hydrodynamique est de l'ordre de 300 Ma. Tandis que l'eau présente sur Vénus a pu être perdue en 50-70 Ma, sur Terre, le processus a pu nécessiter 300 Ma. Nous savons que la croûte continentale terrestre s'est formée avant 160 Ma (Valley et al., 2002). Ainsi, la Terre serait restée humide jusque après la solidification de l'océan de magma, ce qui aurait permis la formation subséquente d'un océan d'eau liquide.

### VII.3 / Echappement tardif ayant lieu après le bombardement massif (500 Ma-présent)

L'échappement postérieur à 500 Ma a sûrement été dominé par l'échappement non thermique de l'hydrogène et de l'oxygène (Kulikov et al., 2006). A l'époque actuelle, nous savons qu'au minimum solaire, le flux d'échappement de  $H^+$  hors de l'atmosphère de Vénus par des processus non thermiques est au moins de  $10^{25} s^{-1}$  et que H et O s'échappent en proportions stœchiométriques (2 H pour 1 O) (Barabash et al., 2007). Cette limite inférieure obtenue à partir des mesures de l'instrument ASPERA sur Vénus Express correspond à un flux moyen d'environ  $3 \cdot 10^6 cm^{-2} \cdot s^{-1}$ . Il est cohérent avec les résultats obtenus par l'analyseur plasma et le spectromètre ion-neutre de la mission Pioneer Vénus, qui sont dans la fenêtre des  $7 \cdot 10^6$  à  $4 \cdot 10^7 cm^{-2} \cdot s^{-1}$  sur la moyenne du cycle solaire, ainsi que Donahue (1999) le décrit. Selon Donahue et al. (1997), la densité d'ions  $H^+$  au maximum solaire est environ 6 fois supérieure à celle du minimum solaire, ce qui montre que les valeurs de Vénus Express sont en accord avec le flux moyen sur un cycle solaire (environ  $10^7 cm^{-2} \cdot s^{-1}$ ).

Un flux d'échappement de  $H^+$  de  $10^7 cm^{-2} \cdot s^{-1}$  se traduit en une CEG d'eau de 10 cm de profondeur par milliard d'années. Le coefficient de fractionnement du deutérium est estimé à 0,14 (Donahue, 1992), ce qui implique un faible flux d'échappement pour cette espèce. En prenant un rapport de mélange global de 30 ppmv de l'eau dans l'atmosphère (Marcq et al., 2008), on peut traduire cette quantité en une CEG de 1,3 cm. Comme le deutérium est enrichi dans l'atmosphère de Vénus d'un facteur d'environ 150 par rapport à la valeur des océans terrestres (Donahue et al., 1982 ; De Bergh et al., 1991), le deutérium actuellement présent dans l'atmosphère de Vénus correspond à une CEG de 2 m de profondeur, soit  $10^{-3}$  OT.

Il est intéressant de remarquer que cette quantité correspond assez bien à celle qui pourrait avoir été perdue par échappement ionique depuis 4 milliards d'années (Kulikov et al, 2006), lorsqu'est prise en compte de façon précise l'évolution de la luminosité EUV solaire et son influence

sur la structure thermosphérique. Une quantité résiduelle d'eau de  $10^{-3}$  OT à 500 Ma pourrait s'être échappée par des processus non thermiques à une vitesse comparable à celle prédite par les modèles et ainsi généré le fractionnement de l'hydrogène tel qu'il est observé aujourd'hui (D/H = 150 SMOW environ).

Cette quantité d'eau à 500 Ma à la surface de Vénus (ou plus sûrement dans l'atmosphère sous forme de vapeur d'eau) est valable en supposant que le volcanisme n'a pas apporté de quantité d'eau significative au cours de la période tardive. De même on suppose que l'influence des comètes et autres impacteurs est négligeable. La source cométaire est en effet modeste (Donahue, 1999). Dans le cas du dégazage, nous avons moins de certitudes. Il est possible que l'eau présente dans l'atmosphère actuelle soit le résidu du dégazage ayant eu lieu au cours du dernier événement de resurfaçage. Selon Basilevsky et al. (1997), l'épaisseur moyenne de la couche de basalte mise en place au cours du dernier resurfaçage est de 1 à 3 km. En supposant un contenu en eau de 2% (mass.) comme sur Terre, le contenu d'une CEG de 10 m d'épaisseur doit avoir été relâché dans l'atmosphère. Comme le deutérium présent dans l'atmosphère actuelle correspond à une CEG de 2m et parce que le deutérium ne s'échappe pas de façon significative, cela signifie que la limite supérieure stricte du contenu en eau du magma extrudé est 0,2%, avec un rapport D/H similaire à celui du manteau terrestre. Cette limite doit être réduite si d'autres resurfaçages ont eu lieu depuis 4 milliards d'années. D'après Head et Wilson (1986), le contenu minimum en eau des sources magmatiques sur Vénus nécessaires pour assurer un volcanisme explosif est de 1%. Il en résulte que le volcanisme de Vénus n'est sans doute pas explosif. Cela entraîne que très peu d'eau peut être relâchée dans l'atmosphère par volcanisme. Si l'hydrogène s'échappe actuellement à la vitesse d'une CEG de 10 cm par milliard d'années, seuls quelques centimètres peuvent s'être échappés depuis le dernier resurfaçage, ce qui correspond à un contenu magmatique de 100 ppm si toute l'eau est dégazée lors de la mise en place (bien qu'il soit réaliste qu'une partie des volatils reste dans le magma pendant sa solidification).

La question de savoir si la vapeur d'eau sur Vénus est un reste d'un réservoir atmosphérique primordial ou bien si elle est dans un état stationnaire a été longuement discutée par Grinspoon (1993) et Donahue (1999). Etant données les incertitudes demeurant au sujet des taux d'échappement de l'hydrogène, il n'est pas possible de donner une réponse définitive à l'heure actuelle à cette question. En partant de l'hypothèse d'un état stationnaire, Grinspoon a proposé la possibilité selon laquelle le contenu en eau des magmas vénusiens serait seulement d'environ 50 ppm (mass.). Dans une telle situation, le manteau serait extrêmement desséché (mille fois plus sec que celui de la Terre). Il a aussi proposé que le rapport D/H du manteau pourrait être différent de

celui qu'on a pu mesurer sur la Terre (10 SMOW par exemple), avec un fractionnement qui résulterait d'un échappement massif très précoce de l'hydrogène et qui serait figé dans le manteau par la solidification de l'océan de magma. Dans ce cas, l'atmosphère actuelle serait issue du dégazage du manteau et le rapport D/H élevé reflèterait une signature du manteau et non de l'atmosphère. Cette idée d'un manteau sec est généralement compatible avec les conclusions de la présente étude, où nous montrons que l'atmosphère de Vénus pourrait avoir été privée d'eau très rapidement, ce qui aurait résulté en la solidification de l'océan de magma. Pourtant, il ne faut pas exclure la possibilité que le manteau de Vénus pourrait ne pas être particulièrement sec (bien qu'un peu plus que celui de la Terre). Ainsi, si le contenu en eau du manteau est de l'ordre d'une fraction de pourcent, l'eau n'est pas (ou très peu) dégazée et demeure dans le magma pendant sa solidification. On notera qu'une partie de cette eau pourrait être extraite plus tard par érosion des basaltes. En supposant un taux d'érosion de 1 nm/a (Arvidson et al., 1992), et un rapport de mélange des basaltes de surface de 1%, une CEG de 10 cm de profondeur pourrait être relâchée par ce mécanisme en 1 milliard d'années. Des mesures du contenu en eau des roches de surface est donc d'une importance cruciale pour pousser plus loin ces recherches.

#### VII.4 / Vue globale de l'échappement vénusien.

Il semble donc que l'échappement initial de l'hydrogène et de l'oxygène (l'équivalent de 5 OT) entre 10 et 100 Ma aurait fractionné le néon et l'argon aux valeurs mesurées aujourd'hui. A ce moment, la fraction d'oxygène laissée dans l'atmosphère (3 OT) a été dissoute dans l'océan de magma et consommée lors de l'oxydation du fer. La phase principale de l'échappement hydrodynamique se serait arrêtée vers 100 Ma (ou plus tôt : 50-70 Ma) quand la totalité de l'eau apportée pendant l'accrétion aurait été consommée par l'échappement, ce qui résulterait en la solidification de l'océan de magma. Au cours de la période suivante (100-500 Ma), les comètes auraient apporté environ 0,1 OT d'eau à la planète, à nouveau perdus par échappement thermique et laissant, vers 500 Ma, un résidu d'atmosphère à 10 bar d'oxygène moléculaire qui aurait pu être ultérieurement extrait de l'atmosphère par oxydation de la croûte. A 500 Ma, à partir du rapport D/H actuel et en supposant une activité volcanique ne constituant pas une source d'eau significative, la quantité d'eau restant sur Vénus (surface et/ou atmosphère) devrait avoir été de l'ordre de  $10^{-3}$  OT ou moins. Cette eau aurait ensuite été perdue par échappement non thermique pour donner le rapport D/H actuel. Un tel scénario explique les rapports isotopiques du néon, de l'argon et de

l'hydrogène tels qu'ils sont observés dans l'atmosphère actuelle de Vénus, ainsi que la quasi absence d'oxygène dans cette même atmosphère. Il nécessite la présence d'un océan de magma maintenu par une atmosphère primitive dense pendant les cent premiers millions d'années de l'évolution de la planète.

## VIII/ Conclusion

Le scénario présenté ici doit être considéré comme une évolution cohérente plausible. Une question majeure demeure : qu'est-il arrivé après la disparition de l'océan de magma vers 100 Ma (ou même plus tôt : 50-70 Ma) ? Dans cette étude, nous proposons que le contenu en eau de l'atmosphère, n'étant plus maintenu à l'équilibre des 300 bar après cristallisation de l'océan de magma, a été perdu par échappement hydrodynamique en peu de temps (10 Ma, typiquement) sans se condenser en océan liquide d'eau.

Nous ne savons pas à l'heure actuelle si une telle condensation aurait été possible d'un point de vue thermodynamique, en raison des grandes incertitudes sur les résultats des codes de transfert radiatif pour les atmosphères denses de H<sub>2</sub>O-CO<sub>2</sub>. Le point critique de H<sub>2</sub>O est situé à 647 K. Comme le montrent Matsui et Abe (1986), la surface de la Terre à la fin de l'accrétion pourrait avoir été à une température d'environ 600 K : sous la température critique. L'eau aurait ainsi pu condenser. D'après les mêmes auteurs, la surface de Vénus aurait pu être à 700 K, soit au dessus de cette température critique, ce qui aurait empêché la condensation. Toutefois, comme l'a montré Liu (2004), une atmosphère dense super critique de H<sub>2</sub>O-CO<sub>2</sub> pourrait condenser à des températures inférieures à 720 K ce qui permettrait à l'atmosphère primitive de Vénus de condenser. Kasting (1988), en prenant en compte l'effet des nuages, a suggéré qu'un océan pourrait s'être formé sur Vénus si la quantité initiale d'eau apportée au cours de l'accrétion avait été proche de celle de la Terre. Le principal résultat de nos travaux est que cela ne semble pas avoir pu être le cas. L'apport en eau initial devrait avoir été inférieur sur Vénus, typiquement d'un facteur 3 (5 OT pour Vénus, 15 pour la Terre). Comme Vénus est plus proche du Soleil, l'échappement hydrodynamique aurait été deux fois plus efficace sur Vénus. En raison de ces deux facteurs, la plus grande part des 5 OT accrétés sur Vénus pourrait avoir été perdus avant 70-100 Ma, ce qui aurait déclenché la solidification de l'océan de magma et n'aurait pas laissé de quantités significatives d'eau en surface pour former un océan liquide de type terrestre. Au contraire, la Terre aurait conservé une large part de l'eau initialement

apportée, même après la solidification de l'océan de magma vers 160 Ma, avec peut être encore quelques OT présents dans le manteau ou en surface à cette époque. Si un tel scénario était confirmé, il aurait de grandes implications potentielles sur l'évolution de l'intérieur de la planète.

Dans le scénario proposé, l'atmosphère dense de CO<sub>2</sub> de Vénus n'est pas le résultat d'un épisode d'effet de serre galopant mais a au contraire été formée au cours de la solidification de l'océan de magma par exsolution progressive du dioxyde de carbone dissout à une époque où la pression partielle de l'eau dans l'atmosphère était de quelques centaines de bar. En raison de l'échappement hydrodynamique important qui pompait l'eau hors du magma et de l'atmosphère, Vénus s'est asséchée rapidement, ce qui a mené à la solidification de l'océan de magma et a empêché la formation d'un océan d'eau liquide.

Selon notre modèle, Vénus a développé entre 100 et 500 Ma une atmosphère dense d'oxygène moléculaire (typiquement de 10 bar) avec une quantité non négligeable de vapeur d'eau. Une telle planète, si elle était observée dans le cadre de l'étude des systèmes planétaires extrasolaires, pourrait être une source d'incertitude quant à l'existence de la vie à sa surface. L'étude de Vénus est donc d'un intérêt majeur pour se préparer à l'observation et l'interprétation des planètes extrasolaires de type terrestre. Une mission in-situ sur Vénus pour mesurer plus précisément les rapports isotopiques des gaz rares légers et les rapports élémentaires et isotopiques des gaz rares lourds est un élément clé pour les progrès futurs de la planétologie comparée.

## Bibliographie

- Abe, Y., and T. Matsui. 1988. Evolution of an Impact-generated H<sub>2</sub>O-CO<sub>2</sub> Atmosphere and Formation of a Hot proto-Ocean on Earth, *J. Atmos. Sci.* 45, 21, 3081-3101.
- Acuña, M. H., Connerney, J. E. P., Wasilewski, P., Lin, R. P., Anderson, K. A., Carlson, C. W., McFadden, J., Curtis, D. W., Mitchell, D., Reme, H., Mazelle, C., Sauvaud, J. A., d'Uston, C., Cros, A., Medale, J. L., Bauer, S. J., Cloutier, P., Mayhew, M., Winterhalter, D. and Ness, N. F., 1998. Magnetic Field and Plasma Observations at Mars: Initial Results of the Mars Global Surveyor Mission. *Science* Vol. 279. no. 5357, pp. 1676 – 1680.
- Acuña, M. H., Connerney, J. E. P., Wasilewski, P., Lin, R. P., Anderson, K. A., Carlson, C. W., McFadden, J., Curtis, D. W., Mitchell, D., Reme, H., Mazelle, C., Sauvaud, J. A., d'Uston, C., Cros, A., Medale, J. L., Bauer, S. J., Cloutier, P., Mayhew, M., Winterhalter, D. and Ness, N. F., 1999. Global distribution of crustal magnetism discovered by the Mars Global Surveyor MAG/ER experiment. *Science* 284, 790-793.
- Agee, C.B., D.S. Draper, 2004. Experimental constraints on the origin of Martian meteorites and the composition of the Martian mantle. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 224, 415-429.
- Ahrens, T. J., 1993. Impact erosion of terrestrial planetary atmospheres, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* 21, 525-55
- Anders, E., T. Owen, 1977. Mars and Earth: Origin and abundance of Volatiles. *Science* 198, 453-465.
- Arpigny, C., E. Jehin, J. Manfroid, D. Hutsemékers, R. Schulz, J. A. Stüwe, J.-M. Zucconi, I. Ilyin, 2003. Anomalous Nitrogen Isotope Ratio in Comets. *Science* 301, 1522 – 1524.
- Arvidson, R.E., R. Greeley, M.C. Malin, R.S. Saunders, N. Izemberg, J.J. Plaut, E.R. Stofan, M.K. Shepard, Surface modification of Venus as inferred from Magella, observations of plains, *J. Geophys. Res.* 97, NO. E8, 13,303-13,317, 1992
- Bakalian, F.M., Hartle, R.E., 2006. Monte Carlo computations of the escape of atomic nitrogen from Mars. *Icarus* 183, 55–68.
- Baptista, A-R, 2009. Permanence du volcanisme sur Mars; caractérisation de la province de

- Tharsis par imagerie et altimétrie. Thèse.
- Barabash, S. et al, 2007. The loss of ions from Venus through the plasma wake, *Nature* 450, 650-652.
- Barshay, S.S., J.S. Lewis, 1976. Chemistry of primitive solar material. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 14, 81-94.
- Basilevsky, A. T., J. W. Head, G. G. Schaber, R. G. Strom. 1997. The resurfacing history of Venus, In *Venus II*, ed. by S.W. Bougher, D.M. Hunten, R.J. Phillips, University of Arizona Press, pp. 1047-1086.
- Bercovici, D., and S. Karato, Whole-mantle convection and the transition-zone water filter, *Nature*, 425, 39-43, 2003.
- Bertka, C.M., J.R. Holloway, 1994. Anhydrous partial melting of an iron-rich mantle I: Subsolidus phase assemblages and partial melting phase relationships at 10 to 30 kbar. *Contrib. Mineral. Petrol.* 115, 313-322.
- Bibring, J.-P., Langevin, Y., Gendrin, A., Gondet, B., Poulet, F., Berthé, M., Soufflot, A., Arvidson, R., Mangold, N., Mustard, J., Drossart, P. and the OMEGA team, 2005. Mars surface diversity as Revealed by the OMEGA/Mars Express observations. *Science* 307, 1576-1581.
- Bibring, J.-P., et al., 2004. Perennial water ice identified in the south polar cap of Mars. *Nature*, 428, 627-630.
- Boynton, W. V., Feldman, W. C., Squyres, S. W., Prettyman, T. H., Brückner, J., Evans, L. G., Reedy, R. C., Starr, R., Arnold, J. R., Drake, D. M., Englert, P. A. J., Metzger, A. E., Mitrofanov, Igor, Trombka, J. I., d'Uston, C., Wänke, H., Gasnault, O., Hamara, D. K., Janes, D. M., Marcialis, R. L., Maurice, S., Mikheeva, I., Taylor, G. J., Tokar, R., Shinohara, C., 2002. Distribution of Hydrogen in the Near Surface of Mars: Evidence for Subsurface Ice Deposits. *Science* Vol. 297. no. 5578, 81-85.
- Brain, D.A., Jakosky, B.M. 1994, Atmospheric loss since the onset of the Martian geologic record: combined role of impact erosion and sputtering. *J. Geophys. Res.* 103, 22,689-22,694.

- Breuer, D., Spohn, T. 2003. Early plate tectonics versus single-plate tectonics on Mars: Evidence from magnetic field history and crust evolution. *J. Geophys. Res. - Planets*, 108, E7, 5072.
- Breuer D., Spohn T., 2006. Viscosity of the Martian mantle and its initial temperature: Constraints from crust formation history and the evolution of the magnetic field. *Planetary and Space Science* 54 (2006) 153–169.
- Breuer, D., 2007. Argon 40 degassing and loss history and Martian volcanism. European Mars Science and Exploration Conference: Mars Express & ExoMars ESTEC, Noordwijk, The Netherlands
- Bullock, M.A., and D.H. Grinspoon, The recent evolution of climate on Venus, *Icarus*, 150, 19-37, 2001.
- Bullock, M.A., and D.H. Grinspoon, The stability of climate on Venus, *Journal of geophysical research*, 101 (E3), 7521-7529, 1996.
- Busse, F.A., et al., 1993. Convection at infinite Prandtl number in Cartesian geometry-a benchmark comparison. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*
- Byers, C. D.; Muenow, D. W.; Garcia, M. O., 1983. Volatiles in basalts and andesites from the Galapagos Spreading Center, 85° to 86°W. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 47, Issue 9, pp.1551-1558.
- Byers, C. D.; Christie, D. M.; Muenow, D.W.; Sinton, J.M., 1984. Volatile contents and ferric-ferrous ratios of basalt, ferrobasalt, andesite and rhyodacite glasses from the Galapagos 95.5°W propagating rift. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 48, Issue 11, pp.2239-2245.
- Byers, C. D.; Garcia, M. O., Muenow, D.W., 1985. Volatiles in pillow rim glasses from Loihi and Kilauea volcanoes, Hawaii. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 49, Issue 9, pp.1887-1896.
- Byers, C. D.; Garcia, M. O., Muenow, D.W., 1986. Volatiles in basaltic glasses from the East Pacific Rise at 21°N: implications for MORB sources and submarine lava flow morphology. *Earth and Planetary Science Letters*, Volume 79, Issue 1-2, p. 9-20.
- Byrne, S., Ingersoll, A.P., 2003. A sublimation Model for Martian South Polar Ice Features. *Science*, 299, 1051-1053.



- Cady, S.L., J.D. Farmer, J.P. Grotzinger, W.J. Schopf, A. Steele, 2003. Morphological Biosignatures and the Search for Life on Mars. *Astrobiology*. 3, 351-368
- Carlsson E., Fedorov A., Barabasha S., Budnik E., Grigorieva A., Gunella H., Nilsson H., Sauvaud J.-A., Lundina R., Futaana Y., Holmström M., Andersson H., Yamauchi M., Winningham J.D., Frahm R.A., Sharber J.R., Scherrer J., Coates A.J., Lindero D.R., Kataria D.O., Kallio E., Koskinen H., Säles T., Riihelä P., Schmidt W., Kozyra J., Luhmann J., Roelofs E., Williams D., Livini S., Curtis C.C., Hsieh K.C., Sandel B.R., Grandjean M., Carter M., Thocaven J.-J., McKenna-Longhough S., Orsini S., Cerulli-Irelli R., Maggioni M., Wurzen P., Bochsler P., Krupp N., Wochno J., Fränzl M., Asamura K., Dierker C., 2006. Mass composition of the escaping plasma at Mars. *Icarus*, Volume 182, Issue 2, June 2006, Pages 320-328.
- Cartigny, P., N. Jędrzejewski, F. Pineau, E. Petit, M. Javoy, 2001. Volatile (C, N, Ar) variability in MORB and the respective roles of mantle source heterogeneity and degassing: the case of the Southwest Indian Ridge. *Earth and Planetary Science Letters* 194, 241-257
- Catling, D. C., Leovy, C., Mars Atmosphere: History and Surface Interactions. In: L. McFadden, P. Weissman (eds.) *Encyclopedia of the Solar System*, Academic Press, 2006.
- Chamberlain, J.W., and D.M. Hunten, 1987. *Theory of planetary atmospheres: an introduction to their physics and chemistry*. (book) Academic Press, Inc., Orlando, FL.
- Chambers, J.E., 2004. Planetary accretion in the inner Solar System. *Earth and Planetary Science Letters*, Volume 223, Issues 3-4, 241-252.
- Chassefière, E. Hydrodynamic escape of oxygen from primitive atmospheres: applications to the cases of Venus and Mars, *Icarus*, 124, 537-552, 1996a.
- Chassefière, E. Hydrodynamic escape of hydrogen from a hot water-rich atmosphere: the case of Venus, *J. Geophys. Res.*, 101, 26039-26056, 1996b.
- Chassefière, E. Loss of water on the young Venus: the effect of a strong primitive solar wind, *Icarus*, 126, 229-232, 1997.
- Chassefière, E., F. Leblanc, and B. Langlais. 2007. The combined effects of escape and magnetic field histories at Mars, *Planet. Space Sci.* 55, 343-357.

- Chaussidon M., S.M.F. Sheppard, A. Michard, 1991. Hydrogen, sulphur and neodymium isotope variations in the mantle beneath the EPR at 12°50N. *Geochem. Soc. Spec. Publ.* 3, 325-337.
- Christensen, U.R., 1985. Thermal evolution models for the earth. *Journal of Geophysical Research.* 90, 2995-3007.
- Chyba, C., 1991. Terrestrial mantle siderophiles and the lunar impact record. *Icarus* 92, 217-233.
- Clark, R.N., Swayze, G.A., Singer, R.B., Pollack, J., 1990. High-resolution reflectance spectra of Mars in the 2.3  $\mu\text{m}$  region: evidence for mineral scapolite. *J. Geophys. Res.*, 95, 14463-14480.
- Connerney, J.E.P., et al., 1999. Magnetic lineations in the ancient crust of Mars. *Science* 284, 794-798.
- Craddock, R.A., R. Greeley, 2000. Contribution of Volcanic Outgassing to the Martian Polar Layered Deposits. International Conference on Mars Polar Science and Exploration, p. 24.
- Danks, A. C.; Lambert, D. L.; Arpigny, C., 1974. The C-12/C-13 ratio in comet Kohoutek. *Astrophysical Journal* 194, 745-751.
- Debaille, V., A. D. Brandon, Q. Y. Yin, and B. Jacobsen. 2007. Coupled  $^{142}\text{Nd}$ - $^{143}\text{Nd}$  evidence for a protoacted magma ocean in Mars, *Nature* 450, 525-528.
- De Bergh, B. Bézardn T. Owen, D. Crisp, J.-P. Maillard, and B. L. Lutz, 1991. Deuterium on Venus : observations from Earth, *Science* 251, 547-549.
- Delaney J.R., D.W. Muenow, D.G. Graham, 1978. Abundance and distribution of water carbon and sulphur in the glassy rims of pillow basalts. *Geochim Cosmochim Acta* 48: 581-594.
- Dixon J.E., E.M. Stoepler, J.R. Delaney, 1988. Infrared spectroscopy measurements of  $\text{CO}_2$  and  $\text{H}_2\text{O}$  in Juan de Fuca ridge basaltic glasses. *Earth Planet. Sci. Lett.* 90 : 87-104.

- Donahue, T. M., J. H. Hoffmann, R. R. Hodges Jr, A. J. Watson. 1982. Venus was wet : A measurement of the ratio of deuterium to hydrogen, *Science* 216, 630-633.
- Donahue, T. M., D. H. Grinspoon, R. E. Hartle, and R. R. Hodges, Jr, 1997. Ion/neutral escape of hydrogen and deuterium : evolution of water, In Venus II, ed. by S.W. Bougher, D.M. Hunten, R.J. Phillips, University of Arizona Press, pp. 385-414.
- Donahue, T. M., 1999. New analysis of hydrogen and deuterium escape from Venus, *Icarus* 141, 226-235.
- Dreibus, G., H. Wänke, 1985. Mars: a volatile rich planet. *Meteoritics* 20, 367-382.
- Dumoulin, C., M.-P. Doin, and L. Fleitout, Heat transport in stagnant kid convection with temperature- and pressure-dependent Newtonian or non-Newtonian rheology, *Journal of geophysical research*, 104 (B6), 12759-12777, 1999.
- Eiler, J.M., N. Kitchen, T.A. Rahn, 2000. Experimental constraints on the stable-isotope systematic of CO<sub>2</sub> ice/vapour systems and relevance to the study of Mars. *Geochim. Cosmochim. Acta* 64, 733-746.
- Elkins-Tanton, L. T., 2008. Linked magma ocean solidification and atmospheric growth for Earth and Mars, *Earth Planet. Sci. Lett.* 271, 181–191.
- Encrenaz, T., 2001. The atmosphere of Mars as constrained by remote sensing. *Space science reviews*, 96, 411-424.
- Forget, F., Hourdin, F., Fournier, R., Hourdin, C., Talagrand, O., Collins, M., Lewis, S.R., Read, P.L., Huot, J.-P., 1999. Improved General Circulation Models of the Martian Atmosphere from the Surface to Above 80km. *J. Geophys. Res.*, Vol. 104, No. E10, p. 24,155\_24,176.
- Forget, F., R. M. Haberle, F. Montmessin, B. Levrard, J. W. Head, 2006. Formation of Glaciers on Mars by Atmospheric Precipitation at High Obliquity. *Science* 311, 368 – 371.
- Fox, J.L., 1997. Upper limits to the outflow of ions at Mars: Implications for atmospheric evolution. *Geophys. Res. Lett.* 24, 2901–2904.
- Fox, J.L., Hać, A., 1997. 15N/14N isotope fractionation in N<sub>2</sub> dissociative recombination. *J. Geophys. Res.* 102, 9191–9204.

- Fox, J.L., 2001. The effect of enhanced hydrogen on the non-thermal escape of atoms. *Eos* (Spring Suppl.) 82 (20). S249.
- Fox, J.L., 2004. CO<sub>2</sub>+ dissociative recombination: A source of thermal and nonthermal C on Mars, *J. Geophys. Res.*, 109, A08306, doi:10.1029/2004JA010514
- Franck, S., Orgzall, I., 1988. High-pressure melting of silicates and planetary evolution of earth and Mars. *Gerlands Beitrage zur Geophysik* 97, 119-133.
- Franck, S., and C. Bounama, Effects of water-dependent creep rate on the volatile exchange between mantle and surface reservoirs, *Physics of the earth and planetary interiors*, 92, 57-65, 1995.
- Franck, S., and C. Bounama, Global water cycle and Earth's thermal evolution, *Journal of geodynamics*, 32, 231-246, 2001.
- Frank-Kamenetskii, D.A., 1969. Diffusion and heat exchange in chemical kinetics. Princeton Univ. Press, Princeton, NJ.
- Gaillard, F., B. Scaillet, 2009. The sulphur content of volcanic gases on Mars. *Earth and Planet. Sci. Let.* 279, 34-43.
- Garcia M.O., D.W. Muenow, K.E. Aggrey, 1989. Major elements, Volatile and stable isotope geochemistry of Hawaiian submarine tholeiitic glasses. *J. Geoph. Res.* 94, 10525-10538.
- Garrison, D.H., D.D. Bogard, 1998. Isotopic composition of Trapped and cosmogenic noble gases in several Martian meteorites. *Meteoritics and planetary sciences* 33, 721-736.
- Genda, H., and Y. Abe, 2005. Enhanced atmospheric loss on protoplanets at the giant impact phase in the presence of oceans, *Nature* 433, 842-844.
- Gendrin, A., Mangold, N., Bibring, J.-P., Langevin, Y., Gondet, B., Poulet, F., Bonello, G., Quantin, C., Mustard, J., Arvidson, R., LeMouélic, S., 2005. Sulfates in Martian Layered Terrains: The OMEGA/Mars Express View. *Science*, Volume 307, pp. 1587-1591.
- Gerlack, T., E. Graeber, 1985. Volatile budget of Kilauea volcani. *Nature*, 313, 273-277.

- Gooding, J.L., Aggrey, K.E., Muenow, D.W., 1990. Volatile compounds in shergottite and nakhlite meteorites. *Lunar and planetary inst., Scientific results of the NASA-sponsored study project on Mars: Evolution of Volcanism, tectonics and volatiles.* 170-171.
- Greeley, R., P.D. Spudis, 1981. *Rev. Geophys. Space Phys.* 19, 13-41.
- Greeley R., 1987. Release of Juvenile Water on Mars: Estimated Amounts and Timing Associated with Volcanism. *Science: Vol. 236. no. 4809,* pp. 1653 – 1654.
- Greeley, R., Schneid, B.D., 1991. Magma Generation on Mars: Amounts, Rates, and Comparisons with Earth, Moon, and Venus. *Science: Vol. 254. no. 5034,* pp. 996 – 998
- Greenland, L.P., 1987. Hawaiian Eruptive Gas. U.S. Geological survey professional paper 1350, 759-770.
- Grimm, R. E., and P. C. Hess, 1997. The crust of Venus, In *Venus II*, ed. by S.W. Bougher, D.M. Hunten, R.J. Phillips, University of Arizona Press, pp. 1205-1244.
- Grinspoon, D. H. 1993, Implications of the high D/H ratio for the sources of water in Venus' atmosphere, *Nature* 363, 428-430.
- Halevy, I., M. Zuber, D. Schrag, 2007. A sulphur dioxide climate feedback on early Mars. *Science* 318, 1903-1907.
- Hall, C.E., and M. Parmentier, Spontaneous melt localization in deforming solid with viscosity variations due to water weakening, *Geophysical research letters*, 27(No. 1), 9-12, 2000.
- Hanel, R.A. et al., 1972. Investigation of the Martian environment by infrared spectroscopy on Mariner 9. *Icarus* 17, 423-442.
- Hartmann, W.K., 1975. Lunar 'cataclysm' - A misconception (cratering rate discontinuity hypothesis). *Icarus* 24, 181-187.
- Hartmann, W K., Neukum, G. , 2001. Cratering Chronology and the Evolution of Mars. *Space Science Reviews*, Volume 96, 165-194.

- Hauck, S.A., Phillips, R.J., Thermal and Crustal Evolution of Mars, 2002. *Journal of Geophysical Research*, vol. 107, NO. E7.
- Head, J. W., L. Wilson. 1986. Volcanic processes and landforms on Venus : theory, predictions, and observations, *J. Geophys. Res.* 91, 9407-9446.
- Head, J.W. et al., 2001. Geological processes and evolution. *Space Sci. Rev.* 96, 263-292.
- Head, J. W., L. Wilson. 2003. Deep submarine pyroclastic eruptions : theory and predicted landforms and deposits, *J. Volcanol. Geotherm. Res.* 121, 155-193
- Hunten, D. M., The escape of light gases from planetary atmospheres, *J. Atmos. Sci.* 30, 1481-1494, 1973.
- Hunten D., R. Pepin, J. Walker, 1987. Mass fractionation in hydrodynamic escape (of gases from planetary atmospheres). *Icarus*, 69, p. 532-549.
- Jackson, M. J., Pollack, H.N., 1984. On the sensitivity of parameterized convection to the rate of decay of internal heat sources. *Journal of Geophysical Research*, 89, 10103-10108.
- Jakosky, B.M., R.O. Pepin, R.E. Johnson, 1994. Mars atmospheric loss and isotopic fractionation by solar wind induced sputtering and photochemical escape. *Icarus* 111, 271-288.
- Jambon, A., 1994. Earth degassing and large-scale geochemical cycling of volatile elements. *Reviews in Mineralogy and Geochemistry*; v. 30;1; p. 479-517
- Jambon, A. et J.L. Zimmermann, 1987. Major volatiles from north Atlantic MORB glass and calibration to He ; a size fraction analysis. *Chem Geol* 62 : 177-189.
- Jaques, A.L., D.H. Green, 1980. Anhydrous melting of peridotite at 0-15 Kb pressure and the genesis of tholeiitic basalts. *Contrib. Mineral. Petrol.* 73, 287-310.
- Jarvis, G.T., 1984. Time-dependent convection in the earth's mantle. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* 36, 305-327.
- Javoy M., Pineau F., Allègre, C. J. , 1982. Carbon geodynamic cycle. *Nature* 300, 171 – 173.

- Jehin, E. et al., 2008. Carbon and nitrogen isotopic ratios in comets. Asteroids, Comets, Meteors 2008 held July 14-18, 2008 in Baltimore.
- Johnson, M., M. Rutherford, P. Hess, 1991. Chassigny petrogenesis: Melt compositions, intensive parameters, and water content of Martian magmas. *Geochim. Cosmochim. Acta* 55, 349-366.
- Johnson, R.E., J.G. Luhmann, 1998. Sputter contribution to the atmospheric corona on Mars. *J. Geophys. Res.* 103, 3649-3653.
- Johnson, R.E., D. Schnellenberger, M.C. Wong, 2000. The sputtering of an oxygen thermosphere by energetic O<sup>+</sup>. *J.G.R.*, 105, 1659-1670.
- Kanehira, K., S. Yui, H. Sakai, A. Sasaki, 1973. Sulphide globules and sulphur isotope ratios in the abyssal tholeiite of the Mid-Atlantic Ridge near 30°N latitude. *Geochem* 7, 89-96.
- Karato, S., P. Li, 1992. Diffusion Creep in Perovskite: Implications for the Rheology of the Lower Mantle. *Science*. 255. 1238 – 1240.
- Karato, S., P. Wu, 1993. Rheology of the upper mantle: a synthesis, *Science*, 260, 771-777.
- Kass D.M., Yung, Y.L., 1995. Loss of atmosphere from Mars due to solar wind-induced sputtering. *Science*, Vol 268, Issue 5211, 697-699.
- Kass, D. M.; Yung, Y. L., 1996. Effects of Induced Sputtering on delta (13) C and AR in the Martian Atmosphere. *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 28, p.1064.
- Kasting, J.F., and J.B. Pollack. 1983. Loss of water from Venus. I. Hydrodynamic escape of hydrogen. *Icarus* 53, 479-508.
- Kasting, J.F., 1988. Runaway and moist greenhouse atmospheres and the evolution of Earth and Venus, *Icarus*, 74, 472-494
- Kasting, J.F., 1991. CO<sub>2</sub> Condensation and the climate of early Mars. *Icarus* 94, 1-13.
- Kiefer, W. S., 2003. Melting in the Martian mantle: Shergottite formation and implications for present-day mantle convection on Mars, Meteorit. *Planet. Sci.*, 38, 1815– 1832.

- Killingley, J.S., D.W. Muenow, 1975. Volatiles from Hawaiian submarine basalts determined by dynamic high pressure mass spectrometry. *Geochim. Cosmogeochim. Acta* 39, 1467-1473.
- Konhauser, K.O. et al., 2003. *J. Earth Sci.* 40, 1713-1724.
- Krankowsky, D., 1991. The composition of comets. Comets in the post-Halley era. 2, 855-877.
- Krasnopolsky, V. A., M. J. Mumma, G. L. Bjoraker, D. E. Jennings, 1996. Oxygen and Carbon Isotope Ratios in Martian Carbon Dioxide: Measurements and Implications for Atmospheric Evolution. *Icarus* 124, 553–568.
- Kulikov, Yu. N., H. Lammer, H. I. M. Lichtenegger, N. Terada, I. Ribas, C. Kolb, D. Langmayr, R. Lundin, E. F. Guinan, S. Barabash, H. K. Biernat, 2006. *Planet. Space Sci.* 54, Issue 13-14, 1425-1444.
- Kuramoto, K., 1997. Accretion, core formation, H and C evolution of the Earth and Mars. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 100, 3-20.
- Labrosse, S., Hernlund, J. W., Coltice, N., 2007. A crystallizing dense magma ocean at the base of the Earth's mantle, *Nature* 450, doi:10.1038
- Lammer H., H.I.M. Lichtenegger, C. Kolb, I. Ribas, E.F. Guinan, R. Abart, S.J. Bauer, 2003. Loss of water from Mars: Implications for the oxidation of the soil. *Icarus*, 165, 9-25.
- Lammer, H., J.F. Kasting, E. Chassefière, R.E. Johnson, Y.N. Kulikov and F. Tian. 2008. Atmospheric escape and evolution of terrestrial planets and satellites, *Space Sci. Rev.* 139, 399-436.
- Laskar, J., P. Robutel, 1993. The chaotic obliquity of the planets. *Nature* 361, 608 – 612.
- Laskar, J., 2004. A comment on "Accurate spin axes and solar system dynamics: Climatic variations for the Earth and Mars". *Astronomy and Astrophysics* 416, 799–800.
- Leblanc F., Johnson R.E., 2001. Sputtering of the Martian atmosphere by solar wind pick-up ions, *Planetary and Space Science*, Volume 49, 645-656.



- Leblanc F., Johnson R.E., 2002. Role of molecular species in pickup ion sputtering of the Martian atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, VOL. 107, NO. E2, 5010.
- Lécuyer, C., L. Simon and F. Guyot. 2000. Comparison of carbon, nitrogen and water budgets on Venus and the Earth, *Earth Planet. Sci. Lett.* 181, 33-40
- Lellouch, E., et al., 2000. The 2.4 – 45  $\mu\text{m}$  spectrum of Mars observed with the infrared space observatory. *Planetary and space science*, 48, 1393-1405.
- Levison, H.F., L. Dones, C.R. Chapman, S.A. Stern, M.J. Duncan, K.J. Zahnle, 2001. Could the Lunar "Late Heavy Bombardment" Have Been Triggered by the Formation of Uranus and Neptune? *Icarus* 151, 286-306.
- Lillis, R.J., Manga, M., Mitchell, D.L., Lin, R.P., Acuna, M.H., 2005. TI: The Unusual Magnetic Signature of the Hadriaca Patera Volcano. *Eos Trans. AGU*, 86(52), Fall Meet. Suppl.
- Liu, L. 2004. The inception of the oceans and CO<sub>2</sub>-atmosphere in the early history of Earth, *Earth Planet. Sci. Lett.* 227, 179-184.
- Lodders, K., and B. Fegley Jr, 1997. An oxygen isotope model for the composition of Mars. *Icarus*, 126, 373-394.
- Lodders, K., and B. Fegley Jr, *The planetary scientist companion*, Oxford University Press, p. 124, 1998.
- Lognonné, P., B. Mosser, 1993. Planetary seismology. *Surveys in Geophysics*, Éd. Springer Netherlands, Vol. 14, 239-302.
- Lognonné P., D. des Marais, F. Raulin and K. Fishbaugh , Epilogue to  $\text{CEISSI}$  book on Habitability and Geology of Terrestrial Planets, *Space Science review*, 129, 301-304.
- Luhmann J.G., Kozyra, J.U, 1991. Dayside pickup oxygen ion precipitation at Venus and Mars: Spatial distributions, energy deposition and consequences. *Journal of Geophysical Research*, VOL. 96, NO. A4, 5457–5467.
- Luhmann, J.G., R.E. Johnson, M.H.G. Zhang, 1992. Evolutionary Impact of sputtering of the Martian atmosphere by O<sup>+</sup> pick-up ions. *Geophys. Res. Lett.* 19, 2151-2154.

- Ma, Y., A. F. Nagy, I. V. Sokolov, and K. C. Hansen 2004. Three-dimensional, multispecies, high spatial resolution MHD studies of the solar wind interaction with Mars, *J. Geophys. Res.*, 109, A07211, doi:10.1029/2003JA010367.
- Manga, M., Wenzel, M., Zaraneck, S.E., 2006. Mantle Plumes and Long-lived Volcanism on Mars as Result of a Layered Mantle. American Geophysical Union Fall Meeting 2006, Abstract #P31C-0149.
- Mangold, N., Quantin C., Ansan, V., Delacourt, C., Allemand, P., 2004. Evidence for precipitation on Mars from dendritic valleys in the Valles Marineris Area. *Science*, vol. 305, 78-81.
- Manning, C. V., McKay, C. P., Zahnle K. J., 2006, Thick and thin models of the evolution of carbon dioxide on Mars, *Icarus*, 180, 38– 59
- Marcq, E.; B. Bézard, P. Drossart, G. Piccioni, J. M. Reess, F. Henry. 2008. A latitudinal survey of CO, OCS, H<sub>2</sub>O, and SO<sub>2</sub> in the lower atmosphere of Venus: Spectroscopic studies using VIRTIS-H, *J. Geophys. Res.* 113.
- Marty, B., N. Dauphas, 2002. The nitrogen record of crust/mantle interaction and mantle convection from Archean to Present. *Earth and Planetary Science Letters* 206 397-410
- Masson, P., Carr, M.H., Costard, F., Greeley, R., Hauber, E., Jaumann, R., 2001. Geomorphologic evidence for liquid water. *Space Sci. Rev.* 333-364.
- Mather, T.A., A.G. Allen, B.M. Davison, D.M. Pyle, C. Oppenheimer, A.J.S. McGonigle, 2004. Nitric acid from volcanoes. *Earth and Planetary Science Letters* 218, 17-30.
- Mathez, E.A., 1976. Sulphur solubility and magmatic sulphides in submarine basalt glass. *J. Geophys. Res.* 81, 4268-4276.
- Matsui, T., Abe, Y., 1986. Evolution of an impact-induced atmosphere and magma ocean on the accreting Earth. *Nature* 319, 303–305.
- Matsui, T., and E. Tajika, 1991. Early environmental evolution of Venus (abstract), *Lunar Planet. Sci.* 22, 863-864.

- Matsui T., E. Tajika, 1995. Comparative Study of Crustal Production Rates of Mars, Venus and the Earth. *Abstracts of the Lunar and Planetary Science Conference*, volume 26, p. 909.
- McGovern, P.J., and G. Schubert, Thermal evolution of the earth: effects of volatile exchange between atmosphere and interior, *Earth and planetary science letters*, 96, 27-37, 1989.
- McKenzie, D., M.J. Bickle, 1988. The volume and composition of Melt generated by extension of the lithosphere. *J. Petrol.* 29, 625-679.
- McSween H.Y., Jr1, T.L. Grove, R.C. F. Lentz, J.C. Dann, A.H. Holzheid, L.R. Riciputi, J.G. Ryan, 2001. Geochemical evidence for magmatic water within Mars from pyroxenes in the Shergotty meteorite. *Nature* 409, 487-490.
- Médard, E., Grove, T.L., 2006. Early hydrous melting and degassing of the Martian interior. *Journal of Geophys. Res.*, vol. 111.
- Meibom, A., et al., Nitrogen and carbon isotopic composition of the sun inferred from a high-temperature solar nebular condensate. *The Astrophysical Journal*, 656: 33–36.
- Metrich, N., H. Sigurdsson, P. Meyer, J. Devine, 1991. The 1783 Lakagigar eruption in Iceland. Geochemistry, CO<sub>2</sub>, and sulphur degassing. *Cont. Mineral. Pet.* 107, 435-447.
- Michael, P.J., 1988. The concentration, behaviour and storage of H<sub>2</sub>O in suboceanic upper mantle: implication for mantle metasomatism. *Geochim Cosmochim Acta* 52: 555-556.
- Mischna M.A., J.F. Kastingb, A. Pavlovb, R. Freedmanc, 2000. Influence of Carbon Dioxide Clouds on Early Martian Climate. *Icarus* 145, 546-554.
- Moore, G., 1970. Water content of basalt erupted on the ocean floor. *Contrib Mineral Petrol* 28: 272-279.
- Moore, G., J.G. Schilling, 1973. Vesicles water and sulphur in Rekjanes ridge basalts. *Contrib Mineral Petrol* 41: 105-108.
- Moore, G., Vennemann, T., Carmichael, I.S.E, 1995. Solubility of water in magmas to 2 kbar, *Geology* 23, 12, 1099–1102

- Morbidelli, A., J. Chambers, J. I. Lunine, J.-M. Petit, F. Robert, G. B. Valsecchi, and K. E. Cyr. 2000. Source regions and timescales for the delivery of water to the Earth, *Meteor. Planet. Sci.* 35, 1309-1320.
- Morbidelli A., personal communication, 2009.
- Mouginot, J., 2008. Traitement et Analyse des Données du Radar Marsis / Mars express. Thèse.
- Muenow, D.W., D.G. Graham, N.W.K. Liu, 1979. The abundance of volatiles in Hawaiian tholeiitic basalts. *Earth Planet. Sci. Let.* 42, 71-76.
- Musselwhite, D.S., et al., 2006. Experimental petrology of the basaltic shergottite Yamato 980459: Implications for the thermal structure of the Martian mantle. *Meteorit. Planet. Sci.* 41, 1271-1290.
- Namiki, N., and S. C. Solomon, 1998. Volcanic degassing of argon and helium and the history of crustal production on Venus, *J. Geophys. Res.* 103, 2, 3655-3677.
- Neukum, G., B.A. Ivanov, W.K. Hartmann, 2001. Dans *Chronology and Evolution of Mars*. Ed. Par R. Kallenbach, J. Gleiss (Kluwer, Dordrecht), 55-86.
- Neukum, G., Jaumann, R., Hoffmann, H., Hauber, E., Head, J. W., III, Basilevsky, A. T., Ivanov, B. A., Werner, S. C., van Gasselt, S., Murray, J. B., McCord, T., HRSC Co-Investigator, 2004. Mars as seen by the HRSC experiment: Recent and episodic volcanic, hydrothermal, and glacial activity. *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 36, p.1136.
- Nimmo, F., McKenzie, D., 1997. Convective thermal evolution of the upper mantles of Earth and Venus. *Geophysical Research Letters*, 24, 1539-1542.
- D.P. O'Brien, A. Morbidelli, H.F. Levison, 2006. Terrestrial planet formation with strong dynamical friction. *Icarus*, 184, p. 39-58.
- O'Neill, C., Lenardic, A., Jellinek, A.M. and Kiefer, W.S., 2007. Melt propagation and volcanism in mantle convection simulations, with applications for Martian volcanic and atmospheric evolution. *Journal of Geophys. Res.*, vol. 112.

- Owen, T., 1973. The Isotope Ratio  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  in Comet Tago-Sato. *Astrophysical Journal* 184, 33-44.
- Owen, T., Biemann, K., Rushneck, D.R., Biller, J.E., Howarth, D.W., Lafleur, A.L., 1977. The composition of the atmosphere at the surface of Mars. *J. Geophys. Res.* 82, 4635-4639.
- Ozima, M., G. Igarashi, 1989. Terrestrial noble gases - Constraints and implications on atmospheric evolution. Origin and evolution of planetary and satellite atmospheres (A89-43776 19-90). Tucson, AZ, University of Arizona Press, 1989, p. 306-327.
- Palais, J.M., H. Sigurdsson, 1989. Petrologic evidence from volatile emissions from major and pre-historic volcanic eruptions. *Am. Geophys. Union Geophys. Mono. Ser.* 52, 31-56.
- Parmentier, E. M., and P. C. Hess. 1992. Chemical differentiation of a convecting planetary interior : consequences for a one plate planet such as Venus, *Geophys. Res. Let.* 19, 20, 2015-2018
- Peach C.L., E.A. Mathez, R.R. Keays, 1990. Sulphide melt-silicate melt distribution coefficients for noble metals and other chalcophile elements as deduced from MORB: implication for partial melting. *Geochim. Geocosmochim. Acta* 54, 3379-3390.
- Peck, W.H., J.W. Valley, S.A. Wilde, C.M. Graham, 2001. Oxygen isotope ratios and rare earth elements in 3.3 to 4.4 Ga zircons: Ion microprobe evidence for high  $\delta^{18}\text{O}$  continental crust and oceans in the Early Archean. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 65, 4215-4229
- Pepin, R.O., M.H. Carr, 1992. Major issues and outstanding questions. In: Mars (A93-27852 09-91), p. 120-143.
- Pepin, R.O., and D. Porcelli, 2002. Origin of noble gases in the terrestrial planets. in Noble Gases in Geochemistry and Cosmochemistry, eds. D. Porcelli, C.J. Ballentine, R. Wieler (Geochemical Society, Mineralogical Society of America), pp 191-246.
- Phillips, R.J., Zuber, M.T., Solomon, S.C., Golombek, M.P., Jakosky, B.M., Banerdt, W.B., Smith, D.E., Williams, R.M.E., Hynek, B.M., Aharonson, O., Hauck II, S.A., 2001. Ancient Geodynamics and Global Scale Hydrology on Mars. *Science*, vol. 291, 2587-2591.

- Phillips, R.J., M.A. Bullock and S.A. Hauck, II, Climate and interior coupled evolution on Venus, *Geophysical research letters*, 28 (No. 9), 1779-1782, 2001.
- Picardi, G. et al., 2005. Radar Soundings of the Subsurface of Mars. *Science* 310. 1925 – 1928
- Plescia, J.B., 1993. An assessment of Volatile release from recent volcanism in Elysium, Mars. *Icarus* 104. 20-32.
- Pollack, J.B. et al., 1990. Thermal emission spectra of Mars (5.4-10.5  $\mu\text{m}$ ): evidence for Sulfates, Carbonates and Hydrates. *J. Geophys. Res.* 95, 14595-14628.
- Postamko, S.E., Fanale, F.P., 1992, Workshop on the Martian Surface and Atmosphere through Time, Lunar and Planet. Inst. Tech. Rept. No. 92-02, 24-25, Lunar and Planet. Inst., Houston, Tex..
- Poulet, F., Bibring, J.-P., Mustard, J. F., Gendrin, A., Mangold, N., Langevin, Y., Arvidson, R. E., Gondet, B. and Gomez, C., 2005. Phyllosilicates on Mars and implications for early Martian climate. *Nature*, Volume 438, pp. 623-627.
- Raymond, S. N., Quinn, and J. I. Lunine. 2006. High-resolution simulations of the final assembly of Earth-like planets. I. Terrestrial accretion and dynamics, *Icarus* 183, 265-282.
- Rasool, S.I., and C. de Bergh. 1970. The runaway greenhouse and accumulation of CO<sub>2</sub> in the Venus atmosphere. *Nature* 226, 1037-1039.
- Reese, C.C., V.S. Solomatov, and L.-N. Moresi, 1998. Heat transport efficiency for stagnant lid convection with dislocation viscosity: application to Mars and Venus, *Journal of geophysical research*, 103 (E6), 13643-13657
- Reese, C.C., V.S. Solomatov, and L.-N. Moresi, 1999. Non-Newtonian Stagnant Lid Convection and Magmatic Resurfacing on Venus. *Icarus* 139, 67-80.
- Reese, C. C., V. S. Solomatov, J. R. Baumgardner, D. R. Stegman, A. V. Veizolainen, 2004. Magmatic evolution of impact-induced Martian mantle plumes and the origin of Tharsis. *J.G.R.*, 109.
- Reymer, A., G. Schubert, 1984. Phanerozoic Addition Rates to the Continental Crust and Crustal Growth. *Tectonics* 3, 63-77.

- Ribas, I., E. F. Guinan, M. Güdel, and M. Audard, 2005, Evolution of the solar activity over time and effects on planetary atmospheres. I. High-energy irradiances (1–1700 Å), *Astrphys. J.* 622, 680-694.
- Rothschild, L.J., R.L. Mancinelli, 2001. *Nature* 409, 1092-1101.
- Russell, M.J., A.J. Hall, 1997. *J. Geol. Soc. Lond.* 154, 377-402.
- Ryder, G., et al., 2000. Heavy Bombardment of the Earth at -3.85 Ga: The Search for Petrographic and Geochemical Evidence. Dans *Origins of the Earth and Moon*. Ed. Par R.M. Canup, K. Righter (The Univ. Of Arizona Press, Tucson), 227-243.
- Ryder, G., 2002. Mass flux in the ancient Earth-Moon system and benign implications for the origin of life on Earth. *J. Geophys. Res.*, 107(E4), 5022.
- Ryder, G., 2003. Bombardment of the Hadean Earth: Wholesome or Deleterious? *Astrobiology* 3, 3-6.
- Saito, T., N. Ishikawa, H. Kamata. 2007. Magnetic petrology of the 1991-1995 dacite lava of Unzen volcano, Japan : Degree of oxidation and implications for the growth of lava domes, *J. Volcanol. Geotherm. Res.* 164, 268-283.
- Schubert, G., C.A. Anderson, 1985. Finite element calculations of very high Rayleigh number thermal convection. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 80, 575 – 601
- Schubert, G., T. Spohn, 1990. Thermal history of Mars and the sulphur contents of its core. *J.G.R.* 95, 14095-14104.
- Schubert, G., C.T. Russell, W.B. Moore, 2000. Timing of the Martian Dynamo. *Nature* 408, 666-667.
- Schubert, G., D.L. Turcotte, and P. Olson, *Mantle convection in the earth and planets*, editions Cambridge, 2001.
- Segal, A., N.P. Praagman, 2002. The sepran package. *Tech. Rep.*.
- Seiff, A., Kirk, D.B., 1977. Structure of the atmosphere of Mars in summer at mid-latitudes. *J. Geophys. Res.* 82, 4364-4378.

- Senshu, H., K. Kuramoto, T. Matsui, 2002. Thermal evolution of a growing Mars. *J. Geophys. Res.* 107, 5118.
- Settle, M., 1979. Formation and deposition of volcanic sulfate aerosols on Mars. *Journal of Geophysical Research.* 84, 8343-8354.
- Shimazu, Y., and T. Urabe. 1968. An energetic study of the evolution of the terrestrial and cytherean atmospheres, *Icarus* 9, 498-506.
- Sigurdsson, H., 1990. Assessment of the atmospheric impact of volcanic eruptions. Dans *Global catastrophes in Earth history: an interdisciplinary conference on impacts, volcanism and mass mortality* (V.L. Sharpton et P.D. Ward, Eds.) 99-110. *Geologic Society of America Special Paper* 247.
- Sleep, N.H., 1993. Upwelling beneath ocean ridges. *Nature* 366, 635 – 636.
- Sleep, N.H., Evolution of the mode of convection within terrestrial planets, *Journal of geophysical research*, 105 (E7), 17563-17578, 2000.
- Smith, P.H. et al. 1997. Results of the Mars Pathfinder camera. *Science* 278, 1758-1765.
- Smith, P.H. et al., 1999. The Global Topography of Mars and Implications for Surface Evolution. *Science* 284, 1495-1503.
- Solomatov, V.S., L.N. Moresi, 1996. Stagnant lid convection on Venus. *Journal of Geophysical Research.*
- Stolpen, E., and J. R. Holloway. 1988. Experimental determination of the solubility of carbon dioxide in molten basalt at low pressure, *Earth Planet. Sci. Lett.* 87, 397-408.
- Swindle, T.D., 1995. How many martian noble gas reservoirs have we sampled. AIP Conf. Proc. 341, 175-185
- Taylor, S.R., 1993. *Solar System Evolution* (Cambridge University Press, Cambridge).
- Tera, F., D.A. Papanastassiou, G.J. Wasserburg, 1974. *Earth Planet. Sci. Lett.* 22, 1-21.
- Van Thienen, P., *Evolving dynamical regimes during secular cooling of terrestrial planets, Insights and inferences from numerical models*, Proefschrift, 2003.



- Van Thienen, P., N.J. Vlaar and A.P. van den Berg, Assessment of the cooling capacity of plate tectonics and flood volcanism in the evolution of Earth, Mars and Venus. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 150, pp. 287-315, 2005.
- Van Thienen, P., Benzerara, K., Breuer, D., Gillmann, C., Labrosse, S., Lognonné, P., Spohn, T., 2007. Water, life, and planetary geodynamical evolution. *Space Science Reviews*/ special issue on the ISSI planetary habitability workshop.
- Trull, T., Nadeau, S., Pineau, F., Polve, M., Javoy, M., 1993. C-He Systematics in Hotspot Xenoliths – Implications for Mantle Carbon Contents and Carbon Recycling. *Earth and Planetary Science Letters*, Vol. 118, 43-64.
- Turcotte, D.L., E.R. Oxburgh, 1967. Finite amplitude convective cells and continental drift. *Geophys. JR astr. Soc.*
- Turcotte, D.L., and G. Schubert, *Geodynamics*, second edition, editions Cambridge, 2002.
- Valley, J. W., W. H. Peck, E. M. King, and S.A. Wilde, 2002. A cool early Earth, *Geology* 30, 4, 351–354.
- Vlaar, N.J., A.P. Van den Berg, 1991. Continental evolution and archeo-sea-levels. *Glacial Isostasy, Sea-Level and Mantle Rheology*.
- Volkov, V. P., and M. Y. Frenkel. 1993. The modeling of Venus' degassing in terms of K-Ar system, *Earth Moon Planets* 62, 117-129.
- Wallis, M.K., 1978. Exospheric density and escape fluxes of atomic isotopes on Venus and Mars. *Planet. Space Sci.* 26, 949–953.
- Wänke, H., G. Dreibus, 1994. Chemistry and accretion history of Mars. *Philos. Trans. R. Soc. London A*, 349, 285-293.
- Watson, L.L., I.D. Hutcheon, S. Epstein, and E.M. Stolper, 1994. Water on Mars: Clues from Deuterium/Hydrogen and Water Contents of Hydrous Phases in SNC Meteorites. *Science* 265, 86 – 90.
- Wendlandt, R.F. 1991. Oxygen diffusion in basalt and andesite melts : experimental results and discussion of chemical versus tracer diffusion, *Contrib. Mineral. Petrol.* 198, 463-471.

- Weiss, B.P., H. Vali, F.J. Baudenbacher, J.L. Kirshvink, S.T. Stewart, D.L. Shuster, 2002. Records of an ancient Martian magnetic field in ALH84001. *Earth Planet. Sci. Lett.* 201, 449-464.
- Westall, F., G. Southam, 2006. *AGU Geophys. Monogr. Ser.* 164, 283-304.
- Westall, F., et al., 2001. *Precamb. Res.* 106, 94-112.
- Wieler, R., 2002. Noble gases in the solar system. in *Noble Gases in Geochemistry and Cosmochemistry*, eds. D. Porcelli, C.J. Ballentine, R. Wieler (Geochemical Society, Mineralogical Society of America), pp 21-70.
- Wilhelms, D.E., 1987. The Geologic History of the Moon. *U.S.G.S. Professional paper* 1348.
- Wright, I.P., Carr, R.H., Pillinger, C.T., 1986. Carbon abundance and isotopic study of shergotty and other shergottite meteorites. *Geochim. Cosmochim. Acta* 50, 983-991.
- Wright, I.P., M.M. Grady, C.T. Pillinger, 1990. The evolution of atmospheric CO<sub>2</sub> on Mars: The perspective from carbon isotope measurements. *J.G.R.* 95, 14,789–14,794
- Wright, K., G.D. Price, J.P. Poirier, 1992. High-temperature creep of the perovskites CaTiO<sub>3</sub> and NaNbO<sub>3</sub>. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 74, 9—22.
- Wyckoff, S., et al., 2000. Carbon isotope abundances in comets. *The Astrophysical Journal*, UChicago Press.
- Xie, S., P.J. Tackley, 2004. Evolution of helium and argon isotopes in a convecting mantle. *Physics of The Earth and Planetary Interiors* 146, 417-439.
- Yamashita, S., 1999. Experimental Study of the Effect of Temperature on Water Solubility in Natural Rhyolite Melt to 100 MPa, *J. Petrology* 40, 10, 1497-1507.
- Zahnle, K.J., and J.C.G. Walker. 1982. The evolution of solar ultraviolet luminosity. *Rev. Geophys. Space Phys.* 20, 280-292.
- Zahnle K. J., J.F. Kasting, 1986. Mass fractionation during transonic escape and implications for loss of water from Mars and Venus. *Icarus* 68, p. 462-480.
- Zahnle, K.J., Kasting, J.F., Pollack, J.B., 1988. Evolution of a steam atmosphere during Earth's accretion. *Icarus* 74, 62–97.

- Zahnle, K.J., N. Arndt, C. Cockell, A. Halliday, E. Nisbet, F. Selsis, N.H. Sleep, 2007. Emergence of a Habitable Planet. Dans *Geology and Habitability of Terrestrial Planets*. Ed. par K.E. Fishbaugh, P. Lognonné, F. Raulin, D.J. Des Marais, O. Korablev.
- Zent, A.P., Fanale, F.P., Postawko, S.E., 1987. Carbon Dioxide – Adsorption on palagonite and partitioning in the Martian regolith. *Icarus*, 71, 241-249.
- Zhang, M.H.G., Luhmann J.G., Bougher S.W., and A.F. Nagy 1993. The ancient oxygen exosphere of Mars: Implication for atmospheric evaluations, *J. Geophys. Res.*, 98, 10915-10923.
- Zimbelman, J.R., 1985. Estimates of rheologic properties for flows on the Martian volcano Ascræus Mons. *Journal of Geophysical Research*, vol. 90, D157-D162.
- Zuber, M.T., et al., 2000. Internal structure and early thermal evolution of Mars from Mars Global Surveyor, Topography and Gravity. *Science* 287, 1788.
- Zuber, M.T., 2001. The crust and mantle of Mars. *Nature* 412, 220-227.
- Zurek, R.W. 1992. Comparative aspects of the climate of Mars: an introduction to the current atmosphere. In H.H. Kieffer et al. (eds.), *Mars*, Univ. Arizona Press 799-817.