

Table des matières

Introduction	10
1 Du Système Solaire à la dynamique interne de Mars	13
1.1 Mars dans le système solaire	15
1.1.1 Formation du système solaire	15
1.1.1.1 Nébuleuse solaire	15
1.1.1.2 Accrétion	16
1.1.1.3 Les planètes du système solaire	17
1.1.1.4 Différenciation	17
1.1.2 Mars et ses singularités	19
1.1.2.1 Chronologie Martienne	20
1.1.2.2 Dichotomie de surface	21
1.1.2.3 L'eau sous toutes ses formes	24
1.1.2.4 De la vie ?	27
1.2 Du Magnétisme à la dynamique interne	28
1.2.1 Champ magnétique	28
1.2.1.1 Généralités	28
1.2.1.2 Autour de la Terre et de Mars	29
1.2.2 Activité du noyau	33
1.2.2.1 principe de fonctionnement	33
1.2.2.2 Réactivation d'une dynamo	34
1.2.3 Le manteau Martien	35
1.3 Synthèse	38
2 Simulation numérique	40
2.1 Evolution thermique	42
2.1.1 La conduction thermique	42
2.1.2 La convection thermique	42
2.1.2.1 Conservation de la masse	43
2.1.2.2 Conservation du moment	45
2.1.2.3 Conservation de l'énergie	46
2.1.2.4 Approximation de Boussinesq	46
2.1.2.5 Equation générales	47
2.2 Adaptation des équations au code numérique	47
2.2.1 Transitions de phase	47

2.2.2	Adimensionnalisation	48
2.2.2.1	Nombres caractéristiques	48
2.2.2.2	Approximation boussinesq étendue	50
2.2.2.3	Equations	51
2.3	Etude numérique	52
2.3.1	CITCOM2D	52
2.3.1.1	Description du code	52
2.3.1.2	Outils	53
2.3.1.3	Perturbation initiale	54
2.3.1.4	Refroidissement du noyau	55
2.3.1.5	Décroissance radioactive	57
2.3.1.6	Viscosité variable	58
2.3.2	Outils supplémentaires pour la résolution	60
2.3.2.1	Le degré de convection	60
2.3.2.2	Les zones de fusion	61
2.4	Etude préliminaire	62
2.4.1	Contraste de viscosité	63
2.4.2	Transitions de phase	64
2.4.3	Les études de dynamique interne	72
3	Etude de l'activité du noyau	76
3.1	Modèles à petit noyau (SC)	79
3.1.1	Définition des modèles	79
3.1.2	Etude / Résultats	81
3.1.3	Résumé sur l'activité du noyau (modèles SC)	93
3.2	Modèles à plus gros noyau (LC)	96
3.2.1	Définition des modèles	96
3.2.2	Etude / Résultats	96
3.2.3	Résumé sur l'activité du noyau (modèles LC)	103
4	Autres implications sur l'évolution thermique de la planète	106
4.1	Modèles à petit noyau (SC)	108
4.1.1	Evolution thermique	108
4.1.2	Mode de convection	120
4.1.3	Résumé sur la dynamique interne (modèles SC)	126
4.2	Modèles à plus gros noyau (LC)	127
4.2.1	Evolution thermique	127
4.2.2	Mode de convection	130
4.2.3	Résumé sur la dynamique interne (modèles LC)	139
4.3	Modèles à noyau de taille intermédiaire (MC)	139
4.3.1	Définition des modèles	143
4.3.2	Etude de l'activité du noyau	143
4.3.3	Etude de l'évolution thermique et du mode de convection	145
	Synthèse des résultats	152

Conclusion et Perspectives	158
Annexes	163
A Suppléments	164
A.1 Atlas de Mars	164
A.2 Structure Interne de la Terre	164
A.3 Fluides newtoniens	166
B Outils et développements mathématiques	168
B.1 La conservation du moment en coordonnées sphériques	168
B.2 La conservation de l'énergie en coordonnées sphériques	169
B.3 Les polynômes de Legendre associés	169
C Résultats supplémentaires	171
C.1 Nomenclature des différents modèles	171
C.2 Cas SCE2R4j (avec un saut de viscosité)	171
D Publication	181
Bibliographie	212

Introduction

C'est sa teinte rougeâtre qui a fait prendre à la planète Mars le nom de Dieu de la guerre, cette couleur rappelant la couleur du sang pour les Grecs puis les Romains dans l'antiquité. En réalité cette couleur rouge est due aux dépôts d'oxydes de fer présents à la surface, observés pour la première fois par les sondes Viking en 1976. Les relevés montrent également une atmosphère très riche en gaz carbonique et l'absence d'eau liquide à la surface. Cette planète, hostile à la vie telle qu'on la connaît sur Terre, a toutefois connu un passé différent qui pourrait avoir été très proche de celui de notre planète. En effet, les récents rovers Spirit et Opportunity (2004), ont découverts des indices qui prouvent que Mars a connu une époque plus humide, et notamment que de l'eau liquide a coulé à sa surface. Cela indique que Mars, bien que deux fois plus petite que la Terre, a pu abriter des conditions similaires et peut-être même de la vie, avant de prendre un chemin différent pour finir telle que nous la connaissons aujourd'hui. Dès les années 70 avec les sondes Mariner, des traces d'un champ magnétique empreint dans la croûte Martienne ont été relevés. Ces aimantations de la roche, analysées plus en détails avec Mars Global Surveyor (Acuna et al. [1992]), indiquent que Mars possédait un champ magnétique au début de son évolution, et que celui-ci a disparu il y a 4 milliards d'années environ. La disparition du champ magnétique global a pu s'accompagner de l'échappement de l'atmosphère qui pouvait régner à cette époque, et peut-être entraîner la disparition d'espèces vivantes à la surface. En effet, le champ magnétique d'une planète agit comme une sorte de bouclier contre le vent solaire. La date et les conditions de sa disparition sur Mars sont donc des sujets d'études importants.

Plus récemment, les travaux de Lillis et al. [2006] ont montré que certaines régions sur Mars comprenaient des traces d'aimantations, alors qu'elles post-datent la disparition du champ magnétique. Leurs travaux suggèrent en effet que la dynamo dans le noyau, qui permet la présence d'un champ magnétique, aurait pu connaître un second épisode d'activité, assez bref, quelques centaines de millions d'années après la première disparition du champ magnétique. C'est notamment cette idée qui a motivé mon travail de thèse. Comprendre l'évolution thermique de la planète, les conditions de disparition et d'une éventuelle réapparition d'un champ magnétique, ont été mon leitmotiv. En particulier, l'étude du comportement des transitions de phase d'un minéral à l'autre dans le manteau de la planète a été privilégiée car la présence d'une transition spinelle-perovskite a été suggérée comme responsable d'une possible réactivation du noyau (Breuer et al. [1998]). En effet, de par son caractère endothermique, cette transition tend à retenir le flux de chaleur jusqu'à sa dispari-

tion lorsque sa profondeur augmente avec le refroidissement de la planète et pourrait alors libérer une quantité de chaleur importante en un temps très bref, entraînant éventuellement une réactivation de la dynamo du noyau.

Pour cette étude, il faut remonter à la formation du système solaire, là où se sont créés les principaux éléments constituants les planètes, lors de l'explosion d'une étoile en “supernovae”. Ensuite, lors de l'accrétion, les planètes se forment et migrent à différents endroits dans le système solaire (Morbidelli et al. [2009], Brasser et al. [2009]). Les planètes solides ainsi formées, vient alors l'étape dite de différenciation. C'est à ce moment là que la structure interne de la planète va s'organiser. Toutes ces étapes sont introduites dans le chapitre 1 qui s'accompagne également d'une présentation de la planète Mars et de ses principales caractéristiques. La singularité de sa surface, la présence d'eau sous diverses formes, sa structure interne ou encore la question d'une possible présence de vie dans le passé, seront les thèmes abordés dans ce même chapitre. Enfin, une deuxième partie se penchera sur l'étude du champ magnétique de Mars, sa nature, son histoire, mais également les conditions pour qu'il puisse exister, qui sont liées à l'activité du noyau et la nature du manteau.

Dans le second chapitre, l'importance d'étudier le manteau Martien sera mis en exergue, avec tout d'abord les différents mécanismes de transfert de chaleur et toutes les équations de mécanique des fluides qui entrent en jeu. Le code numérique CITCOM2D (Moresi and Solomatov [1995], Roberts and Zhong [2004]), qui a permis d'effectuer les simulations numériques de la convection dans le manteau pour cette thèse, est présenté ainsi que les modifications qui y ont été apportées. En effet, ce code a été initialement conçu pour étudier le manteau de la Terre, mais il a pu être adapté au cas Martien. Le refroidissement du noyau est un paramètre important qui a été ajouté au code numérique lors de ce travail de thèse. Beaucoup de paramètres variables entrent en jeu dans l'étude numérique de la convection mantellique. De ce fait, les plus importants, comme la viscosité et la présence de transitions de phase, ont d'abord fait l'objet d'une analyse indépendante. Le but étant de discerner l'influence de chacun des paramètres séparément avant d'étudier leur comportement une fois qu'ils seront tous inclus dans les modèles numériques.

Pour choisir les bons modèles il faut composer avec les nombreuses incertitudes concernant l'intérieur de la planète. En particulier, l'absence de précision sur la taille du noyau a justifié l'étude de deux tailles différentes, aux deux extrêmes de ce que l'on connaît : un très petit noyau (1360 km de rayon) et un plus grand (1700 km de rayon). Deux transitions de phase doivent alors être étudiées. D'une part la transition spinelle-perovskite dans le cas où le noyau est très petit. Cette transition s'établissant à de très hautes pressions, elle ne peut se trouver qu'à de grandes profondeurs (supérieures à 1900 km), et est présente uniquement dans le cas où le noyau est petit. D'autre part la transition olivine-spinelle, qui peut se scinder en deux étapes selon la teneur en fer du manteau. Les résultats de ces divers modèles font l'objet des troisième et quatrième chapitres. On verra que d'autres paramètres entrent en jeu dans la compréhension de la dynamique interne, comme les conditions de température initiales ou le profil de viscosité choisi. Les résultats sont d'abord présentés par modèles (taille de noyau), puis synthétisés dans la section “synthèse des résultats”.

Rapport-Gratuit.com

Chapitre 1

Du Système Solaire à la dynamique interne de Mars

“[...] Suppose, for instance, that bodies, instead of falling with this safe slowness, were attracted by a violent force and were precipitated in a brutal descent two or three times more rapid! In such a case it would be impossible to build houses without danger to life, and men could no longer risk the navigation of the atmosphere! [...] This perpetual menace of death to whomsoever would attempt to quit the soil, from a desire to elevate himself towards some superiority, alone suffices to prove to us that the Earth is uninhabitable by an intelligent race.” (Camille Flammarion, Astronomical Society of the Pacific, 1894), [Extrait d'une lettre que pourrait écrire un habitant de Mars].

En partant du nuage moléculaire primitif, nous verrons comment et à partir de quoi se forment les planètes, dont Mars en particulier. Mars et ses caractéristiques principales sont présentées dans ce chapitre et permettent de mettre en avant les grandes questions qui font toujours débat à l'heure actuelle, comme l'origine de la dichotomie crustale, la présence d'eau ou encore de vie sur la planète. Dans un second temps les propriétés d'un champ magnétique planétaire et les conditions pour qu'une planète en possède un sont décrites. Enfin, les conditions pour réactiver une dynamo de noyau planétaire sont évoquées, ainsi que la description de la structure interne de la planète Mars.

1.1 Mars dans le système solaire

1.1.1 Formation du système solaire

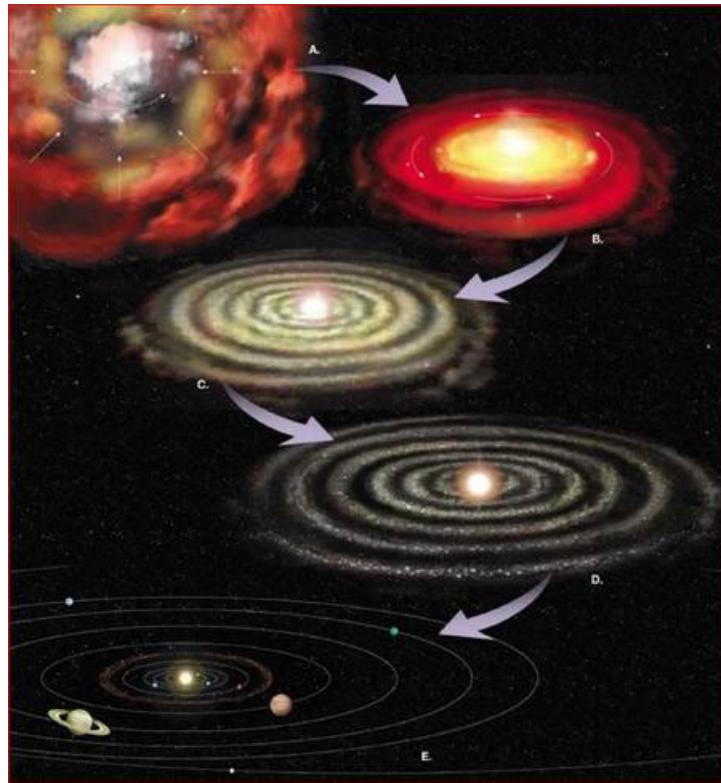


FIGURE 1.1 – De la nébuleuse primitive à la formation du système solaire (Zabloudoff [2003]).

1.1.1.1 Nébuleuse solaire

Le Soleil et les planètes qui l'entourent ont puisé leurs éléments lourds dans les produits de l'explosion d'étoiles en fin de vie. Lorsqu'une étoile arrive à son terme, après avoir transformé tout son hydrogène en hélium, elle produit des éléments lourds et après son explosion en "supernova" (si elle est suffisamment massive), tous ces éléments sont éjectés dans l'Univers, permettant la formation de nouvelles étoiles et planètes. C'est de cette façon que notre système solaire s'est formé il y a environ 4.6 milliards d'années. Une portion d'un nuage primitif (fig.1.1 A.) froid et dense, constitué de gaz moléculaire et de poussière comme il en existe tant dans le milieu interstellaire, entre en contraction. Le champ magnétique qui le parcourt et la turbulence qui l'agitait avaient jusqu'à présent pu contrecarrer la force de gravité. Mais la masse spécifique ayant atteint une valeur critique dans cette partie du nuage, son effondrement devient inéluctable. La matière se concentre de plus en plus en son

coeur qui s'effondre et où température et pression ne cessent d'augmenter : une protoétoile est en train de naître. Comme le fragment de nuage où se déroulent ces événements est initialement animé d'un mouvement de rotation relativement lent, sa contraction lui impose de tourner de plus en plus vite, en vertu du principe de conservation du moment angulaire. Freinée par la force centrifuge résultante, la matière ne peut plus s'accumuler directement sur la protoétoile et se dispose en un disque circumstellaire (cf. fig.1.1 B.) au sein duquel les planètes se formeront (Shu et al. [1987a]). Divers processus se chargent alors de redistribuer le moment angulaire du disque. Il en résulte que sa partie externe est repoussée plus loin encore, tandis que ses régions les plus internes s'accumulent progressivement sur la protoétoile. En fait, une fraction seulement de cette matière se dépose sur l'étoile naissante et en augmente la masse, le reste étant éjecté de façon violente sous forme de deux spectaculaires jets polaires perpendiculaires au disque circumstellaire. Ceux-ci, aidés par le rayonnement de plus en plus intense de l'étoile centrale, dispersent peu à peu le cocon originel de matière, particulièrement sa composante gazeuse, et révèlent à l'observateur une étoile de type T Tauri. Un million d'années environ se sont écoulées depuis l'effondrement initial. A ce stade, la matière restant dans le disque est principalement constituée de grains de poussière originellement présents ou qui se sont condensés à partir de la composante gazeuse (Shu et al. [1987b]). La température et la pression continuent toujours à s'élèver dans le cœur de l'étoile de type T Tauri, pour finalement atteindre des valeurs compatibles avec les réactions de fusion thermonucléaire. Notre étoile est alors née.

1.1.1.2 Accrétion

Les premières particules étaient microscopiques et orbitaient autour du Soleil, très proches les unes des autres (cf. fig.1.1 C.). Dans le plan équatorial, le disque de poussière devient de plus en plus mince, et la densité de poussières de plus en plus élevée. En se heurtant, ces poussières s'unissent pour former des agglomérats poreux, d'un mètre de diamètre environ, qui à leur tour entrent en collision les uns avec les autres (Blum and Wurm [2008]). Petit à petit, les collisions entre ces particules attirent encore plus de particules et augmentent donc leur taille qui atteint rapidement un kilomètre de diamètre. Les objets formés selon ce procédé s'appellent des "planétésimaux", ils sont les prémisses des futures planètes (cf. fig.1.1 D.). Ainsi, les grains de tailles différentes (plus ou moins couplés avec le gaz) se placent sur des orbites différentes. En effet, les plus petits grains, qui sont fortement freinés par le gaz, acquièrent une vitesse orbitale proche de celle du gaz. A l'opposé, les plus gros, peu couplés avec le gaz, ont une orbite dite keplerienne. Ceci se traduit par une forte vitesse relative entre les grains de différentes tailles, et donc un fort taux de rencontres. A l'aide d'un mécanisme d'emballage de l'accrétion, appelé "effet Boule de Neige" (ou "runaway growth"), les auteurs semblent s'accorder sur le fait que les corps les plus gros peuvent atteindre quelques centièmes de masse terrestre en environ 100 000 ans à une unité astronomique (Wetherill and Stewart [1989], Weidenschilling et al. [1997], Kokubo and Ida [2000]). Lorsque la matière solide est suffisamment abondante pour que se constituent des noyaux de masse supérieure à 10

masses terrestres, les modèles montrent que le champ de gravité de ces noyaux devient suffisant pour accréter gravitationnellement la matière protosolaire environnante, surtout constituée d'hydrogène et d'hélium. C'est ainsi qu'on dû se former les planètes géantes comme Jupiter ou Saturne (Mizuno [1980], Pollack et al. [1996]). Plus près du Soleil, alors que les planétésimaux continuent d'entrer en collision, ils forment en une dizaine de millions d'années des petites planètes telluriques (Brasser et al. [2009]). (cf. fig.1.1 E.).

1.1.1.3 Les planètes du système solaire

Dans la partie interne du système solaire, les planétésimaux sont surtout constitués de roches et de métal. Même s'ils contiennent aussi du gaz comme de l'hydrogène ou de l'hélium, leur proximité avec le soleil chauffe ces gaz entraînant leur échappement. Les planètes telluriques sont des planètes denses, composées majoritairement des éléments lourds de la nébuleuse solaire. Il s'agit de Mercure, la plus proche du Soleil, puis de Vénus, la Terre et Mars.

Dans la partie externe de la nébuleuse solaire, après les planètes telluriques et la ceinture d'astéroïdes, les planétésimaux sont constitués de roches, de métal, mais aussi de glace. Comme cette glace peut être plus abondante à cette distance du soleil, les planétésimaux peuvent être plus gros, avec des noyaux glacés plus importants. Ces noyaux sont alors suffisamment larges pour capturer l'hydrogène et l'hélium qui forment alors une épaisse atmosphère. Ils deviennent alors de larges planètes gazeuses de faible densité, mais avec un noyau dense et solide. Il s'agit de Jupiter, Saturne, Uranus ainsi que Neptune.

Au-delà de Neptune, on se situe dans la ceinture de Kuiper. On y trouve des petits corps ou des planètes dites naines, telles que Pluton, Sedna, etc... Ces planètes-naines sont beaucoup trop petites pour accréter du gaz, et ne sont que des petits blocs de glace. Enfin, le nuage de Oort, que l'on appelle le réservoir à comètes, englobe tout le système solaire. Les planètes du système solaire, la planète naine Pluton et les deux ceintures d'astéroïdes sont représentées sur la figure 1.2.

1.1.1.4 Différenciation

Les planètes telluriques se sont donc formées à partir d'un mélange désordonné de planétésimaux. Cependant, lors de l'accrétion, une quantité de chaleur importante a été accumulée, permettant une fusion des matériaux planétaires superficiels. Cette chaleur provient dans un premier temps de la radioactivité d'éléments comme l'Aluminium 26 par exemple, puis dans un second temps, avec l'accrétion, de l'énergie dégagée par les collisions. En fonction des conditions de pression et de température, les éléments vont se présenter sous une ou plusieurs formes solides, liquides ou gazeuses (représentées généralement dans un diagramme de phase). Lorsque le point de fusion est atteint, une fusion à l'échelle globale de la couche externe de l'embryon se fait. Suivant la composition des matériaux planétaires, ce point de fusion sera atteint plus ou moins rapidement. Les oxydes de fer et le graphite de certaines

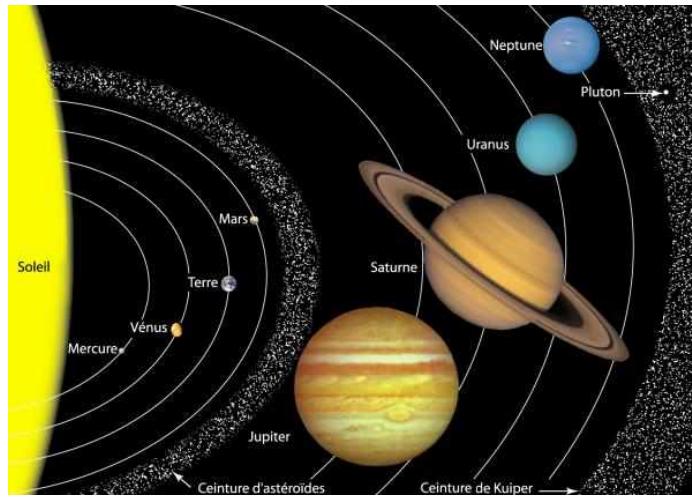


FIGURE 1.2 – Illustration du système solaire. Dans l'ordre : le Soleil, les planètes telluriques, la ceinture d'astéroïdes, les planètes gazeuses, la ceinture de Kuiper ainsi que la planète naine Pluton. (<http://www. ascensionplanetaire.com>)

météorites, nommées chondrites carbonées (que nous verrons plus en détail dans la partie 1.2.3), réagissent pour produire du fer métallique et du gaz carbonique. La fusion des couches superficielles entraîne la formation d'une couche liquide de fer en surface et cette fusion entraîne une différenciation des couches superficielles, puis plus tard des parties plus internes. Le fer en fusion, plus dense que le reste, se condense sous forme de gouttelettes, se sépare du magma silicaté puis migre alors vers le centre de la planète. Sous l'attraction gravitationnelle de celle-ci, le magma mobilise en chemin une partie du fer encore présent dans la matrice rocheuse, alors que les éléments plus légers et moins denses ont tendance à remonter vers la surface et former une croûte dite primaire. Puis l'océan magmatique (Elkins-Tanton et al. [2005]) se refroidit et se solidifie pour former progressivement les différentes couches à l'intérieur d'une planète avec, très généralement, un noyau, un manteau et une croûte, comme illustré sur la figure 1.3, avec une comparaison entre la Terre et Mars. Une autre représentation schématique de l'intérieur de la Terre est développée et détaillée en annexe A.2.

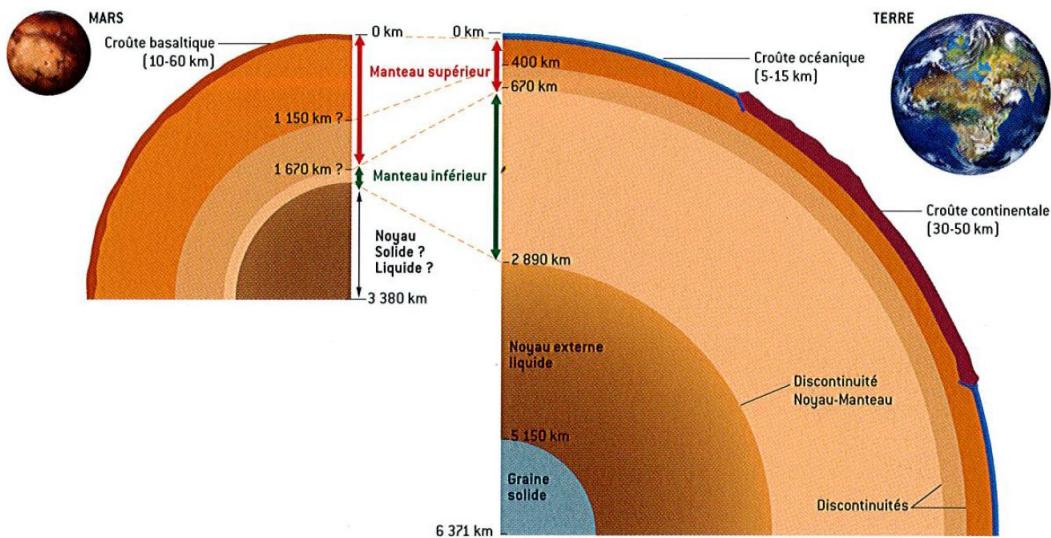


FIGURE 1.3 – Structure interne de la Terre et Mars, après la différenciation, selon Forget et al. [2003]. La position des discontinuités et la différence entre le manteau inférieur et supérieur seront explicités dans la partie 1.2.3.

1.1.2 Mars et ses singularités

Mars, point lumineux légèrement rougeâtre lorsqu'on l'observe dans le ciel à l'oeil nu, est la quatrième planète du système solaire, située à environ 230 millions de km du Soleil. Surnommée la “planète rouge” à cause de dépôts d'oxyde de fer à sa surface, Mars fascine les hommes depuis des millénaires. Bien que deux fois plus petite que la Terre, Mars pourrait avoir eu un passé commun avec notre planète et avoir abrité de la vie. En attendant de pouvoir vérifier cette hypothèse, les nombreuses missions vers la planète rouge ont apporté des éléments précieux quant à la compréhension de l'évolution de Mars.

La période orbitale de Mars est de 687 jours, et elle tourne sur elle-même en 24 heures environ. La température moyenne à la surface est d'environ -63°C (soit 210°K) mais des écarts en latitude sont relevés du fait de l'inclinaison de 26° environ de l'axe de rotation. On peut en effet avoir à l'équateur des températures positives aux alentours de 25°C pendant la journée. La pression atmosphérique est de 5.6 mbars, et l'accélération de gravité est de 3.72 m.s^{-2} , environ deux à trois fois moins que celle de la Terre (9.8 m.s^{-2}). Mars a deux satellites, Phobos et Deimos, de petite taille (environ 11 km et 6 km de rayon). Ces objets auraient appartenu à la ceinture d'astéroïdes et auraient ensuite été capturés par la planète Mars (Spohn et al. [1998]) mais cette hypothèse est largement débattue.

Les missions Martiennes depuis 1965 avec Mariner 4, 1976 avec les sondes Viking, Mars Global Surveyor et Pathfinder en 1997, Mars Odyssey en 2001, Mars Express (2003), puis les rovers de Mars Exploration (2003), jusqu'aux dernières missions comme Mars Reconnaissance Orbiter (2006) et Phoenix (2007), ont permis d'en

savoir beaucoup plus sur la planète rouge. Des données précieuses qui aident à mieux comprendre son évolution si différente de celle de la Terre. Cependant, ces données ne résolvent pas tout. Beaucoup de questions sont encore sans réponse, et parfois même l'apport de nouvelles données remet en question ce qui semblait acquis et connu jusqu'à présent. Dans ce qui suit, quelques principales interrogations sont passées en revue.

1.1.2.1 Chronologie Martienne

L'histoire géologique d'une planète peut être retracée grâce à l'étude des structures géologiques de la planète, qui peuvent être datées grâce à la méthode de comptage des cratères à sa surface. Trois éres géologiques majeures ressortent de cette étude, le Noachien, l'Hesperien et l'Amazonien (Tanaka et al. [1992]). La datation de chacune de ces époques est basée sur la densité de cratérisation et dépend de la modélisation du taux de cratérisation, les zones les plus cratérisées correspondant donc aux zones les plus anciennes :

- Le **Noachien**, allant jusqu'à 0.8 à 1 milliard d'années après la formation de la planète Mars, est une période où la planète aurait subit un bombardement météoristique très intense. C'est à cette époque que ce sont d'ailleurs formés les bassins d'impacts Hellas¹ et Argyre dans l'hémisphère Sud. Le volcanisme était très actif et a entraîné la formation des hauts plateaux cratérisés du Sud (Jakosky and Phillips [2001]), et notamment le dôme de Tharsis. Les terrains semblent avoir subi une grande érosion car ils présentent de nombreuses vallées ramifiées, indiquant alors une présence d'eau liquide en surface à cette époque (Malin and Edgett [1999], Carr and Malin [2000]) que nous verrons dans la partie 1.1.2.3.
- Les terrains datés entre 1 et 2.5 milliard d'années dits **Hespérien**, sont déjà moins cratérisés et constituent souvent des vallées ramifiées (Scott and Dohm [1992], Carr [1995]), et surtout des chenaux de débâcle, témoignant d'une activité fluviale. À cette époque se sont formés les plaines cratérisées du Nord et certains volcans du plateau de Tharsis, ainsi que le grand Canyon Valles Marineris, sûrement la conséquence de l'élévation du dôme de Tharsis (Head et al. [2001]).
- Enfin, l'**Amazonien** est la période la plus récente. L'activité volcanique a fortement diminué, les plaines faiblement cratérisées sont formées comme les plateaux de Tharsis et d'Amazonis ainsi que les calottes polaires et il y a moins de chenaux. (Head et al. [2001]).

Les principaux événements de l'histoire géologique de Mars sont détaillés dans la revue de Head et al. [2001]. Ce découpage temporel est basé uniquement sur le taux de cratérisation de la planète. Cependant, l'étude minéralogique des différents terrains grâce à l'instrument OMEGA (Bibring et al. [2006]), suggère une corrélation entre les minéraux d'altération de la croûte martienne et les époques géologiques. Dans l'ordre chronologique, apparaissent le Phyllosian, le Theikian puis le Siderikian,

1. cf. figure A.1 en annexe pour l'atlas de Mars.

d'après les noms des minéraux auxquels se rapportent chacune de ces périodes, et également une phase de transition entre les deux premières (cf. figure 1.4).

- Le **Phyllosian** se rapporte à l'ère des phyllosilicates (minéraux de la famille des silicates), des silicates hydratés (argiles). Cette ère est plus courte que le Noachien. Ces minéraux nécessitent des conditions d'hydration importante, ce qui indiquerait que de l'eau liquide était présente à cette période, et sans doute en abondance. Puis une phase de transition, où un changement climatique global s'est opéré, sans doute lié à la disparition de l'eau liquide à la surface de Mars.
- Le **Theiikian** témoigne d'une période dominée par les sulfates. Elle nécessite la présence d'eau et de soufre. Néanmoins, leur formation en milieu acide semble indiquer une quantité d'eau moins importante que dans l'ère du Phyllosian.
- Enfin, le **Siderikian** se rapporte aux oxydes ferriques anhydres. Cette période débute avant la fin de l'Hespérien. C'est la plus longue période de l'histoire de Mars, ce qui suggère que l'eau à sa surface a disparu depuis très longtemps.

Ces deux échelles de temps différentes, basées sur le taux de cratérisation ou sur la minéralogie, comportent des divergences de l'ordre de quelques milliards d'années. Aussi, les modèles de cratérisation et d'altération, sur lesquels ces découplages sont basés, font toujours l'objet de discussions (McEwen et al. [2005] ; Quantin et al. [2007] et Berger et al. [2009]) et l'on peut donc s'attendre à une évolution de la définition de la chronologie Martienne dans les années à venir. Mon travail de thèse qui tentera de retracer l'histoire thermique mais aussi géologique de la planète Mars, se référera à ces échelles de temps et aux périodes de grande activité géologique évoquées dans cette partie.

1.1.2.2 Dichotomie de surface

La dissymétrie topographique et morphologique entre l'hémisphère Nord et l'hémisphère Sud est une des plus grandes particularités de Mars. Identifiée pour la première fois par la sonde Mariner 9, cette dichotomie a rapidement intrigué les scientifiques. Elle se traduit par une épaisseur de croûte beaucoup plus importante dans l'hémisphère Sud, une différence d'environ 5 km avec l'hémisphère Nord. Les terrains du Sud sont plus anciens et plus cratérisés, tandis qu'au Nord, les plaines sont plus récentes et moins impactées. En 2001, les données de l'altimètre MOLA et du champ de gravité ont permis d'établir l'épaisseur crustale plus précisément (Smith et al. [1999]), et une fois de plus, force est de constater la différence flagrante entre les deux hémisphères, illustrée en figure 1.5. Cela se traduit sur cette carte d'altimétrie par une vaste zone au Nord de la planète de couleur bleue (dont la croûte est peu épaisse), à ne pas confondre avec un possible océan. L'origine de cette dissymétrie divise, encore de nos jours, la communauté scientifique. Plusieurs hypothèses ont été proposées depuis sa découverte.

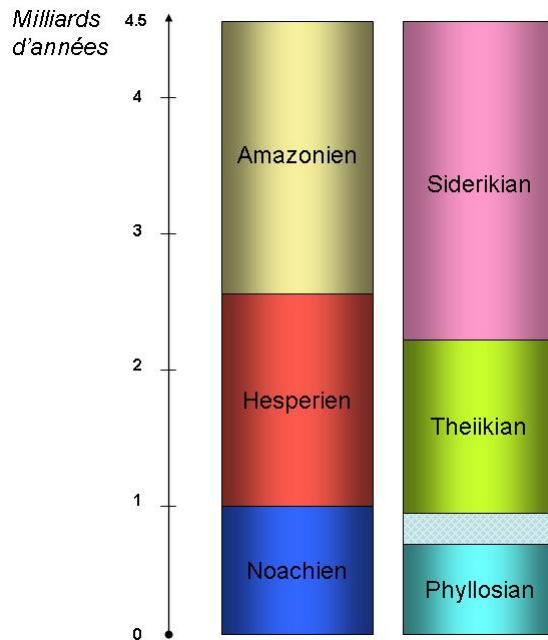


FIGURE 1.4 – Echelles des temps géologiques Martiens. La première est basée sur le taux de cratérisation d’après Hartmann and Neukum [2001], et la deuxième sur la minéralogie d’après Bibring et al. [2006]. Ici le temps $t = 0$ de l’échelle de temps correspond au moment où la planète est déjà formée, et $t = 4.5$ correspond au temps présent. Cette notation d’échelle sera utilisée dans les simulations numériques qui suivront dans le mémoire.

Hypothèses externes :

Les hypothèses externes ou exogènes suggèrent la formation de la dichotomie à partir d'un (Wilhelms and Squyres [1984]) ou plusieurs (Frey and Schultz [1988]) larges impacts. Un mécanisme lié à des impacts implique que la dichotomie ait été formée très tôt dans l'histoire martienne (McGill and Dimitriou [1990]), lorsque de larges impacteurs croisaient encore l'orbite de la planète lors de la période post-acrétion. Cependant, une origine due à un ou plusieurs impacts est difficile à concilier avec les observations géophysiques récentes de Mars Global Surveyor qui indiquent des variations graduelles de la topographie entre les pôles et de l'épaisseur de la croûte (Smith et al. [1999], Zuber et al. [2000], Zuber [2001]) qui ne concordent pas avec une formation par impact. De plus, la cartographie géologique de Mars suggère qu'au moins une partie de l'édifice se serait formée un peu plus tard dans l'histoire de Mars (McGill and Dimitriou [1990], Tanaka et al. [1992]) que s'il avait été impacté par de très gros objets "disponibles" seulement pendant le bombardement primordial. L'hypothèse d'un processus de formation impliquant un impact de météorite géant reste cependant encore une question ouverte (Nimmo and Tanaka [2005]) et a été relancée plus récemment. A partir d'une nouvelle méthode d'observation, une équipe scientifique (Andrews-Hanna et al. [2008]) a mis à jour le "bassin boréal", un cratère qui aurait été créé par un impact oblique, quatre fois plus grand que le plus important des impacts connus actuellement. Les études autour de cette découverte (Marinova et al. [2008], Nimmo et al. [2008], Reese et al. [2010]) renforcent la plausibilité de l'hypothèse externe pour expliquer la dichotomie observée sur Mars, mais n'éliminent pas une hypothèse "interne" comme cause première de ce phénomène.

Hypothèses internes :

Par opposition aux précédentes, les hypothèses internes ou endogènes suggèrent une formation de la dichotomie à partir de la dynamique interne de la planète. Plusieurs mécanismes ont alors été évoqués dont notamment une tectonique de plaque (Sleep [1994]) et/ou une convection dite de degré-1 (Wise et al. [1979], Breuer et al. [1997, 1998], Zhong and Zuber [2001], Roberts and Zhong [2006]). Actuellement, on considère que Mars est une planète avec une seule plaque épaisse dans laquelle la chaleur s'évacue par conduction (cf. 2.1.1) mais une époque de tectonique des plaques au tout début de l'évolution de Mars a été proposée par Sleep [1994] pour expliquer la formation des plaines de l'hémisphère Nord. Cependant, des travaux plus récents (Breuer and Spohn [2003]) montrent qu'il est encore difficile d'expliquer certaines parties de l'évolution martienne avec l'hypothèse d'une tectonique des plaques. Une autre possibilité, pas forcément dissociée de la précédente, est celle d'une formation de la dichotomie par convection dite de degré 1 (Wise et al. [1979], Breuer et al. [1997, 1998], Zhong and Zuber [2001], Roberts and Zhong [2006], Keller and Tackley [2009]). La convection dans le manteau Martien privilierait une région, un seul grand et large panache chaud qui aurait "gonflé" la croûte dans l'hémisphère Sud, plus que dans le Nord. C'est ce mécanisme de formation d'un seul panache de convection qui est appelé "convection de degré 1". Dans mon étude, qui traite de la dynamique interne de Mars et en particulier de la convection mantellique, je pourrai

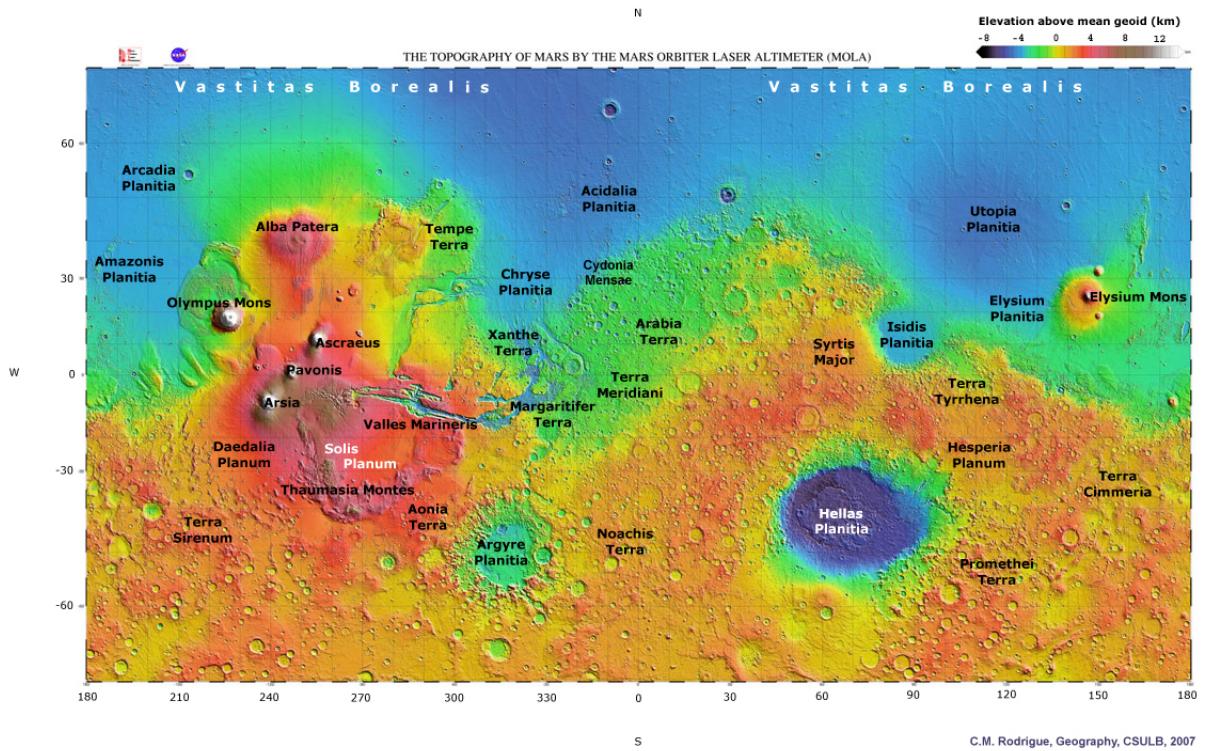


FIGURE 1.5 – Carte topographique de Mars de Rodrigue [2007] d'après les données de l'altimètre MOLA (Zuber [2001]). On remarque la dissymétrie entre le Nord (majoritairement de couleur bleue et dont la croûte est fine) et le Sud de la planète dont la croûte est plus épaisse.

donc me pencher également sur cette hypothèse interne.

1.1.2.3 L'eau sous toutes ses formes

L'atmosphère de Mars est très sèche. Bien que très ténue, elle est composée principalement de CO₂ (95,32% de l'atmosphère) (Spohn et al. [1998]). Cependant il est généralement admis que dans son passé, Mars avait une atmosphère beaucoup plus abondante issue du dégazage du manteau martien par le volcanisme et l'eau devait y être abondante (Malin and Edgett [1999]), comme le suggère la présence de lits de rivières asséchés. Plusieurs questions viennent naturellement à se poser :

D'où peut venir de l'eau ?

Une grande partie de l'eau et du gaz carbonique piégés dans les roches a probablement été relâchée dans l'atmosphère pendant l'accrétion, puis lors des épisodes volcaniques. Une autre partie aura pu aussi être apportée sur la planète par les comètes et météorites très hydratées lors du grand bombardement après l'accrétion.

En effet, après une première phase d'accrétion ayant formé en partie le noyau et le manteau de la planète, le processus se serait poursuivi avec des planétésimaux riches en éléments volatiles et en eau (jusqu'à 10% de leur masse). L'analyse des météorites d'origine martienne (cf. partie 1.2.3) semble indiquer que 50% de Mars aurait pu s'être constitué à partir de tels objets (Sotin et al. [2009]).

Y en a t-il à la surface ?

En 1972, la sonde Mariner 9 a pu, pour la première fois, dévoiler grâce à ses images, des vallées ramifiées laissant supposer la présence d'anciennes rivières (Marsursky et al. [1977], Baker and Kochel [1978], Pieri [1980], Carr [1981]). On repère des traces de ce type de vallées presque partout sur des terrains datant du Noachien mais quasiment aucune sur les terrains plus récents. Cela suggère que Mars a connu, au début de son histoire, des conditions favorables au creusement de vallées fluviales (Masson et al. [2001]). Pour éroder de telles vallées, l'eau devait se trouver à l'état liquide stable à la surface, ce qui requiert une atmosphère plus dense que celle d'aujourd'hui (Malin and Edgett [1999]). Certaines de ces rivières débouchent sur des cratères d'impact comme celui de Gusev qui avait été choisi comme site d'atterrissement du rover Spirit. Cependant, l'analyse des roches du cratère faite par le rover a démontré l'absence de dépôts sédimentaires lacustres tels qu'on les connaît sur Terre, le fond du cratère semble plutôt d'origine volcanique. L'hypothèse proposant que l'ensemble des rivières martiennes aurait apporté l'eau vers l'hémisphère Nord où un océan aurait pu se former est d'autant plus séduisante que l'hémisphère Nord présente une forte dissymétrie crustale avec l'hémisphère Sud (cf. partie 1.1.2.2) (Masson et al. [2001]). Néanmoins, l'absence de morphologie typique des zones côtières semble réfuter cette interprétation et la découverte de minéraux de type silicates hydratés sur des terrains de l'hémisphère Sud suggère l'existence d'eau abondante dans ces régions (Bibring et al. [2006]). De même en 2004, le rover Opportunity a découvert des billes d'hématites dans la région de Méridiani, surnommées "blueberries", qui sur Terre se forment dans un environnement humide et ont donc laissé penser que leur présence sur Mars témoigne d'eau liquide à la surface dans le passé (Squyres et al. [2006]).

L'observation des calottes polaires et de leur stratification a permis la détection d'eau sous forme de glace. La calotte polaire au Sud est composée majoritairement de glace d'eau (85%) recouverte par une fine pellicule de glace de CO₂ alors qu'au pôle Nord, une couche de glace d'eau relativement pure est en interaction avec l'atmosphère durant l'été (Forget et al. [2003]). Au fil des saisons, la glace du pôle Nord se sublime et la circulation atmosphérique transporte la vapeur d'eau et essentiellement le CO₂ vers d'autres latitudes. Au pôle Sud, la couche de glace carbonique qui recouvre la calotte polaire piège en quelque sorte la vapeur d'eau à l'état de glace en maintenant des températures très basses. Récemment, la mission Phoenix (2007) qui s'est posé au pôle Nord de Mars, a découvert à la surface du site d'atterrissement de l'eau sous forme de glace. La composition chimique et minéralogique du sol étudié suggère que le site a eu un climat plus humide et plus chaud dans un passé proche (les derniers millions d'années seulement) (Smith et al. [2009]). Sur les premières

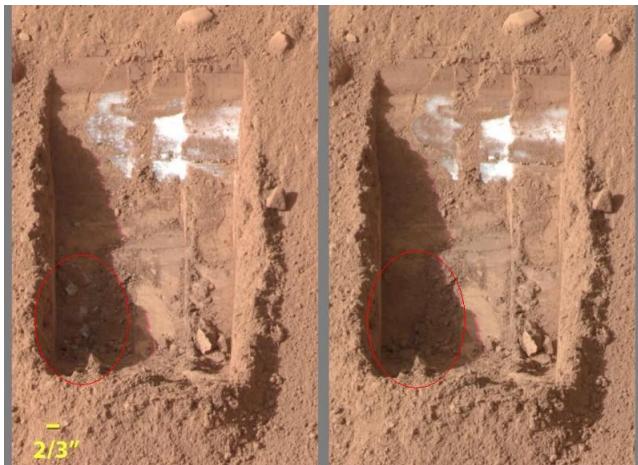


FIGURE 1.6 – Ces images montrent la sublimation de la glace dans une petite tranchée (étudiée par les instruments de la mission Phoenix) nommée “Dodo-Goldilocks” durant 4 jours (Arvidson et al. [2009]). Dans la partie gauche de l’image on repère une zone blanche qui disparaît dans l’image de droite (voir le cercle rouge sur chaque image), selon vraisemblablement un processus de sublimation. (Image credit : NASA/JPL-Caltech/University of Arizona/Texas A&M University)

photos, on peut constater la sublimation rapide de la glace d'eau (cf. figure 1.6).

Y en a t-il sous la surface ?

Si beaucoup d'indices tendent à prouver que de l'eau à l'état liquide était présente à la surface de Mars au début de son histoire, on peut alors se demander où est cette eau désormais puisqu'on n'en retrouve que de minces traces actuellement à la surface et dans l'atmosphère. Vers la fin de l'ère Noachienne (au premier milliard d'années environ), il y a eu un bouleversement climatique important (cf. partie 1.1.2.1). Les raisons de ce bouleversement pourraient être liées à la disparition du champ magnétique de la planète, mais nous verrons ceci plus en détails dans la partie 1.2.1. Sans cette “protection”, les éléments les plus légers de l'atmosphère, dense à l'époque, se seraient alors “échappés”, emportés par le vent solaire. Le climat a alors été chamboulé et l'eau à l'état liquide a rapidement disparu de la surface de la planète.

Certains cratères sur Mars se distinguent par leur aspect et laissent à penser que de la glace serait présente sous la surface. En effet, certains de ces cratères sont entourés de nappes d'éjecta ayant un aspect dit “lobé” faisant penser à des coulées de boue, comme à la figure 1.7, l'image de droite. Au moment de l'impact, l'augmentation brutale de la température provoque une fonte de la glace sous-jacente et en retombant au sol, les matériaux éjectés continuent de s'écouler à la surface sur une certaine distance formant ainsi les lobes observés. Ces cratères constituent des indices précieux de la présence d'un sol gelé dans le sous-sol martien, appelé le

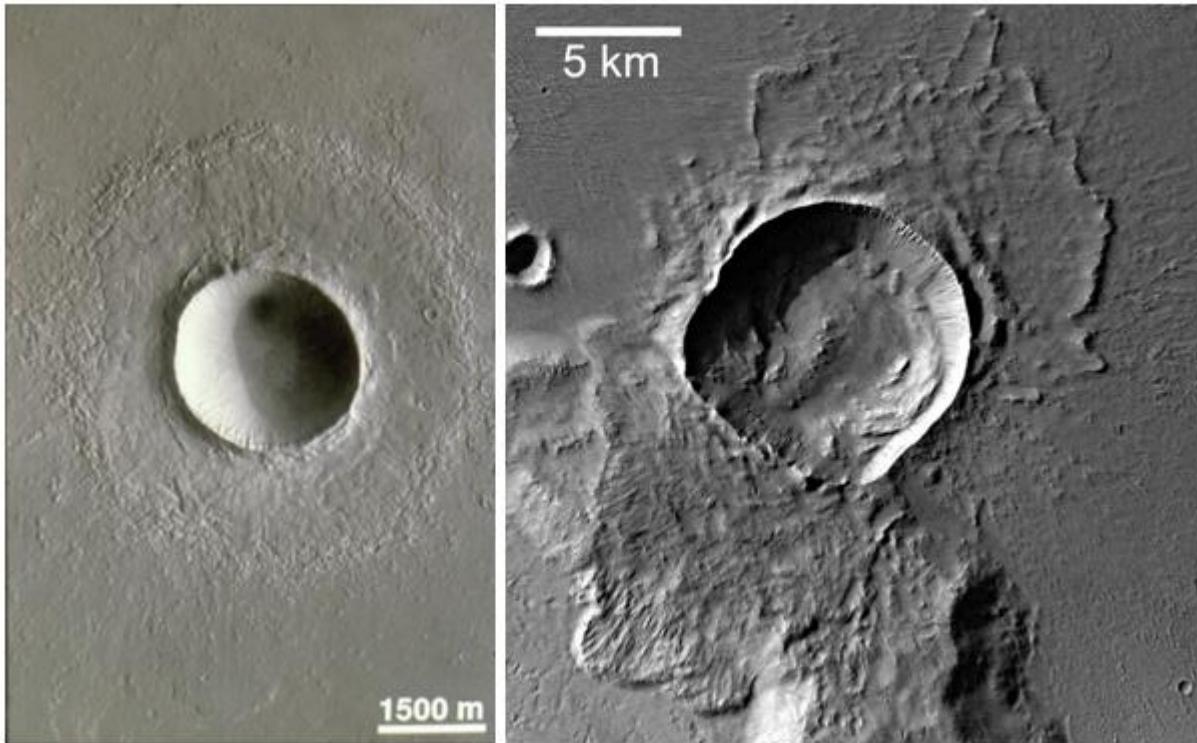


FIGURE 1.7 – Un cratère d’impact classique (à gauche) dans la région d’Elysium Planitia pris par la caméra embarquée à bord de Mars Global Surveyor et un cratère à éjecta lobés (à droite) indicateur de présence d’eau ou de glace d’eau sous la surface de la zone impactée (ESA/DLR/FU Berlin, G. Neukum).

pergélisol. Son épaisseur est estimé de 1 à 3 km dans la zone équatoriale et de 3 à 7 km dans les hautes latitudes (Clifford [1993]).

1.1.2.4 De la vie ?

Dès le 19ème siècle, les observations de Mars depuis la Terre vont faire de la planète rouge l’objet de toute les attentions. Très vite, la question de la présence de vie à sa surface va être récurrente. La qualité encore peu fiable des instruments d’observation, combinée à une imagination débordante, laissera distinguer des “chevaux” à la surface de Mars après leur description par Schiaparelli en 1877. Un réseau de bandes noires qui zèbrent la surface qui en 1900 sera interprété par P. Lowell comme un vaste système d’irrigation mis en place par des Martiens à la surface de Mars, pour lutter contre une sécheresse grandissante ! De même, d’après les premières analyses spectrales de Mars, l’eau ne serait pas très abondante en surface et les tâches sombres représenteraient des régions humides capables d’entretenir une végétation quelconque, tandis que les régions jaunes ou orangées possèderaient une nature désertique (Larousse 1937).

Alors qu'en 1964 la sonde Mariner 4 survole Mars, quelques clichés de sa surface prouvent de manière définitive que les canaux n'existent pas. Mais la théorie des Martiens n'est pas abandonnée pour autant. Elle est même relancée en 1976 avec un cliché de l'orbiteur Viking 1 où une butte ressemble étrangement à un visage humain. Là encore, l'imagination fantasque laisse place à l'amère réalité en 1998 par Mars Global Surveyor : il ne s'agit que d'une formation rocheuse. Au fil du temps, les nombreuses missions vers Mars tendent à montrer qu'aucune trace de vie actuelle n'est présente à la surface de Mars. Cependant, l'hypothèse d'une vie dans les débuts de l'histoire de la planète rouge n'est pas totalement réfutable.

En 1984, la météorite "ALH84001" est découverte au pied des collines d'Allan Hill en Antarctique et après identification en 1993, semble provenir de la planète Mars et être âgée de 4 milliards d'années (figure 1.8). En 1996, les premières analyses suggèrent que la météorite contiendrait des traces de composés organiques complexes qui pourraient être les reliquats d'une dégradation microbienne et des "fossiles" de quelques micromètres, ressemblant fortement à des bactéries, sont observés au microscope électronique (Thomas-Keprta et al. [1998]). Une hypothèse qui n'avait pas convaincu la communauté scientifique préférant y voir des structures abiotiques². Aujourd'hui, de nouvelles analyses effectuées sur ALH84001 par la même équipe, mais avec du matériel plus sophistiqué, permettent de relancer le débat (Thomas-Keprta et al. [2009]). En effet, les nouvelles analyses montrent que la roche se serait formée durant une période où Mars était plus "humide" et avait un champ magnétique, ce qui constituent des conditions favorables au développement de la vie. Les chercheurs se sont surtout focalisés sur l'étude de cristaux de magnétite et de disques de carbonates découverts dans la roche. Certaines bactéries sur Terre sont connues pour contenir de tels cristaux de magnétite qui agissent comme des compas et aident ces bactéries à naviguer. La présence de ces cristaux renforce donc l'hypothèse d'une vie microbienne martienne fossilisée dans la météorite.

Si de la vie avait pu apparaître sur la planète Mars, on peut imaginer que les changements climatiques importants datant du premier milliards d'années, comme la disparition du champ magnétique, ont pu bouleverser l'écosystème et éventuellement condamner toute forme de vie à disparaître. Cependant on peut toujours espérer retrouver des fossiles à la surface ou dans la croûte martienne...

1.2 Du Magnétisme à la dynamique interne

1.2.1 Champ magnétique

1.2.1.1 Généralités

Dès le VIe siècle av. J.-C., les philosophes grecs décrivaient, et tentaient d'expliquer, l'effet de minéraux riches en magnétite. Ces roches étaient issues entre autres de la cité de Magnésie : elle donna son nom au phénomène. Vers l'an 1000-1100 les

2. Abiotique : Qualifie un milieu où les organismes vivants ne peuvent exister.



FIGURE 1.8 – Échantillon de la météorite ALH84001. À droite, une image prise avec un microscope électronique de cette météorite. On y distingue des formes qui pourraient être associées à des fossiles microscopiques d'organismes bactériens. (crédit photo : <http://curator.jsc.nasa.gov/antmet/marsmets/alh84001/photos.cfm>)

Chinois commencèrent à utiliser des aimants pour s'orienter à l'aide de la boussole. Et c'est en 1600 que la relation entre les aimants et le champ magnétique terrestre fut découverte par William Gilbert, un physicien anglais. Un champ magnétique est une grandeur caractérisée par la donnée d'une intensité et d'une direction, définie en tout point de l'espace, et déterminée par la position et l'orientation d'aimants, d'électroaimants et le déplacement de charges électriques. La présence de ce champ se traduit par l'existence d'une force agissant sur les charges électriques en mouvement (dite force de Lorentz), et divers effets affectant certains matériaux (paramagnétisme, diamagnétisme ou ferromagnétisme selon les cas).

1.2.1.2 Autour de la Terre et de Mars

Terre

Sur la Terre, l'intensité du champ magnétique varie entre $20\ 000\ nT^3$ au niveau de l'équateur magnétique à $70\ 000\ nT$ aux pôles magnétiques (Langlais et al. [2010]). Ce champ magnétique est présent depuis 4.5 milliards d'années. Il est variable dans le temps et l'on sait qu'il a subi des inversions de polarité. En effet, lorsqu'une éruption volcanique se produit, les particules magnétiques de la lave se comportent comme de minuscules boussoles. Elles s'aimantent dans la direction du pôle Nord et quand la lave refroidit, la direction de ces mini-aimants reste figée dans la roche. La découverte au début du 20ème siècle de ce type de roches (laves refroidies) présentant une magnétisation opposée au champ magnétique terrestre actuel a permis de comprendre que dans le passé, les pôles magnétiques étaient inversés. Il y a à peu près 780 000 ans, le pôle Nord magnétique s'est déplacé pour prendre la place du pôle Sud magnétique (Merrill and McElhinny [1998]).

3. Dans le système international, un Tesla (T) vaut $1\ kg.s^{-2}.A^{-1}$

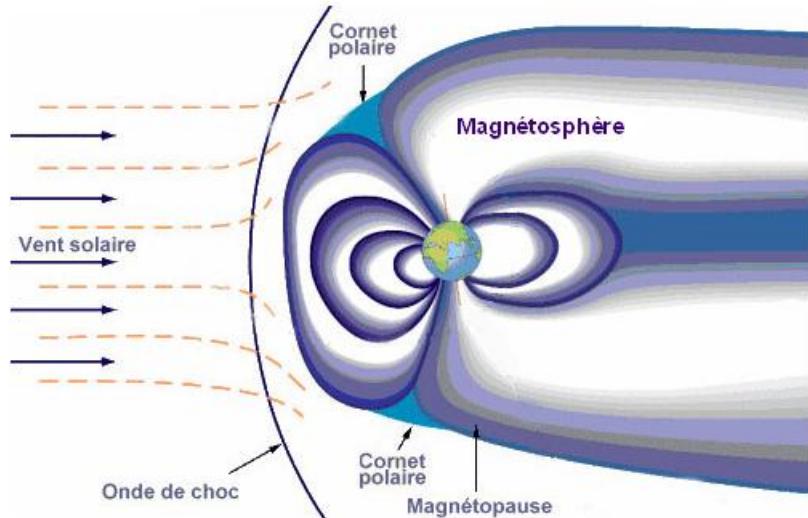


FIGURE 1.9 – Interactions entre le vent solaire et la magnétosphère de la Terre.
(Crédits : CNES)

En 1962, la sonde Mariner 2 découvre le vent solaire qui souffle du Soleil en permanence jusqu’aux confins du système solaire et délimite sa zone d’influence, l’héliosphère. Il est constitué d’un plasma qui contient principalement des protons et des électrons. Le champ magnétique de la Terre agit comme un bouclier en déviant ces particules chargées du Soleil. La Terre est à l’intérieur d’une cavité, la magnétosphère, qui dévie les flots de particules du vent solaire. Lors d’éruptions solaires, les particules chargées qui arrivent au voisinage de la Terre sont déviées par la magnétosphère. Mais celle-ci possède un point faible : les hautes latitudes, tout particulièrement les pôles. Là, les lignes du champ magnétique convergent et forment une sorte d’entonnoir. Les protons peuvent s’y engouffrer (fig. 1.9). Lorsque ces particules chargées entrent en contact avec celles de la haute atmosphère, au niveau de ces pôles, elles excitent ou ionisent les atomes de la haute atmosphère et la réaction, en libérant de l’énergie, émet un photon. C’est ce phénomène lumineux que l’on nomme plus communément “aurore polaire”, boréales si elles ont lieu au pôle Nord, et australe pour le Sud. Les variations de teintes dépendant de la nature des ions de l’atmosphère donc de l’altitude à laquelle a lieu la réaction. Sur la figure 1.10, une magnifique vue d’une aurore boréale.

Mars

Mars n’a actuellement pas de champ magnétique dipolaire comme celui de la Terre. Cependant, les récentes données de Mars Global Surveyor (MGS) (Acuna et al. [1998]) ont démontré qu’un tel champ magnétique a existé dans le passé. En effet, la sonde spatiale MGS a repéré des traces d’aimantations rémanentes à la surface et jusqu’à 400 km au-dessus, un champ équatorial de surface allant de 20 à 65 nT (Langlais et al. [2010]) et a permis de produire la première carte complète du champ magnétique crustal global de Mars (fig. 1.11). Comme expliqué dans la



FIGURE 1.10 – Cliché d'une aurore boréale prise par la NASA au-dessus des lacs Chena en Alaska.

section précédente, ces traces d'aimantations témoignent de la présence d'un champ magnétique. De plus, l'orientation de ces aimantations montrent que le champ magnétique a perduré suffisamment longtemps pour avoir subi une inversion des pôles magnétiques. Les régions les plus magnétisées se concentrent dans les anciens hauts plateaux du Sud, ce qui indique que le champ magnétique était présent pendant les premiers 500 millions d'années environ (Stevenson [2001]). Acuña et al. [1999] rapportent aussi dans leurs travaux que le cratère Hellas ne contient pas de traces d'aimantations et les régions qui l'entourent très peu, laissant penser que l'impact a eu lieu lorsqu'il n'y avait pas de champ magnétique. Plus précisément, lors de l'impact, la croûte à cet endroit aurait fondu mais les roches n'auraient enregistré aucune trace d'aimantation si aucun champ magnétique n'était présent à ce moment là. De plus, l'analyse de la météorite ALH84001 (cf. partie 1.1.2.4) suggère également que la magnétisation crustale a été acquise il y a 4 milliards d'années, voire même plus tôt (Weiss et al. [2002]).

Ces travaux tendent à prouver que le champ magnétique global de Mars a disparu il y a environ 4 milliards d'années. Cependant, des études récentes de Lillis et al. [2006] ont montré que ce champ magnétique aurait pu réapparaître pendant une brève période après sa première disparition. A partir de magnétomètre à réflexion d'électrons, Lillis et al. [2006, 2005], Wenzel et al. [2005] ont étudié les anomalies des 20 plus grands volcans Martiens et 7 bassins d'impacts géants. Alors que la plupart montrent que de très faibles traces de magnétisation de la croûte, indiquant l'absence d'un champ magnétique global, un des plus vieux volcans, Hadriaca Patera, apparaît comme une source magnétique, suggérant une magnétisation lors de sa dernière période d'activité magmatique. Sa formation post-date le bassin d'impact Hellas, qui est supposé dater d'après la disparition du champ magnétique global. Après comparaison des âges relatifs (d'après Hartmann and Neukum [2001], cf. section 1.1.2.1) et les signatures magnétiques des sites étudiés, ils concluent que le champ magnétique global de Mars aurait pu réapparaître environ 300 millions d'années après sa

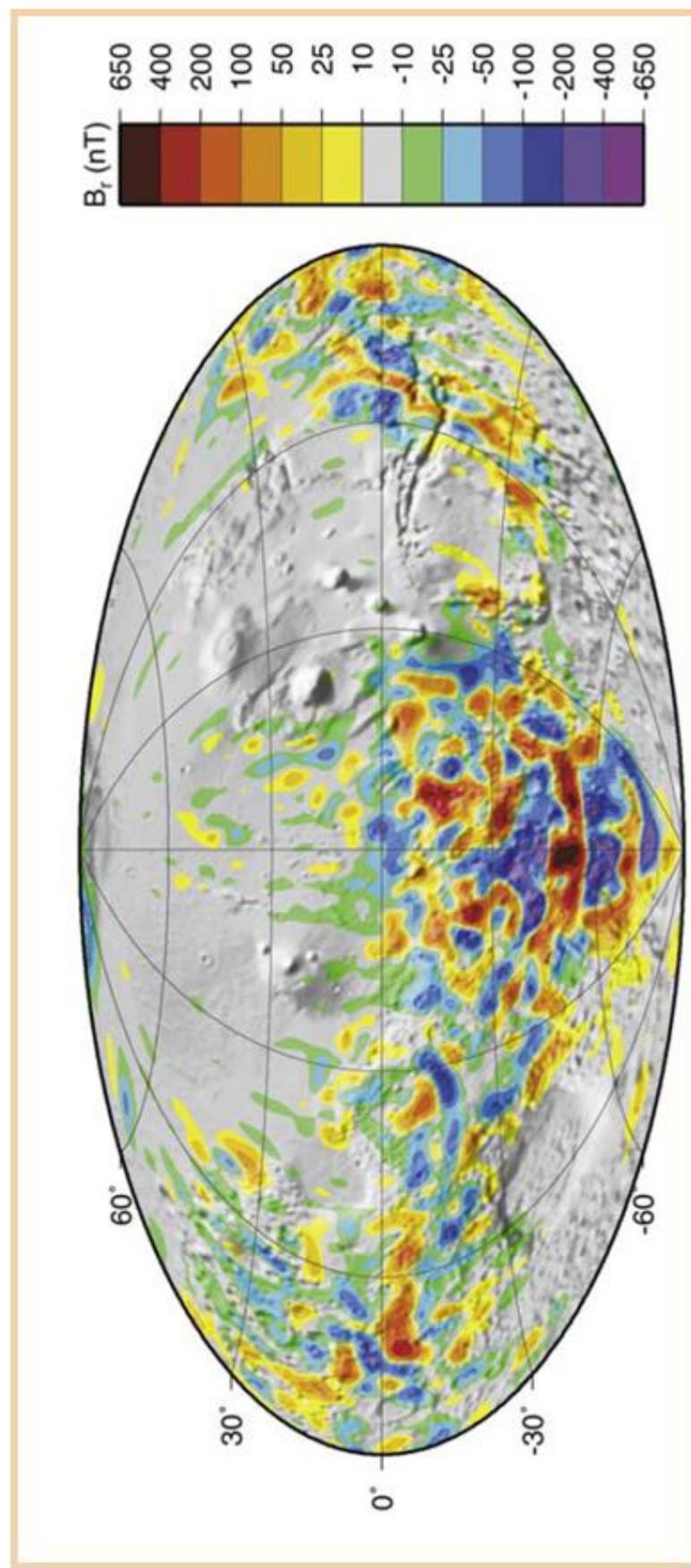


FIGURE 1.11 – Composante radiale du champ magnétique crustal de Mars (Langlais et al. [2004]).

première disparition (il y a 4 milliards d'années), et aurait perduré entre 100 et 350 millions d'années seulement avant de disparaître à nouveau.

1.2.2 Activité du noyau

1.2.2.1 principe de fonctionnement

Un champ magnétique autour d'une planète peut être présent lorsque qu'il y a une "dynamo" dans le noyau. Plus précisément, on suppose que ce sont les mouvements de convection à l'intérieur du noyau planétaire, fait d'un alliage de fer et de nickel liquide en fusion, qui crée un phénomène d'induction. L'énergie cinétique produite par le mouvement de rotation (rotation de la planète : force de Coriolis) est convertie en énergie électrique qui engendre alors un champ magnétique. Les variations de champ magnétique provoquent elle-même des courants électriques et empêchent alors par induction électromagnétique au champ magnétique de disparaître. Suivant l'axe de la planète, les mouvements de rotation ne s'effectuent pas dans le même sens et donc le champ magnétique peut être dirigé dans un sens ou dans un autre. En effet, sur Terre par exemple, des laves aimantées dans un sens opposé à celui du champ magnétique actuel ont été découvertes, indiquant que le champ magnétique terrestre a déjà subi plusieurs inversions de polarité dans le passé (cf. section 1.2.1.2). De même, sur Mars, les traces d'aimantations (Acuña et al. [2001]) ont montré que le champ magnétique a duré suffisamment longtemps pour avoir subi également une inversion de polarité.

Composition et taille du noyau

Le fonctionnement d'une dynamo planétaire repose donc sur des mouvements de convection dans le noyau, qui doit alors être liquide ou partiellement liquide (Yoder et al. [2003]). Bien qu'en l'absence de preuves évidentes, la teneur en sulfure et les précédents modèles d'évolution thermique (Schubert and Spohn [1990], Stevenson et al. [1983], Nimmo and Stevenson [2000]), semblent suggérer que ce soit le cas pour le noyau de Mars. Cependant, la composition ainsi que la taille du noyau sont encore assez mal connues. On définit un "noyau" comme étant une région centrale riche en fer métallique. Comme ce matériau est plus dense que les constituants du manteau et de la croûte Martienne (cf. la formation d'un noyau partie 1.1.1.4), sa présence dans la planète est révélée à travers son influence sur la densité moyenne de la planète et de son effet sur le moment d'inertie. D'après les mesures de Pathfinder (Folkner et al. [1997]), le moment d'inertie moyen pour Mars est de $0.365MR^2$, avec M la masse et R le rayon de la planète. Une comparaison du rayon du noyau avec le facteur du moment d'inertie provenant de plusieurs modèles de la structure interne de Mars (Waenke and Dreibus [1988], Schubert and Spohn [1990], Longhi et al. [1992], Ohtani and Kamaya [1992], Severova [1992], Sohl and Spohn [1997]) est illustrée à la figure 1.12 (Spohn et al. [1998]). La taille du noyau n'est pas connue précisément. Breuer et al. [1998], Fei et al. [1995], Harder and Christensen [1996] proposent une taille pour le noyau Martien comprise entre 1400 km et 1800 km de rayon. Alors que les études qui ont succédé à ces travaux penchent pour un noyau plus grand, compris entre 1600 km et 1800 km (Yoder et al. [2003], Konopliv et al. [2006], Marty et al.

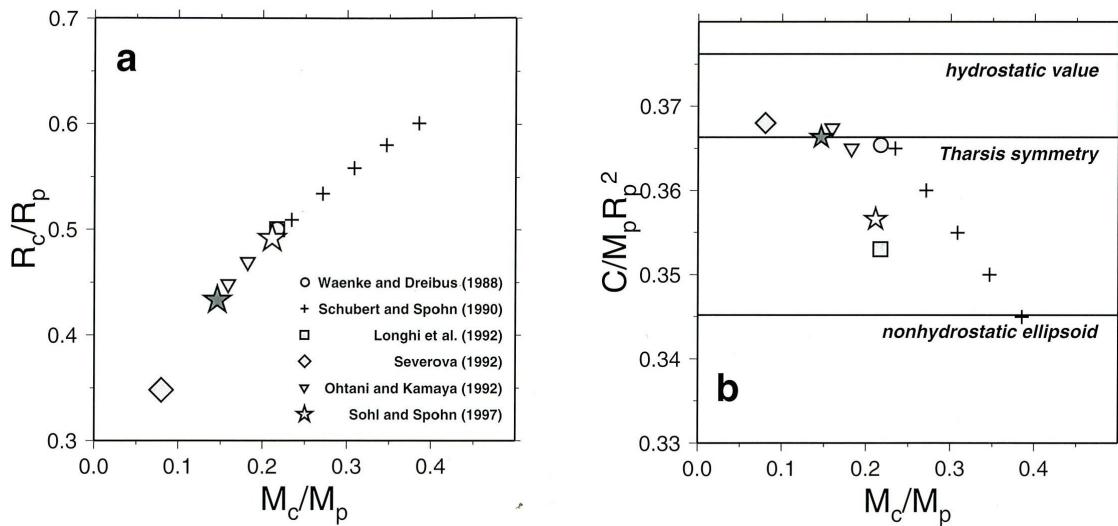


FIGURE 1.12 – Comparaison des tailles de noyau et du facteur du moment d’inertie (sans dimension) pour plusieurs modèles de structure interne différents, contraints par l’analyse chimique des météorites SNC (Spohn et al. [1998]).

[2009]), une nouvelle et récente étude avec une approche sismologique (Knapmeyer [2009]) a permis de définir une nouvelle tranche de possibilités allant de 1360 km à 1700 km de rayon. Dans ce travail de thèse, l’incertitude sur la taille du noyau a été prise en considération, et deux tailles de noyau correspondants aux limites inférieures (1360 km) et supérieures (1700 km) de l’échelle proposée par Knapmeyer [2009], ont été étudiées.

1.2.2.2 Réactivation d’une dynamo

Lorsque le noyau convecte, de la chaleur s’évacue. Si le noyau refroidit, ce flux de chaleur qui provient du noyau diminue, jusqu’à atteindre une limite où la dynamo ne peut plus fonctionner et le champ magnétique disparaît. Pour “réactiver” le noyau, il faudrait que le flux de chaleur provenant du noyau augmente suffisamment pour redémarrer la dynamo. La condition nécessaire pour que un noyau métallique liquide convective, permettant la présence d’une dynamo, est que le flux de chaleur soit supérieur à celui transporté par conduction de façon adiabatique :

$$F_c > F_{cond,ad} = \frac{k_c \alpha_c g_c T_c}{C_c} \quad (1.1)$$

où F_c , k_c , α_c , C_c et T_c sont respectivement, le flux de chaleur, la conductivité thermique, l’expansivité, la capacité calorifique et la température du noyau (Stevenson [2001], Nimmo and Stevenson [2000]), et g_c correspond à la gravité du noyau. Dans le cas de la Terre, la gravité du noyau peut être prise égale à celle de la surface (soit 9.81 m.s^{-2}). Dans le cas de Mars, plus le noyau sera considéré comme petit, plus la

pression à l'interface noyau-manteau sera élevée et l'accélération de gravité sera plus faible que celle à la surface (égale à 3.72 m.s^{-2}). Dans l'équation 1.1, les incertitudes majeures portent sur T_c et k_c , qui dépendent surtout de la quantité de soufre présente dans le noyau. D'après l'analyse des météorites SNC (voir partie 1.2.3), le noyau pourrait contenir de 3.5 à 33.8% de soufre (Longhi et al. [1992]), ce qui est inférieur au point de fusion de plusieurs centaines de Kelvins (Boehler [1996]). Cependant, d'après les modèles, Stevenson et al. [1983], Schubert and Spohn [1990] suggèrent un noyau liquide. La plupart des modèles convergent alors vers une quantité de soufre d'environ 15% (Treiman et al. [1986], Waenke and Dreibus [1988], Longhi et al. [1992]). Si l'on prend des températures de noyau T_c comprises entre 1700 K et 2500 K, une conductivité thermique k_c qui varie entre $43 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$ et $88 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$ (Anderson [1998]), α_c égal à $2.0 \cdot 10^{-5}\text{K}^{-1}$, C_c de $840 \text{ J.Kg}^{-1}\text{K}^{-1}$ (Anderson [1995]), et des valeurs de g_c comprises entre 3.0 m.s^{-2} (Nimmo and Stevenson [2000]) et 3.72 m.s^{-2} , le flux conductif maximal que le noyau peut avoir est compris entre 5.0^4 et 19 mW.m^{-2} (Nimmo and Stevenson [2000]). Comme le noyau refroidit dans nos modèles, le flux de chaleur diminue avec le temps. Le but, pour réactiver un noyau, est alors de trouver un élément qui peut provoquer une augmentation soudaine et suffisamment importante pour dépasser le flux critique abordé dans cette section.

1.2.3 Le manteau Martien

Le manteau de la planète joue un rôle majeur dans l'évacuation de la chaleur provenant du noyau, par convection ou conduction. L'étude du manteau Martien permet donc d'étudier indirectement l'activité du noyau et par conséquent si une réactivation du noyau a pu avoir lieu.

La connaissance des composants du manteau Martien provient en partie de l'étude de certaines météorites. Parmi les météorites récoltées sur Terre, il y a les météorites martiennes SNC, qui font partie des plus jeunes, entre 170 millions d'années (Shergottites) et 1,3 milliards d'années (Nakhrites et Chassignites). Une trentaine de météorites martiennes de ce type ont été découvertes sur Terre, on les nomme "SNC" en référence aux lieux de découverte des trois premières (Shergotty en Inde (1865), Nakhla en Egypte (1911) et Chassigny en France (1815)). Leur origine martienne a été identifiée dans les années 1980, par datation et analyse de leur composition. Les inclusions gazeuses contenues dans une SNC (EETA 79001, 1980) avaient une composition quasiment identique à celle de l'atmosphère martienne, alors analysée directement à la surface par les sondes Viking en 1976. Ces roches d'origine volcanique et de composition basaltique à ultramafique (très riches en Magnésium et en

4. Dans le présent mémoire, la gravité du noyau g_c est prise égale à celle de la surface ($g_c = 3.72 \text{ m.s}^{-2}$) et les valeurs du flux de chaleur critique sont comprises entre 6.5 et 19 mW.m^{-2} . Bien qu'il est important de considérer une gravité du noyau plus faible lorsque celui-ci est de plus petite taille, les résultats obtenus dans la suite des travaux ne seront pas remis en cause : c'est la limite supérieure du flux critique (19 mW.m^{-2}) qui sera considérée pour évaluer le comportement du flux de chaleur.

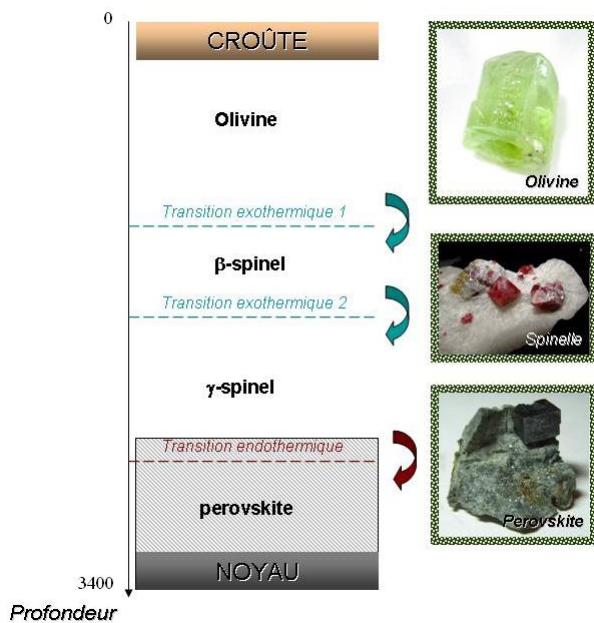


FIGURE 1.13 – Structure interne de Mars schématisée, avec les minéraux suivants illustrés : l’Olivine, la Spinelle et la Perovskite. Les transitions de phase sont indiquées approximativement dans le manteau car leurs positions ne sont pas connues précisément, et celle de la transition endothermique dépend de la taille du noyau. Les modèles de structure interne employés dans les simulations numériques seront décrits dans le chapitre 3.

fer) auraient été éjectées depuis la planète Mars dans l'espace, probablement à la suite d'un violent impact, avant de retomber sur notre planète Terre.

Mais il y a également des météorites dites "chondrites carbonnées". Ces chondrites sont les météorites les plus primitives, leur nom vient des chondres qu'elles contiennent, billes de silicates de quelques millimètres formées lors de la condensation de la nébuleuse solaire (cf. partie 1.1.1.1) et elles n'ont subi aucune transformation. Les chondrites sont donc considérées comme les premiers éléments à partir desquels sont formées les planètes (Halliday et al. [2001], Dreibus and Wanke [1985]). Plusieurs modèles de composition de l'intérieur Martien ont été proposés, et le point commun est un intérieur plus riche en fer que celui de la Terre. La plupart s'accordent sur un manteau supérieur de composition plutôt similaire à celui de la Terre, constitué principalement d'olivine $[(Mg, Fe)_2SiO_4]$ (Dreibus and Wanke [1985]). En descendant en profondeur, une zone de transition marquerait le passage à une structure spinelle plus dense (la spinelle est un polymorphe de l'olivine à haute-pression), et dans la partie inférieure du manteau on pourrait même trouver une structure encore plus dense, la perovskite $[(Mg, Fe)SiO_3]$. Sous les effets conjugués de la température et de la pression, les minéraux du manteau changent de structure. Les frontières de ces changements de phases solide-solides qui délimitent leurs domaines d'existence dans des diagrammes pression-température sont connus sous le nom de courbe de Clapeyron γ (définition dans la partie 2.2.1). La pente de ces courbes correspondent au caractère endothermique (γ négatif) ou exothermique (γ positif) de ce changement de phase. Ces transitions vers des phases plus denses opèrent dans le manteau à des profondeurs plus importantes dans le manteau martien que dans celui de la Terre du fait de la gravité plus faible sur Mars (cf. figure 1.13). D'après les expériences de Bertka and Fei [1997], on peut avoir une transition de phase d'olivine en β -spinelle, puis plus en profondeur une phase β -spinelle- γ -spinelle. La présence d'une troisième phase de transition, γ -spinelle-perovskite, dépend de la pression qui règne à cette profondeur et donc de la taille du noyau (cf. partie 1.2.2.1). D'après la figure 1.14, cette dernière phase de transition peut être présente dans le manteau martien si le noyau est de taille suffisamment petite pour qu'elle se situe à de grandes profondeurs (> 17 GPa). D'après Harder [2000], dans le cas où une phase de transition γ -spinelle-perovskite est présente en profondeur, une seule phase de transition olivine- γ -spinelle peut être considérée dans la partie supérieure du manteau. De même, d'après la relation de phase dans le système binaire $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$ de Bertka and Fei [1997] à la figure 1.14, deux phases olivine- β -spinelle et β -spinelle- γ -spinelle avec une "épaisseur" (zone de transition) de 35 km chacune ($X_{Fe} = 0.15$ par exemple), ou si le manteau est plus riche en fer (trois fois plus par exemple, i.e. $X_{Fe} = 0.45$) une seule phase olivine- γ -spinelle avec une zone de transition de 170 km peuvent être considérées.

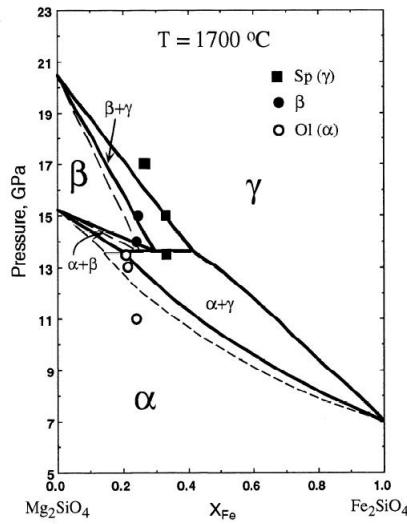


FIGURE 1.14 – Diagramme de phases pour l’isotherme à 1700°C dans le système binaire Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4 d’après Bertka and Fei [1997].

1.3 Synthèse

Ce chapitre a permis de mettre en évidence les principales interrogations qui divisent encore la communauté scientifique. L’histoire de la planète Mars n’est pas connue avec précision. De l’eau liquide semble avoir été présente à la surface de Mars, mais pendant combien de temps ? Pourquoi et comment aurait-elle “disparu” de la surface ? De tout évidence, Mars a subi un fort changement climatique au début de son évolution qui a du modifier son atmosphère, et sa surface. Ces changements sont vraisemblablement liés à la disparition du champ magnétique initial. Essayer de comprendre les conditions de la disparition de ce champ magnétique et s’il a pu réapparaître pendant une brève période sont les principaux enjeux de ma thèse. La présence d’un champ magnétique fait bouclier au vent solaire et sa disparition a pu bouleverser le climat de la planète Mars, mais aussi avoir des conséquences importantes sur une éventuelle présence de vie qui aurait pu se développer à la surface. Pour étudier les conditions de présence d’un champ magnétique, il faut étudier le flux de chaleur provenant du noyau, et le transfert de chaleur à travers le manteau de la planète. C’est pour cela que mon travail de thèse consiste à modéliser ce transfert thermique dans le manteau Martien. Ce travail permettra également de me pencher sur la dichotomie Martienne et plus particulièrement sur l’hypothèse de formation interne, qui suggère une formation par convection de degré-1. Enfin, face aux incertitudes concernant la structure interne de la planète, plusieurs configurations seront étudiées : différentes tailles de noyau, nature et position des transitions de phase particulières, ou encore différentes conditions de température initiales.

Chapitre 2

Simulation numérique

“[...] I would like to go to Mars. It must be an interesting place. No doubt the floods that cover the plains every Summer would bother me at first, but one can get used to anything, and perhaps the Martians are amphibious, or know how to fly just as easily as we can walk on dry land.[...].” (Camille Flammarion, New York Times, Nov. 1907)

Afin d'étudier la dynamique interne de Mars, des simulations numériques de la convection dans le manteau Martien ont été effectuées. Ce chapitre décrit les équations mises en jeu dans les simulations, après avoir défini les modes de transferts thermiques. Le code numérique CIT-COM2D utilisé est également explicité dans la partie 2.3 ainsi que tous les paramètres qui ont été pris en compte dans cette étude. Enfin, la partie 2.4 présente l'analyse préliminaire de l'influence des paramètres de façon découplée, comme le profil de viscosité choisi ou encore la présence de phase de transition dans le manteau. Cela permettra de mieux cibler les effets de chacun de ces paramètres une fois qu'ils seront tous inclus dans les modèles.

2.1 Evolution thermique

L'étude de la dynamique interne d'une planète nécessite la connaissance des lois physiques qui entrent en jeu. En effet, lors de l'accrétion en particulier, la planète a emmagasiné une grande quantité de chaleur qu'elle se doit ensuite de libérer. C'est le mode d'évacuation de cette chaleur que l'on va étudier dans la suite, et l'outil numérique qui a été utilisé pour résoudre les équations physiques qui interviennent.

2.1.1 La conduction thermique

La conduction thermique est un mode de transfert de chaleur généré par une différence de température entre deux régions d'un même milieu. Cela peut s'interpréter comme la transmission de proche en proche de l'agitation thermique, lorsque les molécules du milieu cèdent une partie de leur énergie cinétique à leur voisine, des températures les plus élevées vers les températures les plus basses. La conduction obéit à la loi de Fourier établie mathématiquement par Jean-Baptiste Biot puis expérimentalement par Fourier au XIXe siècle sous la forme suivante :

$$\vec{q} = -k\nabla T \quad (2.1)$$

où \vec{q} est le vecteur du flux de chaleur, k la conductivité thermique et T la température. La variation de température est linéaire dans l'épaisseur du matériau considéré, la pente du profil de température dépendant de la conductivité du milieu. Lorsque l'on fait le bilan des flux de chaleur entrant et sortant d'un volume infinitésimal d'un corps, l'équation 2.1 , pour un régime stationnaire, s'écrit alors :

$$0 = k\nabla^2 T + \rho H \quad (2.2)$$

où H représente la production de chaleur dans le volume et ρ la masse volumique. Les phénomènes que nous étudierons par la suite évoluant avec le temps, une dépendance temporelle doit être ajoutée à l'équation 2.2 :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = k\nabla^2 T + \rho H \quad (2.3)$$

2.1.2 La convection thermique

À l'inverse de la conduction thermique, la convection est un mode de transfert de chaleur qui nécessite un déplacement de matière dans le milieu. En général, quand un fluide est chauffé, sa densité diminue sous l'effet de l'expansion thermique. Lorsqu'une couche de fluide est chauffée par le bas ou par l'intérieur et refroidie par le haut, le fluide aux limites supérieures sera froid et dense tandis qu'en profondeur, le fluide sera plus chaud et léger. Cette situation gravitationnellement instable poussera le fluide froid et dense à descendre et le fluide plus chaud et léger à remonter. La force motrice est la force d'Archimède. Ce principe de convection est décrit à la figure 2.1 . Le cas où le fluide est chauffé par l'intérieur est décrit à la figure 2.2. Dans le présent

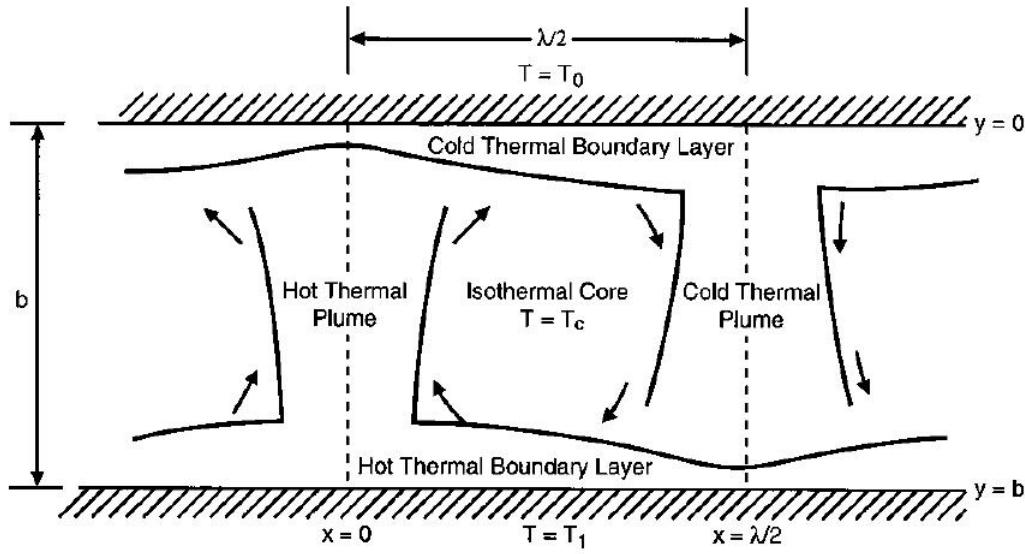


FIGURE 2.1 – Modèle de convection thermique en deux dimensions pour un fluide chauffé par la bas, d’après Schubert et al. 2001. Le fluide est divisé en deux cellules. Une couche chaude se forme à la base du modèle, et quand deux couches chaudes adjacentes à une cellule se rencontrent, elles se séparent de la base et forment un panache chaud ascendant. Il en est de même pour la couche froide qui se forme dans la partie supérieure et la formation d’un panache froid descendant. La distance entre deux cellules est indiquée comme égale à $\lambda/2$, avec $\lambda = 2\sqrt{2}b$. Le nombre de cellules convectives dépend donc du rapport entre l’épaisseur b et la longueur l du fluide considéré.

travail, nous verrons que le fluide étudié sera également chauffé par l’intérieur et refroidit par le haut.

À l’intérieur d’une planète et sous l’effet de hautes températures, on peut considérer le manteau comme un fluide dont le principal mode de propagation de la chaleur est la convection thermique, cela sur des échelles de temps géologiques. C’est ce phénomène que nous étudierons en détail dans la suite. Bien que la rhéologie du fluide est certainement non-Newtonienne dans le manteau Martien, nous nous limiterons au cas particulier d’un fluide Newtonien (annexe A.3) à l’instar de la majorité des travaux de convection mantellique. La convection peut alors être décrite par les équations de conservation de mécanique des fluides : la conservation de la masse, la conservation du moment et la conservation de l’énergie.

2.1.2.1 Conservation de la masse

La conservation de la masse d’un élément infinitésimal d’un volume requiert que :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (2.4)$$

où ρ est la masse volumique, t le temps et \vec{u} la vitesse du fluide. Si l’on suppose

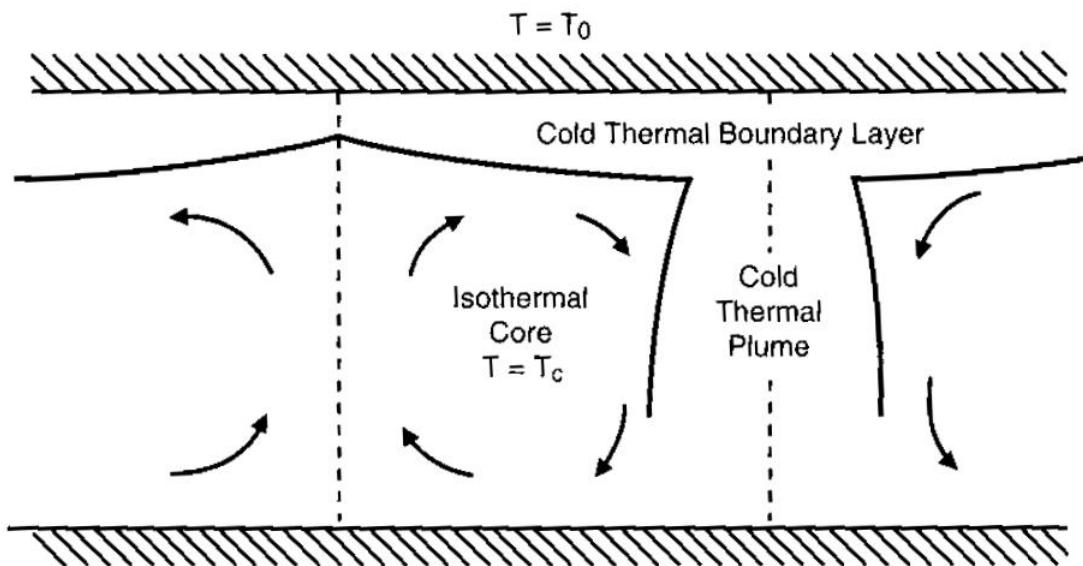


FIGURE 2.2 – Modèle de convection thermique en deux dimensions pour un fluide chauffé par l'intérieur et refroidit par le haut, d'après Schubert et al. 2001. Le fluide est à nouveau divisé en deux cellules. Une couche froide se forme au-dessus de chaque cellule, et quand deux couches froides de cellules adjacentes se rencontrent, elles se séparent de la surface pour former un plan froid descendant . Dans cette configuration, il n'y a pas de couche limite chaude à la base du modèle et il ne se forme pas de panache chaud ascendant.

que le fluide peut se dilater ou se contracter en fonction de la température, on considère que les variations de densité sont négligeables et le fluide est dit incompressible :

$$\rho = cste \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad \text{et} \quad \vec{u} \cdot \nabla \rho = 0 \quad (2.5)$$

On considère également l'approximation de Boussinesq (cf. section 2.1.2.4). En coordonnées sphériques (r, θ) et dans une géométrie axisymétrique $(\partial/\partial\phi = 0)$ l'équation 2.4 prend alors la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial r}(r^2 u_r) + \frac{r}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta}(\sin\theta u_\theta) = 0 \quad (2.6)$$

De plus, l'écoulement étant axisymétrique, il est invariant par rapport à la vorticité \vec{w} (vecteur à une seule composante non nulle) et la fonction de courant $\Psi(r, \theta)$ est liée au champ de vitesse \vec{u} par :

$$u_r = \frac{1}{r^2 \sin\theta} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \quad \text{et} \quad u_\theta = -\frac{1}{r \sin\theta} \frac{\partial \Psi}{\partial r} \quad (2.7)$$

La rotation locale du fluide s'écrit

$$\nabla \times \vec{u} = \vec{w} \quad (2.8)$$

Donc $\nabla \times \vec{u} = \nabla \times (\nabla \times \Psi') = \nabla(\nabla \cdot \Psi') - \nabla^2 \Psi'$ et $\nabla \cdot \Psi' = 0$ (équation de conservation de la masse)

On obtient

$$\nabla^2 \Psi' = -\vec{w} \quad (2.9)$$

avec $\Psi' = \frac{1}{r \sin\theta} \Psi$ et

$$\nabla^2 \Psi = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta}(\sin\theta \frac{\partial \Psi}{\partial \theta}) \quad (2.10)$$

2.1.2.2 Conservation du moment

L'équation de conservation du moment, aussi appelée équation de Navier-Stokes, est définie par :

$$\rho \frac{D \vec{u}}{Dt} = -\nabla P + \nabla \vec{\tau} + \rho \vec{g} \quad (2.11)$$

avec P la pression du fluide, g la gravité et $\vec{\tau}$ la partie déviatorique du tenseur des contraintes. Le terme de gauche de l'équation 2.11 représente les termes inertIELS, tandis que les termes de droite représentent les contraintes de surface ainsi que les forces volumiques. L'opérateur D/Dt est la dérivée en temps suivant le mouvement d'un élément du fluide.

En coordonnées sphériques (r, θ) :

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \quad (2.12)$$

Dans le cas d'un fluide Newtonien, la contrainte déviatorique τ est fonction linéaire du taux de déformation déviatorique ϵ et la viscosité η est indépendante du taux de cisaillement. On a la relation suivante (en coordonnées cartésiennes) :

$$\tau_{ij} = 2\eta\epsilon_{ij} \quad \text{avec} \quad \epsilon_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \quad (2.13)$$

Les formules en coordonnées sphériques sont données en annexe B.1.

2.1.2.3 Conservation de l'énergie

En appliquant la deuxième loi de la thermodynamique ($dq = Tds$) à une parcelle élémentaire du fluide, on obtient l'équation de conservation de l'énergie :

$$\rho T \frac{Ds}{Dt} = -\text{div}(\vec{q}) \quad (2.14)$$

avec s l'entropie par unité de masse. Le terme de droite correspond à la conduction thermique définie dans la section 2.1.1. L'équation 2.14 en coordonnées sphériques est donnée en annexe B.2. On peut développer la dérivée temporelle de l'entropie :

$$\frac{Ds}{Dt} = \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_P \frac{DT}{Dt} + \left(\frac{\partial s}{\partial P}\right)_T \frac{DP}{Dt} \quad (2.15)$$

or

$$C_p = T \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_P \quad (2.16)$$

et

$$\left(\frac{\partial s}{\partial P}\right)_T = -\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P = -v\alpha = -\frac{\alpha}{\rho} \quad (2.17)$$

On obtient alors :

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} - \alpha T \frac{DP}{Dt} = \nabla q \quad (2.18)$$

De plus, dans le terme à droite de l'équation de la chaleur 2.18 on peut inclure les effets de la production de chaleur interne H par unité de masse (ρH) due à la décroissance des éléments radioactifs ainsi que la fonction de dissipation visqueuse Φ (production de chaleur due à la dissipation des forces visqueuses). Cette fonction de dissipation, en général positive, se définit comme suit :

$$\Phi = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (2.19)$$

2.1.2.4 Approximation de Boussinesq

L'approximation de Boussinesq s'énonce de la manière suivante : "il faut savoir que dans la plupart des mouvements provoqués par la chaleur sur nos fluides pesants, les volumes ou les densités se conservent à très peu près, quoique la variation correspondante du poids de l'unité de volume soit justement la cause des phénomènes qu'il s'agit d'analyser". De là résulte la possibilité de négliger les variations de la

densité, là où elles ne sont pas multipliées par la gravité g , tout en conservant, dans les calculs, leur produit par celle-ci" [Boussinesq, 1903]. Cela signifie que l'on pourra considérer la densité ρ comme constante, excepté dans le terme de gravité de l'équation du moment (2.11). Les autres paramètres tels que la conductivité thermique k (tant que l'on étudie des corps telluriques), la gravité g , l'expansion thermique α et la capacité calorifique C_p , qui interviendront par la suite seront aussi considérés comme constants.

2.1.2.5 Equation générales

Les équations générales décrivant la convection thermique pour un fluide incompressible peuvent alors se résumer comme suit :

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (2.20)$$

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = -\nabla P + \nabla \vec{\tau} + \rho \vec{g} \quad (2.21)$$

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} - \alpha T \frac{DP}{Dt} = k \nabla^2 T + \Phi + \rho H \quad (2.22)$$

Les deux premières équations de conservation de la masse (eq. 2.20) et du moment (eq. 2.21) résolvent la vitesse \vec{u} tandis que la troisième équation, la conservation de l'énergie (eq. 2.22), résout la température T .

2.2 Adaptation des équations au code numérique

2.2.1 Transitions de phase

Pour étudier le transfert thermique dans le manteau d'une planète, Mars en l'occurrence, on utilisera les précédentes équations de la convection dans nos modèles, auxquelles s'ajouteront les effets des transitions de phase du manteau Martien mentionnées dans la partie 1.2.3. En plus de résoudre la vitesse et la température, les équations de la convection devront aussi permettre de résoudre une troisième inconnue : la fonction de phase Γ_{ph} . En effet, on déterminera la position d'une transition de phase comme la profondeur (ou pression) où $\Gamma_{ph} = 0.5$, c'est-à-dire où l'on 50% de la concentration de chacune des phases.

On suppose que la structure verticale de Γ_{ph} est une tangente hyperbolique (Richter [1973]) :

$$\Gamma_{ph}(\pi) = \frac{1}{2} \left(1 + \tanh \frac{\pi}{\rho g d_{ph}} \right) \quad (2.23)$$

et

$$\pi = \rho g (1 - r - r_{ph}) - \gamma_{ph} (T - T_{ph}) \quad (2.24)$$

où d_{ph} , r_{ph} , T_{ph} sont respectivement l'épaisseur, la position et la température de la transition de phase. Pour définir la fonction de phase, Zhao et al. [1992] emploient une

approche plus simplifiée avec une exponentielle décroissante due à la complexité des diagrammes de phase qu'ils étudient, mais dans la plupart des études (Christensen and Yuen [1985], Solheim and Peltier [1993], Steinbach and Yuen [1994], Breuer et al. [1996], Harder [2000], Roberts and Zhong [2006]) la tangente hyperbolique est utilisée car elle représente bien la transition progressive d'une phase à une autre. π est la pression réduite et $\gamma_{ph} = dP/dT$ la pente de Clapeyron de la phase de transition considérée [Christensen and Yuen, 1985, Christensen, 1995]. Lorsque γ_{ph} est de signe positif, la phase de transition est dite exothermique, car de la chaleur est libérée et lorsque γ_{ph} est négatif, la phase est endothermique car de la chaleur doit être ajoutée (chaleur absorbée) pour effectuer la transformation. L'absorption (ou la libération) de la chaleur latente par unité de masse q_L de la transition est donc liée à la pente de Clapeyron, cela par l'équation de Clausius-Clapeyron :

$$q_L = \gamma_{ph} \frac{T \delta \rho_{ph}}{\rho^2} \quad (2.25)$$

où $\delta \rho_{ph}$ représente le saut de densité au travers de la transition de phase.

La conservation de la masse n'est pas modifiée, mais les équations du moment 2.21 et de l'énergie 2.22 deviennent respectivement :

$$\rho \frac{D \vec{u}}{Dt} = -\nabla P + \nabla \vec{\tau} + \delta \rho \vec{g} \quad (2.26)$$

avec $\delta \rho = -\alpha \rho T + \delta \rho_{ph} \Gamma_{ph}$ l'anomalie de densité, et

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} - \alpha T \frac{DP}{Dt} = k \nabla^2 T + \Phi + \rho H + Q_L \quad (2.27)$$

où Q_L est la chaleur latente libérée par unité de volume durant la transition de phase, et se définit par :

$$Q_L = \rho q_L \frac{D\Gamma}{Dt} = \frac{\gamma_{ph} T \delta \rho_{ph}}{\rho} \frac{D\Gamma}{Dt} \quad (2.28)$$

2.2.2 Adimensionnalisation

2.2.2.1 Nombres caractéristiques

Ces nombres sans dimensions permettent en général de caractériser le transfert de chaleur dans un fluide. Ils pourront être utilisés lors de l'adimensionnalisation des équations.

Nombre de Prandtl

Le nombre de Prandtl représente le rapport entre la diffusivité de la quantité de mouvement (la viscosité cinématique ν) et la diffusivité thermique. Autrement dit, un fluide dont le nombre de Prandtl est petit diffuse la chaleur plus rapidement qu'il ne le fait pour le moment cinématique. Il s'exprime de la façon suivante :

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa} \quad (2.29)$$

avec $\nu = \frac{\eta}{\rho}$ la viscosité cinématique et $\kappa = \frac{k}{\rho C_p}$ la diffusivité thermique où η , ρ , k et C_p sont respectivement la viscosité dynamique, la densité, la conductivité thermique et la capacité calorifique du fluide.

Nombre de Rayleigh

Le nombre de Rayleigh caractérise la vigueur de la convection. Inférieur à sa valeur critique (Schubert et al. 2001), le transfert de chaleur dans le fluide s'opèrera essentiellement par conduction, tandis qu'au-delà de cette valeur ce sera la convection le mode de transfert favorisé. Plus le nombre de Rayleigh est grand, plus la convection est vigoureuse. Il est le rapport entre les forces de flottabilité (forces d'Archimède) et la dissipation visqueuse et thermique précisément.

$$Ra = \frac{\alpha \rho g \Delta T r_0^3}{\kappa \eta_1} \quad (2.30)$$

où α est l'expansivité thermique, ρ la densité moyenne, g la gravité et κ la diffusivité thermique vue précédemment. $\Delta T = (T_1 - T_0)$ est la différence de température entre la température à la base du manteau T_1 ¹ et la température à sa surface T_0 , η_1 est la viscosité dynamique à la base du fluide, et r_0 est l'épaisseur du fluide considéré. Il est alors important de noter que dans la présente étude, r_0 sera le rayon de la planète Mars et non l'épaisseur du manteau convectif. En effet, comme nous allons comparer différentes tailles de noyau, il sera plus judicieux d'utiliser cette adimensionalisation particulière. De ce fait le rayon sera compris entre r_i et 1.0, avec $r_i = r_c/r_0$ et r_c le rayon du noyau. Soit d l'épaisseur du manteau, les nombres de Rayleigh mentionnés dans la suite de ce mémoire seront donc supérieurs d'un facteur $(r_0/d)^3$ par rapport aux nombres de Rayleigh qui peuvent être évoqués dans des études de convection mantellique similaires et qui prennent cette épaisseur d du manteau pour adimensionnaliser les équations.

Un autre nombre de Rayleigh sera utilisé, celui pour les transitions de phase :

$$Rb_{ph} = \frac{\delta \rho_{ph} g r_0^3}{\kappa \eta_1} \quad (2.31)$$

où $\delta \rho_{ph}$ est l'anomalie de densité de la phase de transition.

Paramètre de phase

On peut alors définir un paramètre qui permet d'évaluer la stratification du manteau en présence d'une phase de transition. Il s'agit du paramètre de phase P_{ph} , qui se définit à partir de la pente de Clapeyron sans dimension γ^* et les nombres de Rayleigh Ra et Rb_{ph} comme suit :

$$\gamma^* = P_{ph} \frac{Ra}{Rb_{ph}} \quad \text{avec} \quad \gamma^* = \frac{\Delta T}{\rho g h} \gamma \quad (2.32)$$

1. À noter que la température à la base du manteau, donc à la limite entre le noyau et le manteau, pourra être indiquée dans le mémoire par T_1 , T_{cm} ou encore T_{cmb} . Il s'agira à chaque fois du même paramètre.

Suivant la valeur de ce paramètre, la convection peut s'organiser en une ou plusieurs couches convectives dans le manteau (partie 2.4.2, Christensen and Yuen [1985]).

Nombre de Nusselt

Ce nombre est utilisé dans les opérations de transfert thermique et représente le rapport entre le transfert thermique total et celui par conduction. Il mesure donc l'efficacité de la convection. Si le nombre de Nusselt est très grand, cela signifie que la convection prédomine, au contraire, il tendra vers 0 si c'est la conduction qui domine.

$$Nu = \frac{q_{conv}}{q_{cond}} \quad (2.33)$$

avec q_{conv} le flux de chaleur convectif et q_{cond} le flux de chaleur purement conductif.

Nombre de dissipation

Enfin, on peut définir le nombre de dissipation Di qui détermine en particulier l'influence de la dissipation visqueuse par :

$$Di = \frac{\alpha gr_0}{C_p} \quad (2.34)$$

Ce paramètre contrôle le chauffage adiabatique et frictionnel, mais aussi le terme de chaleur latente q_L (eq. 2.25) et le réchauffement visqueux. Pour étudier les transitions de phase dans le manteau, il faudra donc prendre en compte un nombre de dissipation non nul.

2.2.2.2 Approximation boussinesq étendue

Dans les calculs numériques de convection, l'approximation de Boussinesq (section 2.1.2.4) est fréquemment employée, dans lesquels le fluide est traité comme étant incompressible ($\nabla \cdot \vec{u} = 0$), et les variations de densité sont négligées excepté pour les effets de la force d'Archimède. Cette approximation néglige toute nature dissipative du manteau de la planète et implique donc que le nombre de dissipation soit nul. Cependant, pour étudier les transitions de phase, les effets du chauffage adiabatique et frictionnel ainsi que de la chaleur latente doivent nécessairement être pris en compte ensemble. Cela suggère alors que le nombre de dissipation doit être non nul, et c'est ce que l'on appelle l'approximation de Boussinesq étendue ($Di \neq 0$ et $\nabla \cdot \vec{u} = 0$) (Christensen and Yuen [1985], Christensen [1995]).

2.2.2.3 Equations

<i>Paramètre</i>	<i>Normalisation</i>
Pression dynamique	$P = \frac{\eta_0 \kappa_0}{r_0^2} \bar{P}$
Gravité	$g = g_0 \bar{g}$
Expansion thermique	$\alpha = \alpha_0 \bar{\alpha}$
Diffusivité thermique	$\kappa = \kappa_0 \bar{\kappa}$
Densité	$\rho = \rho_0 \bar{\rho}$
Viscosité dynamique	$\eta = \eta_0 \bar{\eta}$
Capacité calorifique	$C_p = C_{p0} \bar{C}_p$
Vitesse	$u_i = \frac{\kappa_0}{r_0} \bar{u}_i$
Température	$T = \Delta T \bar{T} + T_0$
Temps	$t = \frac{r_0^2}{\kappa_0} \bar{t}$
Position	$r = r_0 \bar{r}$

TABLE 2.1 – Normalisations utilisées pour adimensionnaliser les équations décrivant la convection dans le code numérique.

On va pouvoir adimensionnaliser les équations de la convection à partir des nombres sans dimensions de la section 2.2.2.1 et des normalisations données dans le tableau 2.1. Les équations prennent en compte la présence de transitions de phase (2.2.1) et de l'approximation de Boussinesq étendue (2.2.2).

Pour adimensionnaliser l'équation de l'énergie 2.27, on développera les termes suivants :

$$\frac{DP}{Dt} = \frac{\partial P}{\partial t} + u_r \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} \quad (2.35)$$

or $\frac{\partial P}{\partial t} = 0$ et $\frac{\partial P}{\partial \theta} = 0$ ce qui donne

$$\frac{DP}{Dt} = u_r \frac{\partial P}{\partial r} = u_r \rho g \quad (2.36)$$

Ainsi que le terme $\frac{D\Gamma}{Dt}$ qui apparaît avec la chaleur latente Q_L :

$$\frac{D\Gamma}{Dt} = \frac{d\Gamma}{d\pi} \frac{D\pi}{Dt} = \frac{d\Gamma}{d\pi} \left(\frac{d\pi}{dt} \frac{DT}{Dt} + u_r \frac{\partial \pi}{\partial r} \right) = -\frac{d\Gamma}{d\pi} \left(\gamma \frac{DT}{Dt} + u_r \right) \quad (2.37)$$

En remplaçant chaque terme par le développement donné dans le tableau 2.1, on obtient alors les nouvelles équations de la convection :

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (2.38)$$

$$-\nabla P + \nabla \cdot [\eta(\nabla \vec{u} + \nabla^T \vec{u})] + RaT \vec{e}_r - Rb_{ph} \Gamma_{ph} \vec{e}_r = 0 \quad (2.39)$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} T \right) \left(1 + Di \frac{P_{ph}^2 \rho \alpha \Delta T}{\delta \rho_{ph}} \frac{d\Gamma}{d\pi} \right) + Di u_r T \left(1 + P_{ph} \frac{d\Gamma}{d\pi} \right) - \nabla^2 T = H_{TOT} \quad (2.40)$$

où \vec{e}_r est le vecteur unité, u_r la vitesse radiale et H_{TOT} représente toutes les sources de chaleur incluant la production de chaleur Q due aux éléments radioactifs que l'on verra dans la suite et la chaleur due à la dissipation visqueuse ϕ . η est la viscosité dépendante de la température et la profondeur, détaillée dans la section 2.3.1.6.

Dans l'équation de conservation du moment 2.39 on retrouve (de gauche à droite) le gradient de pression, le terme lié au taux de déformation $\vec{\tau}$ et les deux termes découlant de l'anomalie de densité $\delta\rho$.

Dans l'équation de conservation de l'énergie 2.40 on retrouve le terme de la chaleur latente qui est facteur de la dérivée temporelle de la température, puis le terme de pression et de chaleur latente qui sont facteur de la vitesse radiale, le terme de l'équation de la chaleur, et enfin le terme à droite regroupe les sources radioactives et la fonction de dissipation.

2.3 Etude numérique

2.3.1 CITCOM2D

Pour résoudre les équations de la convection, le code de simulation CITCOM2D a été utilisé. Ce code programmé en language C, a été modifié afin de prendre en compte le refroidissement du noyau que l'on détaillera à la partie 2.3.1.4. On introduira, d'autre part, dans cette section, tous les paramètres variables ainsi que fixes pris en compte dans les simulations.

2.3.1.1 Description du code

Le code de simulation **CITCOM** (California Institute of Technology to calculate **C**Oncvection in the **M**antle) a été développé par Moresi and Solomatov [1995] (Moresi and Solomatov [1995], Roberts and Zhong [2004]). Il s'agit d'un modèle aux éléments finis, qui permet d'étudier la convection mantellique pour de forts contrastes de viscosité. C'est un code en deux dimensions, en coordonnées sphériques axisymétriques. Sur le schéma à la figure 2.3, P1 et P2 indiquent la position des pôles de la planète, et E son équateur. La grille de point (r, θ) la plus utilisée sera 65x128, largement suffisante pour obtenir des résultats avec une bonne précision. Le temps de calcul pour une grille plus fine est beaucoup trop important, et après quelques essais ne montrera pas de différences majeures dans les résultats qu'avec la grille précédente. De plus, il est possible de définir dans le code, plusieurs couches avec un nombre de points que l'on définit, afin d'affiner les parties du modèle de notre

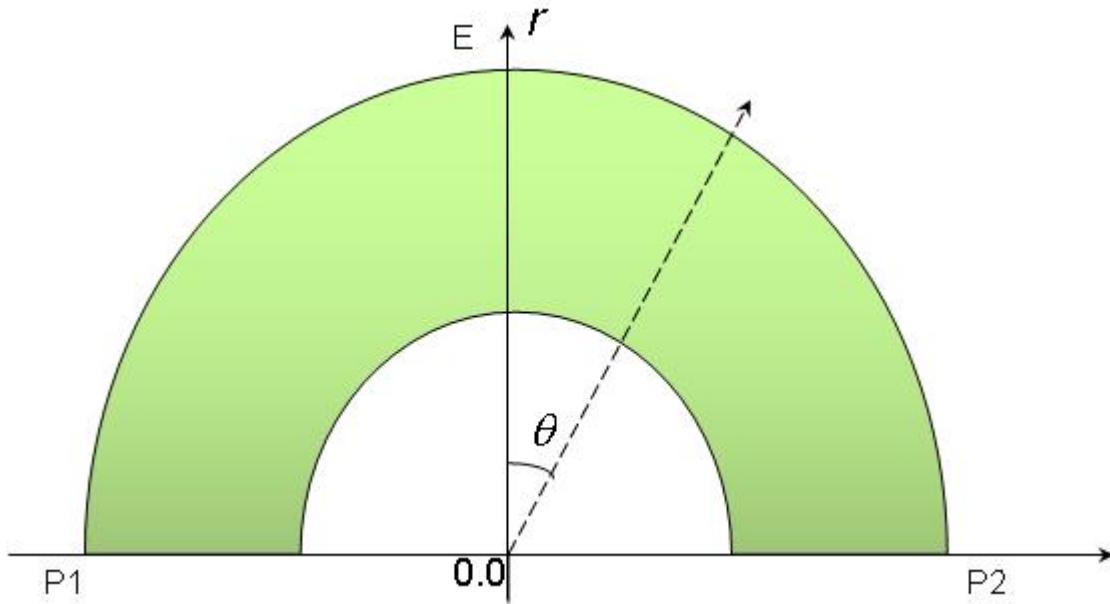


FIGURE 2.3 – Représentation schématique de l'hémisphère planétaire étudié avec le code CITCOM, en coordonnées sphériques axisymétriques (r, θ). E représente l'équateur et $P1$ et $P2$ les deux pôles de la planète. Le code numérique considère uniquement le manteau de la planète (partie colorée en vert sur la figure) pour les simulations.

choix. Le code résout les équations de la convection sans dimensions (eq. 2.38, 2.39 et 2.40). On renvoit à l'article de Moresi and Solomatov [1995] pour le détail de la méthode de calcul numérique.

Les conditions aux frontières sont “free-slip” (surface libre à la surface et la base du modèle), le gradient de vitesse est nul aux bords, et enfin la température est fixe à la surface, mais varie à la base du manteau (cf. partie 2.3.1.4).

2.3.1.2 Outils

Le code de simulation CITCOM est programmé en langage C. Le pas de temps est dit “adaptatif”, il est différent à chaque itération. Le code a été installé sur le serveur Hyperion de l’équipe surfaces du CESR. Ce serveur fonctionne avec CentOS 5, version 5.2, sous Linux, équipé d’un processeur bi-pro Intel Xeon 4 coeurs. Le supercalculateur du CICT (Centre Interuniversitaire de Calcul de Toulouse), a pu aussi faire tourner CITCOM mais sur 500 heures seulement. Cette version 2D du code CITCOM n’étant pas parallélisée, l’intérêt d’utiliser des serveurs avec un grand nombre de processeurs est faible.

Description d'un simulation basique : Tout d'abord, dans la console connectée au serveur Hyperion, on compile le code avec la commande :

$$make citcom.x \quad (2.41)$$

puis on doit préciser les variables d'entrées dans le fichier "input", dont le répertoire qui contiendra les fichiers de sortie. On exécute ensuite le code avec la commande suivante :

$$./citcom.x input \quad (2.42)$$

ou bien, si l'on désire l'exécuter en tâche de fond (car les simulations peuvent être très longues) :

$$nohup ./citcom.x input & \quad (2.43)$$

En sortie, le code numérique fournit plusieurs fichiers output dans le répertoire défini précédemment : (a) les coordonnées r et θ dans le fichier "coord.0" ; (b) la température et les vitesses dans le fichier "temp_comp.*" ; (c) le contraste de viscosité, la température radiale, le flux de chaleur à la surface ainsi qu'à la base sont donnés dans le fichier "topo_hf.*" ; (d) la position des transitions de phase lorsqu'il y en a est écrite dans le fichier "fas.*". Le suffixe de chacun de ces fichiers correspond à l'itération. Toutes les valeurs données dans ces fichiers sont sans dimension. J'ai également créé d'autres fichiers de sorties tels que "time.*" qui écrit le temps de la simulation (sans dimension), et sa valeur en milliards d'années, ce qui permet de suivre l'évolution de la simulation plus facilement. Les temps de simulation sont parfois très longs, pouvant varier de quelques heures à quelques jours ; il est donc inutile de laisser tourner le code jusqu'à des temps surréalistes (supérieurs à 5 milliards d'années). Le fichier "Qfile.*" m'a permis de vérifier que la décroissance des éléments radioactifs s'effectuait correctement. J'ai ensuite élaboré mon propre projet IDL² pour traiter et visualiser les données de sortie.

2.3.1.3 Perturbation initiale

Pour démarrer la convection dans la simulation, on applique une perturbation au profil de température initial de la forme suivante :

$$mag \times \sin\left(\frac{(r - r_c)\pi}{r_0 - r_c}\right) P_{lm}(\cos\theta) \quad (2.44)$$

avec mag l'amplitude de la perturbation, r_c et r_0 respectivement le rayon du noyau et celui de la planète. l définit la forme de la perturbation, m le degré de l'harmonique sphérique et P_{lm} le polynôme de Legendre associé (cf. annexe B.3).

Le profil de température initial, avant la perturbation, est défini par la température à la base du manteau, la température à sa surface et une température pour tout le reste du manteau. Un profil initial de température est illustré à la figure 2.4

2. IDL pour "Interactive Data Language" est un langage de programmation performant pour la visualisation de données (<http://www.ittvis.com/ProductServices/IDL.aspx>)

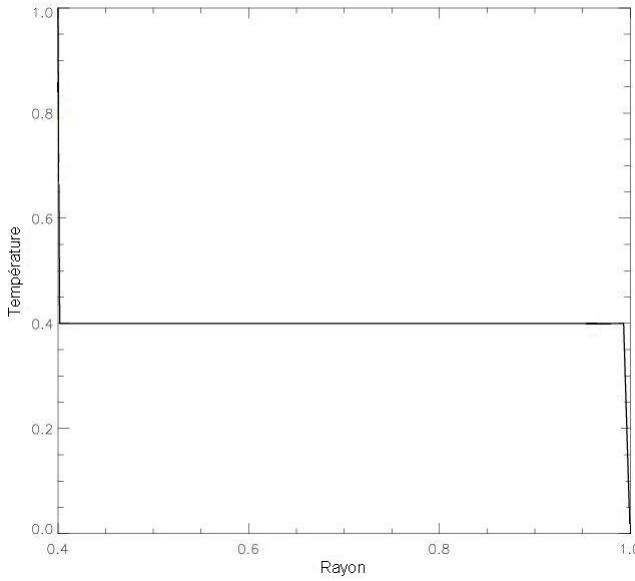


FIGURE 2.4 – Profil de température initial dans le manteau, pour un noyau de rayon (sans dimension) 0.4, et une température initiale choisie à 0.4 (sans dimension également).

pour une température initiale sans dimension de 0.4. Le rayon est aussi donné sans dimension et est compris entre le rayon du noyau 0.4 et le rayon total de la planète 1.0.

2.3.1.4 Refroidissement du noyau

Comme nous l'avons vu à la partie 1.2.2.1, la composition du noyau est encore assez mal connue. Cependant, si le noyau de Mars contient une source de chaleur radioactive conséquente, alors la convection du noyau nécessaire au maintien d'une dynamo est générée par le refroidissement séculaire d'un noyau entièrement ou partiellement liquide. Soit l'énergie provenant du manteau égale à :

$$\frac{dE}{dt} = \rho_m C_m V_m \varepsilon_m \frac{dT_a}{dt} \quad (2.45)$$

avec ρ_m la densité moyenne du manteau, C_m la chaleur spécifique du manteau, V_m le volume et ε_m le rapport entre la température moyenne du manteau et T_a (température adiabatique), on peut alors établir le bilan d'énergie entre la chaleur qui s'évacue du noyau et celle qui provient de la convection ou advection du manteau, selon Stevenson et al. [1983], en prenant l'hypothèse d'un noyau initialement très chaud et liquide :

$$\rho_m C_m V_m \varepsilon_m \frac{dT_a}{dt} = -A_m q_m + A_c q_c + V_m Q_m \quad (2.46)$$

où A_m est l'aire du manteau, q_m son flux de chaleur et Q_m est la production de

chaleur du manteau (liée aux sources radiogéniques). A_c , q_c sont les valeurs correspondant au noyau. T_{cm} est la température à la base du manteau.

$$q_c = k\Delta T_{cm} = k \frac{dT_{cm}}{dr} \quad (2.47)$$

Appliqué au niveau de la limite entre le noyau et le manteau, on obtient :

$$\rho_c C_c V_c \varepsilon_c \frac{dT_{cm}}{dt} + (L_c + E_G) \frac{dm}{dt} = -A_c q_c + V_c Q_c \quad (2.48)$$

où

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi R_i^2 \rho_c \frac{dR_i}{dt} = A_i \rho_c \frac{dR_i}{dT_{cm}} \cdot \frac{dT_{cm}}{dt} \quad (2.49)$$

Le terme $(L_c + E_G) \frac{dm}{dt}$ intervient dans l'équation lorsque l'on considère un noyau partiellement liquide. Une augmentation de la masse du noyau interne de δm en un temps δt libère une quantité d'énergie $(L_c + E_G) \frac{dm}{dt}$, avec L_c la chaleur latente de la solidification et E_G énergie de gravité libérée, par unité de masse du matériel du noyau interne (Stevenson et al. [1983]). Cependant, dans le cas de Mars, on suppose un noyau entièrement liquide et $R_i = 0$, d'où

$$(L_c + E_G) \frac{dm}{dt} = 0 \quad (2.50)$$

On néglige maintenant les sources radioactives du noyau devant celles du manteau : $V_c Q_c \approx 0$

Et on obtient donc l'égalité suivante :

$$\rho_c C_c V_c \varepsilon_c \frac{dT_{cm}}{dt} = -A_c k \frac{dT_{cm}}{dr} \quad (2.51)$$

Or $\begin{cases} A_c = 4\pi R_c^2 \\ V_c = 4\pi R_c^3/3 \end{cases}$

Enfin, on a :

$$\frac{dT_{cm}}{dt} = -\frac{3k}{R_c \rho_c C_c \varepsilon_c} \cdot \frac{dT_{cm}}{dr} \quad (2.52)$$

C'est cette décroissance de la température à l'interface entre le noyau et le manteau que l'on introduit dans le code numérique CITCOM, à la place d'une température fixe à la base. Cette équation représente le rapport entre la chaleur qui s'évacue du noyau, et celle qui provient de l'advection ou convection du manteau. De cette manière, on impose un refroidissement du noyau. Cette méthode a, entre autres, été reprise par Schubert and Spohn [1990] et Breuer and Spohn [2003]. Cependant, lorsqu'il y a convection thermique dans le noyau, le flux de chaleur à l'interface noyau-manteau (et donc la température à la base) peut varier spatialement à chaque pas de temps. Néanmoins, dans la première approche que nous proposons, ces variations latérales de température ne seront pas prises en compte et nous ne considérerons que la dynamique du manteau, avec une température qui décroît au cours du temps mais qui est la même sur toute l'interface noyau-manteau à chacun des pas de temps.

2.3.1.5 Décroissance radioactive

Isotope	H [W kg ⁻¹]	$t_{1/2}$ [a]
^{238}U	9.46×10^{-5}	4.47×10^9
^{235}U	5.69×10^{-4}	7.04×10^8
U	9.81×10^{-5}	
^{232}Th	2.64×10^{-5}	1.40×10^{10}
^{40}K	2.92×10^{-5}	1.25×10^9
K	3.48×10^{-9}	

TABLE 2.2 – Production de chaleur H et temps de demi-vie $t_{1/2}$ des isotopes radioactifs principaux de l'intérieur de la Terre, d'après Schubert et al. 2001. Les valeurs de la production de chaleur sont basées sur la concentration moyenne actuelle en éléments radioactifs du manteau terrestre.

La source d'énergie principale de la planète est la chaleur produite par la décroissance radioactive des isotopes de l'Uranium ^{235}U et ^{238}U , l'isotope du Thorium ^{232}Th et l'isotope du Potassium ^{40}K , et le refroidissement séculaire de la planète. Il faut donc connaître la concentration de ces éléments radioactifs dans le manteau Martien. Les estimations de l'abondance de ces éléments sont établies à partir de l'analyse des météorites SNC (cf. partie 1.2.3) et varient donc significativement selon les différents types de roches. Dans le tableau 2.2 on retrouve la production de chaleur H ainsi que le temps de demi-vie $t_{1/2}$ en années des isotopes radioactifs. La production de chaleur donnée dans le tableau est basée sur la concentration moyenne en ces éléments radioactifs dans le manteau actuel de la Terre, d'après Schubert et al. 2001, mais peut s'appliquer plus généralement aux planètes telluriques dont Mars.

Loddoch and Hansen [2008] ont comparé le taux de production de chaleur pour plusieurs modèles différents supposés représentatifs pour le manteau Martien. Ces modèles sont étudiés dans les publications de Nimmo and Stevenson 2000, Hauck and Phillips 2002, Breuer and Spohn 2003 et sont illustrés à la figure 2.5. Celui choisi dans l'étude de Loddoch and Hansen [2008] est indiqué sur la figure en noir (ligne solide).

À cause des incertitudes sur les compositions exactes en éléments radiogéniques, on pourra approximer la décroissance radioactive de ces éléments à une seule fonction exponentielle simplifiée :

$$Q(t) = Q_0 \exp(-\lambda t) \quad (2.53)$$

avec Q_0 la production de chaleur initiale et λ la constante de décroissance moyenne des éléments radioactifs. Le lien entre le temps de demi-vie $t_{1/2}$ et la constante λ se fait par : $t_{1/2} = \ln 2 / \lambda$. Les valeurs choisies, selon Loddoch and Hansen [2008] sont les suivantes :

$$Q_0 = 8.3 \times 10^{-8} \text{ W.m}^{-3} \quad \text{et} \quad \lambda = 3.97 \times 10^{-10} \text{ a}^{-1} \quad (2.54)$$

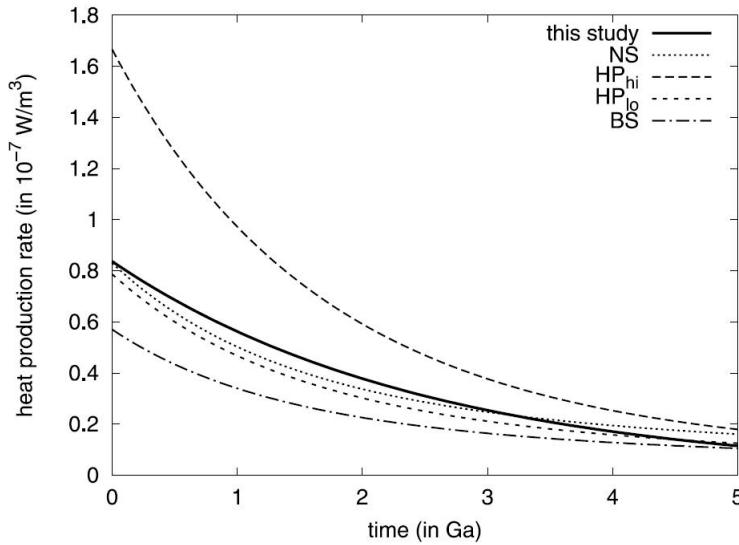


FIGURE 2.5 – Comparaison des taux de production de chaleur (décroissance radioactive) utilisés dans les différents modèles d'évolution thermique par Breuer and Spohn 2003 (BS), Hauck and Phillips 2002 (HP), Nimmo and Stevenson 2000 (NS). Un modèle simplifié à une seule composante est ajoutée (“this study”) qui correspond à l'étude de Loddoch and Hansen [2008].

2.3.1.6 Viscosité variable

La viscosité du manteau Martien est connue pour dépendre fortement de la température, comme celle du manteau terrestre, ce qui affecte grandement le mode de convection (Tackley [1996]). De plus, l'addition d'une dépendance de la viscosité avec la profondeur, une stratification de la viscosité, influence également le mode de convection, dans une moindre importance que la dépendance en température, mais néanmoins réduit le nombre de structures convectives et permet d'obtenir un faible degré de convection (Yoshida and Kageyama [2006]). Enfin, si l'on se base sur le fait que Mars est une planète avec une seule plaque tectonique et une épaisse lithosphère, bien plus visqueuse que l'asthénosphère et le reste du manteau, on obtient une convection de type “stagnant lid”. Cela signifie que l'on a une couche très visqueuse et donc conductive dans la partie la plus supérieure du manteau (figure 2.6). Ce type de convection est supposé avoir opéré une grande partie de l'histoire de Mars d'après les études de Grasset and Parmentier [1998], Reese et al. [1998, 1999]. Pour réunir tous ces éléments, la viscosité sera alors choisie dépendante de la température et de la profondeur, avec un fort contraste entre la base et la partie supérieure du manteau afin d'obtenir le “stagnant lid”. La formule sans dimensions utilisée pour stratifier le manteau en viscosité est la suivante [Davaille and Jaupart, 1994] :

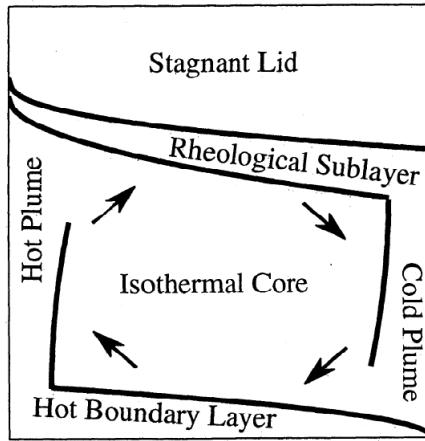


FIGURE 2.6 – Schéma d'une convection de type “stagnant lid” pour un fluide chauffé par le bas et avec une viscosité dépendant fortement de la température [Reese et al., 1998]. A gauche on a un panache chaud montant, et donc à droite un panache froid descendant. La couche conductive dite “Stagnant Lid” se forme en haut du manteau.

$$\eta_1^* = \eta_0^* \exp \left[\frac{E^* + Z^*(r_0^* - r^*)}{T^* + T_s} - \frac{E^* + Z^*(r_0^* - r_c^*)}{1 + T_s} \right] \quad (2.55)$$

avec E l'énergie d'activation de la déformation visqueuse et Z le volume d'activation de la déformation visqueuse que l'on retrouve par :

$$E^* = \frac{1}{R\Delta T} E \quad \text{et} \quad Z^* = \frac{\rho g r_0}{R\Delta T} Z \quad (2.56)$$

où R est la constante des gaz parfaits égale à 8.314 S.I. De plus, on a :

$$T_s = \frac{T_0}{T_{cmb} - T_0} \quad (2.57)$$

Quand le contraste de viscosité entre la limite noyau-manteau (η_1) et la surface (η_0) est suffisamment grand, on obtient une épaisse couche conductive au haut du modèle. Suivant les cas étudiés, on pourra aussi insérer un saut de viscosité dans le manteau. En effet, de précédentes études ont démontré que la stratification en viscosité diminuait le nombre de cellules convectives et favorisait la formation de grandes structures (panaches) dans le manteau terrestre (Zhang and Yuen [1995], Bunge et al. [1996]). Plus récemment, Zhong and Zuber [2001], Roberts and Zhong [2006] ont montré qu'un contraste de viscosité très prononcé entre le manteau supérieur et le manteau inférieur de Mars pouvait produire une structure de degré 1, pour un contraste de viscosité suffisamment important. Sur la figure 2.7, deux profils de viscosité dépendant de la température et la profondeur sont tracés pour un noyau de 1360 km de rayon. Pour un de ces profils, un saut de viscosité d'un facteur de 25, suffisamment prononcé pour entraîner la formation de structure de degré 1 (Roberts and Zhong [2006]), est inséré dans le modèle, à la même profondeur que la transition exothermique olivine-spinelle.

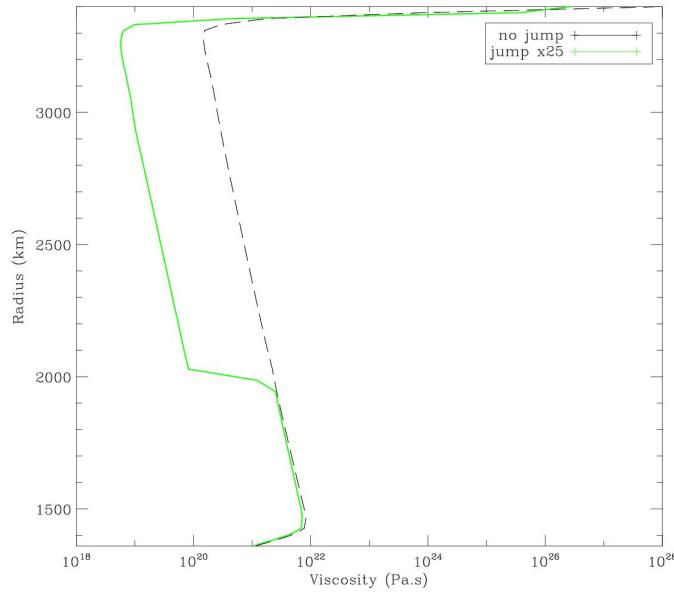


FIGURE 2.7 – Profils de viscosité avec un saut de viscosité d’un facteur 25 (en vert) et sans saut (en pointillés noirs). Pour ce tracé, le rayon du noyau est de 1360 km, et le contraste de viscosité est très élevé pour obtenir le “stagnant lid”.

2.3.2 Outils supplémentaires pour la résolution

Le code numérique CITCOM2D permet de résoudre, entre autres, la température et la vitesse de manteau de la planète. À partir de ces deux données de sorties, les calculs de l’évolution du degré de convection ou encore du volcanisme peuvent être effectués. Ces outils complémentaires, utilisés dans l’analyse de différents modèles du chapitre 3, sont explicités dans cette partie.

2.3.2.1 Le degré de convection

À partir de la fonction de courant (partie 2.1.2.1), on peut définir le degré de convection, c'est-à-dire le nombre de cellules convectives. Pour ce faire, je propose une méthode de calcul différente des études précédentes. Au lieu de calculer le degré de convection à partir de la décomposition en harmoniques sphériques du champ de température, je propose une méthode plus simple à mon sens (avec des calculs moins lourds) qui se base sur la fonction de courant. La fonction de courant d'une cellule convective est de signe opposé à celle adjacente, puisque lorsqu'un courant chaud est porté de la base vers la surface, un courant froid et transporté dans la direction opposée. La méthode consiste à compter le nombre de fois où la fonction de courant change de signe pour un rayon donné. La méthode est représentée très schématiquement à la figure 2.8. On y voit clairement des cellules de convection, et l'échelle de couleur indique que les cellules en bleu ont une fonction de courant de

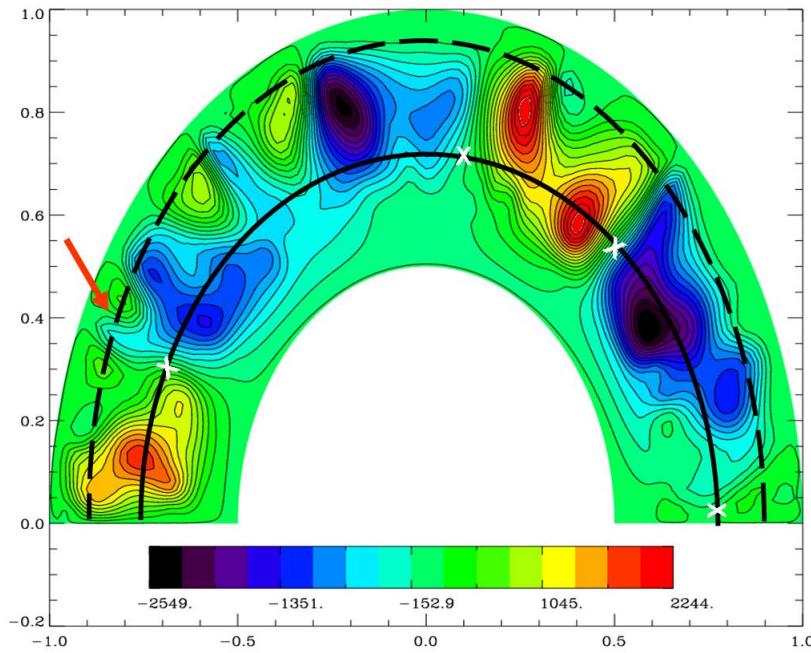


FIGURE 2.8 – Méthode de calcul du degré de convection par comptage de cellules convectives, représentée schématiquement à partir de la fonction de courant.

signe négatif tandis que les cellules plutôt rouges de signe positif. Lorsque pour un rayon donné on “traverse” virtuellement les cellules, chaque changement de signe est relevé (indiqué par des croix blanches sur la courbe noire). Mais selon les rayons, le signe de la fonction de courant peut changer légèrement sans qu'il indique pour autant la présence d'une nouvelle cellule convective, comme l'indique la flèche rouge sur le schéma et la courbe en pointillé. Il faut donc établir un critère de sélection pour définir si l'on a bien relevé une cellule. On fait un premier comptage, puis entre chaque changement de signe on relève la valeur maximale de la fonction de courant, et si cette valeur est au moins supérieure au tiers de la valeur maximale de la fonction de courant de tout le manteau, alors on peut considérer qu'elle est bien le centre d'une cellule de convection.

2.3.2.2 Les zones de fusion

Bien que dans certains des cas qui seront étudiés, des panaches chauds ascendants peuvent se former, cela ne signifie pas automatiquement qu'il y a du volcanisme. En effet, pour cela il faut que la température du manteau dépasse la température de fusion définie par le solidus. Sur la figure 2.9 sont tracés les profils de solidus T_{sol} et liquidus T_{liq} pour une péridotite sèche, définie par Takahashi [1990] comme :

$$T_{sol} = 1409. + 134.2P - 6.581P^2 + 0.1054P^3 \quad (2.58)$$

$$T_{liq} = 2035. + 57.46P - 3.487P^2 + 0.0769P^3 \quad (2.59)$$

avec la température en Kelvins et la pression P en GPa. Lorsque le profil de température du manteau est supérieur à la courbe du solidus (noire), le manteau est dit en fusion. Bien que cela soit peu probable, dans les simulations numériques avec CITCOM, la température du manteau peut dépasser le liquidus. Dans ces cas-là, lors des calculs concernant la génération de fusion, une condition peut être ajoutée : lorsque la température T du manteau dépasse le liquidus, alors cette température T est égale à T_{liq} .

Pour évaluer l'évolution de la concentration moyenne de fusion au cours du temps, pour chacun des modèles, on peut calculer numériquement :

$$m_a = \frac{1}{S_a} \int_{S_a} \frac{T(r) - T_{sol}}{T_{liq} - T_{sol}} dS \quad (2.60)$$

où S_a est la surface de la zone de fusion, et $T(r)$ le profil de température (Breuer and Spohn [2005]). Cela permet de voir l'intensité de la fusion, et son évolution temporelle. De plus, on peut aussi déterminer le volume du manteau qui participe à la fusion en calculant le pourcentage des zones de fusion sur le volume total du manteau.

Les périclases, principalement constituées d'olivine et de pyroxène, sont des roches platoniques qui constituent la majeure partie du manteau terrestre, et l'on suppose également, du manteau Martien (Sohl and Spohn [1997]). La plupart des études sur la fusion partielle du manteau Martien se basent sur une périclasite sèche, même pour les modèles qui considèrent une rhéologie humide (Breuer and Spohn [2005]). En effet, de petites quantités d'eau dans le manteau peuvent altérer la viscosité mais pas la température de fusion. Néanmoins, considérer une quantité plus importante d'eau dans le manteau abaisserait la température de fusion. De plus, si l'on considère un manteau Martien plus riche en fer que celui de la Terre, le choix du solidus d'une périclasite sèche est largement discutable, de même que le profil du solidus à haute pression (grande profondeur) (Herzberg et al. [2000], Hirschmann [2000], Hauck and Phillips [2002]).

2.4 Etude préliminaire

Avant d'inclure dans les modèles, tous les paramètres évoqués précédemment, il faut d'abord comprendre l'influence de chacun sur la convection. C'est pourquoi dans cette partie nous étudierons le comportement du fluide en fonction du contraste de viscosité imposé, et de la présence de transitions de phase, de façon indépendante. L'effet du refroidissement du noyau a été explicité dans la partie précédente.

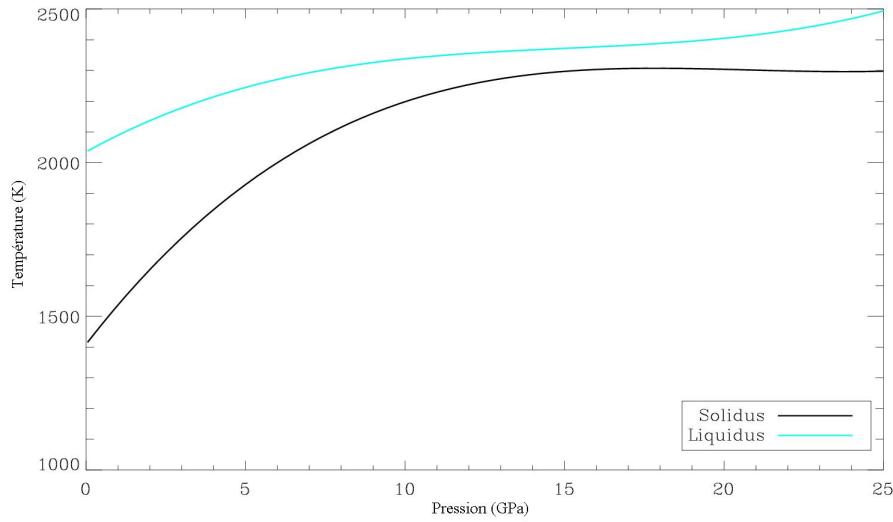


FIGURE 2.9 – Profils du solidus et liquidus d’une péridotite sèche. La température est en Kelvins et la pression en GPa.

Paramètres	Valeurs
Rayon du noyau	1700 km
Température de surface	220 K
Température à la base du manteau	2000 K
Source interne de chaleur (éléments radioactifs)	$1.7 \cdot 10^{-8} \text{ W.m}^{-3}$
Nombre de Rayleigh	10^7
Viscosité à la base du manteau	$2.73 \cdot 10^{21} \text{ Pa.s}$
Energie d’activation E	150 kJ.mol^{-1}
Volume d’activation Z	$3.0 \text{ cm}^3.\text{mol}^{-1}$

TABLE 2.3 – Paramètres fixes pour les modèles à viscosité dépendante de la température et la profondeur.

2.4.1 Contraste de viscosité

La première analyse proposée dans cette partie est celle de l’influence d’une viscosité dépendante de la température et de la profondeur, selon différents contrastes de viscosité, sur le mode de convection dans le manteau martien. Pour cela, on choisit arbitrairement un noyau de 1700 km, et on n’inclut pas son refroidissement, c’est-à-dire que la température à la base du manteau est fixe et égale à 2000 K dans notre cas. Aucune transition de phase n’est inclut dans ces modèles, la source de chaleur liée aux éléments radioactifs est prise comme constante (pas de décroissance radioactive) et il n’y a pas de saut de viscosité dans le manteau, tout cela afin de mieux isoler le comportement de la convection selon le contreaste de viscosité uniquement. Les autres paramètres fixes importants sont résumés en table 2.3. Pour imposer un

contraste de viscosité précis on impose une limite maximale au contraste de viscosité. Au-delà de cette limite, le contraste de viscosité sera égal à la valeur maximale imposée.

On compare alors l'évolution de la convection pour plusieurs contrastes de viscosité $\Delta\eta$ différents : $10, 10^2, 10^3, 10^5, 10^8, 10^{12}$. Les résultats montrent bien une différence en fonction de l'intensité du contraste, et font ressortir les trois “régimes” principaux de convection déjà étudiés par Moresi and Solomatov [1995], Solomatov [1995], Yoshida and Kageyama [2006], Stemmer et al. [2006]. Les trois régimes sont les suivants :

- $\Delta\eta < 10 - 10^2$: Comme on peut le constater à la figure 2.10 *a.* et *b.*, la convection s'opère globalement dans le manteau. La partie supérieur froide du manteau est entièrement mobile et participe aux mouvements de convection, et quelques panaches chauds montants se forment. C'est le régime convectif (la globalité du manteau convecte).

- $10 - 10^2 < \Delta\eta < 10^4 - 10^5$: Lorsque le contraste de viscosité augmente, le fluide froid à la limite supérieure du manteau devient de plus en plus visqueux et participe de moins en moins à la convection (cf. figure 2.10 *c.* et *d.*). Une couche moins mobile commence à se développer dans la partie supérieure du manteau, c'est un régime de transition.

- $\Delta\eta > 10^4 - 10^5$: À de plus forts contrastes, la couche supérieure trop visqueuse ne participe plus à la convection et forme une sorte de couvercle immobile, visible sur la figure 2.10 *e.* et *f.*, c'est le régime de “stagnant lid”. Dessous cette couche, un nombre plus important de panaches chauds montants se forment. Les profils de température radiaux à la figure 2.11, montrent également que la partie supérieure du manteau devient de plus en plus conductive, la couche rigide de plus en plus épaisse, lorsque le contraste de viscosité augmente.

Cette première analyse permet de confirmer le fait qu'il faudra choisir des contrastes de viscosité très élevé, supérieur à $10^4 - 10^5$, dans les modèles, pour obtenir la couche supérieure appelée “stagnant lid”, supposée présente dans l'intérieur de Mars.

2.4.2 Transitions de phase

Le rôle des transitions de phase dans le manteau, évoquées dans la partie 1.2.3, a été étudié pour le cas de la Terre par Schubert et al. [1975]. Selon la nature endothermique ou exothermique du changement de phase, autrement dit le signe de la pente de Clapeyron, le passage d'un courant de convection sera freiné ou au contraire facilité par la transition de phase. La phase olivine-spinelle est dite exothermique, car de la chaleur est libérée lorsque la phase peu dense de l'olivine se transforme en une phase spinelle plus dense. Au contraire, la phase spinelle-perovskite est endothermique car de la chaleur doit être ajoutée (chaleur absorbée) pour effectuer la

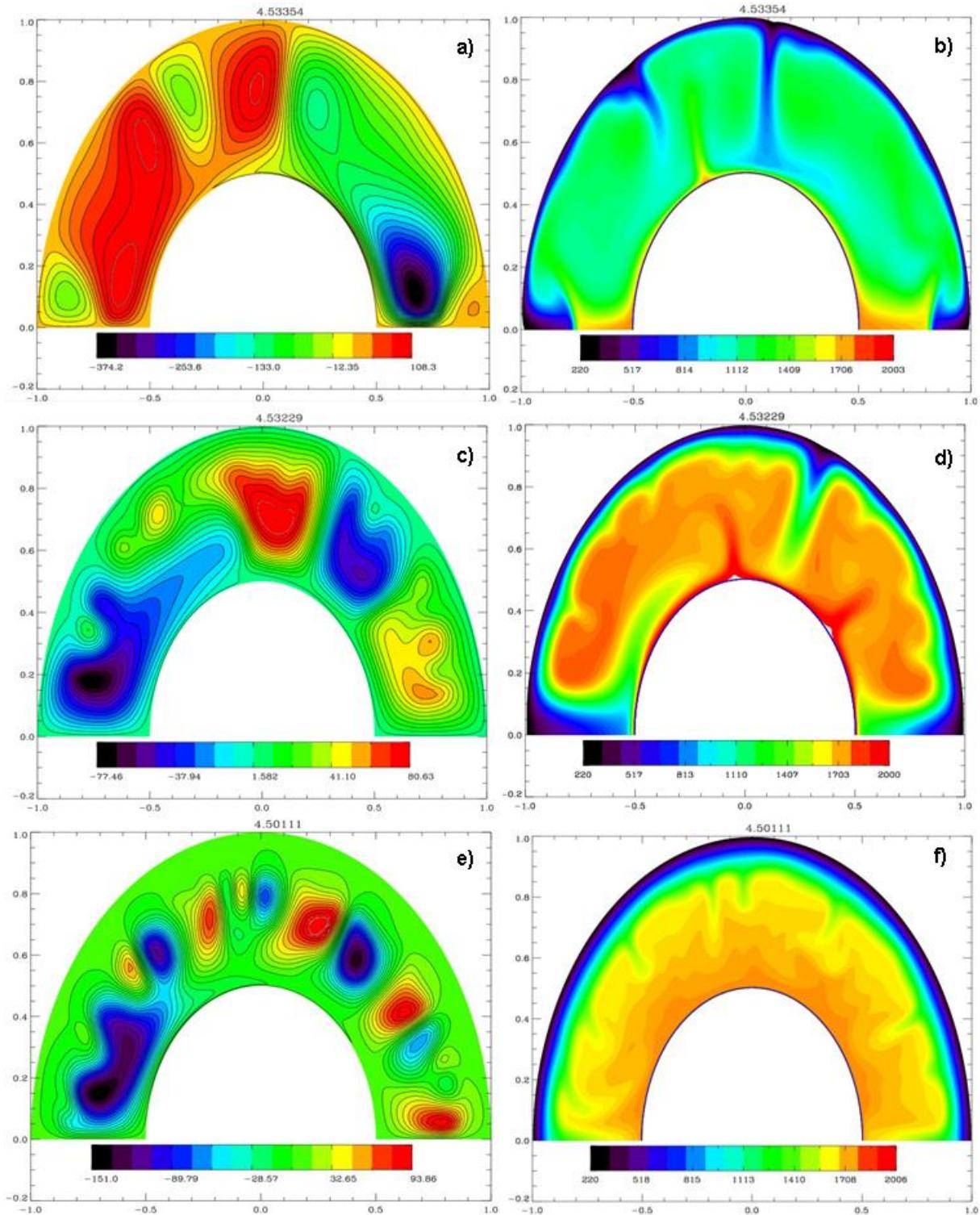


FIGURE 2.10 – Fonction de courant sans dimension (à gauche) et profil de température en Kelvins (à droite) dans le manteau Martien, à environ 4.5 milliard d'années. Les figures *a.* et *b.* concernent un cas où le contraste de viscosité est de seulement un facteur 10, *c.* et *d.* pour un régime de transition avec un contraste de viscosité de 10^3 et enfin, *e.* et *f.* représentent le cas où le contraste de viscosité est de l'ordre de 10^8 . Le rayon est sans dimension.

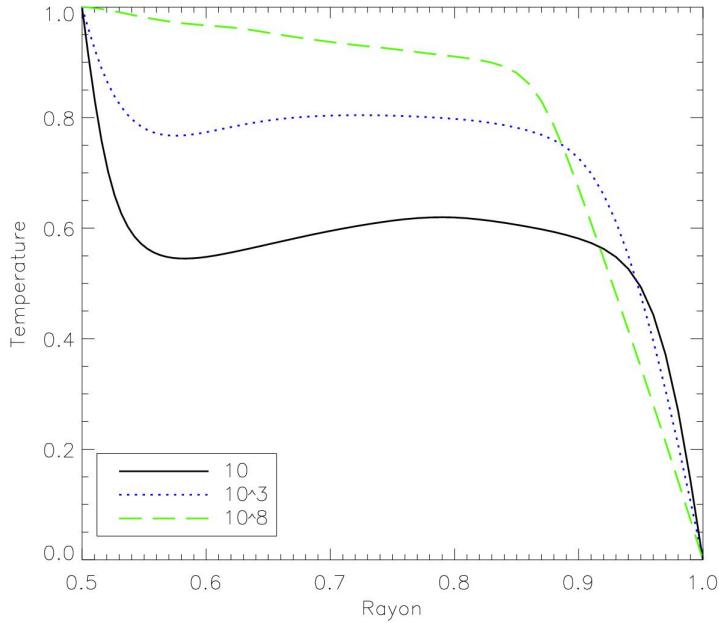


FIGURE 2.11 – Profils de température radiaux correspondant aux trois cas illustrés à la figure 2.10, pour un contraste de viscosité de l'ordre de 10 (courbe noire), de l'ordre de 10^3 (courbe bleue en pointillés) et de l'ordre de 10^8 (courbe verte en tirets). La partie supérieure du manteau conductive (car très visqueuse) est de plus en plus épaisse au fur et à mesure que le contraste de viscosité augmente.

transformation de la spinelle en une autre phase plus dense de perovskite. Les implications des transitions de phase pour la convection sont donc d'une part thermique avec la libération ou l'absorption de chaleur latente, et d'autre part dynamique, en raison de leur déplacement sous l'effet de la force d'Archimède. La figure 2.12 (Schubert et al. [1975], Machetel and Weber [1991],) montre la mise en couche des courants de convection. Avec un changement de phase dont la pente de Clapeyron est nulle ce qui revient d'un point de vue mécanique à une absence de changement de phase, les courants de convection traversent indifféremment la transition (courbe en noir sur la figure). Dans le cas d'un courant de convection descendant, qui correspond à une anomalie thermique plus froide que le milieu environnant, et d'un changement de phase endothermique (courbe en rouge sur la figure), la pression nécessaire pour pouvoir atteindre les conditions physiques qui permettent de changer de phase augmente (la pente de Clapeyron est en effet négative). Du fait de ce "retard" d'un changement de phase qui ne peut se produire qu'à plus grande profondeur, il se crée une anomalie de densité légère au niveau de la discontinuité endothermique qui tend à s'opposer au passage du courant de convection. La circulation de la convection est ralentie voir même bloquée pour $\gamma \ll 0$. Dans le cas d'une pente de Clapeyron positive, la pression nécessaire au changement de phase exothermique est plus faible et il se crée une anomalie de densité qui déforme la transition vers le haut, ce qui tend à favoriser le passage du courant de convection. Cette partie de la figure caractérise les effets dynamiques des transitions de phase. Les effets thermiques sont explicités dans

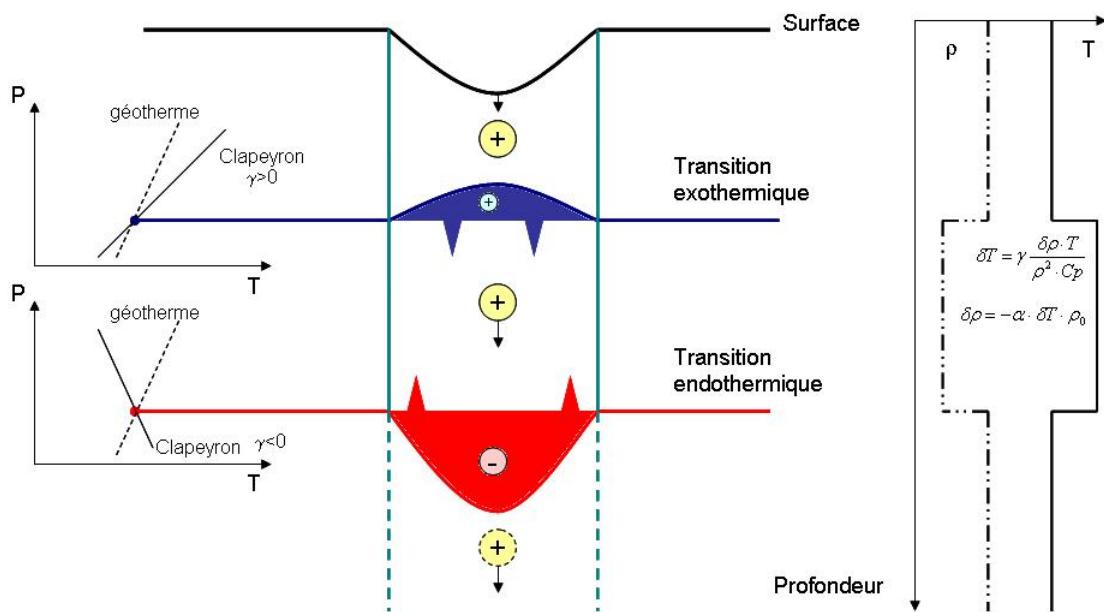


FIGURE 2.12 – Mise en couche des courants de convection dans le cas d'un courant froid descendant, selon la nature des transitions de phase. Le géotherme est le gradient de température ambiant, et γ représente la pente de Clapeyron, dans le diagramme pression (P) - température (T), qui est de signe positif pour une transition de phase exothermique et négatif pour une transition endothermique. Dans la partie droite de la figure, les profils de densité (en pointillés) et de température (ligne solide) sont représentés en fonction de la profondeur.

la partie droite de la figure, où les profils de température et de densité sont tracés en fonction de la profondeur. Pour une transition exothermique, l'écart de température δT positif (car $\gamma > 0$) au niveau de la transition entraîne un écart de densité $\delta\rho$ dans le sens opposé. Cela se traduit par une partie supérieure plus dense que la partie inférieure à la transition, le courant sera donc freiné. Inversement, au niveau de la transition de phase endothermique, l'écart de température est négatif, donc la partie supérieure du manteau est moins dense que la partie inférieure et le courant sera accéléré au passage de la transition. C'est la combinaison des effets thermiques et dynamiques qui fera que la transition favorise ou non la convection.

En général, la phase endothermique tend à inhiber la convection tandis que la (ou les) phase(s) exothermique(s) tend(ent) plutôt à la favoriser (Schubert et al. [1975]). Sur la figure 2.14, le flux de masse moyen (sans dimension) dans le manteau est tracé en fonction de la pente de Clapeyron d'une transition de phase placée à mi-hauteur dans le manteau. Le flux de masse permet d'évaluer la vigueur de la convection et sa possible stratification en plusieurs couches. Le flux de masse radial est définie par Solheim and Peltier [1993] comme le flux de masse radial à travers une surface sphérique de rayon r :

$$F_m(r, t) = \frac{\langle \rho|u_r| \rangle}{\frac{1}{r_0-r_c} \int_{r_c}^{r_0} \langle \rho|u_r| \rangle dr} \quad (2.61)$$

Solheim and Peltier [1993] ont étudié ce flux de masse radial pour comparer la propension du flux à stratifier le manteau de la Terre selon la vigueur de la convection, en présence ou non de transitions de phase. La figure 2.13 est tirée de leur publication et montre que quand il n'y a pas de transition de phase, le flux de masse radial moyen varie de la base du manteau terrestre à sa surface sans perturbations. Leur flux est normalisé de sorte que l'intégrale sur la profondeur est égale à l'unité. Il est bien évidemment nul à la base et à la surface puisque la vitesse radiale y est nulle d'après les conditions limites du modèle. En présence des deux transitions de phase dans le manteau, le profil du flux de masse est différent. À la profondeur de la phase exothermique (400 km), la courbe du flux de masse est au-dessus de celle pour le cas sans phase, puis les courbes se croisent et au niveau de la transition endothermique (670 km), la courbe est alors au-dessous de celle de l'autre cas. Ces différences s'expliquent par le fait que le caractère exothermique de la transition à 400 km accélère la convection, donc le flux de masse est plus important qu'en l'absence de cette phase ; et inversement, la transition endothermique à 670 km tendant à retenir le flot convectif, le flux de masse en est réduit. Cela indique qu'il y a une stratification du manteau, avec une partie qui convecte plus vigoureusement que l'autre. Bien que leur étude porte sur le manteau terrestre, le comportement du flux de masse d'un fluide en présence ou non de transitions de phase reste similaire pour une autre planète comme Mars par exemple.

On remarque sur la figure 2.14 que pour une pente de clapeyron très négative, entre -8 et -5 MPa.K^{-1} , le flux de masse est différent entre les parties inférieures et

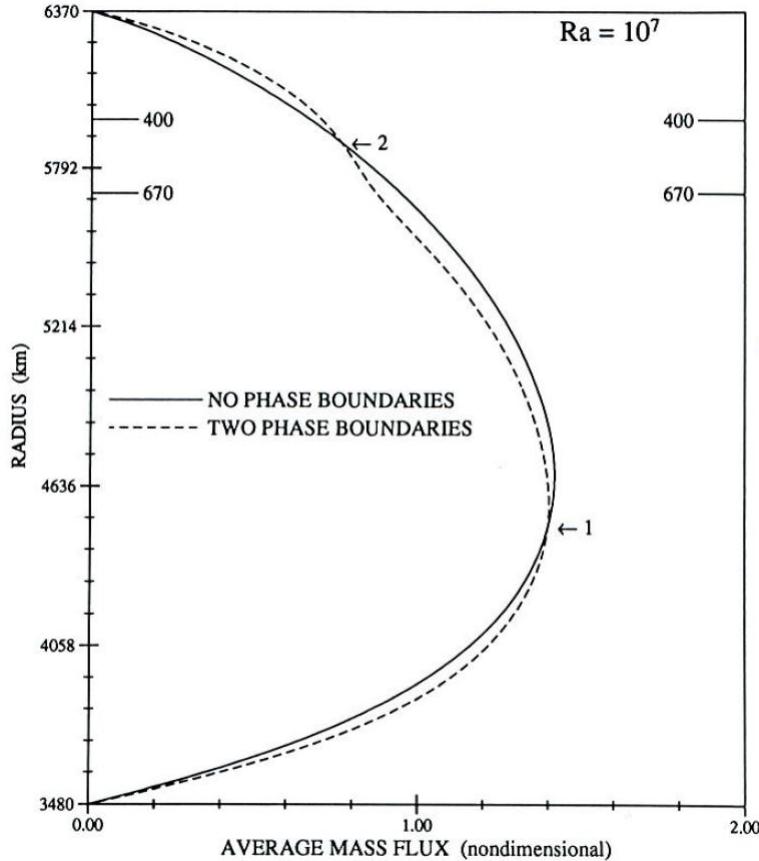


FIGURE 2.13 – Flux de masse radial moyen (pour 10000 itérations) sans dimension, pour un nombre de Rayleigh de 10^7 , d'après Solheim and Peltier [1993]. La ligne solide représente un cas sans transition de phase, et la ligne en pointillée un cas comprenant deux transitions de phase, une à 400 km de profondeur et l'autre à 670 km, avec respectivement des pentes de Clapeyron de 2 et -2 MPa/K. Cette configuration s'applique au cas de la Terre.

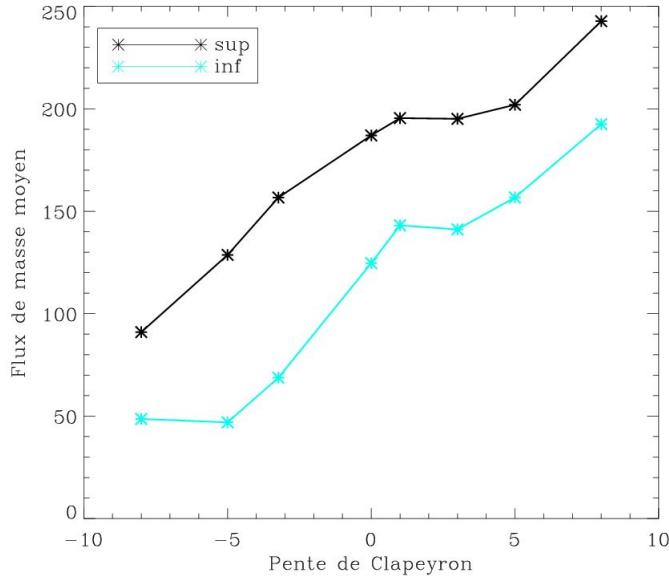


FIGURE 2.14 – Moyenne du flux de masse radial (sans dimension) dans le manteau inférieur (“inf” en bleu dans la légende) et dans le manteau supérieur (“sup” en noir) pour différentes pentes de Clapeyron en $MPa.K^{-1}$.

supérieures à la transition de phase du manteau. Cela indique qu'il y a deux couches distinctes : dans la partie supérieure du manteau, au-dessus de la transition de phase, le flux de masse est plus élevé, cette partie du manteau convecte plus vigoureusement que la partie inférieure. On remarque aussi d'après la figure que la convection est de plus en plus efficace au fur et à mesure que la pente de Clapeyron augmente (positivement).

Paramètre de phase critique

On a pu définir à la partie 2.2.2 le paramètre de phase P_{ph} qui permet d'évaluer la stratification du manteau en présence d'une transition de phase. Suivant la valeur de ce paramètre, la convection peut s'organiser en une ou plusieurs couches convectives dans le manteau.

En effet, il existe un paramètre critique $P_{ph,crit}$ séparant le régime de convection en une couche de celui en deux couches (Christensen and Yuen [1985]).

$$P_{ph,crit} = -4.4Ra^{-0.2} \quad (2.62)$$

On obtient alors trois régimes différents selon la valeur du paramètre de phase :

- $P_{ph} > 0$: La transition de phase est exothermique, donc la convection est favorisée, en une seule couche.

- $P_{ph} \approx P_{ph,crit}$: La transition est endothermique ($P_{ph} < 0$) , la convection commence à être inhibée, on observe un épaissement des couches limites latérales à la zone de transition, on est toujours à une seule couche convective.

- $P_{ph} \ll P_{ph,crit}$: La transition est toujours endothermique ($P_{ph} \ll 0$) et la convection s'organise alors en deux couches.

Exemple : Si l'on choisit $Ra = 10^7$, d'après l'équation 2.30 on obtient alors $\eta_1 = 2.73 10^{21} Pa.s$ pour un noyau de 1700 km de rayon, et une différence de température entre la base et la surface de 1780 K. De plus, le paramètre de phase critique est : $P_{ph,crit} = -0.175$ d'après l'équation 2.62.

D'après l'équation 2.32 et pour une phase dont l'anomalie de densité est de $250 kg.m^{-3}$ on obtient la pente de Clapeyron critique : $\gamma_{crit} = -3.23 10^6 Pa.K^{-1}$, et on peut alors comparer l'évolution de la convection pour des pentes de Clapeyron inférieures et supérieures à cette valeur critique. Sur la figure 2.16, la fonction de courant et le champ de température à 4.5 milliards d'années ont été tracés pour un paramètre de phase inférieur, égal et supérieur au paramètre critique, de façon à mettre en évidence les trois modes de convection. Lorsque le paramètre de phase est très inférieur au paramètre critique, (figure 2.16 a. et b.), la transition de phase, alors endothermique, tend fortement à inhiber la convection. En effet, une couche peu convective se forme au-dessous de la transition, tandis qu'au-dessus, plusieurs panaches ascendants se forment. Lorsque que le paramètre de phase est à sa valeur critique, la transition de phase, toujours endothermique, inhibe encore la convection mais dans une bien moindre importance que dans le cas précédent, et il n'y a pas de stratification. Deux grands panaches chauds et ascendants se forment et remontent vers la surface. Enfin, dans le cas où la transition de phase est $P_{ph} > 0$, la transition de phase est exothermique et favorise largement la convection et la formation de plusieurs cellules convectives, il n'y a pas de stratification. L'évolution de la stratification du manteau est également visible à la figure 2.15, qui représente les profils de température verticaux pour les différentes pentes de Clapeyron étudiées.

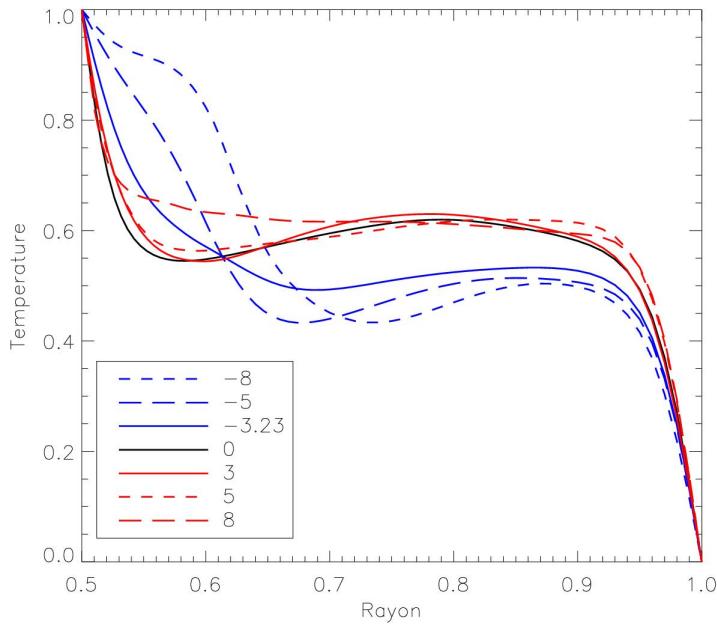


FIGURE 2.15 – Comparaison des profils de température verticale suivant la pente de Clapeyron choisie pour la transition de phase. Les pentes de Clapeyron indiquées dans la légende sont en $MPa.K^{-1}$ et les valeurs de température et rayon sont données sans dimensions. La transition de phase est soit endothermique (courbes en bleu) soit exothermique (courbes en rouge).

2.4.3 Les études de dynamique interne

Comme nous l'avons vu dans les sections précédentes, la présence des transitions de phase dans le manteau de la planète dépend fortement de la température du manteau, de sa composition et du rayon du noyau. Harder and Christensen [1996], Harder [1998] ont étudié l'influence d'une phase endothermique spinelle-perovskite proche de la base du manteau, en prenant un noyau d'un rayon de 1530 km. Leurs simulations numériques en trois dimensions de la convection du manteau Martien montrent que la présence de cette transition de phase endothermique permet la formation d'un à deux grands panaches convectifs dont le nombre diminue avec le temps et concorde avec l'histoire volcanique de Mars. Cependant ces modèles considèrent un manteau à viscosité constante, et un Rayleigh de l'ordre de 10^6 . Schubert et al. [1995] ont également mis en évidence la tendance à s'opposer au passage du fluide d'une phase endothermique, à partir de simulations numériques en 2D du manteau terrestre, avec une viscosité dépendant uniquement de la température. La formation d'un petit nombre de panaches convectifs en présence d'une transition de phase endothermique proche de noyau a été démontré par Weinstein [1995] à partir de son étude d'un manteau planétaire en deux dimensions et d'une géométrie cylindrique.

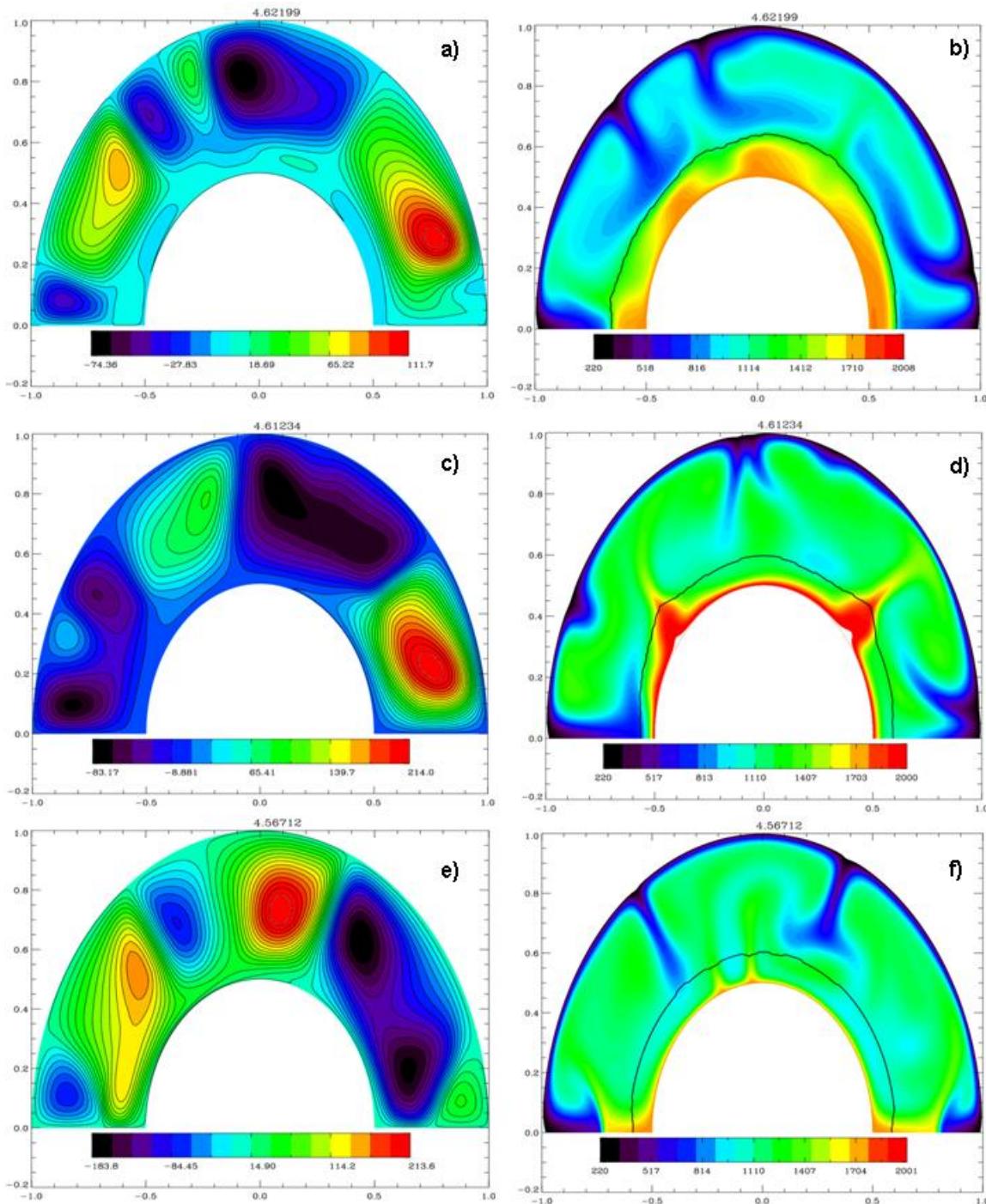


FIGURE 2.16 – Fonction de courant sans dimension (à gauche) et profil de température en Kelvins (à droite) dans le manteau, à 4.5 milliard d'années environ. Dans les figures a) et b) la pente de Clapeyron est de -8 MPa.K^{-1} ce qui entraîne une stratification du manteau. Dans les figures c) et d) la pente de Clapeyron est de -3.23 MPa.K^{-1} correspondant au paramètre de phase critique, et dans les figures e) et f), la transition est exothermique, la pente vaut 1 MPa.K^{-1} . La transition de phase est superposée au champ de température (courbe en noir). Le rayon est sans dimension.

En conclusion de ses travaux, il propose d'appliquer à la planète Mars ce modèle de structure interne, argumentant que l'obtention d'une convection de degré-1 pourrait expliquer la dichotomie crustale observée. L'influence des transitions de phase sur la convection mantellique de Mars est également étudiée par Breuer et al. [1996, 1997, 1998], Spohn et al. [1998] qui incorporent à leur modèle les effets d'une phase exothermique olivine-spinelle. Ils comparent deux modèles de structure interne différents : un premier modèle comprenant un noyau de 1360 km permettant la présence de la transition de phase spinelle-perovskite proche du noyau, et un second modèle d'un plus grand noyau (1700 km) et incluant seulement les deux transitions de phase exothermiques olivine- β -spinelle et β -spinelle- γ -spinelle dans le manteau. Leurs simulations en trois dimensions montrent que les transitions de phase exothermiques seules dans le manteau peuvent elles-aussi privilégier un mode de convection de degré 1 ou 2, en agissant comme des barrières pour les plus petits panaches convectifs émergents. Ils soulignent également qu'une couche de perovskite dans les profondeurs du manteau est supposée avoir été présente préférentiellement au tout début de l'évolution de Mars, lorsque le manteau était plus chaud. De plus, Breuer et al. [1998] suggèrent que cette couche de pérovskite a pu s'enfoncer dans le manteau lorsque la planète s'est refroidie, jusqu'à disparaître, pouvant alors entraîner une augmentation significative du flux de chaleur provenant du noyau. C'est ce que nous allons en partie étudier dans nos modèles, en incluant le refroidissement du noyau. La plupart des études numériques qui incluent les transitions de phase dans leur modèles, n'ont pas pris en compte le refroidissement du noyau, ni un très fort contraste de viscosité, ou ils les étudient de façon indépendantes. Roberts and Zhong [2006] comparent séparément les deux mécanismes qui pourraient entraîner une convection de degré-1 dans le manteau, la présence d'une transition de phase endothermique proche de la limite noyau-manteau, ou une stratification en viscosité (Zhong and Zuber [2001]), mais n'incluent pas le refroidissement du noyau. Inversement, les modèles qui portent sur l'étude de la convection de type stagnant-lid (Grasset and Parmentier [1998], Reese et al. [1998, 1999]) ou sur le refroidissement du noyau (Schubert and Spohn [1990], Loddoch and Hansen [2008]), n'incluent pas les effets des transitions de phase.

Chapitre 3

Etude de l'activité du noyau

*O, planet Mars, of ruddy hue
How often have I gazed at you !
And as you gleam from out of the skies
I watch you still with wonderin eyes.*

*I wonder why you are so red ;
I wonder if your seas are dead ;
I wonder, too, as I look at you,
About your people, what they do.*

*I wonder if they sow and reap,
If they laugh and sing and weep,
If they have storms of sleet and snow
As we have on the Earth below.*

*I wonder how those great canals
Have figured in your people's annals.
Though you differ from the Earth,
The same great power gave you birth.*

(The Planet Mars, S. M. Melton)

Dans la première partie nous avons abordé la différenciation des planètes lors de leur formation. Puis nous nous sommes penchés sur le cas de Mars. Cette planète, bien qu'une des cibles prioritaires des missions spatiales de ces dernières années, présente encore de nombreuses interrogations. Notamment en ce qui concerne son évolution thermique depuis sa formation jusqu'à nos jours. Nous avons vu que Mars possédait un champ magnétique comme la Terre, dans les cent premiers millions d'années avant que celui-ci ne disparaisse, suite à l'arrêt de la dynamo du noyau. Cependant, des traces d'aimantations sur certains terrains Martiens, post-datant la disparition du champ magnétique initial, laissent à penser que celui-ci a pu réapparaître pendant une brève période. Dans la partie qui suit, nous allons étudier la dynamique interne de Mars, et entre autre, tenter de vérifier si une réactivation de la dynamo du noyau est bel et bien possible. Pour étudier la dynamique interne de la planète, faut-il encore connaître sa structure interne. Peu de données étant disponibles en ce qui concerne l'intérieur de Mars, nous devrons tester plusieurs configurations. On prendra des tailles de noyau différentes, ce qui amènera à des configurations particulières, notamment avec les transitions de phase différentes. Lors de cette étude, les résultats obtenus nous amènerons à considérer l'influence des conditions initiales.

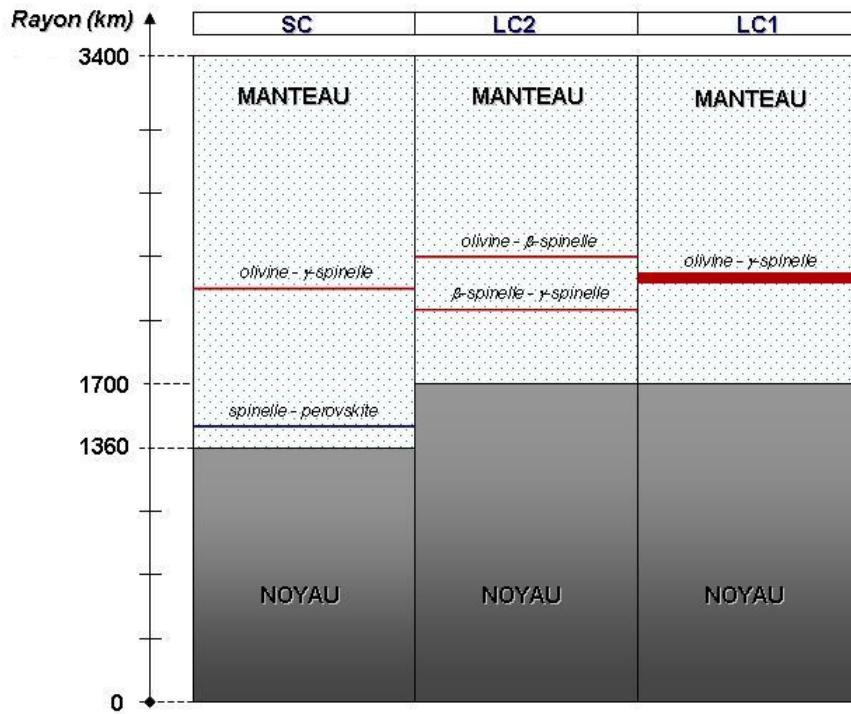


FIGURE 3.1 – Les différents modèles de structure interne de Mars, pour deux tailles de noyau différentes, un petit noyau de 1360 km de rayon (SC) et un plus grand noyau de 1700 km (LC). Ces modèles incluent les transitions de phase endothermiques (en bleu) et/ou exothermiques (en rouge).

Comme nous l'avons vu dans la partie 1.2.2, la taille du noyau Martien n'est pas connue précisément. Pour l'étude numérique, nous considérerons plusieurs tailles de noyau différentes, comprises entre 1360 km et 1700 km [Knapmeyer 2009]. Dans un premier temps, nous choisissons d'étudier les deux extrêmes : un petit noyau d'un rayon de 1360 km et un plus grand noyau de 1700 km de rayon car ces deux modèles présentent des configurations très différentes. En effet, la transition de phase endothermique spinelle-perovskite se situant à de grandes profondeurs, là où règnent des pressions plus importantes, ne pourra être présente uniquement dans le cas d'un petit noyau, et assez proche de celui-ci. Le modèle comprenant un petit noyau permet donc l'étude de l'influence de la présence d'une phase endothermique proche du noyau. D'autre part, la prise en compte d'un noyau à grand rayon, empêche la présence d'une couche de perovskite, mais selon la teneur en fer du manteau, deux configurations peuvent être comparées : une comprenant deux transitions exothermiques, ou une autre comprenant seulement une phase exothermique mais plus épaisse que les deux précédentes (cf. partie 1.2.3). Dans le cas où l'on considère un manteau plus riche en fer (LC1), la taille du noyau devrait varier en conséquence. Cependant, pour pouvoir comparer les deux différents modèles (LC1 et LC2) entre eux, nous choisirons de garder la même taille de noyau. Dans ce cas là, pour respecter

le rapport entre la densité et la masse totale de la planète, cela revient à considérer que le noyau est composé de plus d'éléments légers.

Ces trois modèles de structure interne différents, représentés à la figure 3.1, se résument ainsi :

- Le premier que l'on nommera "SC" (pour "Small Core") a un petit noyau de 1360 km de rayon, une transition de phase olivine- γ -spinelle à environ 2140 km de rayon, et une phase endothermique spinelle-perovskite située à 50 km de la limite noyau-manteau.
- Le deuxième modèle, "LC2" (pour "Large Core"), comporte un grand noyau de 1700 km de rayon ainsi que deux transitions de phase exothermiques olivine- β -spinelle et β -spinelle- γ -spinelle situées respectivement à un rayon de 2380 km et 2040 km. Ces deux transitions de phase auront une épaisseur de 35 km.
- Enfin le troisième modèle "LC1", dont le noyau a la même taille que le modèle LC2, se distingue par la présence d'une seule transition exothermique olivine- γ -spinelle mais dont l'épaisseur de transition est de 170 km contrairement à celle des précédents modèles.

Dans chacun de ces modèles, la décroissance des éléments radioactifs est prise en compte (2.3.1.5), de même que le refroidissement du noyau (2.3.1.4) et une viscosité dépendante de la température et la profondeur (2.3.1.6). Les paramètres fixes de ces trois modèles sont résumés dans le tableau 3.1.

3.1 Modèles à petit noyau (SC)

3.1.1 Définition des modèles

La prise en compte d'un très petit noyau permet d'inclure une fine couche de perovskite au-dessus du noyau. Cette configuration est intéressante car comme nous l'avons vu dans les travaux préliminaires (cf. partie 2.4.2), une transition de phase à caractère endothermique n'influence pas la convection dans le manteau de la même manière qu'une transition dite exothermique. Le comportement de la transition de phase endothermique sera suivi plus particulièrement car celle-ci pourrait être responsable d'une réactivation de la dynamo Martienne (cf. partie 1.2 et 2.4.3). Rappelons l'idée principale qui est que la transition endothermique tend à inhiber la convection. La position d'une telle transition de phase étant définie à une température particulière, celle-ci s'enfonce dans le manteau lorsque la planète refroidit. L'épaisseur de la couche de perovskite peut diminuer jusqu'à finir par disparaître, relâchant brusquement le flux convectif que la transition retenait, et entraîner une soudaine augmentation du flux de chaleur provenant du noyau. On suppose à ce moment-là que le champ magnétique a déjà disparu suite à l'arrêt de la dynamo. Si l'augmentation de ce flux est assez importante pour qu'il devienne supérieur au flux critique nécessaire pour maintenir une dynamo dans le noyau, alors une réactivation est envisageable. C'est ce principe que nous allons tenter d'étudier dans cette partie.

Propriétés (modèle SC)	Unités	Valeurs	Propriétés (modèle LC2)	Unités	Valeurs	Propriétés (modèle LC1)	Unités	Valeurs
Rayon de la planète	km	3400	Rayon de la planète	km	3400	Rayon de la planète	km	3400
Rayon du noyau	km	1360	Rayon du noyau	km	1700	Rayon du noyau	km	1700
Température de surface	K	220	Température de surface	K	220	Température de surface	K	220
Sources rad. initiales	$\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$	$8.3 \cdot 10^{-8}$	Sources rad. initiales	$\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$	$8.3 \cdot 10^{-8}$	Sources rad. initiales	$\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$	$8.3 \cdot 10^{-8}$
Densité du manteau	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	3500	Densité du manteau	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	3500	Densité du manteau	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	3500
Gravité	$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$	3.72	Gravité	$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$	3.72	Gravité	$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$	3.72
Capacité calorifique	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}$	1200	Capacité calorifique	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}$	1200	Capacité calorifique	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}$	1200
Expansivité thermique	K^{-1}	$3 \cdot 10^{-5}$	Expansivité thermique	K^{-1}	$3 \cdot 10^{-5}$	Expansivité thermique	K^{-1}	$3 \cdot 10^{-5}$
Diffusivité thermique	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	$9.5 \cdot 10^{-7}$	Diffusivité thermique	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	$9.5 \cdot 10^{-7}$	Diffusivité thermique	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	$9.5 \cdot 10^{-7}$
Conductivité thermique	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	4	Conductivité thermique	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	4	Conductivité thermique	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	4
Transition de phase			Transition de phase			Transition de phase		
<i>olivine - γ-spinelle</i>								
Pente de Clapeyron	MPa.K^{-1}	+3	Pente de Clapeyron	MPa.K^{-1}	+3	Pente de Clapeyron	MPa.K^{-1}	+4
Température	K	1000	Température	K	1155	Température	K	960
Epaisseur	km	35	Epaisseur	km	35	Epaisseur	km	170
Anomalie de densité	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	250	Anomalie de densité	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	250	Anomalie de densité	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	400
<i>β-spinel - γ-spinelle</i>								
Pente de Clapeyron	MPa.K^{-1}	-3	Pente de Clapeyron	MPa.K^{-1}	+5.1	Pente de Clapeyron	MPa.K^{-1}	+4
Température	K	1700	Température	K	1210	Température	K	960
Epaisseur	km	35	Epaisseur	km	35	Epaisseur	km	170
Anomalie de densité	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	250	Anomalie de densité	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	150	Anomalie de densité	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	400

Table 3.1: Paramètres fixes du modèle comprenant un petit noyau (SC) et des deux modèles ayant un plus gros noyau (LC1 et LC2) pour les simulations numériques.

Modèles	T_i (K)	E (kJ.mol $^{-1}$)	Ra	η_1 (Pa.s)	<i>jump</i>	<i>restart</i>
SCE1R1	1132	40	10^7	$3.5 \cdot 10^{21}$	-	-
SCE1R2	1132	40	$4.4 \cdot 10^7$	$8.0 \cdot 10^{20}$	-	-
SCE1R3	1132	40	10^8	$3.5 \cdot 10^{20}$	-	-
SCE1R3b	1132	40	10^8	$3.5 \cdot 10^{20}$	-	oui
SCE1R4	1132	40	10^9	$3.5 \cdot 10^{19}$	-	-
SCE2R1	2044	150	10^7	$3.5 \cdot 10^{21}$	-	-
SCE2R2	2044	150	$4.4 \cdot 10^7$	$8.0 \cdot 10^{20}$	-	-
SCE2R3	2044	150	10^8	$3.5 \cdot 10^{20}$	-	-
SCE2R4	2044	150	10^9	$3.5 \cdot 10^{19}$	-	-
SCE2R4j	2044	150	10^9	$3.5 \cdot 10^{19}$	X(25)	-

TABLE 3.2 – Paramètres fixes pour les modèles comprenant un petit noyau. T_i est la température initiale du manteau, E l'énergie d'activation, Ra le nombre de Rayleigh initial, η_1 est la viscosité à la limite noyau-manteau, “*jump*” précise si un saut de viscosité est ajouté, et enfin “*restart*” indique si un redémarrage de la simulation a été fait. La température initiale à la base du manteau (T_{cmb}) est de 2500 K, le volume d'activation (Z) est égal à $3 \text{ cm}^3.\text{mol}^{-1}$ et la transition de phase endothermique est à 50 km du noyau, dans tous ces modèles.

Néanmoins, définir une taille de noyau ne suffit pas, il faut encore choisir divers paramètres comme la température initiale du manteau, la viscosité, le nombre de Rayleigh, etc... Plusieurs modèles ont donc été étudiés, et sont décrits dans le tableau 3.2. Pour la nomenclature, “SC” se rapporte au modèle comprenant un petit noyau, “E” à l'énergie d'activation ainsi qu'à la température initiale du manteau, et “R” au nombre de Rayleigh. La lettre “j” indiquera si un saut de viscosité est aussi pris en compte, et “b” si un redémarrage de la simulation a été fait à un moment donné (nous verrons cela un peu plus loin dans cette partie).

3.1.2 Etude / Résultats

Flux de chaleur à la CMB¹

Le flux de chaleur critique au-dessous duquel le noyau ne peut plus maintenir de dynamo a été calculé dans la partie 1.2.2.2 avec l'équation 1.1. Ce flux critique est compris entre 6.5 et 19 mW.m^{-2} d'après les incertitudes sur la température et la conductivité du noyau. Cette zone critique est indiquée sur les deux graphiques de la figure 3.2 par un rectangle jaune clair. Sur cette même figure sont représentés les profils du flux de chaleur à la base du manteau pour les modèles SCE1 (a) et SCE2 (b), de 0 à 4.5 milliards d'années. Commençons par le cas SCE1R1 en noir, sur le

1. “CMB” se rapporte à la limite entre le noyau et le manteau (“Core-Mantle Boundary” en anglais), et sera utilisé dans le mémoire.

graphique du haut. Dans le premier milliard d'années, le flux de chaleur diminue en même temps que le noyau refroidit. Le flux devient inférieur au flux critique vers 300 millions d'années (si l'on considère la limite supérieur du flux critique), indiquant un arrêt de la dynamo du noyau et donc une disparition du champ magnétique global. Vers 1.3 milliards d'années, le flux augmente soudainement au-dessus de la limite inférieure du flux critique mais diminue à nouveau très rapidement pour se stabiliser à 4 mW.m^{-2} environ dès 2 milliards d'années. Ce cas ne justifie aucune réactivation de la dynamo. Cependant, lorsque l'on choisit un nombre de Rayleigh légèrement supérieur, comme dans le cas SCE1R2, ou dix fois supérieur comme dans le cas SCE1R3, on remarque que dans un premier temps, le flux de chaleur décroît jusqu'à être inférieur au flux critique. Dans ces deux cas, la dynamo se serait arrêté à la même période : 300 millions d'années. Dans un second temps, on observe une augmentation du flux pendant une brève période, au-dessus du flux critique cette fois-ci, pouvant alors témoigner d'une réactivation de la dynamo, aux alentours du premier milliard d'années, avant de cesser à nouveau. Ce pic du flux au CMB apparaît d'autant plus tôt que le nombre de Rayleigh est grand. Dans le cas SCE1R4 où Ra est égal à 10^9 , la brusque augmentation du flux se fait avant même qu'il n'ait pu traverser la zone de flux critique, ce qui indiquerait que la dynamo n'a pas cessé d'opérer avant 1.4 milliards d'années. Parmis ces quatre cas de figure, deux d'entre eux (SCE1R2 et SCE1R3) pourraient à priori être en faveur d'une réactivation de la dynamo pendant quelques centaines de millions d'années, environ 500 millions d'années après la disparition du champ magnétique initial. Néanmoins, il est clair que cette réactivation induite par l'augmentation soudaine du flux de chaleur est liée au démarrage de la convection dans le manteau. En effet, le manteau convecte plus rapidement et vigoureusement plus le nombre de Rayleigh est important². On peut alors tenter de démarrer les simulations avec un manteau plus chaud que dans les cas précédents pour voir si un pic du flux de chaleur est observé, la convection s'initiant alors plus tôt. Ces cas (SCE2) sont représentés dans la figure 3.2 (b). Pour chacun d'entre eux, le flux de chaleur au CMB décroît extrêmement rapidement, et il dépasse la limite supérieure du flux critique dès la première centaine de millions d'années, indiquant qu'à cette période le champ magnétique global disparaît. Pour chacun de ces cas, le flux devient même négatif, indiquant un gradient de température entre le noyau et le manteau négatif, et par conséquent un réchauffement du noyau (voir plus loin dans le paragraphe sur la température au CMB). Le flux augmente ensuite très légèrement, plus tôt lorsque le nombre de Rayleigh est important (SCE2R4). Ces quatre cas de figures, SCE2-R1,R2,R3,R4-, où la température initiale du manteau et l'énergie d'activation sont supérieures aux cas SCE1 précédents, démontrent que le flux de chaleur à la base du manteau ne dépasse jamais le flux critique permettant de maintenir une dynamo après la disparition du champ magnétique initial. Enfin, un dernier cas est représenté sur cette même figure, le cas SCE2R4j. L'inclusion d'un saut de viscosité d'un facteur de 25 (voir tableau 3.2) montre une rapide et nette augmentation du flux à 600 millions d'années comparé au modèle similaire (SCE2R4) qui ne tient pas compte d'un tel saut de viscosité. Le flux augmente jusqu'à la limite

2. cf. nombre de Rayleigh partie 2.2.2.1.

inférieure du flux critique puis se stabilise vers 5 mW.m^{-2} et rejoint la courbe du flux du cas SCE2R4 vers 3 milliards d'années. Une réactivation du noyau n'est pas envisageable dans ce cas.

Cette première analyse permet de déterminer que la dynamo du noyau cesse d'opérer une première fois, entraînant la disparition du champ magnétique initial, puis qu'une réactivation du noyau est possible dans certains cas, lorsque la température initiale du manteau, et l'énergie d'activation sont faibles. Il faut maintenant savoir si ce phénomène est due à la présence d'une transition de phase endothermique, comme proposé dans les hypothèses de départ.

Flux de masse radial

Dans la partie 2.4.2, le flux de masse radial a été défini (équation 2.61). Ce paramètre permet d'évaluer la vigueur de la convection, et la stratification du manteau. On va alors appliquer cette étude à Mars et analyser le flux de masse pour trois cas particuliers, SCE1R2 (a), SCE1R4 (b) et SCE2R4 (c) sur la figure 3.3. Dans le modèle SCE1R2, le flux de masse radial est quasi nul à 0.2 milliards d'années indiquant que le manteau est peu (voire pas du tout) convectif à cette période. Ensuite, à 0.6 milliards d'années, le flux de masse radial de la partie du manteau inférieure à la transition de phase exothermique est bien plus faible que dans la partie supérieure. À cette période là, la phase endothermique retient le flux convectif, alors que la phase exothermique favorise grandement la convection, d'où la stratification en deux couches, une partie inférieure peu ou pas convective et une partie supérieure plus convective. Au cours du temps, la différence dans l'efficacité de la convection entre les deux parties du manteau diminue. De plus on remarque que dans la partie la plus supérieure du manteau, une troisième couche se forme et devient de plus en plus épaisse avec le temps, c'est la couche visqueuse stagnante obtenue avec un fort contraste de viscosité.

Dans le cas SCE1R4, la stratification est beaucoup plus marquée dès 0.2 milliards d'années, les deux couches du manteau convectent mais la partie inférieure à la transition de phase olivine-spinelle est moins convective que la partie supérieure. En revanche, cette stratification s'estompe rapidement. On peut noter que le flux de masse radial dans ce cas est presque quatre fois supérieur à celui du cas SCE1R2 (voir échelle), ce qui s'explique par le nombre de Rayleigh plus élevé pour le modèle SCE1R4. Enfin, le cas SCE2R4 représenté figure 3.3 (c), révèle une stratification du manteau beaucoup plus marquée. En effet, la partie inférieure du manteau est très peu convective à 0.2 milliards d'années, puis à 0.6 milliards d'années le flux de masse augmente intensément, indiquant probablement la traversée de la transition de phase endothermique par le flot convectif. À partir de 1.4 milliards d'années jusqu'à 4.5 milliards d'années, le manteau est à nouveau stratifié en deux couches, une partie supérieure très convective et la partie inférieure, qui devient de moins en moins épaisse avec le temps, peu convective. Enfin, à 4.5 milliards d'années, on remarque la couche conductive ("stagnant lid") qui s'est formée en haut du manteau, sur environ une profondeur de $0.06r_0$ soit 200 km environ.

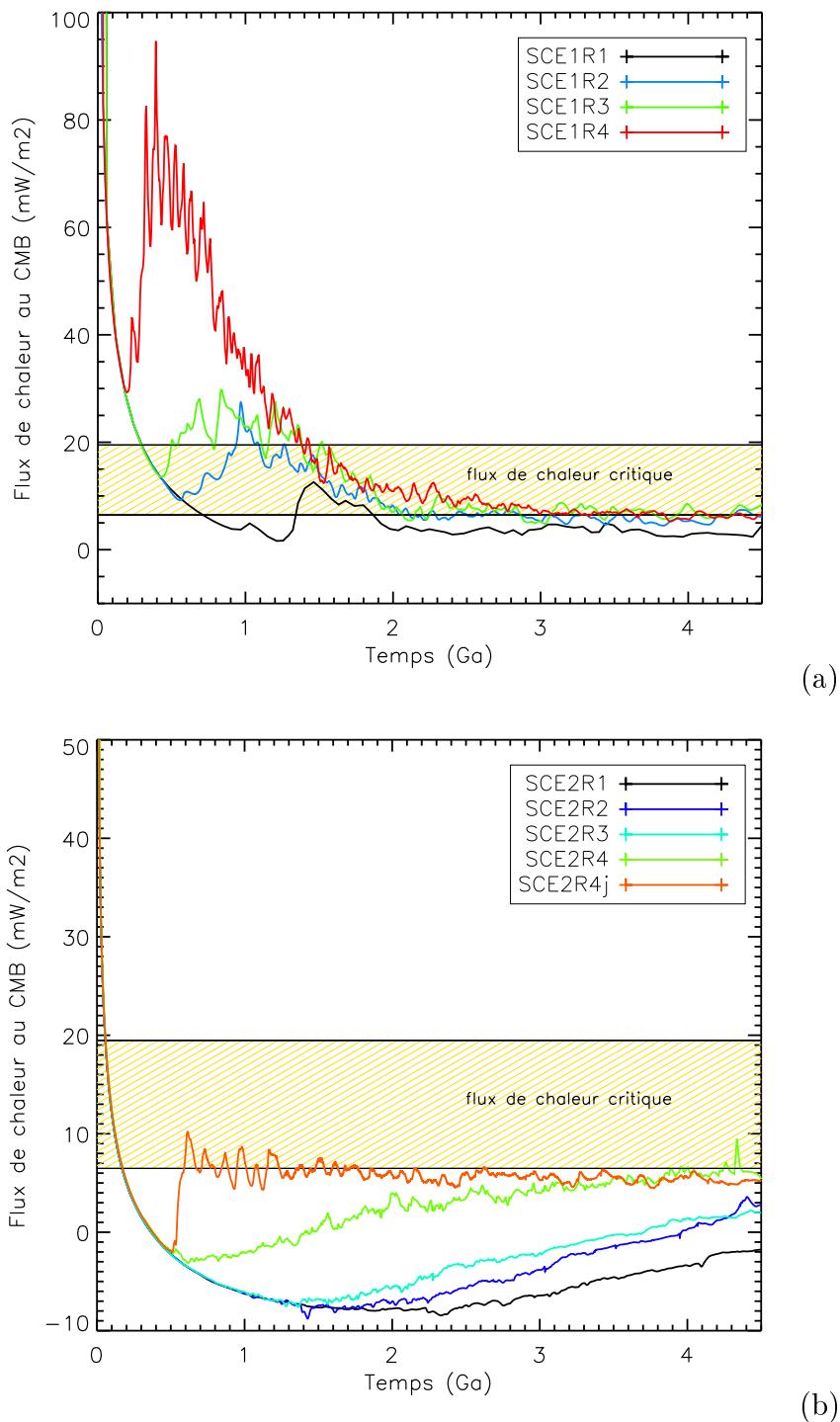


FIGURE 3.2 – Evolution du flux de chaleur à la limite noyau-manteau au cours du temps. Les modèles SCE1 (a) et SCE2 (b) sont comparés. Le rectangle jaune représente le flux critique (compris entre environ 6 et 19 mW.m^{-3}) nécessaire pour maintenir une dynamo. Au-dessous de cette limite, le flux n'est pas suffisamment important pour qu'une dynamo du noyau puisse avoir lieu.

Les graphes de la figure 3.4 représentent le flux de masse moyen sur tout le manteau et son évolution au cours du temps pour les cas SCE1 où la température initiale du manteau et l'énergie d'activation sont faibles (graphique (a)) et les cas SCE2 où ces mêmes valeurs sont plus élevées (graphique (b)). En effet, cette moyenne permet de mesurer l'efficacité de la convection globalement dans le manteau au cours du temps. Les oscillations du flux indiquent que le manteau convecte. On remarque que dans le cas SCE1R1, la convection ne démarre qu'après environ 700 millions d'années (le flux de masse moyen est nul pendant cette période) et n'est pas très vigoureuse ensuite. Dans le cas SCE1R2, la convection démarre plus tôt, vers 300 millions d'années. Elle s'initie très rapidement dans les cas SCE1R3 et SCE1R4 lorsque le nombre de Rayleigh est encore plus élevé. On peut alors faire le lien avec l'évolution du flux de chaleur à la base du manteau présenté en figure 3.2 pour les mêmes cas, où l'on observait que plus le nombre de Rayleigh augmente, plus tôt apparaît un pic du flux de chaleur, parfois au-dessus du flux critique. Dans la figure 3.4 (a) on observe que la convection s'initie plus tôt plus le nombre de Rayleigh est grand. Les temps de démarrage de la convection correspondent avec l'augmentation du flux de chaleur au CMB observé en figure 3.2 (a) qui suggérait une possible réactivation du noyau. Cela confirme que ce pic du flux de chaleur est sensiblement lié au démarrage de la convection dans le manteau dans ces cas où le manteau est initialement froid et l'énergie d'activation faible. En ce qui concerne les cas SCE2 du graphique (b) de la figure 3.4, le flux de masse moyen démontre également qu'au plus le nombre de Rayleigh est grand, au plus la convection démarre rapidement dans le manteau. Pour ces cas là, où le manteau est initialement plus chaud et l'énergie d'activation plus importante, une augmentation du flux de chaleur au CMB au-dessus du flux critique n'avait cependant pas été observée à la figure 3.2 (b). Il va falloir faire aussi le lien avec les transitions de phases et leur influence sur la convection du manteau.

Le cas SCE2R4j qui inclut un saut de viscosité à un profil de flux de masse moyen similaire à celui du cas SCE2R4 excepté que la convection y est un peu moins vigoureuse puisque la stratification en viscosité implique un manteau inférieur plus visqueux et donc moins convectif que le manteau supérieur. La convection démarre assez rapidement, vers 200 millions d'années, ce qui ne correspond pas au pic du flux de chaleur observé à 600 millions d'années sur la figure 3.2 (b). C'est le seul cas où le démarrage de la convection dans le manteau n'explique pas l'augmentation du flux de chaleur à la CMB. Dans tous les cas présentés, la vigueur de la convection diminue au cours du temps, conséquence du fort contraste de viscosité et de la formation de la couche rigide près de la surface, de plus en plus épaisse.

Deplacement de la phase endothermique

On peut suivre le déplacement des transitions de phase, leur position étant définie par la profondeur à laquelle la fonction de phase Γ_{ph} est égale à 0.5 (cf. partie 2.2.1).

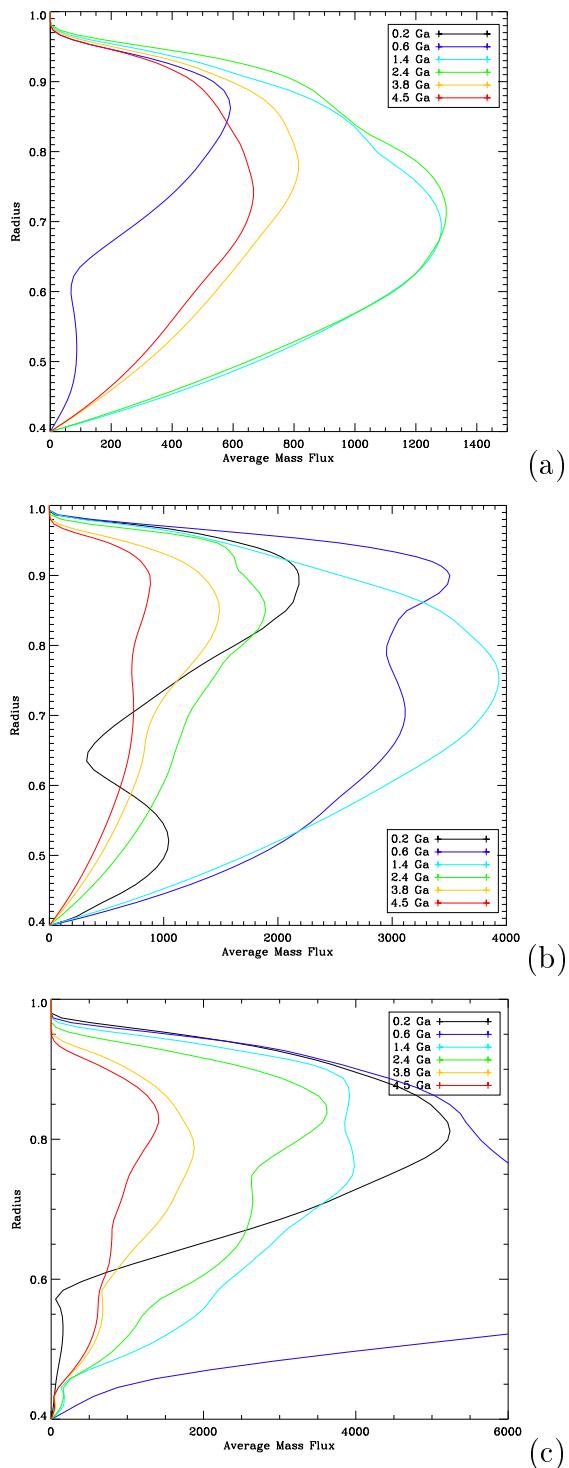


FIGURE 3.3 – Flux de masse radial pour les modèles SCE1R2 (a), SCE1R4 (b) et SCE2R4 (c), pour différents pas de temps, 0.2, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 milliards d'années. Les valeurs sont données sans dimension. On distingue sur les figures les effets des transitions de phase sur la convection.

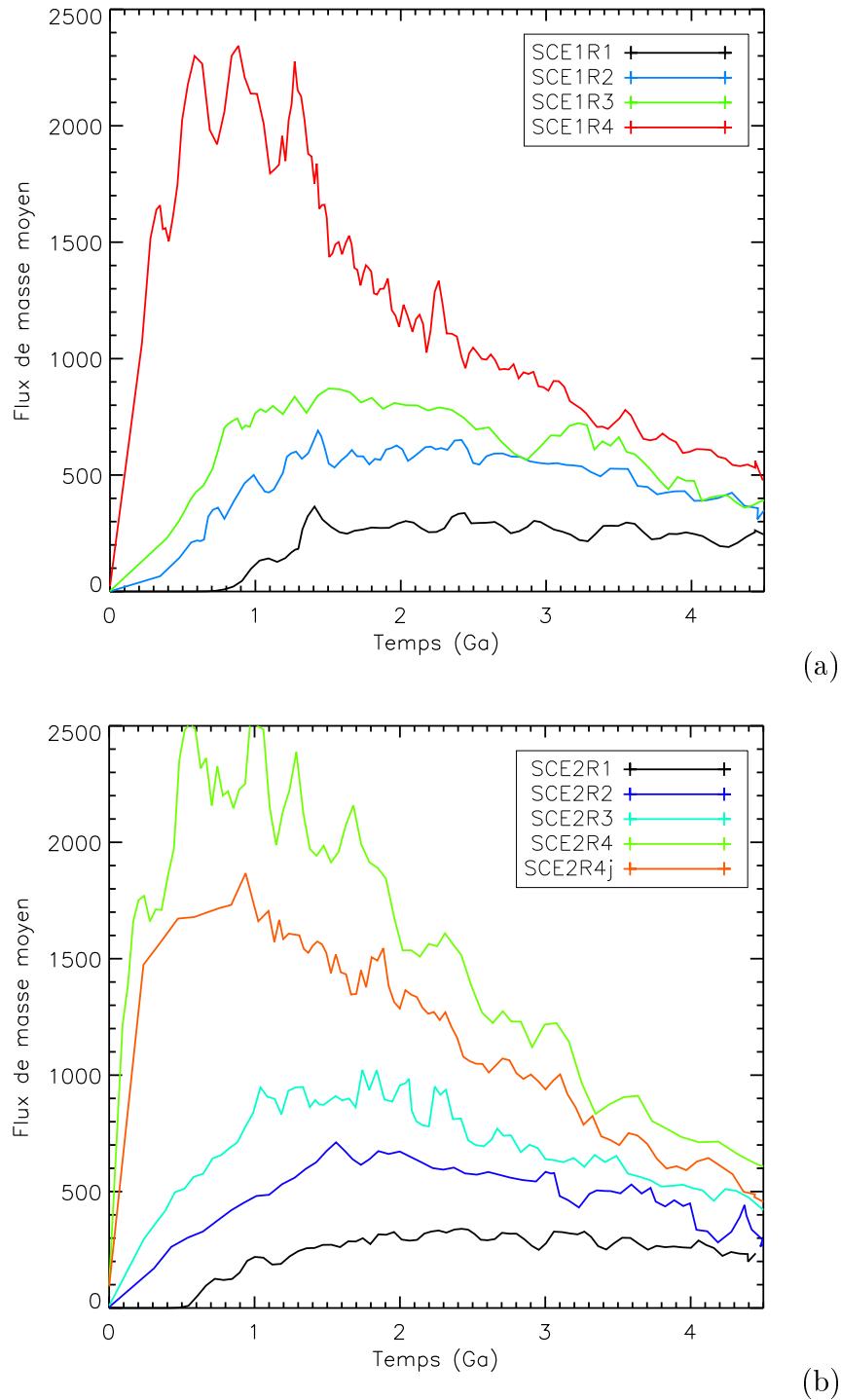


FIGURE 3.4 – Moyenne du flux de masse radial (sans dimension) avec le temps pour les cas SCE1 (a) et SCE2 (b).

En particulier, le déplacement de la phase endothermique est intéressant puisqu'il est supposé être lié à une augmentation du flux de chaleur à la base du manteau et d'une éventuelle réactivation de la dynamo du noyau. La figure 3.5 représente le déplacement de la phase endothermique pour les cas SCE1 (a) et SCE2 (b). Au début de la simulation, la phase se situe pour chacun des cas à 50 km du noyau (soit à 1410 km de rayon). En effet, bien que dans les cas où la température initiale du manteau est plus élevée (SCE2) cette transition pourrait se trouver moins en profondeur dans le manteau, le but de l'étude est d'évaluer dans quelles conditions cette transition de phase peut disparaître et si cela peut être responsable d'une réactivation de la dynamo du noyau. Des tests préliminaires ont été faits, et lorsque cette transition est initialement plus loin que 50 km du noyau (100 km par exemple), la couche de perovskite est trop épaisse, et ne diminue jamais en épaisseur avec le temps même au cours du refroidissement de la planète. Dans le cas SCE1R1, où le manteau est initialement froid et le nombre de Rayleigh égal à 10^7 , la phase endothermique augmente rapidement en profondeur pendant une centaine de millions d'années seulement avant de remonter dans le manteau et se stabiliser aux alentours de 80 km du noyau. Pour les cas SCE1R2 et SCE1R3 où l'on observait à la figure 3.2 (a) un pic du flux de chaleur au CMB au-dessus du flux critique, la transition endothermique tend à remonter dans le manteau pendant 400 millions d'années, puis redescend lentement en profondeur lorsque la convection démarre dans le manteau. À 4.5 milliards d'années, la transition endothermique est à 25 km du noyau dans le cas SCE1R2, et à moins de 5 km du noyau dans le cas SCE1R3. Pour le cas où le nombre de Rayleigh est très élevé (SCE1R4), la transition de phase se déplace en profondeur dès le début de la simulation et atteint la frontière noyau-manteau dès 1.4 milliards d'années. Dans ce cas, la convection démarrait plus rapidement (fig. 3.4 (a)) dans le manteau que dans les cas précédents, le manteau refroidit plus rapidement et la phase de transition endothermique descend plus rapidement en profondeur, jusqu'à disparaître du manteau. Cependant, cette disparition de la transition de phase à 1.4 milliards d'années, ne s'accompagne pas de la libération du flux de chaleur au CMB attendue à cette même période (fig. 3.2 (a)). Inversement, le pic du flux de chaleur observé le premier milliard d'années dans le cas SCE1R2 à la figure 3.2 (a), n'est vraisemblablement pas lié à une disparition de la transition de phase endothermique à cette période. Lorsque l'on démarre les simulations en considérant un manteau plus chaud, pour tous les cas SCE2 de la figure 3.5 (b), la profondeur de la transition de phase spinelle-perovskite diminue rapidement et se stabilise dans le manteau à des rayons d'autant plus faible que le nombre de Rayleigh est grand, mais pas suffisamment proche du noyau pour disparaître. L'augmentation de l'épaisseur de la couche de perovskite est liée indique un réchauffement du noyau (cf. paragraphe suivant). En effet, à 4.5 milliards d'années, la transition de situe de 230 km du noyau (SCE2R1) à 110 ou 100 km du noyau (cas SCE2R4 et SCE2R4j, respectivement sans ou avec un saut de viscosité). Le manteau est très chaud dès le départ, bien que la convection démarre rapidement avec de fort nombre de Rayleigh, la transition endothermique est toujours présente à 4.5 milliards d'années. Dans le cas avec un saut de viscosité, SCE2R4j, on peut noter que la transition de phase commence à se déplacer en profondeur vers 600 millions d'années, au même moment où une

augmentation du flux de chaleur au CMB était observée en figure 3.2 (b).

Dans aucun des cas représentés, excepté le cas SCE1R4, la couche de perovskite ne diminue suffisamment en épaisseur pour disparaître totalement, ni pour entraîner une augmentation suffisamment importante du flux au CMB pour justifier une réactivation du noyau. De plus, la couche de perovskite est toujours présente dans le manteau à 4.5 milliards d'années, alors que d'après les études de Breuer et al. [1998], cette couche est supposée avoir été présente plutôt au début de l'évolution de la planète Mars. Et en ce qui concerne le seul cas (SCE1R4) où la couche de perovskite disparaît vers 1.4 milliards d'années, aucune répercussion n'est observée à cette même période sur le flux de chaleur au CMB. Il n'y a donc pas de lien direct.

Temperature à la CMB

Après avoir évalué le flux de chaleur à la base du manteau, le flux de masse radial et le déplacement de la transition de phase endothermique, on peut vérifier comment refroidit le noyau au cours du temps. Le refroidissement initial du noyau a été imposé aux modèles selon l'équation 2.52. Néanmoins le noyau se réchauffe dans certains cas. Sur la figure 3.6 (a), l'évolution de la température à la base du manteau au cours du temps pour les cas SCE1, montre des profils différents selon les cas. Pendant les cent premiers millions d'années, la température diminue assez rapidement dans chacun des cas, puis un ralentissement est observé. La température à la base diminue de moins en moins jusqu'à presque se stabiliser dans le SCE1R1. Plus le nombre de Rayleigh augmente, et donc plus la convection est vigoureuse, plus la température à la base diminue rapidement. Le lien peut aussi être fait avec la présence de la phase spinelle-perovskite proche de la base du manteau, qui tend à retenir le flot convectif et donc à réchauffer le manteau inférieur. En effet, alors que dans les cas SCE1R1, SCE1R2 et SCE1R3 la couche de perovskite est présente pendant les 4.5 milliards d'années, la température à la base du manteau pour ces modèles diminue lentement (au plus lentement que la couche de perovskite est épaisse). En revanche, dans le cas SCE1R4 où la transition de phase endothermique disparaît à 1.4 milliards d'années (cf. figure 3.5 (a)), la température à la base diminue plus vite que dans les autres cas. Un léger "décrochage" est observé, à 1.3 Ga environ pour le cas SCE1R1 par exemple, qui correspond au moment où la transition de phase endothermique commence s'enfoncer en profondeur (une fois que la convection a démarré dans le manteau). Sur la figure 3.6 (b), la température à la base pour les cas où le manteau est initialement plus chaud (SCE2) est représentée. Le profil est identique pour les cas SCE2R1, SCE2R2 et SCE2R3 (les trois courbes se confondent sur la figure) : la température à la base diminue de 70 K en 300 millions d'années, puis augmente rapidement jusqu'à devenir, à 1.5 milliards d'années, supérieure aux 2500 K imposés initialement à la base du manteau et atteindre jusqu'à 2700 K. Le noyau se réchauffe fortement dans ces cas là. En effet, le manteau est initialement très chaud, l'énergie d'activation est très élevée, et le nombre de Rayleigh est faible (donc la convection est moins vigoureuse). La couche de perovskite initiale est encore plus épaisse qu'au

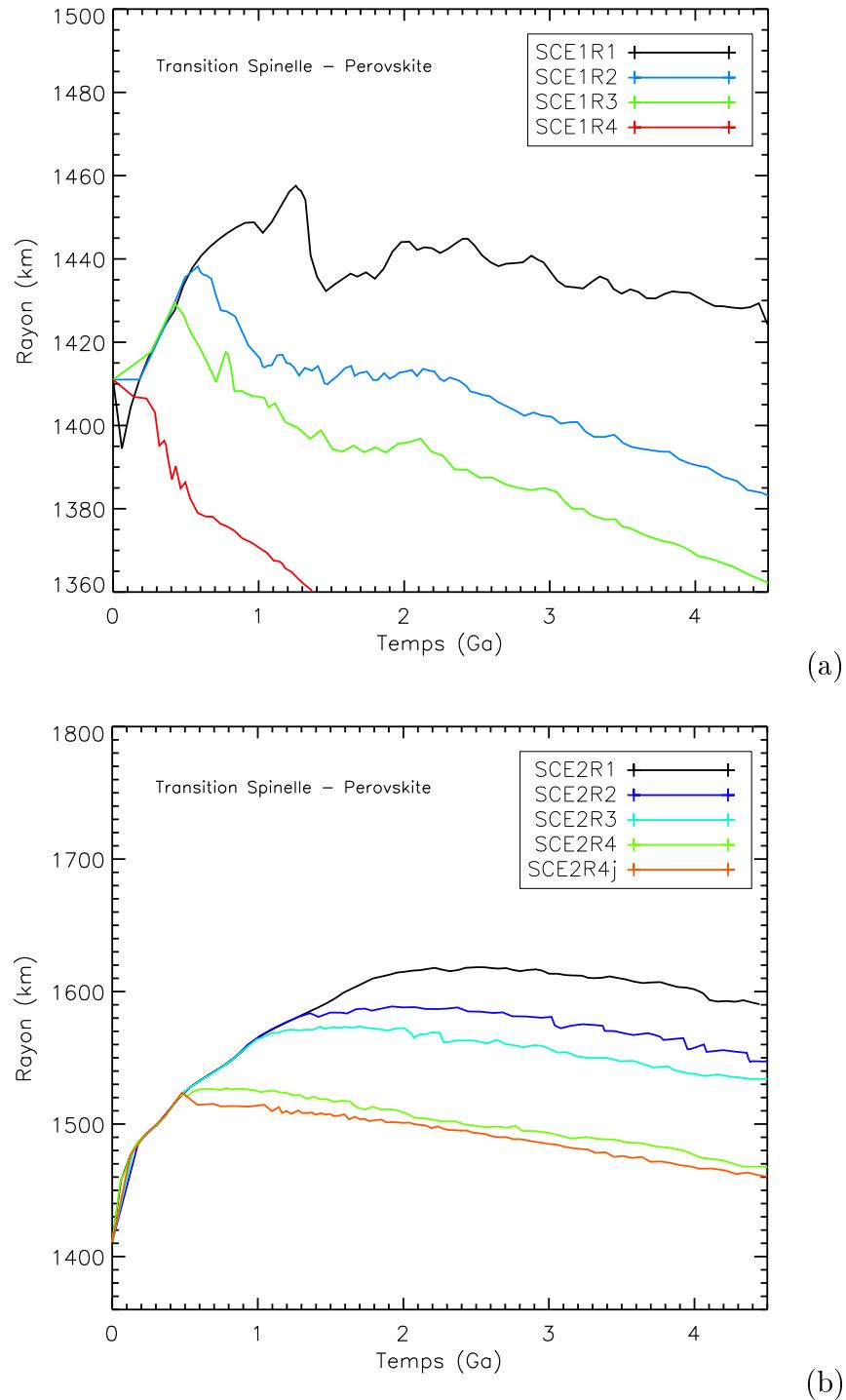


FIGURE 3.5 – Déplacement de la transition de phase endothermique spinelle-perovskite dans le manteau pour les cas SCE1 (a) et SCE2 (b), au cours du temps.

départ (cf. 3.5 (b)), et tend donc à inhiber encore plus la convection et à réchauffer le noyau comme on peut le vérifier sur la figure 3.6 (b). Dans le cas SCE2R4, le nombre de Rayleigh est plus élevé, la transition de phase endothermique se situe plus en profondeur que les trois cas précédents, permettant au noyau de se réchauffer moins longtemps, et de refroidir ensuite, vers 2 milliards d'années. Le noyau se réchauffant, le flux de chaleur à la base est négatif (cf. figure 3.2 (b)), moins longtemps pour le cas SCE2R4 dont le noyau se refroidit ensuite plus rapidement. L'ajout d'un saut de viscosité dans le manteau modifie le comportement de la température à la CMB : la température du cas SCE2R4j diminue brusquement et linéairement au moment où dans le cas SCE2R4 elle augmentait et indiquait un réchauffement du noyau, à 600 millions d'années. Cela se retrouve dans le profil du flux de chaleur à la base (fig. 3.2 (b)), où à cette même période, le flux augmentait brusquement jusqu'à 10 mW.m^{-2} puis se stabilisait à environ $5-6 \text{ mW.m}^{-2}$, à la limite inférieure du flux de chaleur critique. Une fois de plus, il semblerait que quelque chose se passe dans le manteau à 600 millions d'années, qui favorise soudainement le refroidissement du noyau mais qui ne soit pas lié au démarrage de la convection. Pour le savoir, l'étude de l'évolution de la convection dans le manteau pour ce cas là est faite dans le chapitre suivant 4.1.1.

Cas particulier :

D'après les précédents résultats, le démarrage de la convection, dans un manteau initialement froid et dont la viscosité est peu dépendante de la température, est suggéré comme responsable d'une augmentation rapide du flux à la frontière noyau-manteau pouvant expliquer une réactivation de la dynamo du noyau. Pour vérifier cela, un cas où la simulation numérique démarre une fois que le manteau est déjà convectif, peut être étudié. Si une augmentation du flux de chaleur est tout de même observée, cela signifiera que le démarrage de la convection n'est pas en lien direct avec la réactivation de la dynamo du noyau.

Pour le cas SCE1R3b, on a d'abord lancé la simulation pour une configuration où le noyau ne refroidit pas (température au CMB constante), il n'y a pas de décroissance radioactive et les transitions de phase ne sont pas incluses. Ensuite on va relancer la simulation à partir du pas de temps où la convection a démarré dans le manteau. Cela équivaudra à commencer les simulations avec un manteau Martien convectif, au lieu du contraire comme pour tous les cas précédents. Sur la figure 3.7, le flux de masse moyen représenté pour la première simulation, montre que le manteau peut être considéré comme convectif à partir de 0.36 Ga. On considérera alors ce temps pour redémarrer la simulation, où cette fois on prendra en compte la décroissance radioactive, les transitions de phase et le refroidissement du noyau. Les résultats obtenus pour ce modèle (SCE1R3b) sont représentés à la figure 3.8 avec le flux de chaleur à la base du manteau (a), le déplacement en profondeur de la phase spinelle-perovskite (b), le flux de masse moyen (c) et enfin la température à la base du manteau (d). Le flux de masse moyen indique que le manteau est bien convectif au

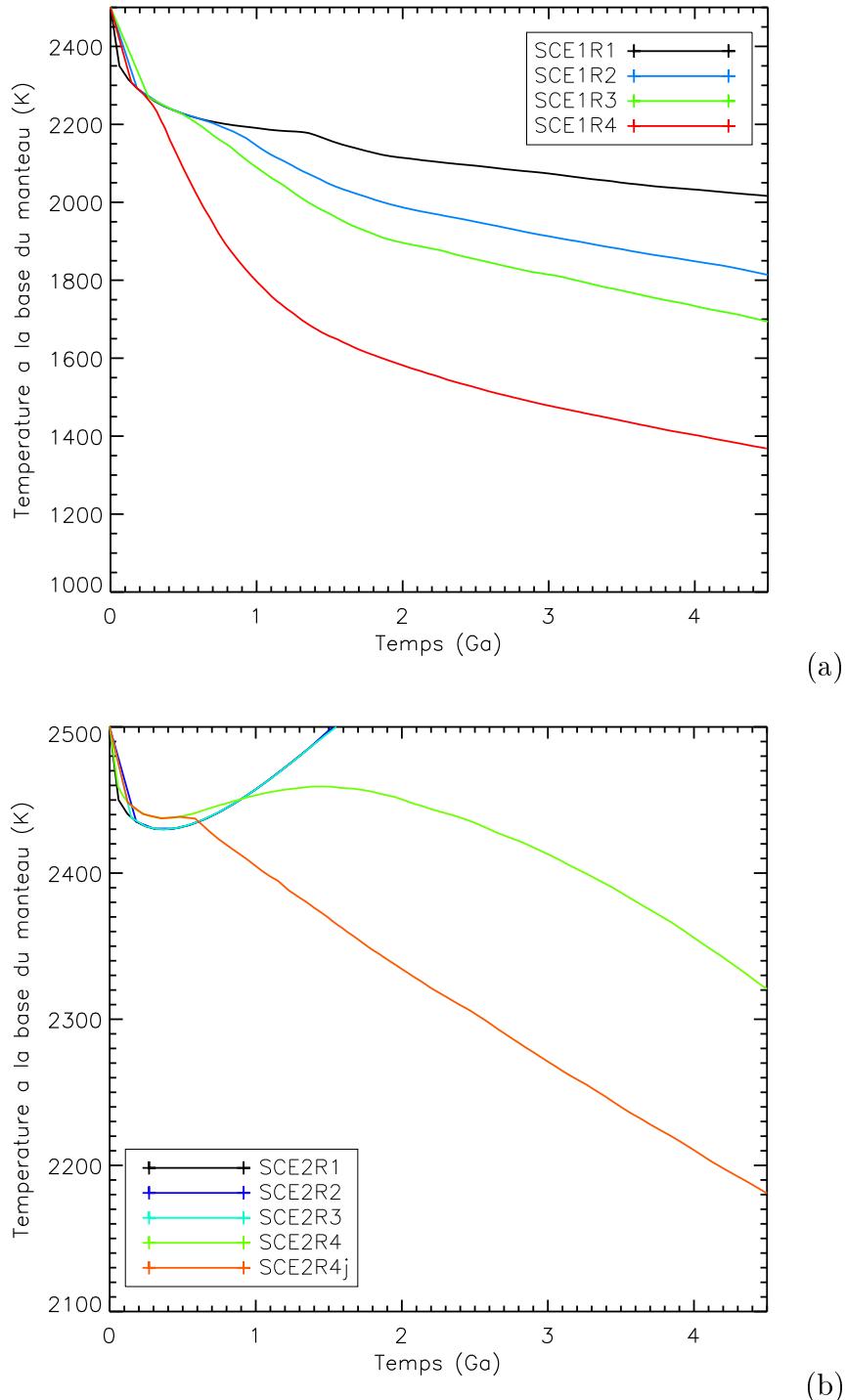


FIGURE 3.6 – Profil de température à la limite noyau-manteau, pour les modèles SCE1 (a) et SCE2 (b), entre 0 et 4.5 milliards d'années.

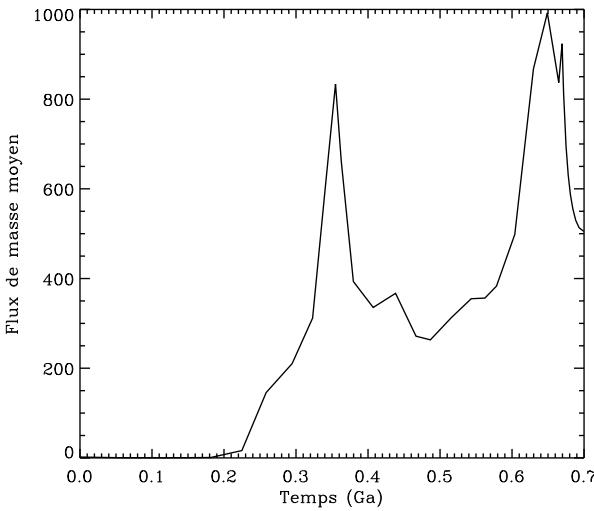


FIGURE 3.7 – Flux de masse moyen (sans dimension) représenté de 0 à 0.7 Ga pour la première simulation de SCE1R3b. Dans cette simulation, la décroissance radioactive, le refroidissement du noyau et les transitions de phase ne sont pas pris en compte. On remarque que la convection dans le manteau démarre vers 0.3 Ga.

début de la simulation, à 0 Ga (nouvelle échelle de temps). On constate que le noyau refroidit de façon continue, le flux de chaleur au CMB diminue lentement et traverse la zone du flux critique aux alentours du premier milliard d'années, indiquant qu'à partir de cette période la dynamo du noyau a cessé et le champ magnétique initial a disparu. On note cependant que le flux de chaleur reste ensuite dans la zone de flux critique jusqu'à 4.5 milliards d'années, sa valeur est de 8 mW.m^{-2} environ (à partir de 2 milliards d'années). L'épaisseur de la couche initiale de perovskite augmente au début de la simulation puis diminue rapidement, pas suffisamment toutefois pour disparaître totalement à 4.5 milliards d'années. Aucune réactivation de la dynamo n'est obtenue avec ce cas particulier dont la simulation démarre avec un manteau qui convecte déjà, alors que dans le cas similaire SCE1R3 où le manteau était initialement non convectif, cela était possible grâce au démarrage de la convection. Il y a donc bien un lien entre le démarrage de la convection dans le manteau et une augmentation du flux de chaleur au CMB.

3.1.3 Résumé sur l'activité du noyau (modèles SC)

Après cette première analyse, on peut décrire l'activité du noyau Martien plus précisemment, selon les modèles étudiés dans cette partie. Au départ, dans tous les cas étudiés (excepté SCE1R4), comme la planète refroidit, le flux de chaleur à la base diminue rapidement jusqu'à être inférieur au flux de chaleur du noyau critique,

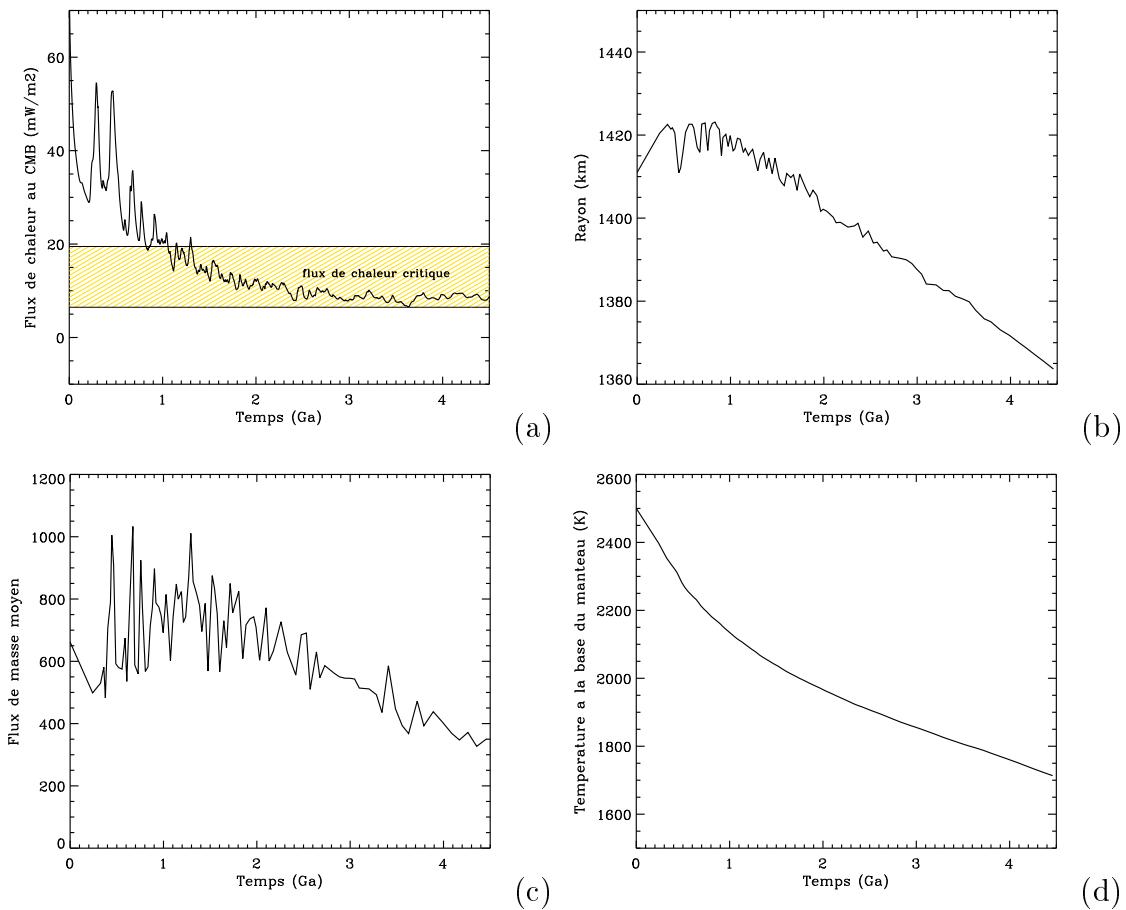


FIGURE 3.8 – Flux de chaleur à la base (a), position de la transition de phase endothermique (b), flux de masse moyen (c) et température à la base du manteau (d) pour le modèle SCE1R3b.

indiquant un arrêt de la dynamo et donc une disparition du champ magnétique. Lorsque le manteau est initialement froid et que l'énergie d'activation est faible (cas SCE1), la convection met d'autant plus de temps à démarrer dans le manteau que le nombre de Rayleigh est faible. L'initiation de la convection provoque une brusque augmentation du flux de chaleur au CMB, qui, quand elle a lieu tôt, peut dépasser le flux critique et indiquer une brève réactivation du noyau et donc une réapparition du champ magnétique, pendant quelques centaines de millions d'années, avant de s'éteindre à nouveau. Nous avons pu constater que la transition de phase endothermique n'a pas de lien direct avec cette possible réactivation, puisqu'elle ne disparaît pas dans ces cas là et est toujours présente à 4.5 milliards d'années. C'est le démarrage de la convection qui est responsable du pic du flux de chaleur. De même, lorsqu'on démarre les simulations avec un manteau déjà convectif (cas SCE1R3b), il n'y a pas d'augmentation du flux de chaleur au CMB, celui-ci diminue avec le refroidissement du noyau, la transition de phase endothermique descend en profondeur sans jamais disparaître et aucune réactivation du noyau n'est une nouvelle fois obtenue. En revanche, la présence de la phase spinelle-perovskite pendant les 4.5 milliards d'années, tend à inhiber le flot convectif et à réchauffer le noyau. Dans les cas où la température initiale du manteau est élevée, de même que l'énergie d'activation (SCE2), le noyau se réchauffe fortement et le flux de chaleur au CMB en devient négatif. Aucune réactivation de la dynamo n'est envisageable dans ces cas-là. Le cas incluant un saut de viscosité (SCE2R4j), bien qu'il ne démontre pas une augmentation du flux de chaleur au CMB suffisante pour justifier une réactivation de la dynamo, est d'autant plus intéressant que cette augmentation ne s'explique pas par le démarrage de la convection dans le manteau, comparé à tous les autres cas étudiés dans cette partie. En effet, le flux de chaleur au CMB diminue rapidement avec le refroidissement du noyau, mais alors que la convection démarre très vite dans le manteau (après seulement 200 millions d'années) initialement très chaud, le flux de chaleur subit une augmentation de 12 mW.m^{-2} en seulement une centaine de millions d'années, à 600 millions d'années, avant de se stabiliser à 5 mW.m^{-2} . Au même moment (600 Ma), le noyau refroidit très vite, alors que dans le même cas mais qui n'incluait pas le saut de viscosité (SCE2R4), le noyau se réchauffait pendant un milliard d'années. La transition de phase endothermique ne semble pas être responsable, puisque dans le cas sans le saut de viscosité on ne retrouve cet effet sur la température ou le flux de chaleur. La couche de perovskite diminue progressivement en épaisseur dès 600 millions d'années, mais cela est seulement la conséquence du refroidissement du noyau qui a lieu à cette même époque. Pour essayer de comprendre ce phénomène, on va devoir s'intéresser à l'évolution de la convection (cf. section 4.1.1).

3.2 Modèles à plus gros noyau (LC)

3.2.1 Définition des modèles

Un noyau de 1700 km de rayon ne permet pas la présence d'une phase spinelle-perovskite en profondeur dans le manteau. Cependant, selon la teneur en fer du manteau, nous pouvons comparer des modèles comprenant deux phases olivine- β -spinelle et β -spinelle- γ -spinelle d'une épaisseur de 35 km chacune (modèles LC2), ou seulement une transition olivine- γ -spinelle d'une épaisseur de 170 km (modèle LC1) en considérant un noyau de même taille mais composé de plus d'éléments légers. Ces transitions de phases exothermiques tendent à libérer de la chaleur et donc plutôt favoriser la convection dans le manteau. D'après Christensen and Yuen [1985], Solheim and Peltier [1993], nous avons vu dans la partie 2.4.2, que les transitions de phase peuvent stratifier le manteau en plusieurs couches. Nous allons donc étudier dans la partie qui suit, l'influence de ces transitions de phase sur la convection, et les différences qui peuvent apparaître entre les cas LC1 et LC2. Pour pouvoir comparer certains résultats obtenus, comme la génération de fusion par exemple, avec ceux des modèles SC, la température à la base du manteau peut être discutée. Il paraît naturel de choisir une température plus faible lorsque le noyau est plus grand, étant données les conditions de température qui doivent être différentes à cette profondeur, mais en l'absence d'observables précises, on choisira deux valeurs : une valeur assez faible de 2000 K, et la même température que pour un modèle à petit noyau, 2500 K. Les différents modèles sont résumés dans le tableau 3.3. La nomenclature se rapporte au modèle (LC1 ou LC2), à la température à la base du manteau choisie (T1 ou T2) et à l'ensemble nombre de Rayleigh - température du manteau initiale - énergie d'activation choisie (e). Enfin, la lettre "j" sera mentionnée si un saut de viscosité est inclus. Dans les cas (e2), l'énergie d'activation est égale à 120 $KJ.mol^{-1}$ au lieu des 150 $KJ.mol^{-1}$ pris dans les configurations avec un petit noyau (SCE2). Dans certains cas avec une trop grande énergie d'activation, le code numérique connaît des problèmes de convergence. Pour pouvoir comparer tous les modèles (LCe2) entre eux, le choix de prendre la même valeur d'énergie d'activation plus faible (120 $KJ.mol^{-1}$) pour chacun a été fait. Dans l'ensemble, les effets principaux obtenus sur la dynamo du noyau ou sur l'évolution de la convection sont tout autant discernables et n'empêchent pas la comparaison avec des modèles dont le noyau est de taille différente.

3.2.2 Etude / Résultats

Flux de chaleur au CMB

Dans un premier temps, on étudiera l'activité du noyau pour comparer les effets d'une ou plusieurs transitions de phase exothermiques sur la convection dans le manteau. La figure 3.9 représente le flux de chaleur à la base du manteau, séparément pour les modèles LCe1 (fig. (a)) et LCe2 (fig. (b)), càd selon les conditions initiales

Modèles	T_{cmb} (K)	T_i (K)	E (kJ.mol $^{-1}$)	Ra	η_1 (Pa.s)	jump	phases
LC1T1e1	2000	932	40	10^8	$2.73 \cdot 10^{20}$	-	1
LC1T2e1	2500	1132	40	10^8	$3.5 \cdot 10^{20}$	-	1
LC2T1e1	2000	932	40	10^8	$2.73 \cdot 10^{20}$	-	2
LC2T2e1	2500	1132	40	10^8	$3.5 \cdot 10^{20}$	-	2
LC1T1e2	2000	1644	120	10^9	$2.73 \cdot 10^{19}$	-	1
LC1T1e2j	2000	1644	120	10^9	$2.73 \cdot 10^{19}$	X(25)	1
LC1T2e2	2500	2044	120	10^9	$3.5 \cdot 10^{19}$	-	1
LC2T1e2	2000	1644	120	10^9	$2.73 \cdot 10^{19}$	-	2
LC2T1e2j	2000	1644	120	10^9	$2.73 \cdot 10^{19}$	X(25)	2
LC2T2e2	2500	2044	120	10^9	$3.5 \cdot 10^{19}$	-	2
LC2T2e2j	2500	2044	120	10^9	$3.5 \cdot 10^{19}$	X(25)	2

TABLE 3.3 – Paramètres fixes pour les modèles comprenant un gros noyau. T_{cmb} est la température à la base du manteau, T_i est la température initiale du manteau, E l'énergie d'activation, Ra le nombre de Rayleigh, η_1 est la viscosité à la limite noyau-manteau, “jump” précise si un saut de viscosité est ajouté, et enfin “phases” indique si il s'agit du modèle avec une (LC1) ou deux (LC2) phases exothermiques. Le volume d'activation (Z) est égal à $3 \text{ cm}^3.\text{mol}^{-1}$ dans tous ces modèles.

de température dans le manteau, le nombre de Rayleigh et l'énergie d'activation (cf. tableau 3.3), pour plus de clarté. La figure 3.9 (a) montre que le flux de chaleur au CMB diminue rapidement puisque le noyau refroidit au début de la simulation. Lorsque la température à la base du manteau est de 2000 K (T1), le profil du flux de chaleur au CMB est très similaire pour LC1 et LC2 : le flux de chaleur devient inférieur au flux critique après 200 millions d'années (si l'on considère la limite supérieure du flux critique) indiquant un premier arrêt de la dynamo initiale. Vers 350 millions d'années, le flux de chaleur pour les deux cas augmente brusquement, jusqu'à dépasser le flux critique et indiquer alors une possible réactivation du noyau vers 400 millions d'années, jusqu'à 800 millions d'années pour que le flux de chaleur diminue et la dynamo cesse à nouveau. Ces configurations laissent penser qu'une réactivation du noyau est possible, bien qu'aucune transition de phase endothermique n'ait été incluse dans le manteau. Cependant, si l'on reprend les conclusions du modèle à petit noyau (SC) dans la partie précédente, on peut se douter qu'une fois de plus ce pic intense du flux de chaleur est lié au démarrage de la convection. Et en effet, dans les cas LC1T2e1 et LC2T2e1 où la température à la base est plus importante (2500 K), l'augmentation du flux se fait avant même qu'il ne soit passé dans la zone de flux critique (pour LC2T2e1 cela se fait pendant une centaine de million d'années mais le flux reste très proche de la limite supérieure du flux critique), indiquant alors que dans ces cas, le champ magnétique n'aurait disparu pour la première fois que vers 1.1 milliards d'années. Ce graphe montre donc que le profil diffère surtout lorsque la température à la base est différente. Les profils LC1T2e1 et LC2T2e1 sont également différents, un décalage d'une centaine de millions d'années est observé entre les deux. En ce qui concerne les modèles où la température initiale du manteau, l'énergie

d'activation et le nombre de Rayleigh sont plus importants (LCe2) représentés en figure 3.9 (b), le flux de chaleur décroît très vite, jusqu'à la limite supérieure du flux critique entre 50 et 200 millions d'années selon les cas, indiquant l'arrêt de la dynamo du noyau et la disparition du champ magnétique initial, aucune réactivation n'est ensuite envisageable. Un zoom sur les 500 premiers millions d'années a été fait pour ces cas là (fig. 3.9 (c)) afin d'observer plus clairement le comportement du flux au tout début de la simulation. On remarque que comme dans les cas LCe1, on observe un pic d'intensité du flux de chaleur, mais que celui-ci apparaît beaucoup plus tôt dans ces cas LCe2, indiquant vraisemblablement que la convection démarre plus vite. Les cas LC1T1e2 et LC2T1e2 présentent des profils de flux similaires, de même avec ces mêmes cas incluant un saut de viscosité (LC1T2e2j et LC2T1e2j). En revanche, lorsque la température initiale à la base du manteau est plus grande, les profils (LC1T2e2 et LC2T2e2) donc différents pendant le premier milliard d'années, le flux de chaleur du cas comprenant deux transitions de phase exothermiques (LC2T2e2) diminue moins vite que celui qui n'en contient qu'une plus épaisse (LC1T2e2). Et si l'on ajoute au modèle LC2T2e2 un saut de viscosité, le flux de chaleur (LC2T2e2j) devient alors similaire à celui du cas LC1T2e2.

Flux de masse radial

Comme vu dans la partie 2.4.2, le flux de masse radial permet d'étudier la stratification du manteau sous les effets des transitions de phase. Le flux de masse radial est seulement représenté ici pour les cas LC1T1e2 et LC2T1e2 à la figure 3.10.

Dans le cas LC1T1e2 (fig. 3.10 (a)) où une seule transition exothermique est incluse (olivine- γ -spinelle), on repère aisément la position de la transition de phase à $0.6r_0$. Une stratification du manteau en deux couches est relevée à 0.2 Ga, avec une partie inférieure du manteau qui participe peu à la convection, comparée à la partie du manteau au-dessus de la transition olivine- γ -spinelle qui convecte plus vigoureusement. Au cours du temps, la différence entre ces deux couches s'estompe, et à 4.5 Ga, elles convectent quasiment aussi vigoureusement l'une que l'autre. Le "stagnant lid" est également visible sur la figure dans la partie la plus supérieure du manteau. Dans le cas LC2T1e2 (fig. 3.10 (b)) qui présente deux phases exothermiques olivine- β -spinelle et β -spinelle- γ -spinelle, le manteau est cette fois découpé en trois parties voire quatre si l'on considère également la couche rigide près de la surface. Comme dans le cas LC1T2e2, la couche supérieure du manteau convecte, dans les premiers milliards d'années, plus vigoureusement que dans le reste du manteau. Cependant, dans le cas LC2T1e2, la couche intermédiaire (entre les deux transitions de phase) est la moins convective à 0.2 milliards d'années. Puis au cours du temps la convection devient de plus en plus globale.

Le flux de masse radial moyen permet de suivre l'évolution de la convection et en particulier, on peut relever le moment auquel celle-ci s'initie dans le manteau.

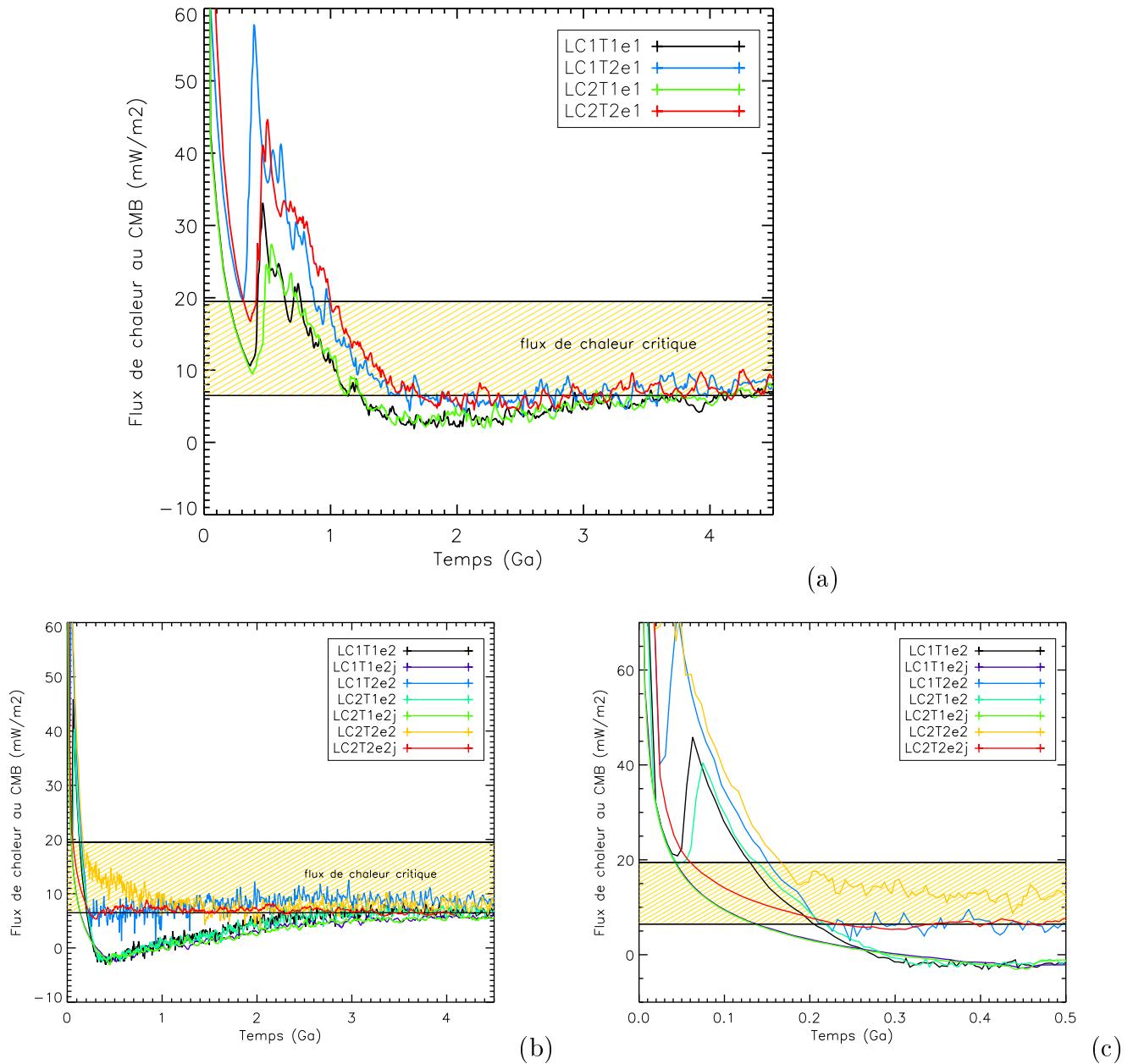


FIGURE 3.9 – Evolution du flux de chaleur provenant du noyau au cours du temps. Les modèles LCe1 (a) et LCe2 (b) sont comparés. Un zoom a également été fait sur les 500 premiers millions d'années pour les modèles LCe2 (c). Le rectangle jaune représente le flux critique (compris entre environ 6 et 19 mW.m⁻³) nécessaire pour maintenir une dynamo. Au-dessous de cette limite, le flux n'est pas suffisamment important pour qu'une dynamo du noyau puisse avoir lieu.

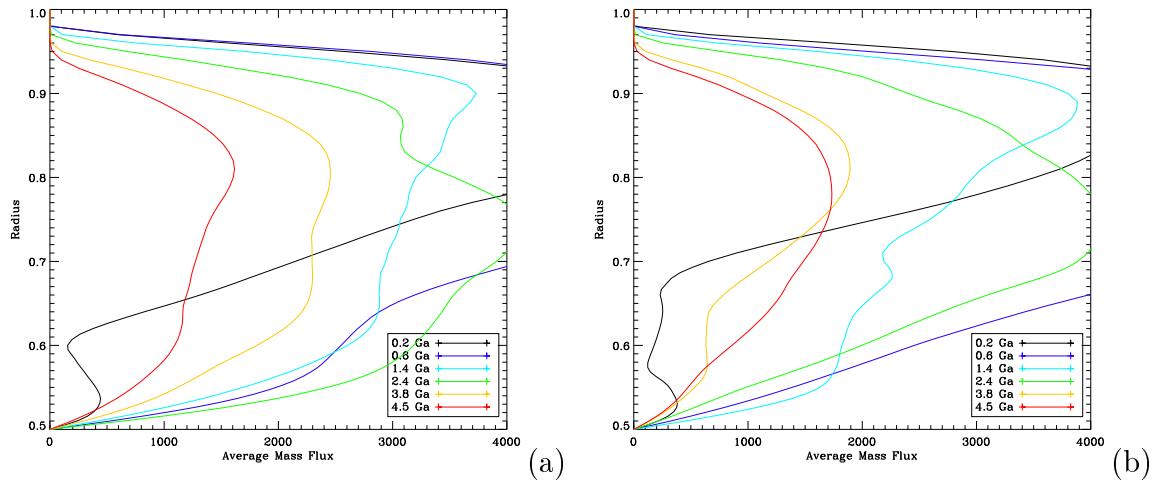


FIGURE 3.10 – Flux de masse radial pour les cas LC1T1e2 (a) et LC2T1e2 (b), pour six pas de temps différents. Le rayon et le flux de masse sont sans dimension.

Sur la figure 3.11 (a), le flux de masse moyen a été représenté pour les cas LCe1. On remarque que la convection met du temps à démarrer dans le manteau, ce qui correspond à ce que l'on observait à la figure 3.9 (a) lorsque le flux de chaleur au CMB augmentait brusquement. Il est en revanche difficile de comparer les modèles entre eux, pour conclure si les profils LC1 ou LC2 sont identiques ou pas. Sur la figure 3.11 (b), ce sont les profils de flux de masse moyen pour les cas LCe2 qui sont représentés. Le manteau est initialement plus chaud, donc la convection démarre plus rapidement dans le manteau. L'évolution du flux de masse est plutôt similaire pour chaque cas. Cependant, le saut de viscosité qui implique un manteau inférieur très visqueux tend à ralentir la convection. Dans le cas LC2T2e2j, la convection est moins vigoureuse que dans le cas sans ce saut (LC2T2e2), de même pour LC2T1e2j et LC1T1e2j dont le manteau convecte moins que dans les cas sans saut de viscosité. Pour tous les cas LCe2, une fois que la convection a démarré, le flux de masse moyen diminue progressivement. Ceci s'explique par le contraste de viscosité et l'énergie d'activation élevés dans tous ces modèles qui entraînent rapidement la formation d'une couche rigide et qui ralentit donc la convection. Le flux de masse moyen des modèles LCe1 ne diminue pas autant car l'énergie d'activation y est moins importante et la couche rigide se forme moins vite. Cependant, si l'on regarde les échelles sans dimensions du flux de masse, la convection est dans l'ensemble, plus vigoureuse dans les modèles LCe2 que LCe1.

Deplacement des phases exothermiques

Le déplacement des transitions de phase exothermiques peut être suivi au cours du temps. La position dans le manteau des deux transitions de phases olivine- β -spinelle et β -spinelle- γ -spinelle dans le cas LC2T1e2 est illustrée à la figure 3.12 (a), alors que celle de la transition de phase olivine- γ -spinelle dans le cas LC1T1e2 est

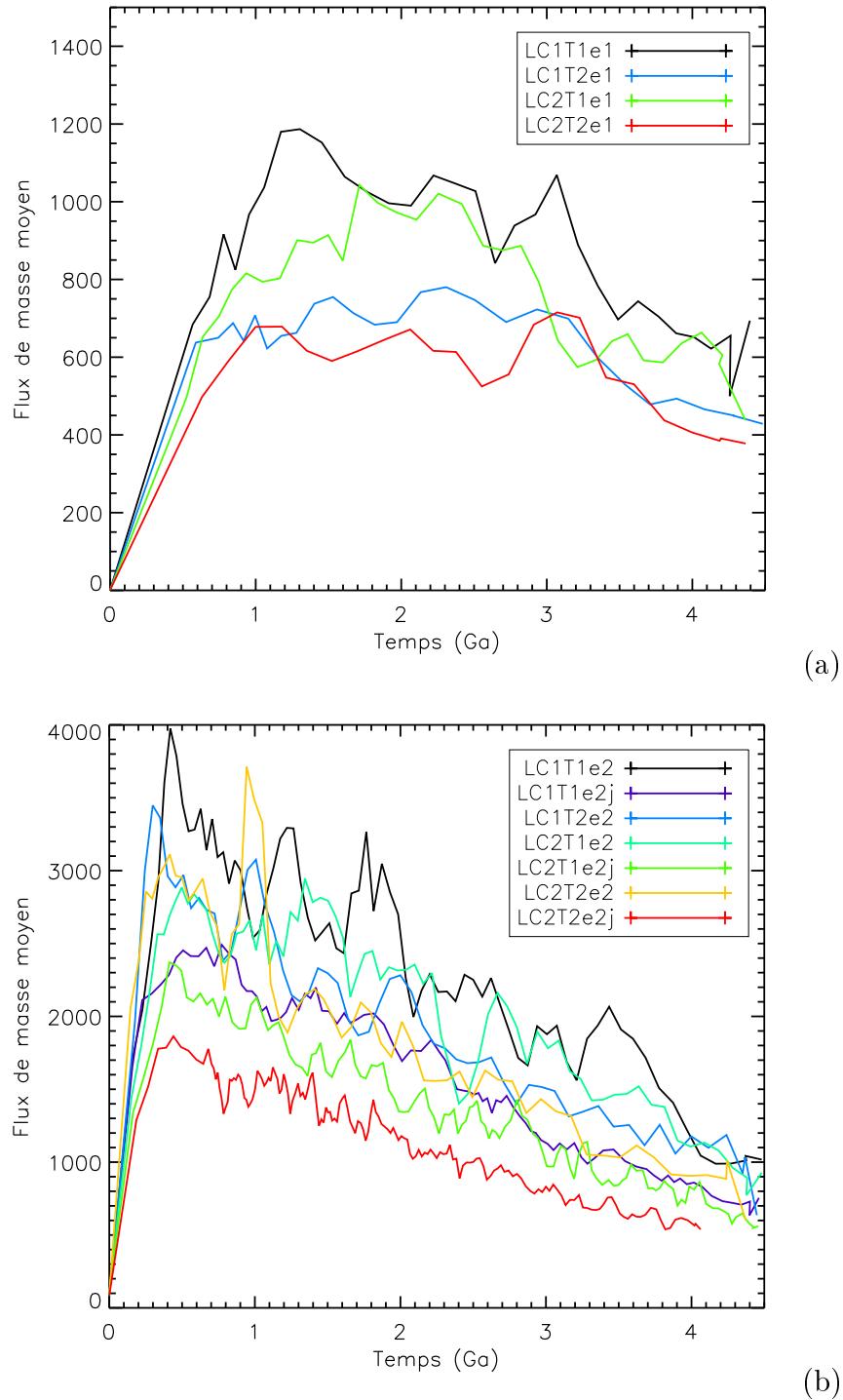


FIGURE 3.11 – Moyenne du flux de masse radial (sans dimension) avec le temps pour les cas LCe1 (a) et LCe2 (b).

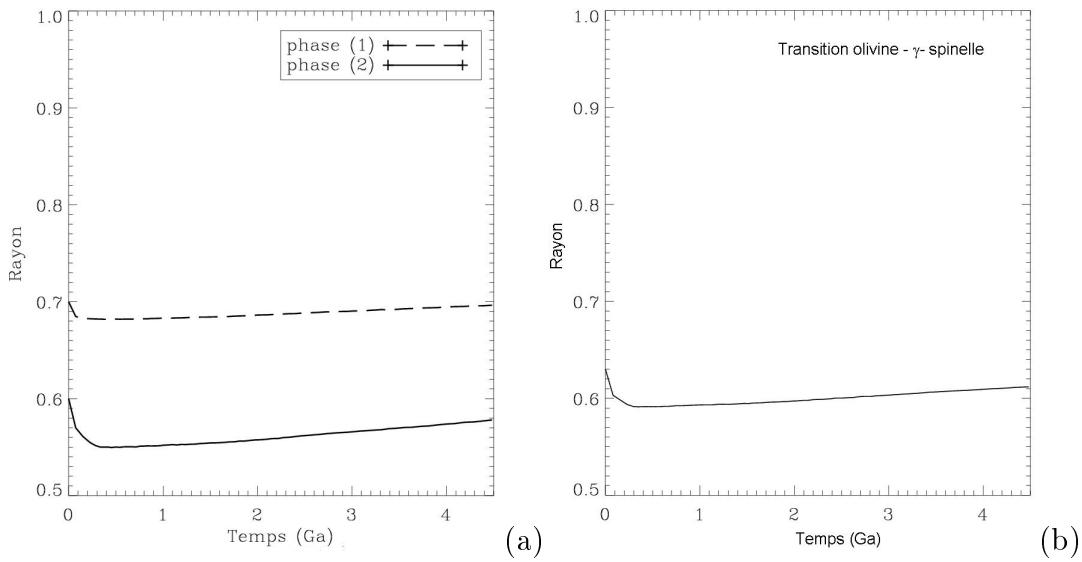


FIGURE 3.12 – Déplacement des phases exothermiques olivine- β -spinelle (phase (1)) et β -spinelle- γ -spinelle (phase (2)) pour le modèle LC2T1e2 (graphique (a)), et olivine- γ -spinelle pour le modèle LC1T1e2 (graphique (b)).

illustrée en figure 3.12 (b). La position de ces phases tend à descendre légèrement en profondeur au début des simulations, contrairement à la phase endothermique des cas à petit noyau (SC) qui tend plutôt à d'abord “remonter” dans le manteau. La pente de Clapeyron des phases exothermiques étant de signe opposée à celle de phase endothermiques, ces transitions ralentissent rapidement leur descente en profondeur, et leur position dans le manteau commence même à être en légère augmentation.

Temperature au CMB

La température à la base du manteau permet d'évaluer comment le noyau refroidit. Sur la figure 3.13 (a), la température au CMB des modèles LCe1 est représentée. Les évolutions sont similaires pour chacun des cas, la température décroît d'abord rapidement, puis plus lentement vers 400 millions d'années. Cette période correspond au moment où le flux de chaleur au CMB augmentait brusquement suite au démarrage de la convection, à la figure 3.9 (a). Il n'y a pas de différences majeures entre les modèles incluant une ou deux transitions de phase exothermiques. À la figure 3.13 (b), on constate que la température au CMB des modèles LCe2 diminue bien moins que dans les cas précédents. Le manteau est plus chaud, le noyau refroidit donc moins vite. En revanche, sur ce graphique on remarque encore une fois une différence entre les profils des cas LC1T2e2 et LC2T2e2 (ainsi que LC2T2e2j), alors que lorsque la température initiale à la base est inférieure (T1), les profils sont tout à fait identiques (modèles LC1T1e2 et LC2T1e2). De même que les profils des cas LC1T1e2j (courbe en violet) et LC2T1e2j (courbe en vert clair). Plus précisément, lorsque la température à la base du manteau est élevée (T2), il y a une quantité de chaleur

plus importante à évacuer. Les transitions de phase, par leur caractère exothermique, favorisent et accélèrent la convection dans le manteau et donc l'évacuation de toute cette chaleur. Cependant, lorsqu'un saut de viscosité est inclus au niveau de la transition de phase olivine- β -spinelle, cela implique que la partie du manteau inférieur soit plus visqueuse, donc plus chaude. Bien que la transition β -spinelle- γ -spinelle, accélère le flux de matière à son passage, la convection est ralentie au passage de la deuxième transition de phase à cause du saut de viscosité. Le noyau refroidit donc moins efficacement qu'en l'absence du saut de viscosité (LC2T2e2).

3.2.3 Résumé sur l'activité du noyau (modèles LC)

Cette première analyse permet de constater que même en l'absence de transition de phase endothermique, une réactivation du noyau, après un premier arrêt de la dynamo initiale, est possible dans certains cas où la température initiale du manteau et l'énergie d'activation sont faibles. Cependant, comme pour les modèles comprenant un petit noyau, cette réactivation déduite d'une augmentation du flux de chaleur au CMB au-dessus du flux critique, est liée au démarrage de la convection dans le manteau. Lorsque le manteau est initialement plus chaud, la convection démarre plus rapidement et aucune réactivation n'est alors concevable. En ce qui concerne les différences entre la prise en compte de deux transitions de phase ou seulement une plus épaisse, elles ne sont constatées uniquement lorsque la température initiale à la base du manteau est élevée (2500 K). En revanche, lorsqu'elle est égale à 2000 K, aucune différence majeure n'est relevée entre les configurations LC1 et LC2. Lorsqu'il y a une quantité de chaleur plus importante à évacuer (si la température à la base est de 2500 K par exemple), le rôle des transitions de phase est d'autant plus important. C'est dans ce cas où l'on peut constater des différences entre les cas LC1 et LC2. Au départ, lorsque l'on a deux transitions exothermiques (LC2), une des deux (β -spinelle- γ -spinelle) est plus proche du noyau que dans le cas où il n'y en a qu'une (LC1). Comme les transitions exothermiques accélèrent le flot convectif, cela permet au noyau de refroidir plus vite dans le cas LC2.

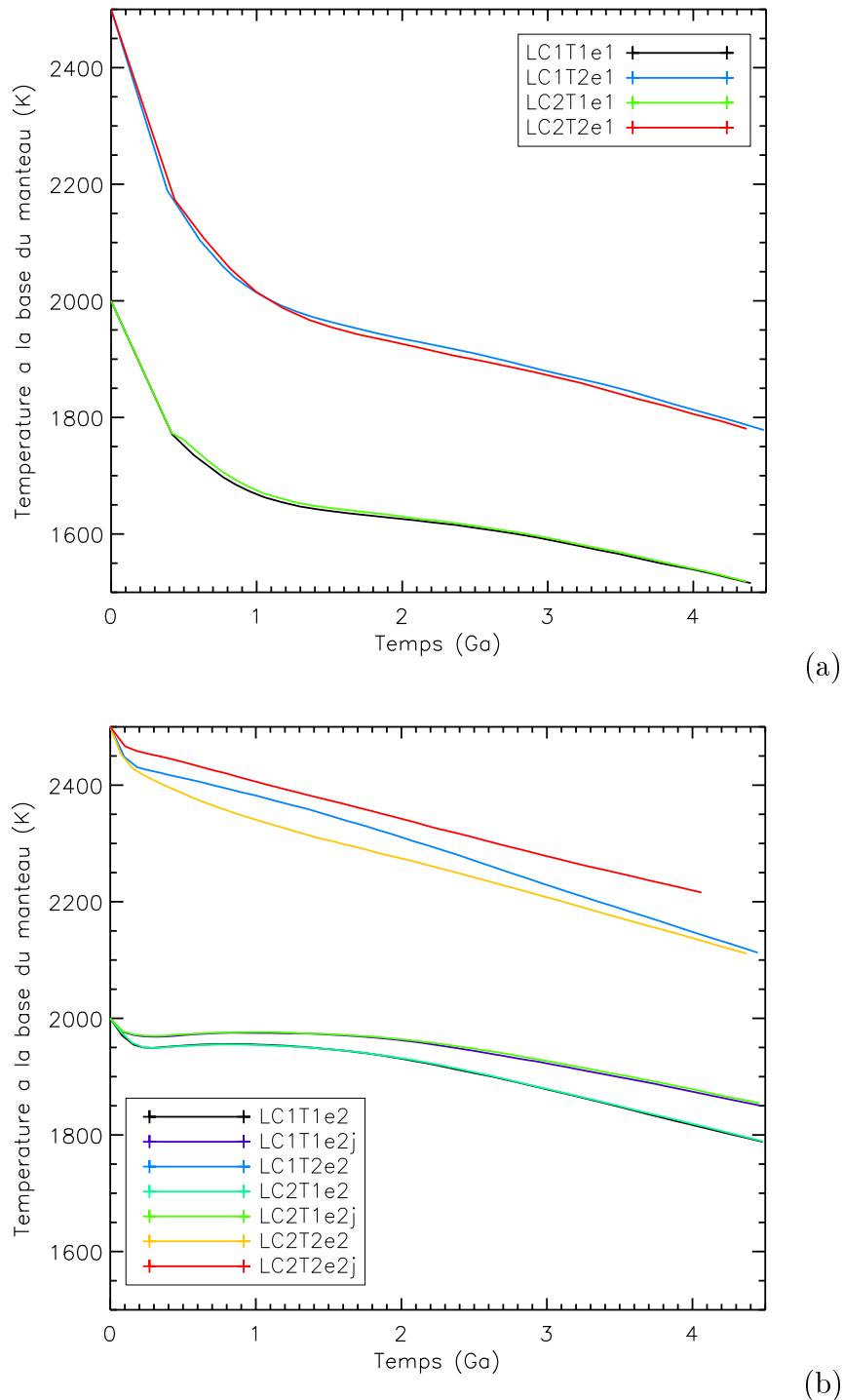


FIGURE 3.13 – Profil de température à la limite noyau-manteau, pour les modèles LCe1 (a) et LCe2 (b), entre 0 et 4.5 milliards d'années.

Chapitre 4

Autres implications sur l'évolution thermique de la planète

“On Mars, the crumbling remains of ancient civilizations may be found, mutely testifying to the one-time glory of a dying world.”

(Cleator, P. E., “Rockets Through Space”, New York : Simon & Schuster [1936])

Dans le chapitre précédent nous avons étudié l'histoire du champ magnétique de Mars à travers les conditions de réactivation de la dynamo du noyau. Nous avons pu notamment constater qu'une telle réactivation était possible mais qu'elle dépendait du démarrage de la convection dans le manteau. Bien que la transition de phase endothermique spinelle-perovskite ne soit pas liée à cette réactivation de la dynamo, elle a des effets notables sur l'évolution de la température du noyau et du manteau. L'évolution de la convection ou encore le comportement des transitions de phase seront donc analysés dans le chapitre qui suit. Pour chacun des modèles (SC et LC) définis dans le chapitre précédent, nous allons étudier en détails les profils thermiques dans le manteau, et évaluer le mode de convection. Le cas particulier (SC2R4j), évoqué dans le chapitre précédent, où l'on obtenait une augmentation brusque du flux de chaleur à la base du manteau qui ne s'explique pas par le démarrage de la convection sera également analysé plus en détails. Enfin, dans une dernière partie, des modèles avec des tailles de noyau intermédiaires seront pris en compte pour mettre en évidence l'importance du choix des conditions initiales dans les simulations, quelle que soit la taille de noyau choisie.

4.1 Modèles à petit noyau (SC)

Les modèles étudiés sont les mêmes que ceux décrits dans la partie 3.1.1.

4.1.1 Evolution thermique

Temperature

Le profil de température vertical représente la moyenne de la température dans le manteau pour chaque rayon. Il est tracé pour les modèles SCE1R2 (a), SCE1R4 (b) et SCE2R4 (c) sur la figure 4.1, pour six pas de temps différents : 0.0, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 milliards d'années. Le profil initial de température a été volontairement tracé dans les figures afin de rappeler la différence entre les cas SCE1 où la température initiale du manteau est plus faible que dans les cas SCE2. On remarque dans un premier temps que les profils de températures sont moins élevés dans le cas SCE1R4 que SCE1R2 puisque lorsque le nombre de Rayleigh est plus élevé, le manteau convecte plus vigoureusement et est donc plus froid. On peut aussi repérer la position des transitions de phase, en particulier la phase olivine-spinelle, vers 2100 km, qui induisent une inflexion de la courbe de température à cette position. En effet, la transition exothermique favorise la convection et permet donc à la partie supérieure du manteau de refroidir plus efficacement. La température moyenne est alors inférieure dans cette partie supérieure du manteau que dans sa partie inférieure. Dans le cas SCE2R4, sur la figure 4.1 (c), les températures sont évidemment plus élevées puisque la température initiale du manteau est plus importante, et on a vu sur la figure 3.5 (b) dans la partie précédente que la transition endothermique était bien moins proche du noyau que dans les cas SCE1. On peut en effet repérer sa position, vers 1500 km, par son effet sur le profil de température. À 0.8 Ga par exemple, on remarque que la température est plus élevée dans la couche de perovskite, puisque celle-ci retient le flot convectif. La partie du manteau où le profil de température est conductif, conséquence de la viscosité élevée, est de plus en plus important avec le temps, comme on peut le voir sur chacune de ces figures.

L'épaisseur du “stagnant lid”, couche conductive, peut se calculer plus précisément pour chacun des cas. On prend l'intersection des deux tangentes au profil de température (partie convective et partie conductive), et on relève le rayon correspondant. D'après la figure 4.2 (a) pour le modèle SCE1R2, (b) pour SCE1R4 et (c) pour SCE2R4, l'épaisseur du stagnant lid à 4.5 milliards d'années est égale à 180 km pour le modèle SCE1R2, et 130 km pour le modèle SCE1R4 dont la convection est plus vigoureuse (nombre de Rayleigh plus grand). Dans le cas SCE2R4, l'épaisseur calculée est de 225 km. Cette couche supérieure est beaucoup plus épaisse dans ce cas car l'énergie d'activation choisie pour ce modèle est beaucoup plus grande (cf. tableau 3.2) que pour les autres modèles, la viscosité y est alors plus importante.

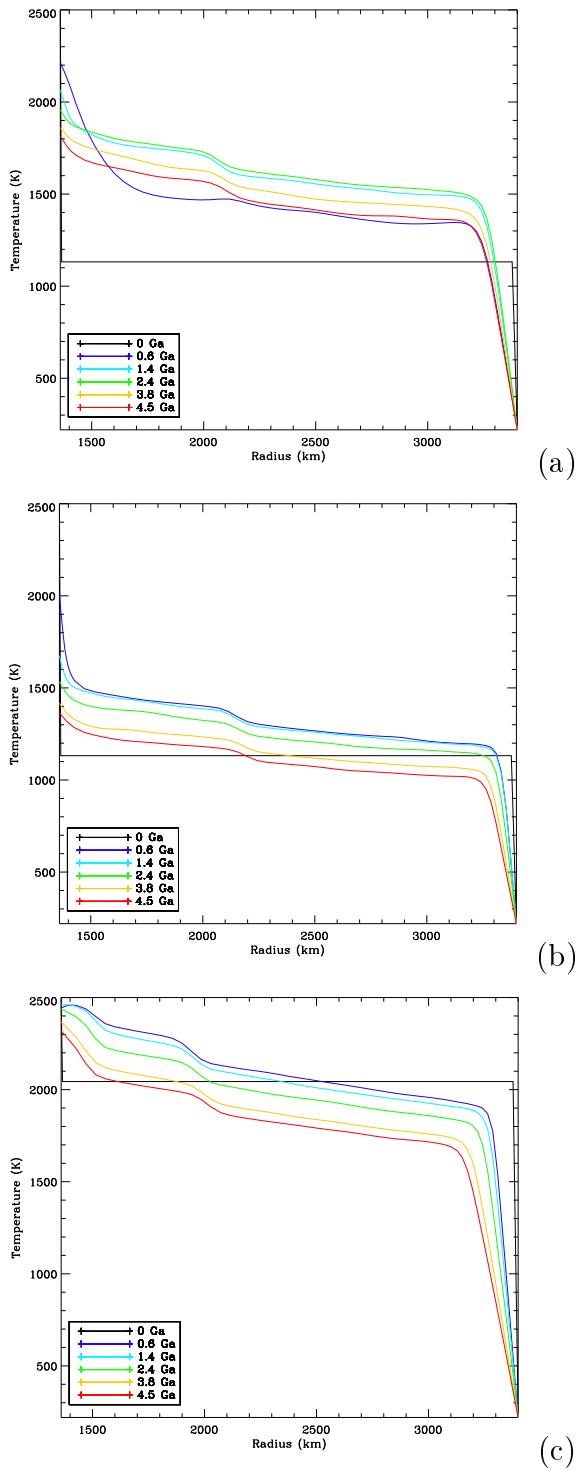


FIGURE 4.1 – Profil de température vertical pour les modèles SCE1R2 (a), SCE1R4 (b) et SCE2R4 (c), pour six pas de temps différents, 0.0, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 milliards d'années. La température est en Kelvins et le rayon en kilomètres.

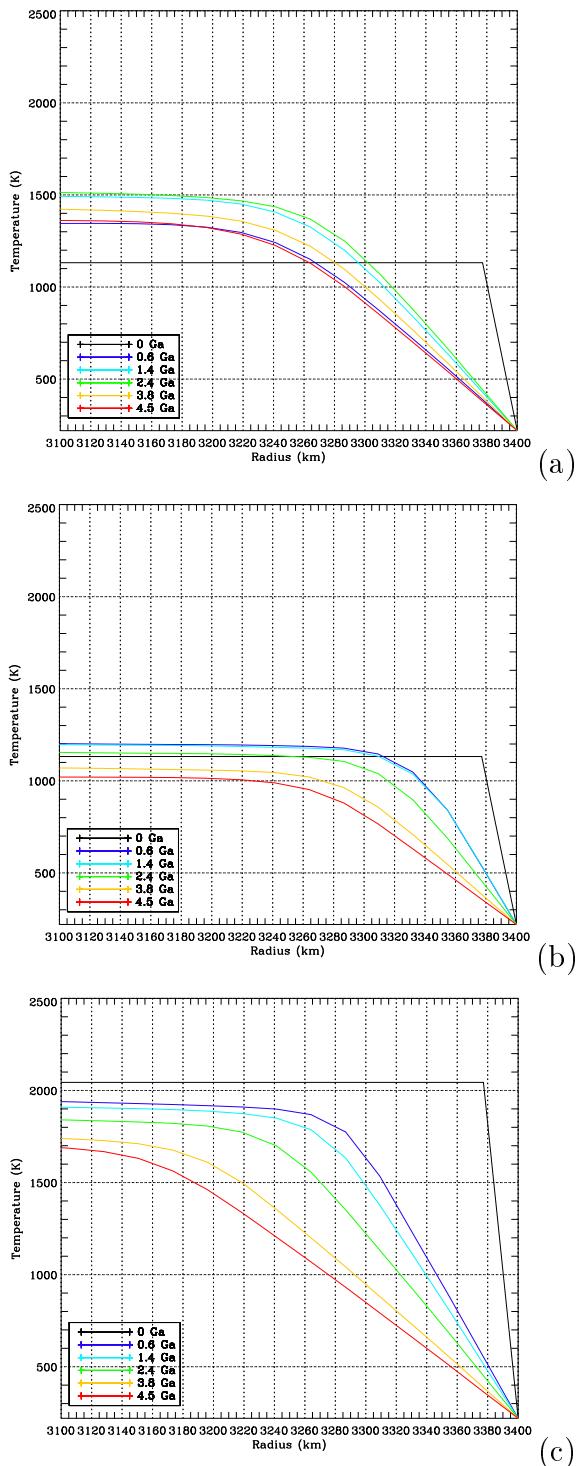


FIGURE 4.2 – Profil de température vertical dans les 300 premiers kilomètres de la surface pour les modèles SCE1R2 (a), SCE1R4 (b) et SCE2R4 (c). L'évolution de l'épaisseur de la couche rigide (“stagnant lid”) au cours du temps est mise en évidence.

Profil de température moyenne dans le manteau

On peut aussi comparer les profils de température moyenne dans le manteau pour chacun des modèles, à partir de la figure 4.3. Dans chacun des cas, la température du manteau augmente durant le premier milliard d'années environ puis diminue lentement. Comme la température initiale du manteau est inférieure dans les cas SCE1 (fig. 4.3 (a)) que dans les cas SCE2 (fig. 4.3 (b)), la température moyenne du manteau est elle aussi inférieure. Plus le nombre de Rayleigh est élevé, plus le manteau convecte vigoureuse, et donc la chaleur s'évacue plus rapidement et efficacement : le manteau est alors plus froid. Comparé au profil de la température à la base, celui de la température moyenne des cas SCE2R4 et SCE2R4j (avec un saut de viscosité), sont quasiment identiques excepté pendant une période allant de 500 millions d'années à 1.6 milliards d'années. Pendant cette période la température moyenne du manteau est légèrement plus faible lorsqu'un saut de viscosité est pris en compte. Une fois de plus on constate donc que le manteau refroidit plus efficacement à partir de 600 millions d'années lorsqu'un saut de viscosité est inclus dans le modèle.

Champ de température

Pour étudier le style de la convection, le développement de panaches, selon l'influence des transitions de phase, on trace le champ de température dans le manteau pour le modèle SCE1R4 à la figure 4.4 et le modèle SCE2R4 à la figure 4.5, pour différents pas de temps. Les transitions de phase olivine- γ -spinelle (en bleu) et γ -spinelle-perovskite (en noir) sont également représentées et superposées au champ de température sur ces figures. Sur la figure 4.4, on peut remarquer que la phase exothermique ne se déplace pas beaucoup dans le manteau. Au contraire, la phase endothermique, très proche du noyau au départ, diminue rapidement en profondeur jusqu'à disparaître (elle est alors matérialisée par la courbe en noir à 1360 km). Le déplacement de la transition de phase a déjà été évoqué plus haut, sur la figure 3.5. Rapidement, la formation de un ou deux panaches ascendants est favorisée, notamment près des pôles. Sur la figure 4.5 représentant le champ de température du cas SCE2R4, le manteau est beaucoup plus chaud et les panaches sont difficiles à distinguer. Néanmoins, on peut voir que la transition endothermique ne disparaît pas contrairement au cas précédent, et qu'une stratification du manteau est visible.

Interessons-nous maintenant au cas SCE2R4j, càd lorsqu'un saut de viscosité est inclus. En effet, nous avons vu précédemment qu'il se passait quelque chose dans le manteau à partir de 600 millions d'années environ qui favorisait subitement le refroidissement du noyau et du manteau, lorsqu'un saut de viscosité est inclus dans le

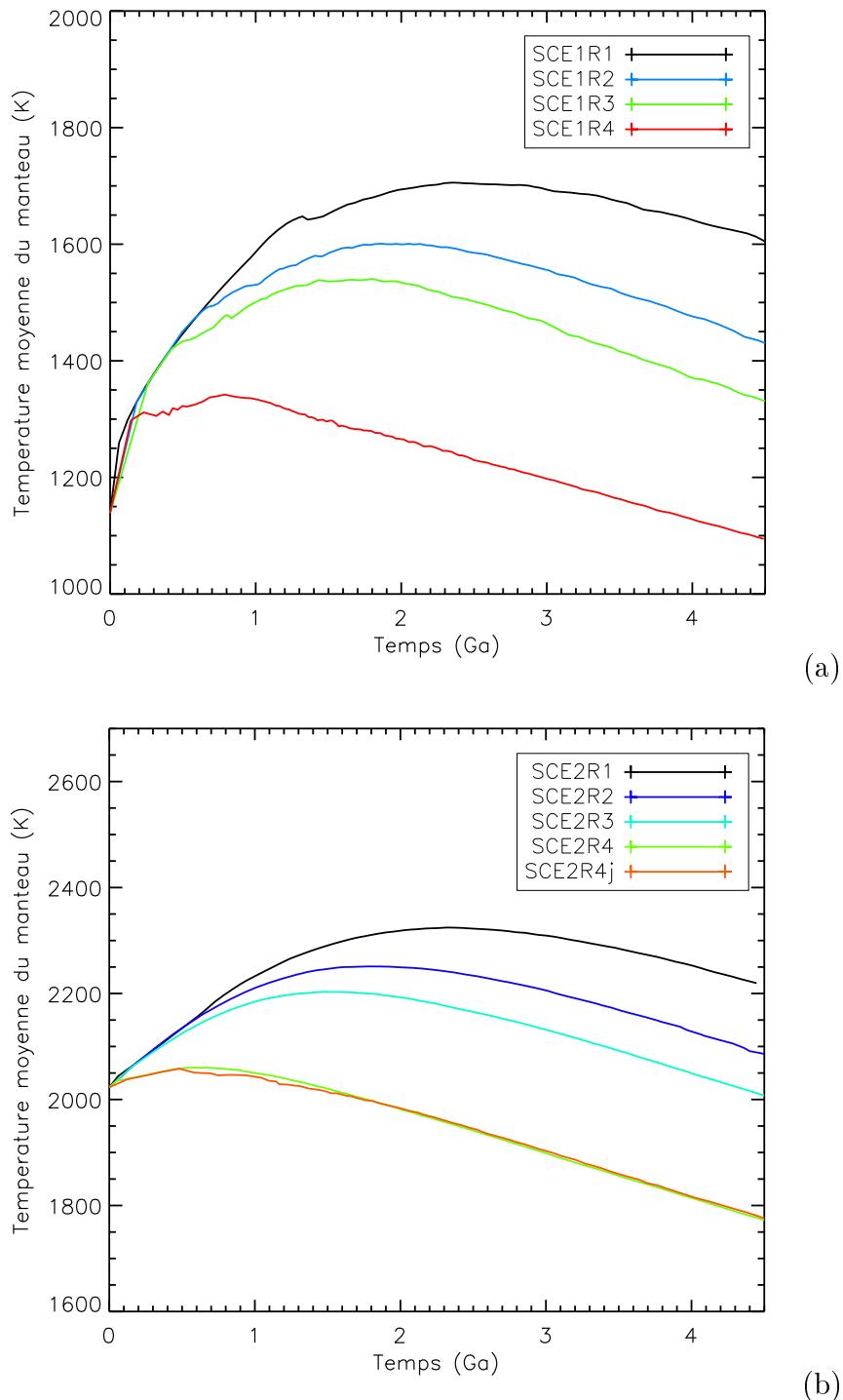


FIGURE 4.3 – Profil de température à la limite noyau-manteau, pour les modèles SCE1 (a) et SCE2 (b), entre 0 et 4.5 milliards d'années. La température est en Kelvins.

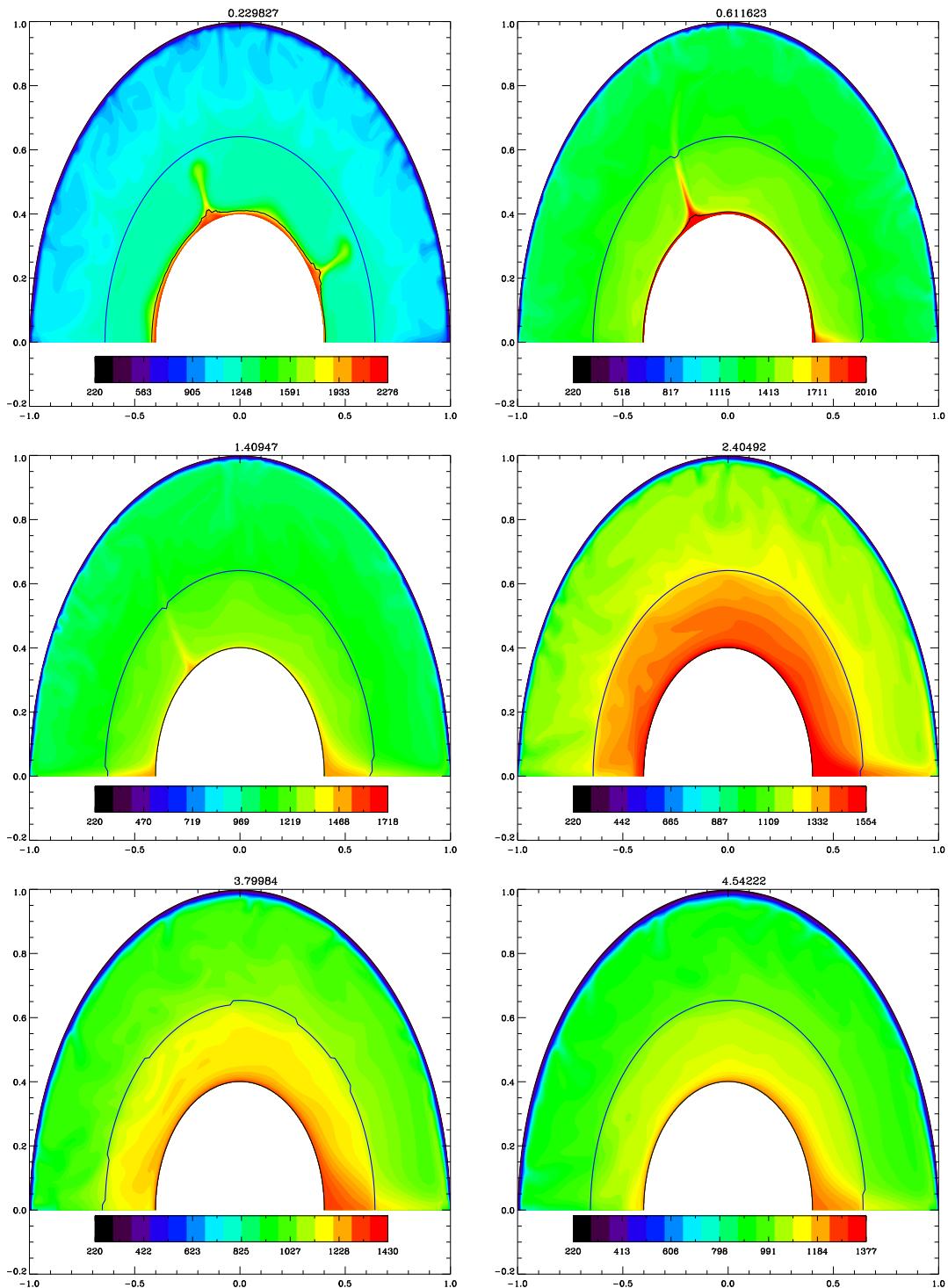


FIGURE 4.4 – Champ de température (en Kelvin) dans le manteau pour le modèle SCE1R4, pour 0.2, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 milliards d'années. La position des transitions de phase, endothermique (en noir) et exothermique (en bleu) sont superposées au champ de température.

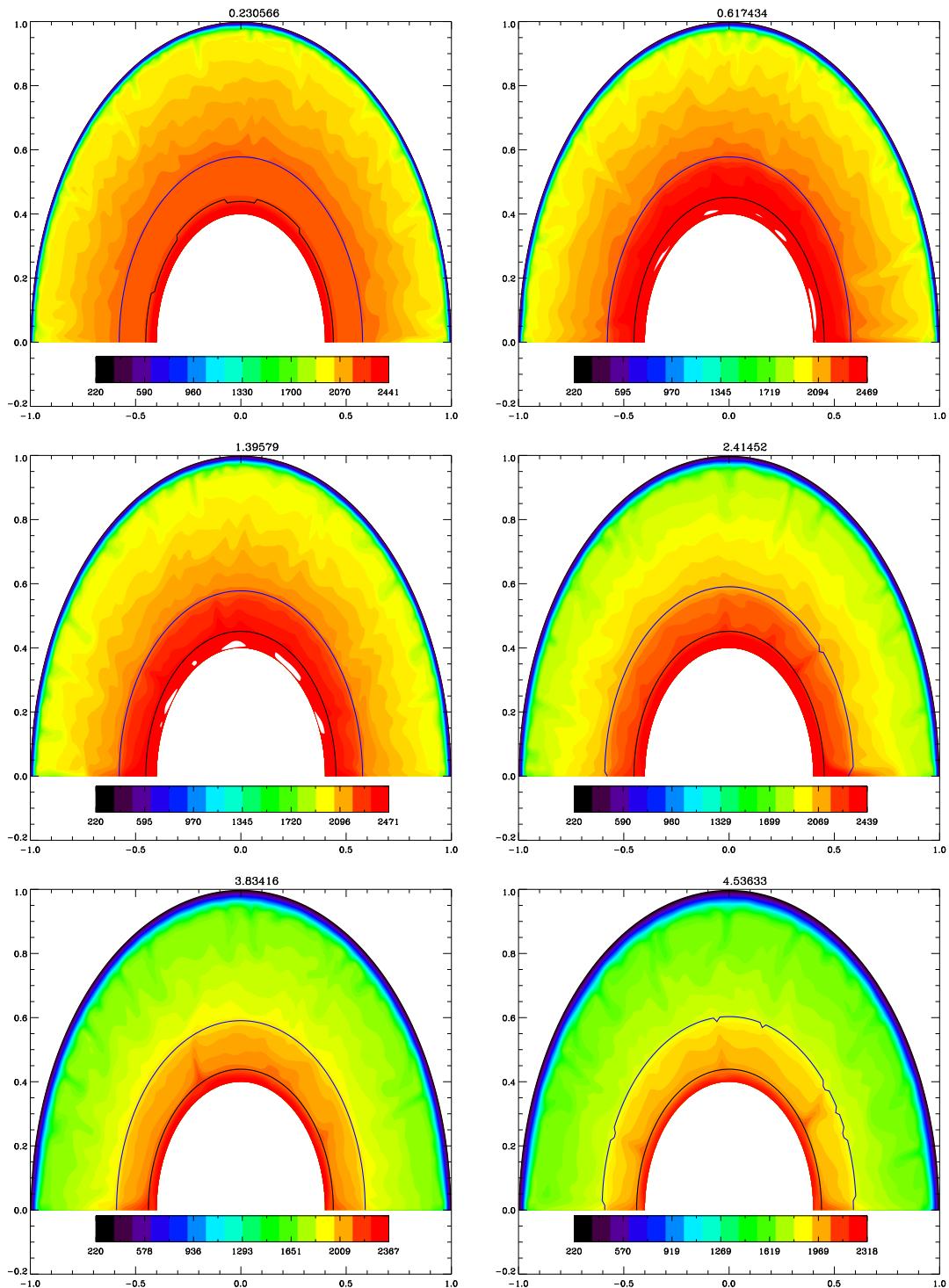


FIGURE 4.5 – Champ de température (en Kelvin) dans le manteau pour le modèle SCE2R4, pour 0.2, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 milliards d'années. La position des transitions de phase, endothermique (en noir) et exothermique (en bleu) sont superposées au champ de température..

modèle. Le démarrage de la convection, à 200 Ma, n'est pas responsable, ni a priori le déplacement de la transition de phase endothermique. De plus, comme le manteau est très chaud au départ, la couche de perovskite est épaisse et tend à s'opposer au refroidissement du noyau. L'ajout d'un saut de viscosité devrait d'autant plus renforcer l'inhibition du flot convectif et donc réchauffer encore plus le manteau, et non l'inverse comme observé. On suit alors l'évolution de la convection au cours du temps, dans tout le manteau. Aux alentours de 500 millions d'années, un panache très chaud se forme près du noyau, sous la transition spinelle-perovskite. Et en très peu de temps, il semblerait que ce panache "traverse" la transition de phase et se propage dans tout le manteau, brisant alors la barrière induite par la transition. Pour analyser plus en détail l'évolution de ce panache, le champ de température a été tracé pour des pas de temps très proches, dans la période qui nous intéresse : de 480 à 555 millions d'années. Les nombreuses figures sont en annexe, dans la partie C.2 (figures C.1, C.2, C.3 et C.4). L'échelle de couleur (et température) est différente et a été choisie manuellement pour pouvoir mettre en valeur le panache en question. La fonction de courant aux mêmes périodes y a également été représenté (figures C.5, C.6, C.7 et C.8 en annexe). Ce phénomène rappelle celui évoqué initialement par Machetel and Weber [1991], le principe "d'avalanche". Dans ces travaux, Machetel and Weber [1991] montrent que lorsqu'un changement de phase est à caractère endothermique, les mouvements de convection sont entravés jusqu'à ne plus pouvoir franchir la discontinuité. Cependant, ils montrent également qu'il peut exister un régime de convection particulier où ce blocage induit par la phase endothermique peut aboutir au bout d'un certain temps à une rupture brutale de cette couche limite. Ce phénomène est appelé "avalanche" par analogie avec ce qui peut se passer pour une couche de neige lorsqu'il y a une rupture de la stabilité. Ces travaux portaient sur l'étude du manteau terrestre et des discontinuités à 400 km (de nature exothermique) et à 660 km (endothermique) de profondeur. La transition endothermique se situant bien plus proche de la surface que dans le cas Martien, le manteau se retrouvait découpé de la façon suivante : une partie inférieure plus chaude et convective, et une partie supérieure plutôt froide. Cette isolation tend à réchauffer le manteau inférieur qui ne peut pas évacuer la chaleur provenant de la désintégration des éléments radioactifs, tandis que la partie supérieure convecte et refroidit de plus en plus. Un écart de température augmente de part et d'autre de la discontinuité et celle-ci devient alors de plus en plus instable, jusqu'à ce qu'une rupture se crée et de violents panaches froids descendants traversent la barrière et atteignent la base du manteau.

Dans le cas de Mars, la configuration est en quelque sorte inversée, puisque la couche de perovskite se situe près du noyau. Dans cette couche, la chaleur provenant du noyau et des éléments radioactifs ne peut pas s'évacuer vers la surface car elle est bloquée par la phase endothermique. Au-dessus, le manteau évacue efficacement la chaleur par convection, d'autant plus que la transition de phase à 2140 km favorise et accélère la convection. Dans la partie inférieure (dans la couche de perovskite), le flux de matière commence à s'accumuler, un panache très chaud commence à se former à la base du manteau. Vers 515 millions d'années, l'écart de température est trop important de part et d'autre de la transition et le panache chaud ascendant traverse au niveau de cette instabilité. Il y a donc un phénomène d'avalanche, mais

avec un panache très chaud ascendant comparé au cas de la Terre où il s'agissait de panaches descendants froids. Si ce phénomène n'est pas observé dans le cas SCE2R4 (sans le saut de viscosité), c'est que ce qui fait augmenter l'écart de température entre les deux parties du manteau, c'est surtout la combinaison entre la transition de phase endothermique, et le saut de viscosité. Augmenter la viscosité dans la couche inférieure, augmente également la température dans cette partie, et donc accentue encore plus l'écart de température avec la partie convective supérieure. Après cette "avalanche", la chaleur accumulée près du noyau s'évacue par le panache ainsi formé, de la base vers la surface, permettant au noyau de refroidir rapidement (cf. fig. 3.6 (b)). Cela explique alors la brusque augmentation du flux de chaleur au CMB (fig. 3.2 (b)) observée à 600 millions d'années, la différence de température moyenne du manteau entre les cas SCE2R4 et SCE2R4j ainsi que le déplacement en profondeur de la phase spinelle-perovskite à cette période, puisque le noyau se met à refroidir à ce moment-là. On peut vérifier graphiquement le changement de température dans la région avoisinant la phase endothermique. Pour cela, la température verticale des premiers 300 kilomètres a été calculée et représentée pour six pas de temps très rapprochés, à la figure 4.6. On remarque qu'au départ la température est élevée dans la couche de perovskite. À cette période, la transition endothermique se situe à environ 1520 km (fig. 3.5). De plus, la température à la base du manteau est à 2440 K à cette période (cf. l'évolution de la température à la base fig. 3.6). Entre 520 Ma et 530 Ma, on observe une grande différence de température, l'avalanche a eu lieu et la chaleur s'évacue plus efficacement qu'au début.

Fusion

Dans un premier temps on peut calculer l'écart de la température verticale à partir du solidus et du liquidus donnés dans la partie 2.3.2.2. Les profils pour le cas SCE2R4 sont représentés à la figure 4.7, pour six pas de temps différents (cf. fig. 4.5 et 4.11). Le profil de température vertical croise le solidus jusqu'à 2.5 milliards d'années environ. Cependant, pour distinguer les zones de fusion précisément, on trace l'écart de la température dans le manteau avec le solidus. Au plus l'écart avec le solidus est important, au plus la zone de fusion est importante. Sur la figure 4.8 cette distance avec le solidus a été représentée pour le cas SCE2R4, et quelques lignes du champ de température ont été ajoutées, pour les six pas de temps différents. Le fond est jaune pour mieux distinguer les zones de fusion colorées. On peut constater sur la figure que l'on a beaucoup de zone de fusion, près de la surface, car le manteau est très chaud et cette partie supérieure est aussi très visqueuse, et près du noyau, à cause de la couche épaisse de perovskite qui tend à réchauffer le noyau. Néanmoins, le profil du solidus et du liquidus à haute pression (près du noyau) étant discutable (cf. partie 2.3.2.2), surtout lorsque l'on prend en compte un noyau de petite taille, les zones de fusion obtenues près du noyau doivent être considérées avec prudence.

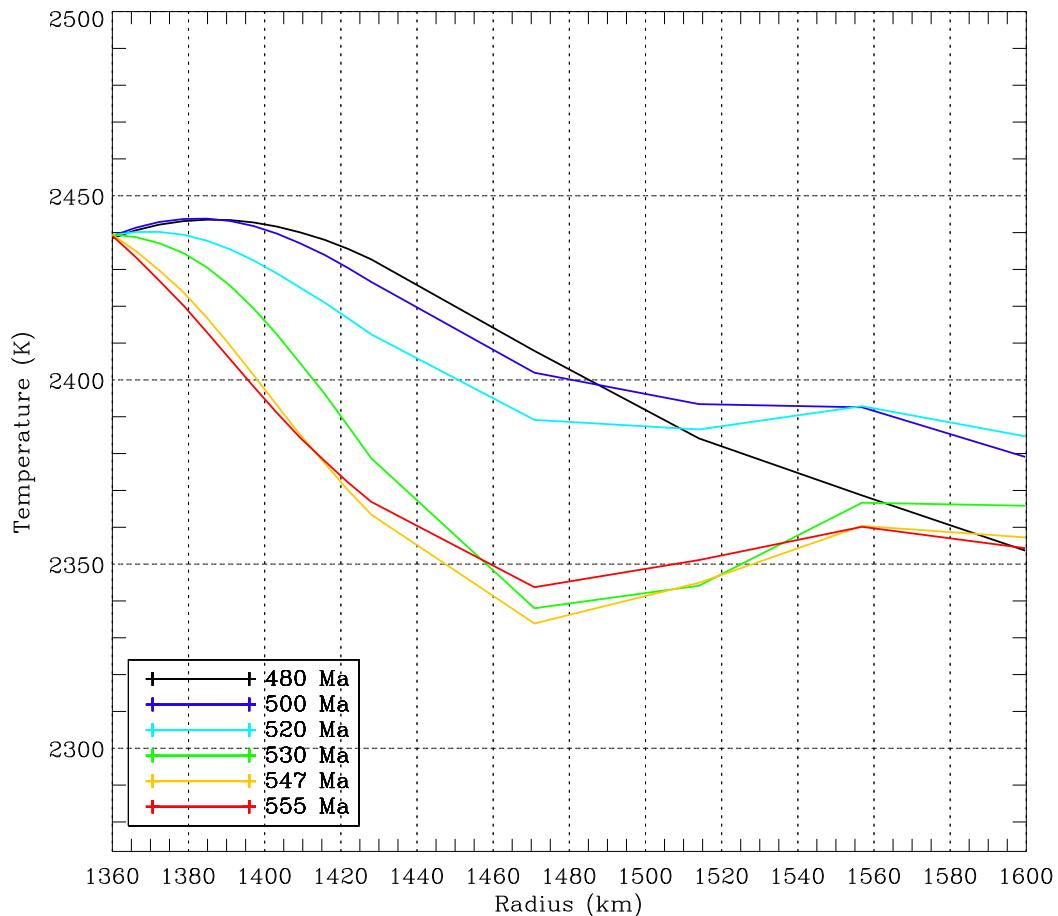


FIGURE 4.6 – Profils de température radiaux pour le cas SCE2R4j, de 1360 à 1600 km et de 2270 K à 2500 K. Les profils de température sont donnés aux pas de temps 480, 500, 520, 530, 547 et 555 millions d'années, afin de mieux discerner le comportement du manteau dans cette partie et dans ces intervalles de temps.

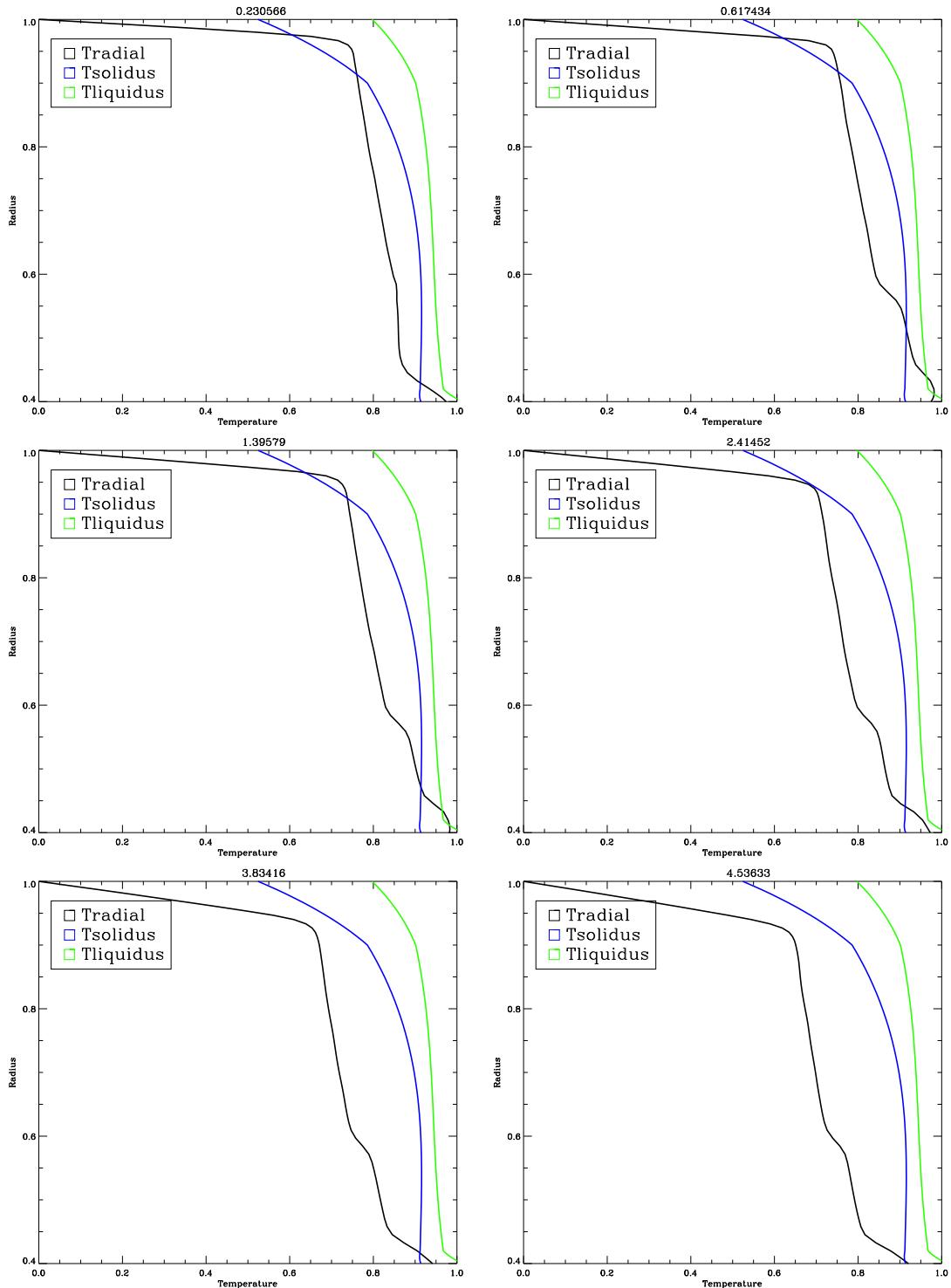


FIGURE 4.7 – Profil de température vertical moyen (en noir), solidus (bleu) et liquide (vert) pour le cas SCE2R4. Les valeurs du rayon et de la température sont sans dimensions, mais l'on peut repérer les zones où le profil de température vertical et du solidus se croisent, indiquant une zone de fusion. Les pas de temps représentés sont 0.2, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 milliards d'années.

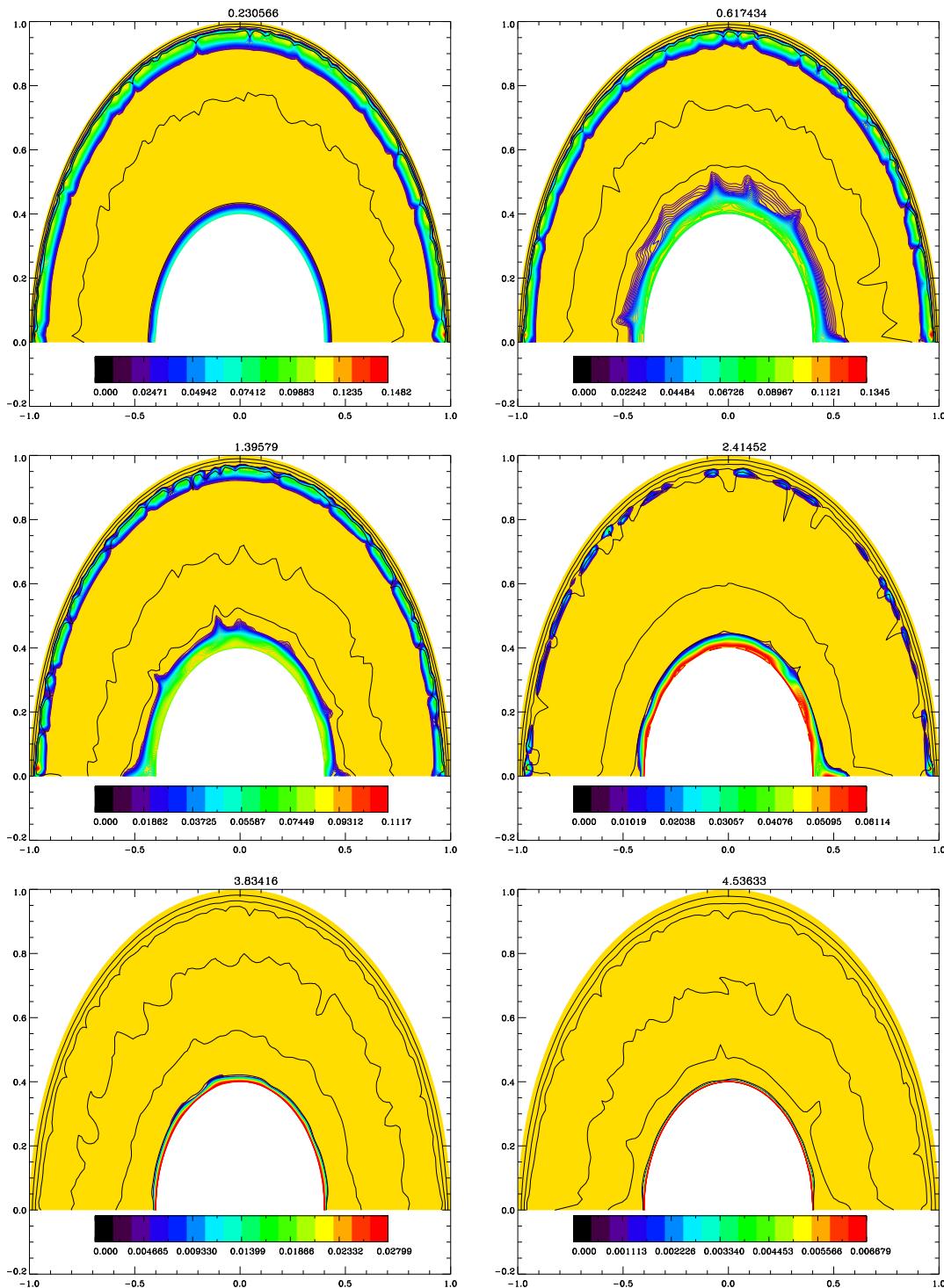


FIGURE 4.8 – Distance de la température avec le solidus pour le cas SCE2R4. La couleur jaune a été choisie pour colorer le fond du manteau afin de mieux distinguer les zones de fusions colorées. De même, en noir quelques lignes du champ de température ont été ajoutées.

On évalue ensuite la concentration moyenne de fusion et le pourcentage du manteau qui fond (fig. 4.9) pour les modèles SCE2. En effet, dans les cas SCE1, la température initiale du manteau est trop faible pour dépasser celle du solidus, et comme ensuite le manteau refroidit, il n'y a aucune génération de fusion. En revanche, lorsque la température initiale du manteau est plus élevée, le manteau est plus chaud, une partie du manteau fusionne. La comparaison de chacun des cas sur la figure 4.9 (a) permet de constater qu'au plus le nombre de Rayleigh augmente, au moins le manteau génère des zones de fusion. Ceci s'explique avec le simple fait qu'au plus le Rayleigh augmente, au plus la convection est vigoureuse, et donc le manteau refroidit. Si les températures ne dépassent pas le solidus, il n'y a pas de génération de fusion. On retrouve aussi, pour le cas avec un saut de viscosité (SCE2R4j), le refroidissement rapide du manteau à partir de 600 millions d'années, qui s'accompagne donc par une diminution de la génération de fusion. D'après la figure 4.9 (b), on constate le même phénomène, au plus le nombre de Rayleigh est grand, au moins le manteau fusionne. Dans les cas SCE2R1, SCE2R2, SCE2R3, jusqu'à 60% du manteau peut participer à la fusion, et dans les cas SCE2R4, SCE2R4j, il n'y a pas plus de 20% du manteau qui participe à la fusion.

4.1.2 Mode de convection

Fonction de courant

La fonction de courant a été calculée pour chaque cas à partir de l'équation 2.9 de la partie 2.1.2.1. Elle est représentée à la figure 4.10, pour le cas SCE1R4 et à la figure 4.11 pour le cas SCE2R4, pour les mêmes pas de temps que dans les figures représentants le champ de température. Cela permet de mieux distinguer où se forment les panaches de chaleur, de déterminer leur nombre, et de constater si le manteau est stratifié, tout cela de façon plus concise. En effet, la figure 4.10, montre qu'à 200 millions d'années, la convection n'a pas globalement démarré dans le manteau. Les cellules de convection se situent au-dessus de la transition exothermique olivine- γ -spinelle. Ensuite, à partir de 0.6 Ga, la transition de phase endothermique est très proche du noyau, quasiment dans la couche limite et ses effets inhibiteur sur le flot convectif en sont fortement diminués et la formation d'un grand panache chaud ascendant est favorisé, à gauche de l'équateur, divisant le manteau, dans le sens de la longueur, en deux grandes cellules convectives. Au cours du temps, le panache semble "glisser" vers un pôle et une seule énorme cellule convective prend forme dans le manteau, c'est ce qu'on appelle une convection de degré-1.

Dans le cas SCE2R4, la fonction de courant représentée sur la figure 4.11, démontre que dès le début de la simulation, le manteau est stratifié au niveau de la transition de phase olivine-spinelle : au-dessus de cette phase, de nombreuses petites

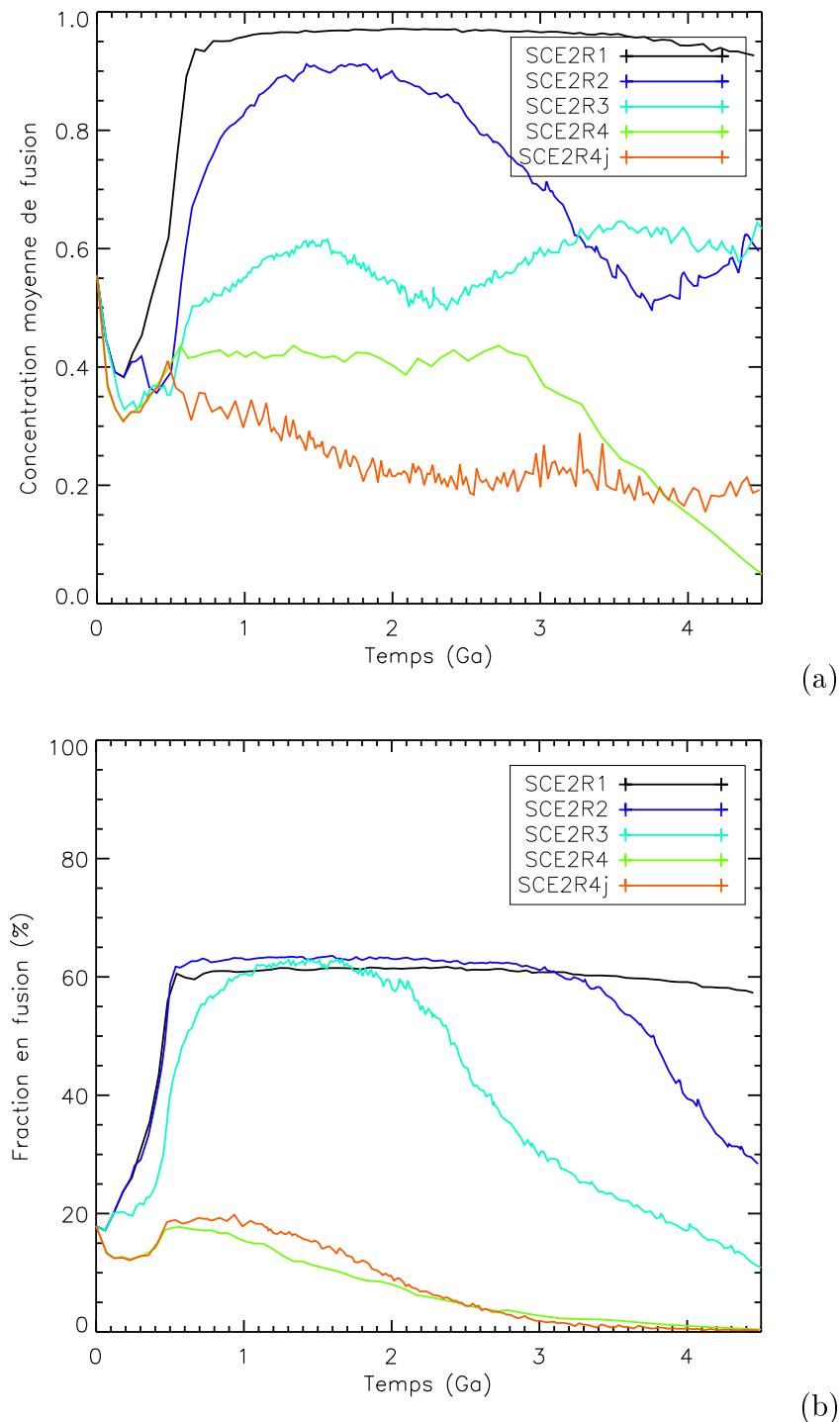


FIGURE 4.9 – Le taux de fusion dans le manteau (sans dimension) au cours du temps pour les cas SCE2, est représenté dans le graphique (a), et la fraction du manteau qui participe à la fusion (en pourcentage) est représentée, pour les mêmes cas SCE2, dans le graphique (b).

cellules convectives sont comptabilisées, alors que la partie inférieure du manteau est plutôt conductive. À ce stade, la transition de phase exothermique semble avoir un effet inhibiteur sur la convection, comme la transition γ -spinelle-perovskite. Au fil du temps, la transition de phase endothermique ne disparaissant pas, ses effets inhibiteur perdurent et contrairement au cas précédent, il n'y a pas de panache unique favorisé, mais toujours un nombre conséquent de cellules de convection.

Degré de convection

À partir de la méthode proposée dans la partie 2.3.2.1, on va pouvoir évaluer le mode de convection au cours du temps et le comparer pour plusieurs des cas étudiés. La figure 4.12 représente cette évolution pour les cas SCE1R4 (a) et SCE2R4 (b). D'après le code couleur, on constate que plusieurs cellules de convection sont formées dans le manteau au tout début, mais diminuent rapidement pour que l'on ait plus qu'un seul degré de convection dès le premier milliards d'années, dans tout le manteau, dans le cas SCE1R4 (fig. 4.12 (a)). Dans ce cas, la convection démarrait rapidement et le manteau étant initialement froid, la transition endothermique descendait en profondeur pour disparaître à 1.4 milliards d'années. C'est à cette même période que la convection de degré-1 se met en place. Cela signifie que lorsque les effets inhibiteur de la phase endothermique cessent avec la disparition de cette phase, la chaleur est libérée et un panache chaud unique se met en place. Pour la même configuration (SCE1) mais avec des nombres de Rayleigh plus faibles (R1-R2-R3), nous avons vu que la couche de perovskite était épaisse et toujours présente à 4.5 milliards d'années. La partie inférieure est conductrice, alors que la partie supérieure du manteau convecte. On n'a donc pas de convection de type degré-1 dans ces cas là. De même, lorsque le manteau est plus chaud (cas SCE2), la couche de perovskite est épaisse et une fois encore les cellules convectives sont nombreuses dans la partie supérieure. Ces résultats-ci sont représentés avec le cas SCE2R4 à la figure 4.12 (b).

Dans le cas où un saut de viscosité était inclus dans le manteau (SCE2R4j), nous avons vu plus haut qu'un panache chaud et ascendant se formait et finissait par traverser la transition endothermique par le principe dit d'avalanche, permettant à la chaleur de s'évacuer plus efficacement. Contrairement au cas SCE2R4, on a donc rapidement la formation d'un panache unique dans le manteau et donc d'une convection de degré-1. L'évolution du degré de convection pour ce cas (SCE2R4j) est représentée à la figure 4.13.

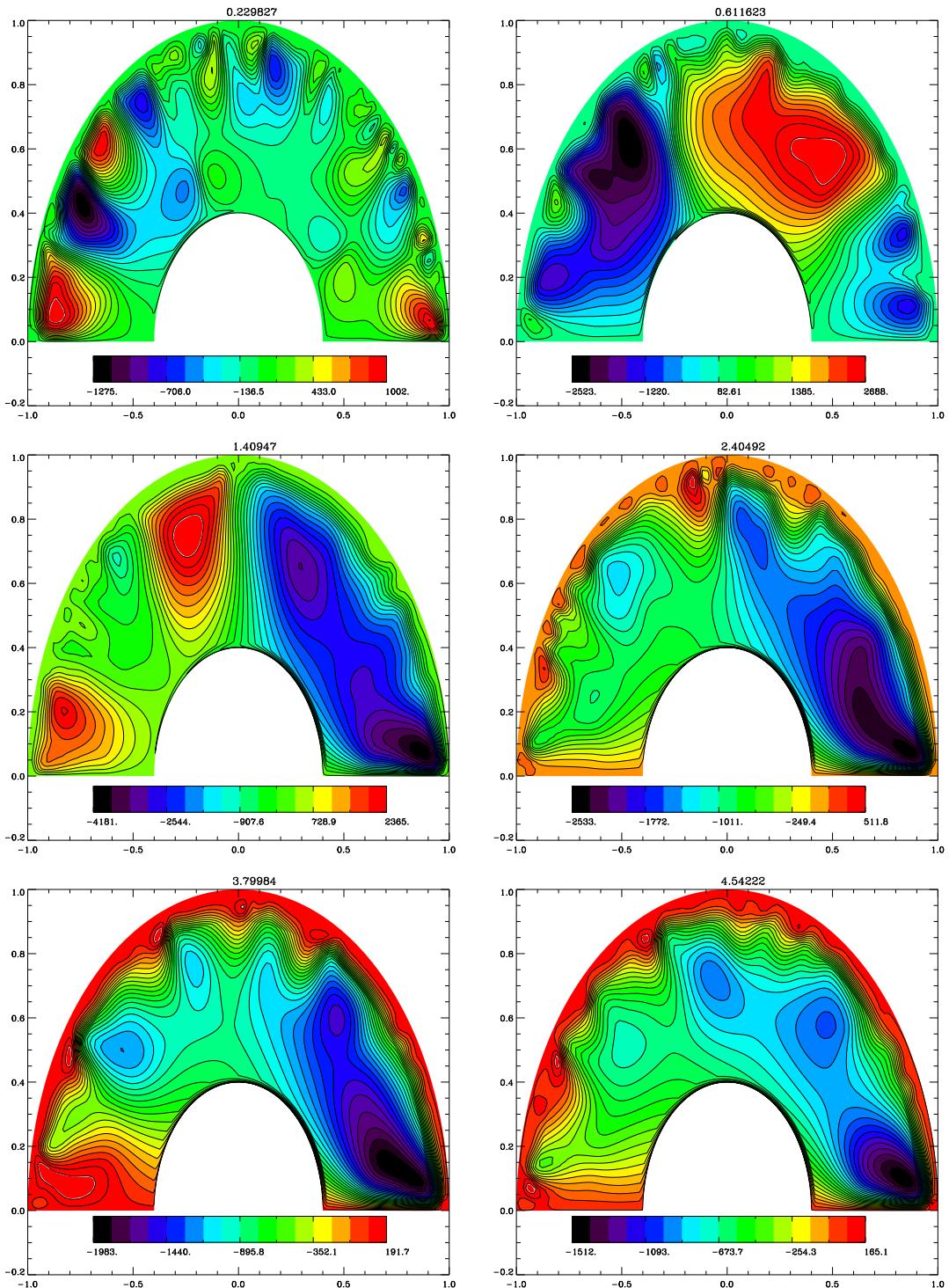


FIGURE 4.10 – Fonction de courant pour le modèle SCE1R4 pour 0.2, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 milliards d'années.

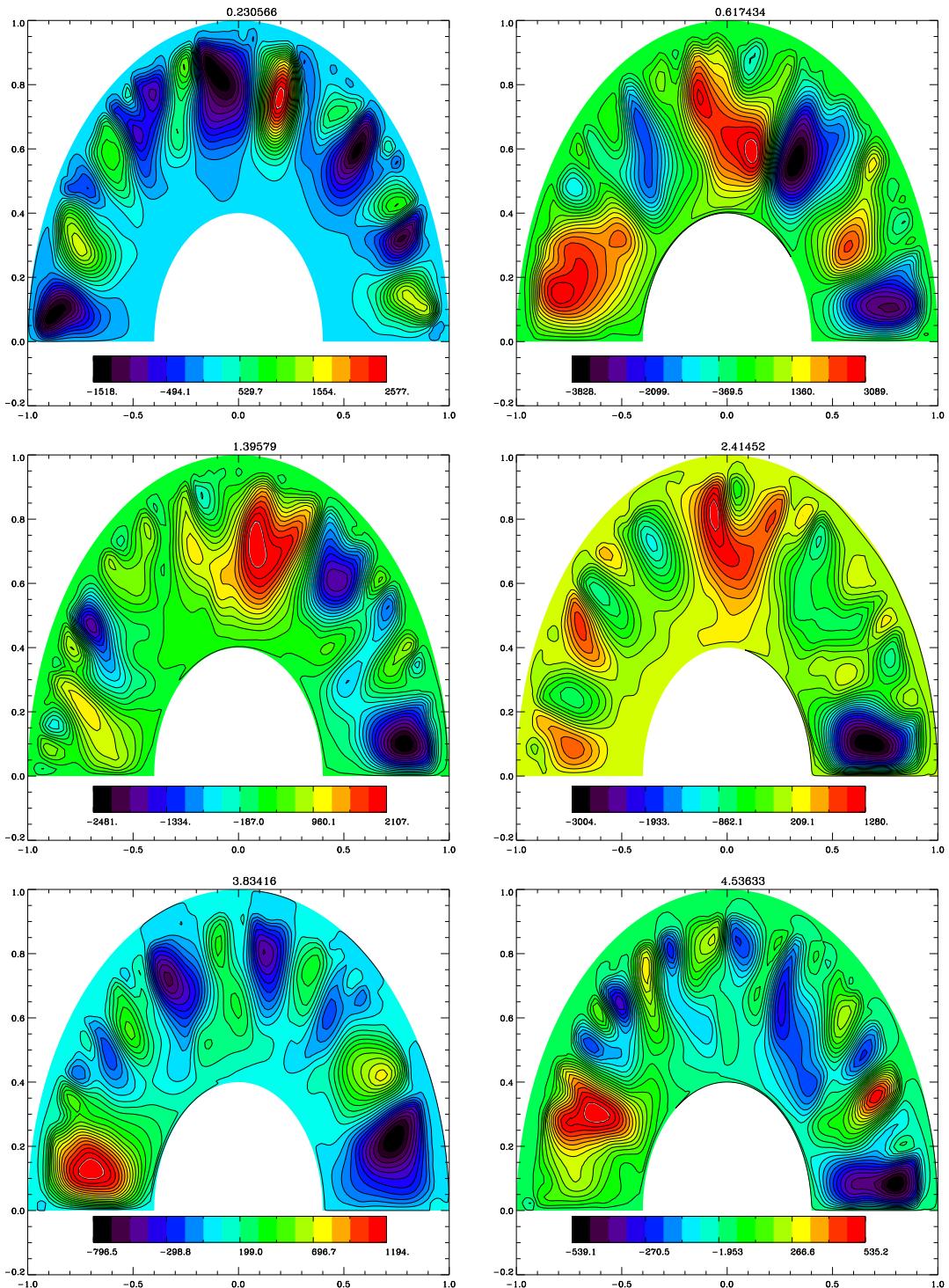


FIGURE 4.11 – Fonction de courant pour le modèle SCE2R4 pour 0.2, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 milliards d'années.

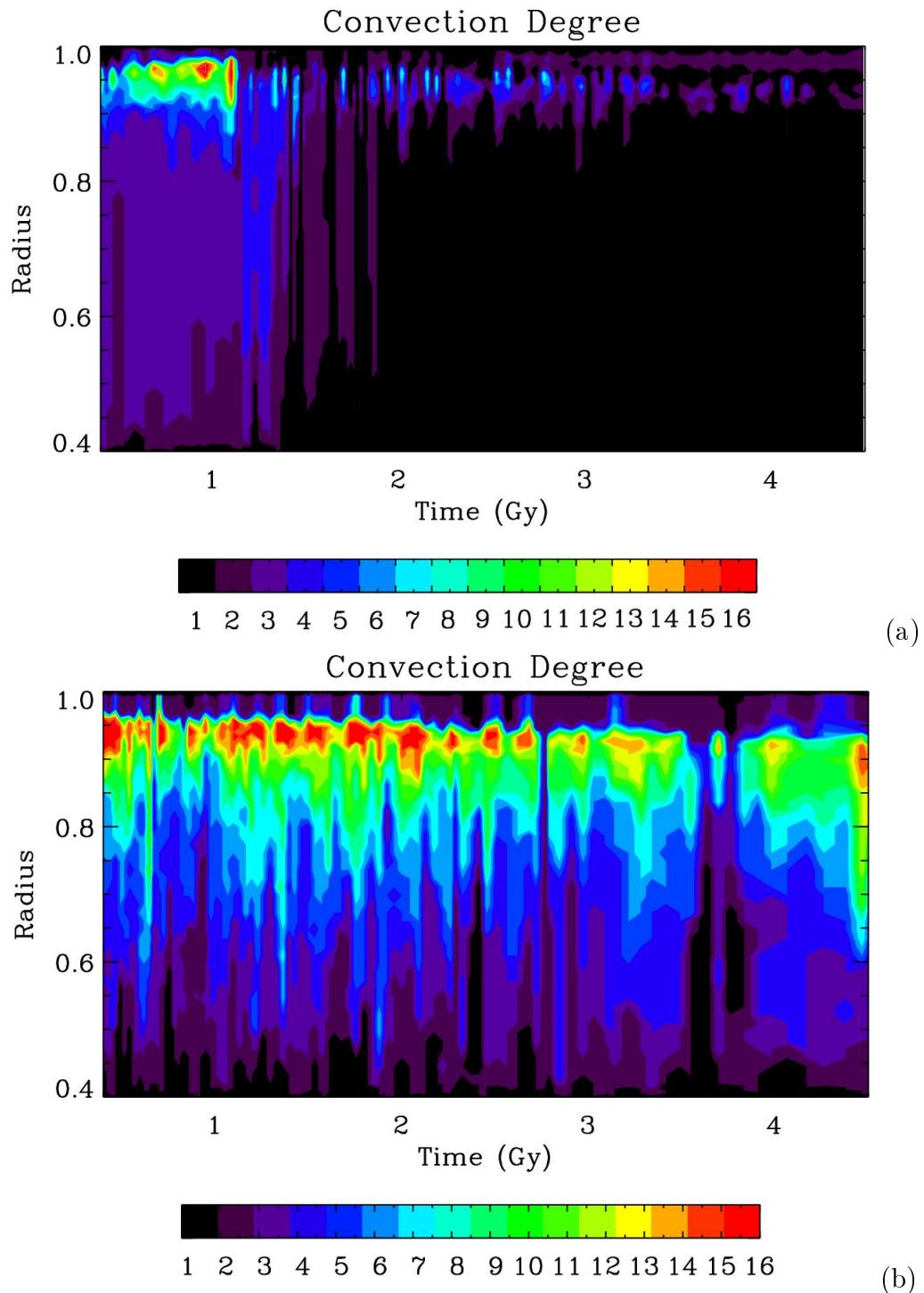


FIGURE 4.12 – Evolution du degré de convection au cours du temps pour les modèles SCE1R4 (a) et SCE2R4 (b). Le rayon est ici donné sans dimension.

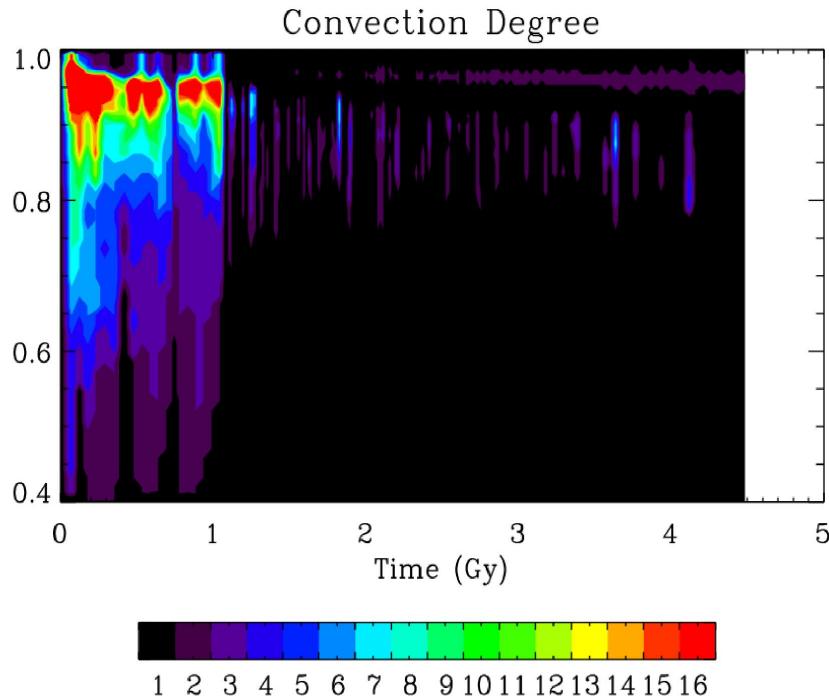


FIGURE 4.13 – Evolution du degré de convection au cours du temps pour le modèle SCE2R4j. Le rayon est ici donné sans dimension.

4.1.3 Résumé sur la dynamique interne (modèles SC)

Cette partie sur la convection a permis de comprendre tout d'abord les effets des transitions de phase, et en particulier la transition de phase endothermique spinelle-perovskite. Dans le premier chapitre, nous avons constaté que la présence d'une couche de perovskite n'est pas responsable d'une réactivation du noyau. Néanmoins, cette couche tend à réchauffer le noyau et la partie inférieure du manteau (au-dessous de la transition de phase) car elle retient le flot convectif. Dans cette partie axée sur l'analyse de la température et du mode de convection, on observe que la phase endothermique, très proche du noyau, tend à stratifier le manteau avec une couche inférieure conductive et la couche supérieure convective. Et lorsque cette transition de phase disparaît (cas SCE1R4), la chaleur retenue jusqu'alors est libérée en un panache chaud ascendant, une cellule unique de convection de forme et on obtient une convection dite de degré-1. Mais on remarque également que dans les premières centaines de millions d'années, la transition de phase exothermique a aussi un effet inhibiteur sur la convection, et le manteau est stratifié en deux couches. Ensuite, une fois que la convection s'installe dans tout le manteau, la transition exothermique n'inhibe plus la convection mais au contraire elle la favorise. D'autre part, cette partie a permis de comprendre les effets d'un saut de viscosité lorsqu'il est inclus dans le manteau. Ajouté aux effets de la transition endothermique, un écart de température important se fait de part et d'autre de la transition spinelle-perovskite et au bout de 600 millions d'années, la phase devient instable, une rupture se crée et un panache

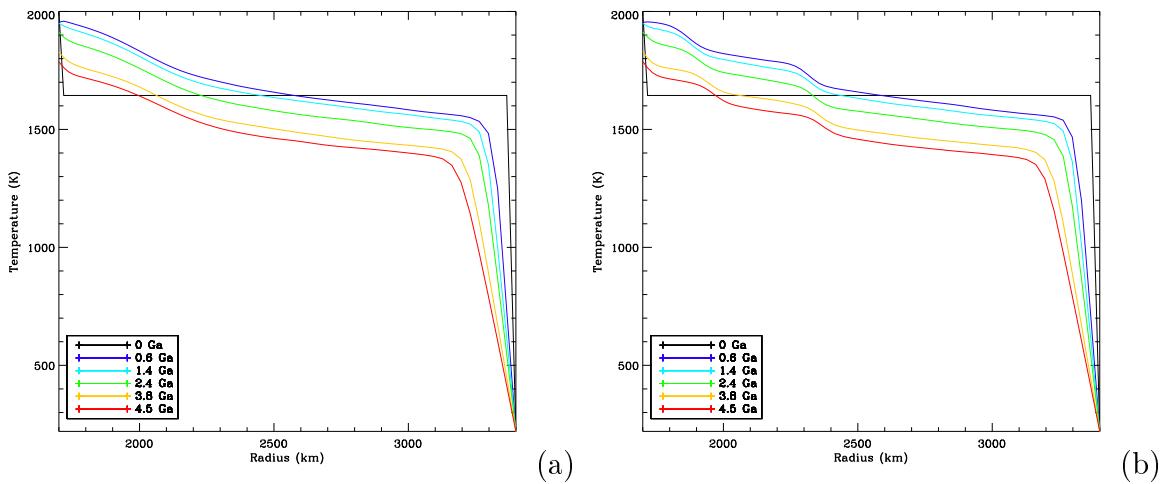


FIGURE 4.14 – Profil de température vertical pour les modèles comprenant un gros noyau, LC1T1e2 (à gauche) et LC2T1e2 (à droite), pour six pas de temps différents, 0.0, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 milliards d'années. La température est en Kelvins et le rayon en kilomètres.

très chaud ascendant traverse la transition permettant à la chaleur de s'évacuer efficacement. Dans ce cas là, la convection s'organise aussi en un mode de degré-1. Enfin, il a été constaté que la génération de fusion dépendait de la température initiale du manteau qui doit être suffisamment élevée, mais également du nombre de Rayleigh. Quand ce nombre est élevé, la convection est plus vigoureuse, le manteau refroidit plus vite et il y a donc une moins grande partie du manteau qui fusionne.

4.2 Modèles à plus gros noyau (LC)

Les modèles étudiés sont les mêmes que ceux décrits dans la partie 3.2.1.

4.2.1 Evolution thermique

Temperature

Le profil de température vertical a d'abord été tracé, sur la figure 4.14, pour comparer les deux cas LC1T1e2 et LC2T1e2. Autrement dit, entre ces deux cas la différence se fait par le nombre (et l'épaisseur) des transitions de phases exothermiques. On repère légèrement la transition olivine- γ -spinelle à 2000 km environ sur la figure 4.14 (a), et plus aisément les deux transitions olivine- β -spinelle à 2500 km et β -spinelle- γ -spinelle à 2000 km environ sur la figure 4.14 (b). La couche conductive est également notable dans la partie la plus supérieure du manteau.

Comme nous l'avons vu dans la partie 4.1.1, l'épaisseur du “stagnant lid” peut être relevée manuellement à partir du profil de température vertical. Pour les deux cas

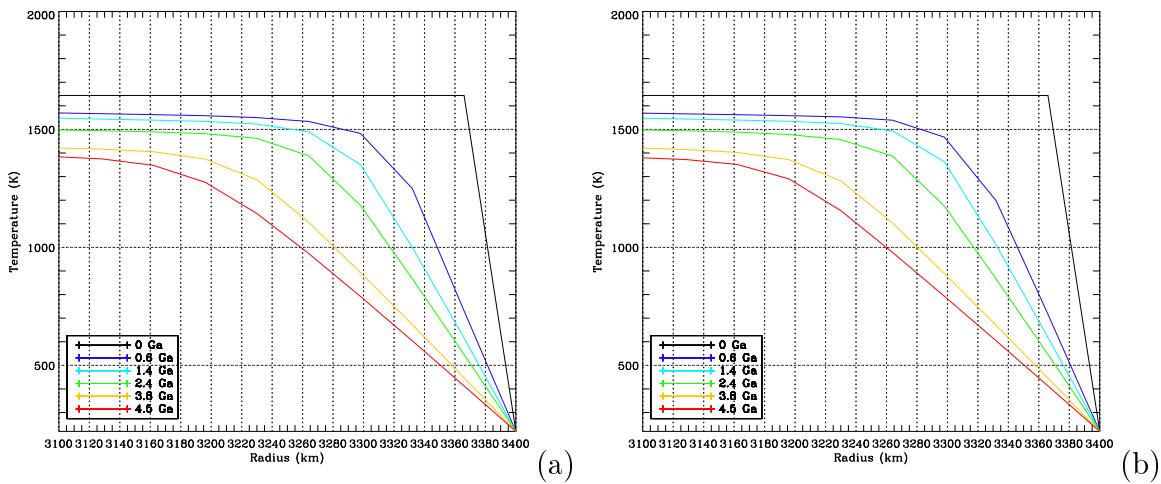


FIGURE 4.15 – Profil de température vertical dans les 300 premiers kilomètres de la surface pour les modèles LC1T1e2 (à gauche) et LC2T1e2 (à droite). L'évolution de l'épaisseur de la couche rigide (“stagnant lid”) au cours du temps est mise en évidence.

LC1T1e2 et LC2T1e2, cette couche fait 200 km à 4.5 Ga (fig. 4.15 (a) et (b)). Il n'y a donc pas de différence entre l'influence de la présence d'une ou deux transitions de phase exothermiques dans le manteau sur l'épaisseur du “stagnant lid”. La viscosité étant la même pour les deux cas.

Profil de température moyenne dans le manteau

Sur la figure 4.16 est représentée la température moyenne pour les modèles LCe1 (a) et LCe2 (b). Les évolutions de la température ressemblent à celle des modèles à petit noyau (fig. 4.3). Lorsque la température initiale du manteau est faible (e1), la température moyenne du manteau augmente jusqu'à environ 1 milliard d'années, puis diminue lentement. Evidemment, lorsque la température initiale du manteau est plus importante (e2) (et donc plus proche de la température initiale à la base), la température moyenne du manteau augmente que légèrement avant de diminuer assez vite. À nouveau on constate que dans le cas e1, les profils de température entre les configurations LC1 et LC2 sont similaires, de même que dans le cas e2 et lorsque la température initiale au CMB est 2000 K (T1). Mais lorsque la température initiale au CMB est de 2500 K (T2), les profils entre LC1T2e2 et LC2T2e2 sont différents, la température moyenne du cas qui comporte deux transitions de phase exothermiques est supérieur à celui qui n'en comporte qu'une. Autrement dit, la présence d'une seule transition épaisse semble plus efficace pour évacuer la chaleur et refroidir le manteau. La prise en compte d'un saut de viscosité dans le cas LC2T2e2 présente aussi un profil différent : pendant 300 millions d'années, la température moyenne du manteau du cas LC2T2e2 est supérieure au cas LC2T2e2j, puis la tendance s'inverse.

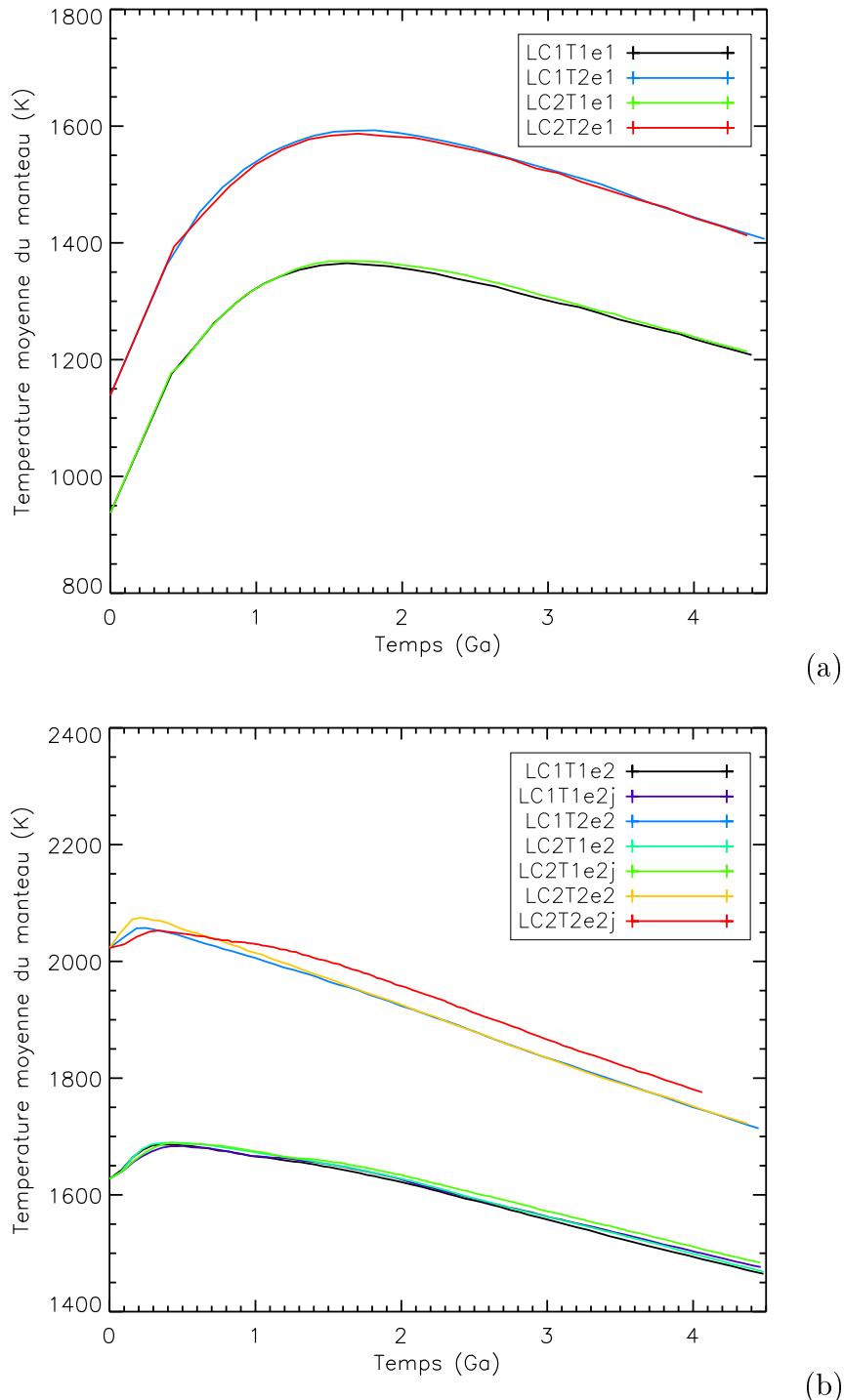


FIGURE 4.16 – Profil de température moyenne du manteau, pour les modèles LCe1 (a) et LCe2 (b), entre 0 et 4.5 milliards d'années.

Champ de température

Le champ de température dans le manteau est représenté à la figure 4.17 pour le modèle LC1T1e2 et à la figure 4.18 pour le modèle LC2T1e2, à différentes périodes de temps. Dans le premier cas, la position de la phase olivine- γ -spinelle a été indiquée par la courbe en noir. Dans le second cas, la transition olivine- β -spinelle est matérialisée par la courbe bleue et la transition β -spinelle- γ -spinelle en noir. Les différentes épaisseurs des phases n'ont pas été indiquées. Les deux figures ne sont pas très lisibles, il est notamment difficile de distinguer les panaches convectifs, ou la stratification du manteau.

Fusion

L'écart entre la température et le solidus a été calculé (voir méthode partie 2.3.2.2). Dans le cas où la température initiale à la base est égale à 2000 K (T1), la température du manteau ne dépasse jamais le solidus, et aucune zone de fusion n'est générée. En revanche, il est évident que si l'on augmente la température initiale au CMB à 2500 K (T2), et que la température initiale du manteau est élevée (e2), des zones de fusion peuvent être générées dans les premiers milliards d'années, comme on peut le voir aux figures 4.19 et 4.20 pour le cas LC1T2e2. Sur la figure 4.21, on retrouve ces mêmes résultats avec la représentation du taux de fusion (a) décrit dans la partie 4.1.1, et la fraction du manteau qui participe à la fusion (b). La génération de fusion est plus importante dans le cas où il y a un saut de viscosité (LC2T2e2j) puisque la couche inférieure visqueuse a tendance à réchauffer le manteau. De plus, on remarque qu'au début de la simulation, seulement 35 % du manteau participe à la fusion (cas LC1T2e2, LC2T2e2 et LC2T2e2j), et que cela diminue quasi linéairement ensuite.

4.2.2 Mode de convection

Fonction de courant

Le fonction de courant, calculée pour chaque cas à partir de l'équation 2.9 de la partie 2.1.2.1, est représentée à la figure 4.22 (pour le cas LC1T1e2) et à la figure 4.23 (pour le cas LC2T1e2), pour différents pas de temps. Grâce à ces représentations, il sera plus aisés de distinguer le nombre de cellules convectives, la stratification du manteau et donc de comparer les effets des transitions de phase sur le transfert de

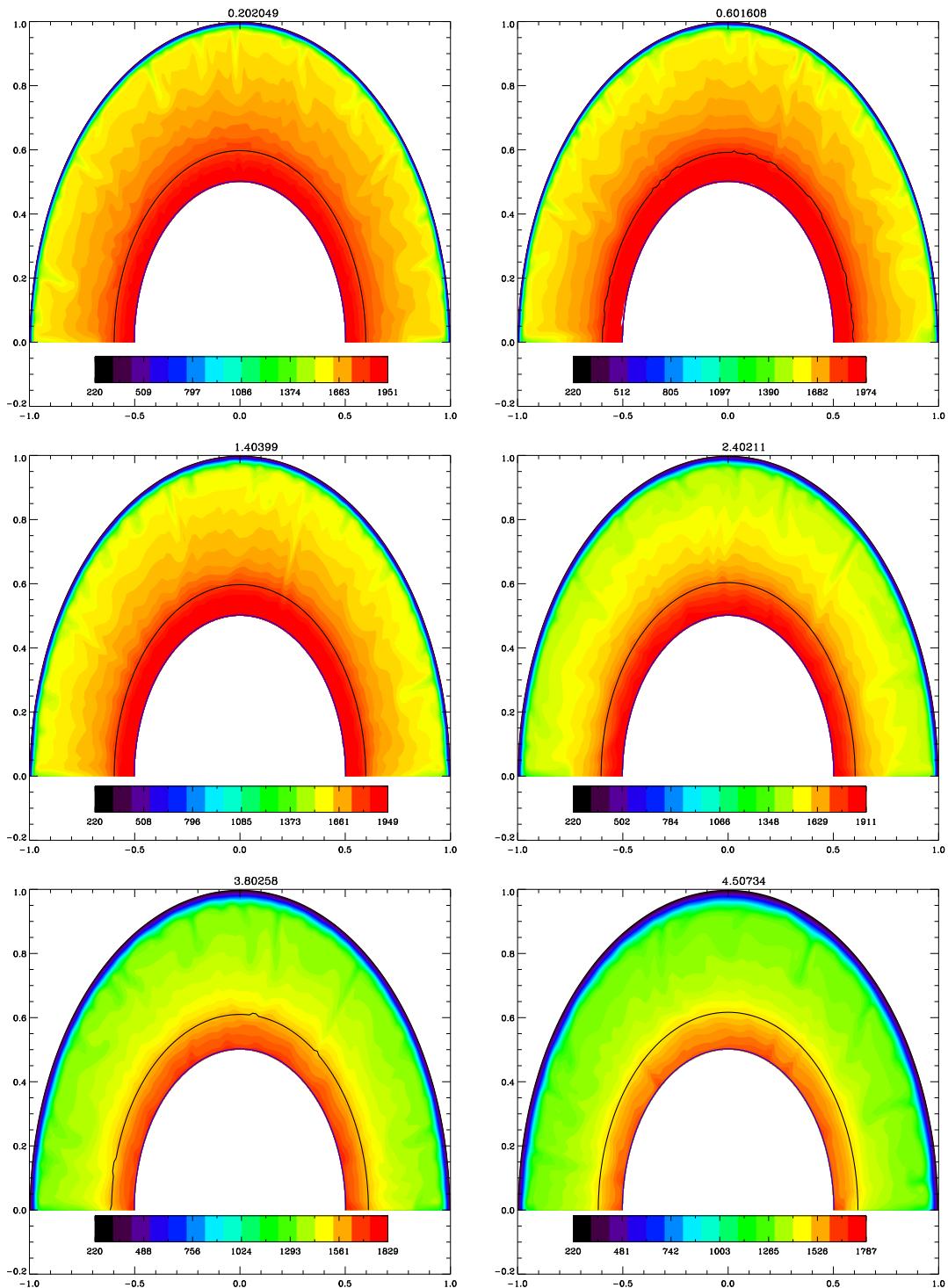


FIGURE 4.17 – Champ de température pour le cas LC1T1e2, pour six pas de temps différents (en Ga). Les températures sont en Kelvins, et la courbe noire indique la position de la transition de phase olivine-spinelle. L'épaisseur de cette transition n'a cependant pas été représentée ici.

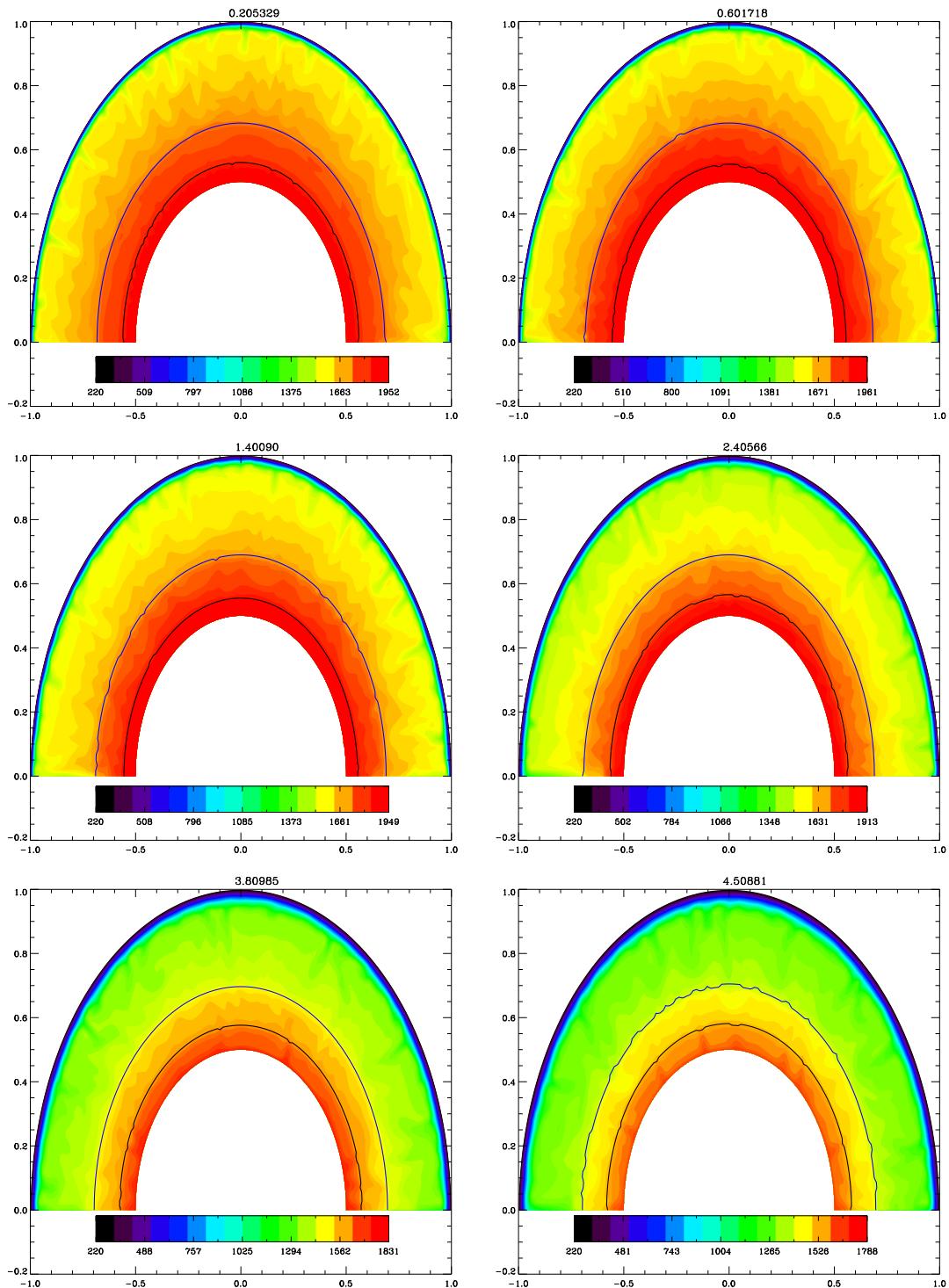


FIGURE 4.18 – Champ de température du cas LC2T1e2, pour six pas de temps différents (en Ga). Les températures sont en Kelvins, la courbe bleue indique la position de la transition de phase olivine- β -spinelle et la courbe noire la position de la transition β -spinelle- γ -spinelle. L'épaisseur de ces transitions n'a pas été représentée.

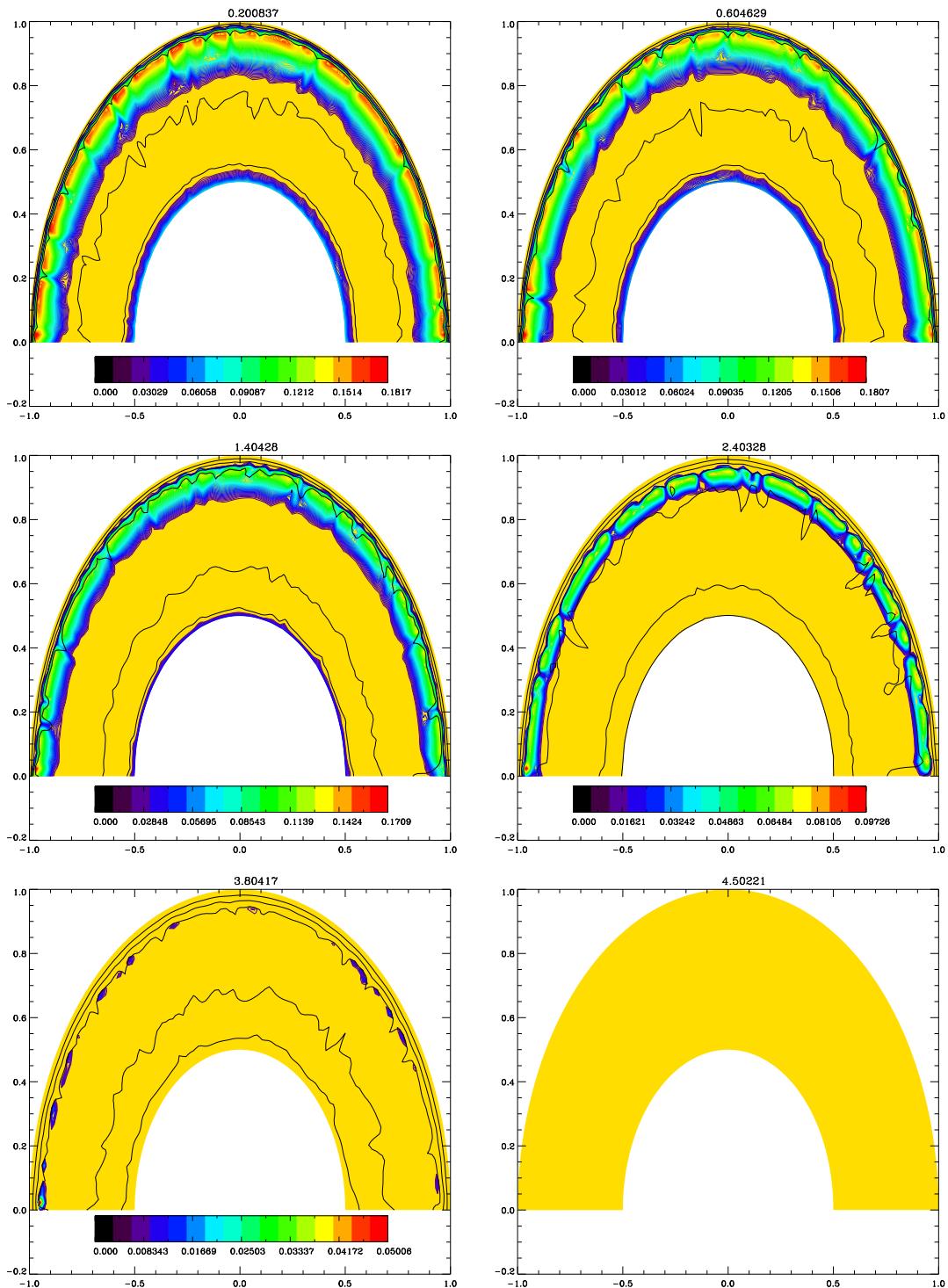


FIGURE 4.19 – Distance de la température avec le solidus pour le cas LC1T2e2. La couleur jaune a été choisie pour colorer le fond du manteau afin de mieux distinguer les zones de fusions colorées. De même, en noir quelques lignes du champ de température ont été ajoutées.

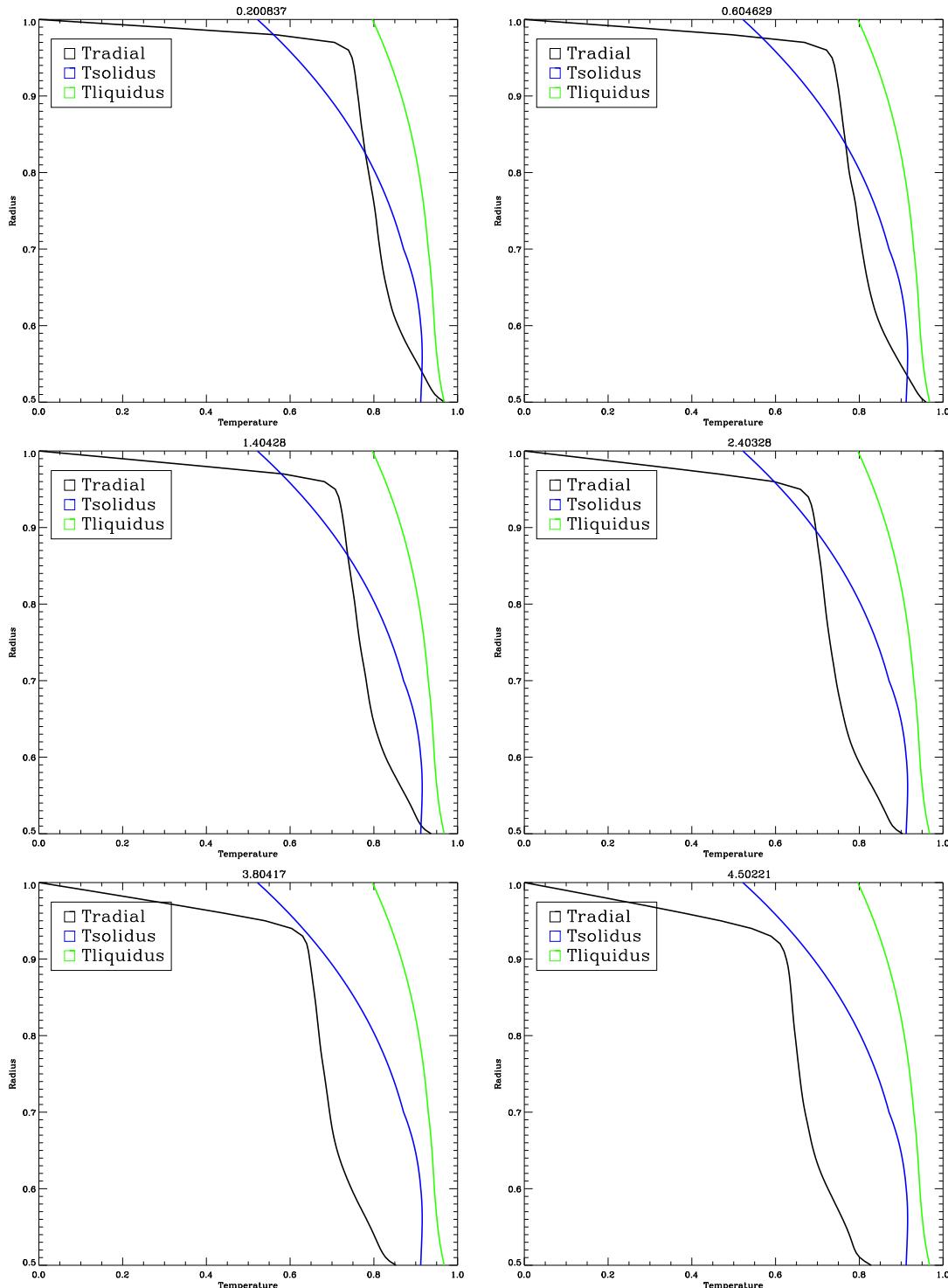


FIGURE 4.20 – Profil de température vertical moyen (en noir), solidus (bleu) et liquidus (vert) pour le cas LC1T2e2. Les valeurs du rayon et de la température sont sans dimensions, mais l'on peut repérer les zones où le profil de température vertical et du solidus se croisent, indiquant une zone de fusion. Les pas de temps représentés sont 0.2, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 milliards d'années.

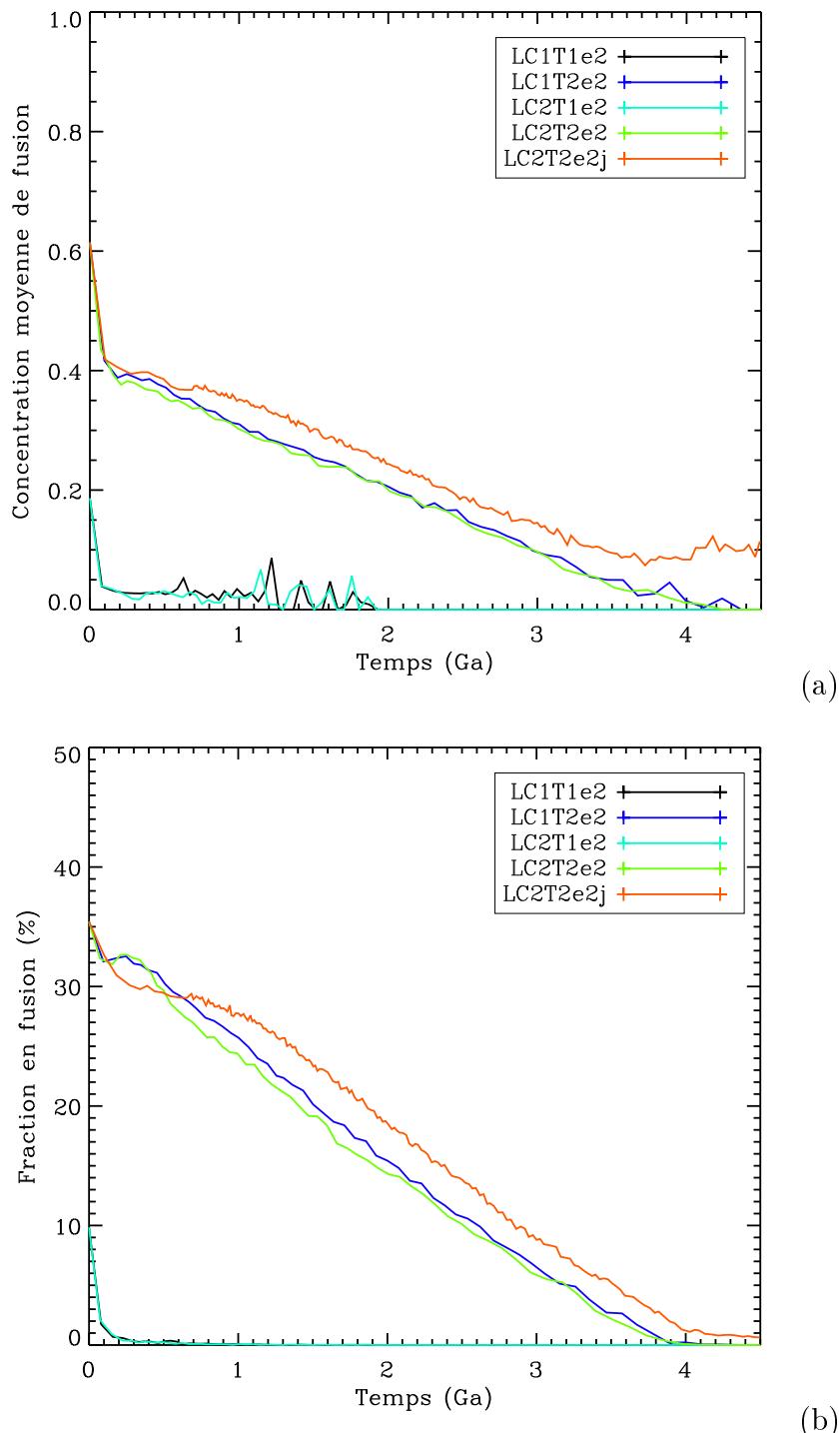


FIGURE 4.21 – La concentration moyenne de fusion dans le manteau (sans dimension) au cours du temps pour les cas LCe2, est représenté dans le graphique (a), et la fraction du manteau qui participe à la fusion (en pourcentage) est représentée, pour les mêmes cas LCe2, dans le graphique (b).

chaleur du manteau. De par la petite taille du manteau (puisque le noyau est plus grand), on s'attend à ce que les cellules convectives dans le manteau soient plus nombreuses que dans les cas où le noyau était plus petit (et donc le manteau plus large) comme dans la partie précédente (3.1). Cela s'explique par la relation qui lie la distance entre deux cellules de convection à la largeur (et longueur) du fluide considéré, càd le manteau dans le cas présent, (cf. partie 2.1.2 et fig. 2.1), Schubert et al. [2001]. Sur les deux figures 4.22 et 4.23 on constate en effet que le nombre de cellules convectives est conséquent, pour chaque pas de temps considéré. De plus, la stratification du manteau semble légèrement plus marquée dans le cas où il y a deux transitions de phase exothermiques (LC2T1e2) que dans celui où il y en a une seule (LC1T1e2). Sur la figure 4.23, la partie inférieure du manteau semble très peu convective, alors que sur la figure 4.22, le manteau convecte plus globalement, à partir du pas de temps à 1.4 milliards d'années. Les transitions de phase exothermiques ont un effet inhibiteur sur la convection au début de la simulation (effet thermique des transitions), puis une fois que la convection s'installe dans le manteau, ces effets diminuent et les transitions tendent plutôt à favoriser la convection (effet dynamique).

Degré de convection

L'évolution du nombre de cellules convectives (le degré de convection) au cours du temps peut être alors calculée pour chaque cas. La méthode est la même que celle décrite en partie 2.3.2.1. On choisit cette fois de représenter les cas LC1T1e2 (fig. 4.24 (a)) et LC2T1e2 (fig. 4.24 (b)) ainsi que les cas LC1T1e2j (fig. 4.25 (a)) et LC2T1e2j (fig. 4.25 (b)). Ce choix n'est pas innocent : en effet, comme expliqué précédemment, on s'attend à ce que le nombre de cellules et donc le degré de convection soit plus conséquent dans un manteau moins épais. Cependant, d'après Zhong and Zuber [2001], l'insertion d'un saut de viscosité dans le manteau peut réduire ce degré de convection. On remarque alors que sur la figure 4.24, le degré de convection des cas LC1T1e2 et LC2T1e2 est très élevé. Il en est de même pour tous les autres cas étudiés qui ne comportent pas de saut de viscosité, ils n'étaient donc pas utile de tous les représenter ici. Le degré de convection est plus élevé près de la surface qu'à la base du manteau. Au passage de (ou des) phase(s) de transition du manteau, la convection est accélérée et le nombre de cellules de convection également. Ceci explique la différence du degré de convection entre la partie inférieure et la partie supérieure du manteau.

Sur la figure 4.25 qui cette fois représente les cas LC1T1e2j et LC2T1e2j, incluant chacun un saut de viscosité, le degré de convection n'est que très peu réduit. Néanmoins une stratification du manteau se crée au bout d'un certain temps au niveau de la transition de phase olivine-spinelle (et donc du saut de viscosité). Cette stratification s'organise plutôt dans le manteau du cas LC2T1e2j, vers 1 milliard d'années, que dans le cas LC1T1e2j, vers 2 milliards d'années. Cela signifie que le manteau convecte moins longtemps et moins efficacement dans le cas où deux transitions de phase sont

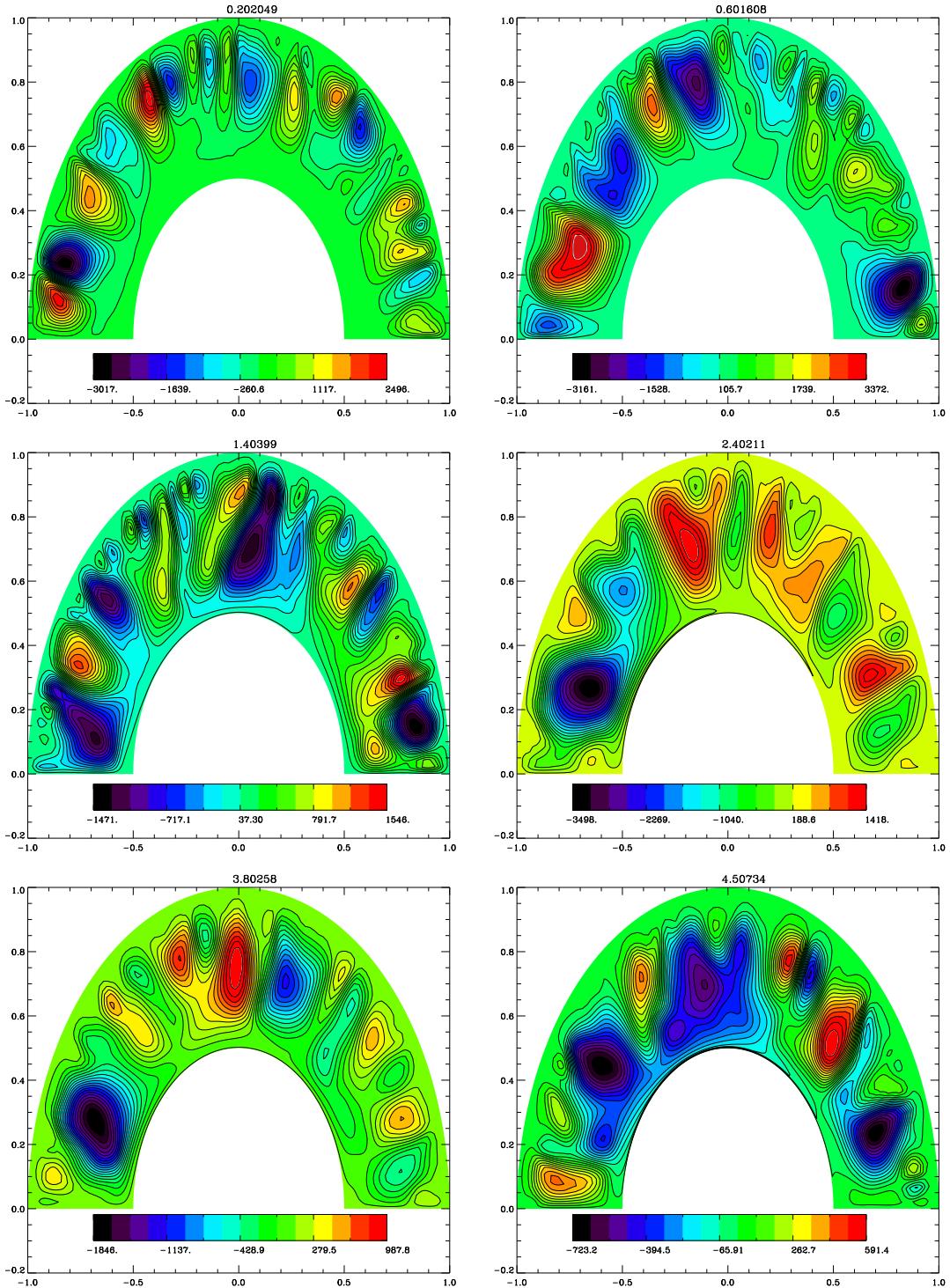


FIGURE 4.22 – Fonction de courant pour le modèle LC1T1e2 pour 0.2, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 milliards d'années.

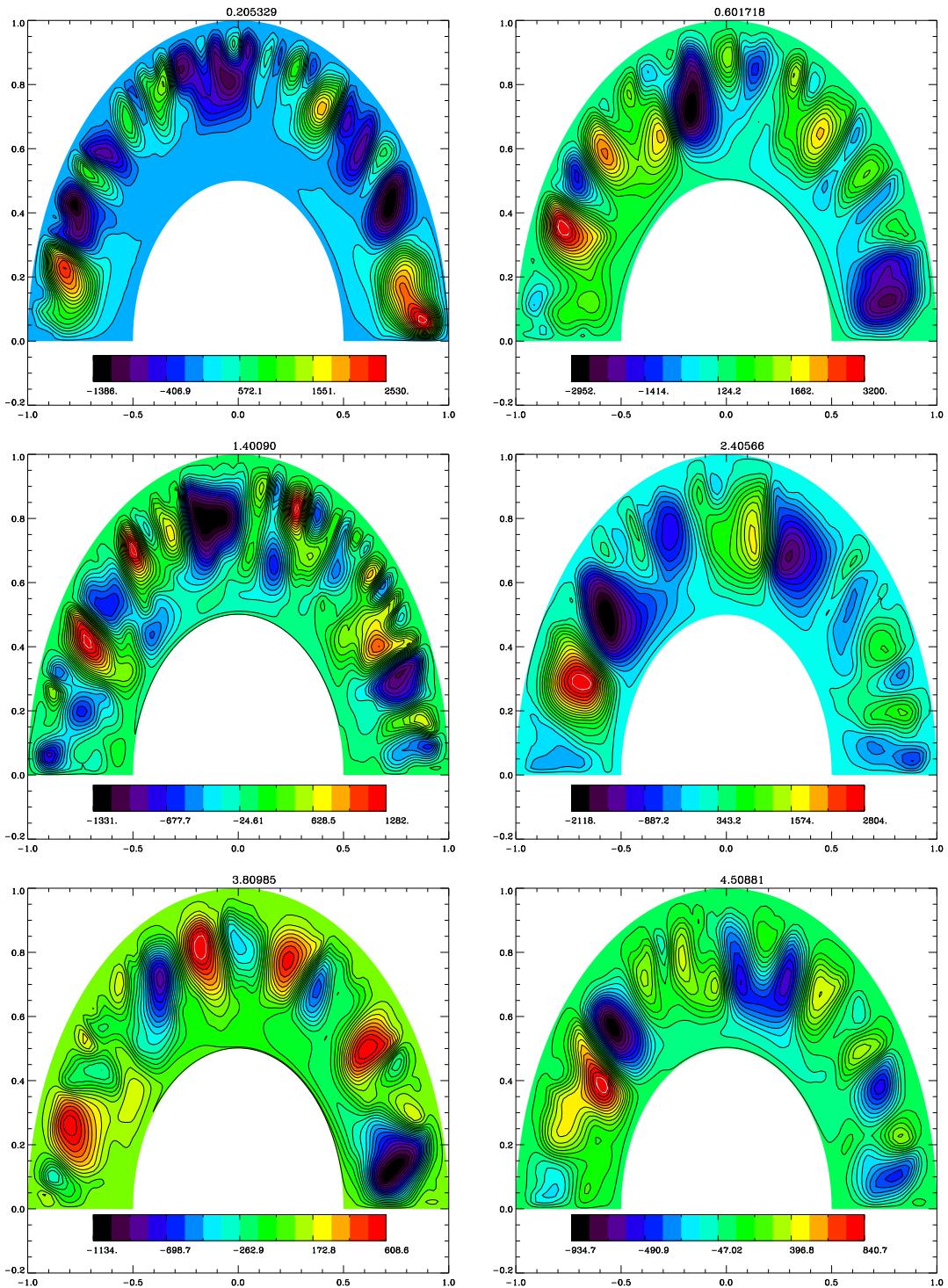


FIGURE 4.23 – Fonction de courant pour le modèle LC2T1e2 pour 0.2, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 milliards d'années.

prises en compte plutôt qu'une seule. Dans le cas LC2T1e2j, la transition β -spinelle- γ -spinelle accélère le flux de chaleur dans un premier temps, mais au passage de la deuxième transition olivine- β -spinelle, le flux est ralenti. Comme le saut de viscosité implique que le manteau inférieur soit plus visqueux, cette partie convecte de moins en moins. C'est ce que l'on observe sur la figure 4.25 (b). Lorsqu'une seule phase est prise en compte, on s'attend a priori à ce que la convection soit moins efficace que dans le cas où il y en a deux. Cependant, si la transition est plus épaisse nous avons vu précédemment qu'elle favorisait la convection plus efficacement. De plus, dans la configuration où il y a deux transitions de phase, celles-ci sont plus fines et une des deux (β -spinelle- γ -spinelle) se trouve dans la partie inférieure au saut de viscosité. La transition olivine- γ -spinelle étant plus épaisse, accélère plus la convection que la transition olivine- β -spinelle de 35 km d'épaisseur.

4.2.3 Résumé sur la dynamique interne (modèles LC)

L'analyse de la convection a permis de confirmer qu'il existait quelques différences entre la prise en compte d'une ou deux transitions de phase dans le manteau. En particulier, lorsque le manteau est initialement chaud et que la température initiale à la base est elle aussi élevée, le rôle des transitions de phase est d'autant plus important. La transition olivine- γ -spinelle, plus épaisse, favorise légèrement la convection dans cette configuration. Le manteau refroidit globalement plus efficacement lorsqu'il n'y a qu'une transition de phase épaisse (LC1). Néanmoins, on retrouve une fois de plus la stratification du manteau au début des simulations. La (ou les) transition(s) exothermique(s) tend(ent) d'abord à inhiber la convection, créant une couche convective seulement dans la partie supérieure du manteau, avant de la favoriser au bout de quelques centaines de millions d'années. Dans tous les cas, la convection est quand même plus importante que dans les cas où le noyau était plus petit et qu'une transition de phase endothermique était prise en compte. Le degré de convection est très élevé, et même lorsque l'on stratifie le manteau en viscosité, le mode de convection de degré-1 n'est pas obtenue. L'insertion d'un saut de viscosité ralentit évidemment la convection puisqu'il implique un manteau inférieur plus visqueux et donc plus chaud. L'effet de la transition olivine- β -spinelle peut être diminué (cas LC2T2e2j) et la convection est moins efficace. Mais dans l'ensemble, le nombre de cellules convectives reste très élevé. Enfin, une fois de plus le choix de la température initiale du manteau et à sa base est crucial pour que le manteau fonde. Dans le cas où la température initiale à la base est 2000 K, et le nombre de Rayleigh est élevé, il n'y pas de génération de fusion du tout.

4.3 Modèles à noyau de taille intermédiaire (MC)

Dans les parties précédentes (et le chapitre précédent), nous avons étudié deux tailles de noyau extrêmes, une très petite qui permettait d'inclure une couche de

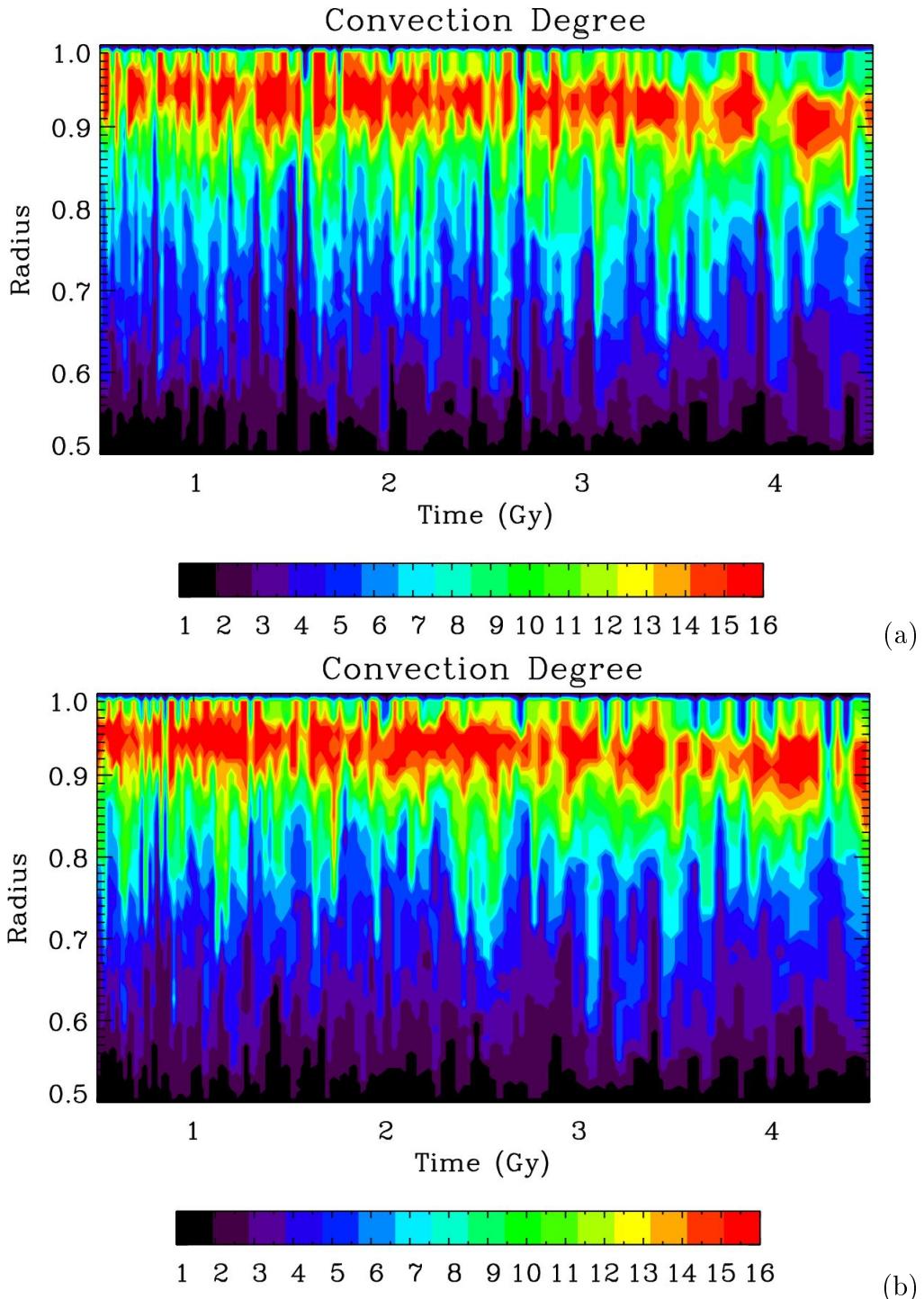


FIGURE 4.24 – Évolution du degré de convection au cours du temps pour le modèle LC1T1e2 (a) et LC2T1e2 (b). Le temps est en milliards d'années et le rayon est ici donné sans dimension.

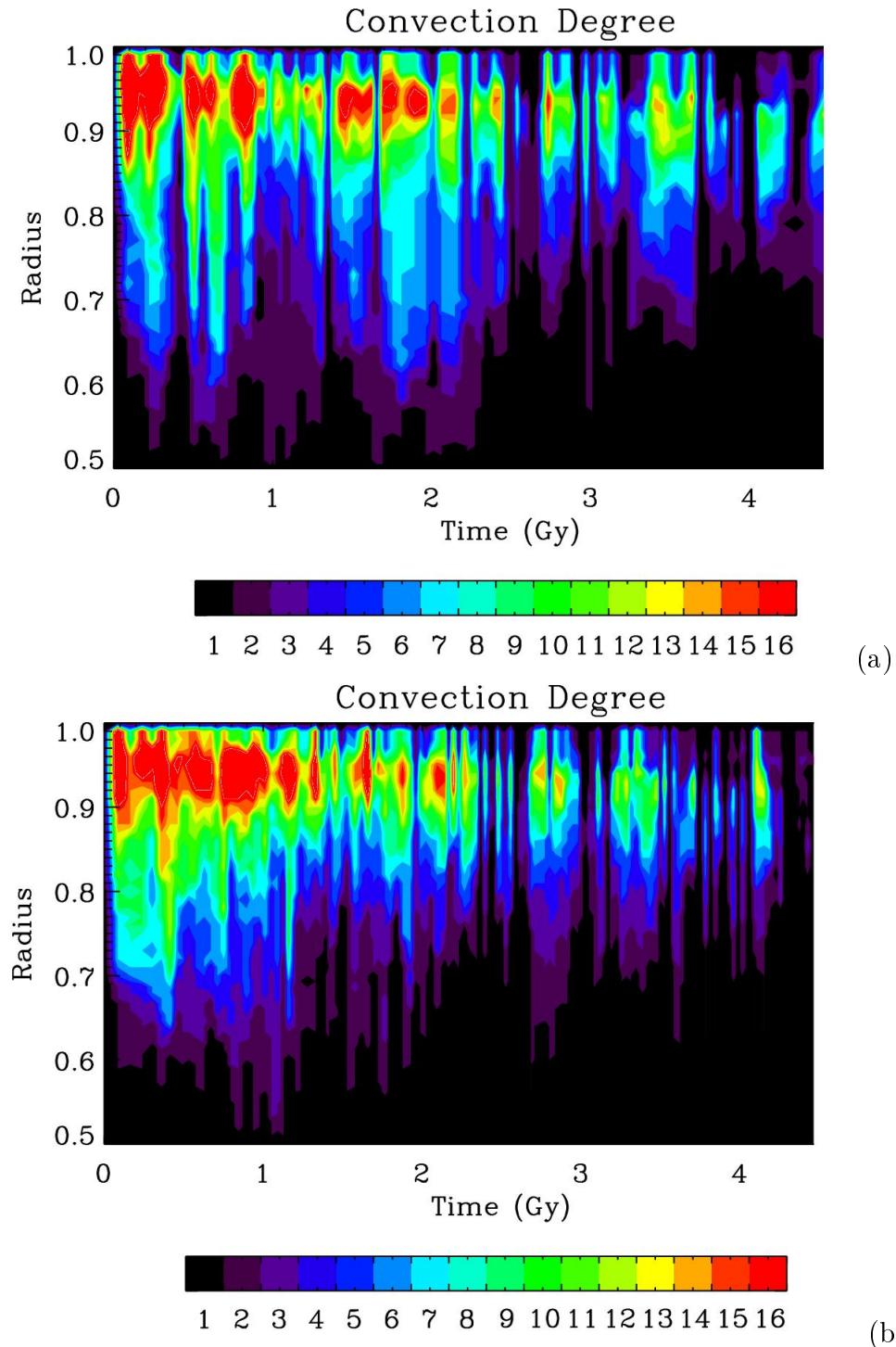


FIGURE 4.25 – Évolution du degré de convection au cours du temps pour le modèle LC1T1e2j (a) et LC2T1e2j (b). Le temps est en milliards d'années et le rayon est ici donné sans dimension.

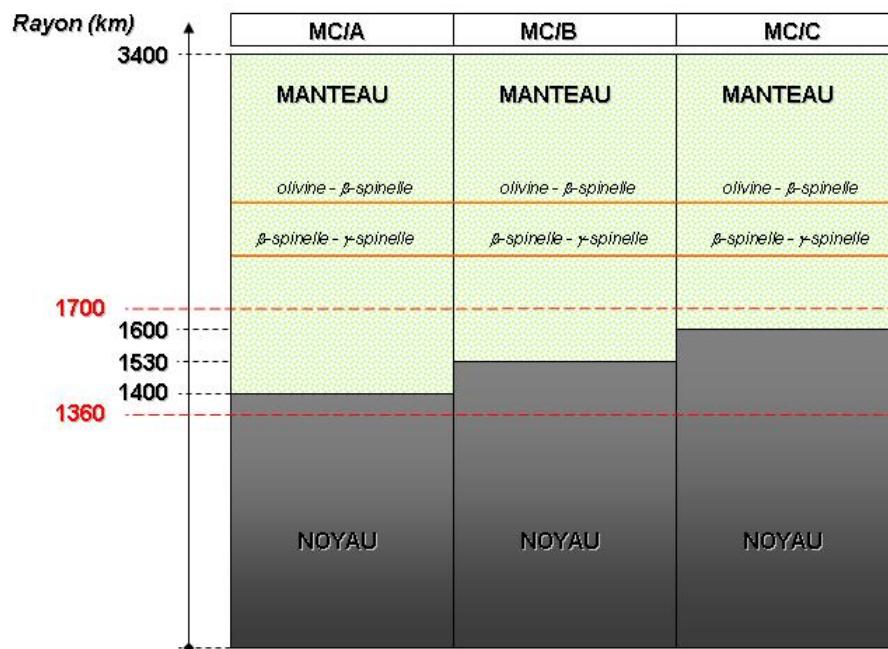


FIGURE 4.26 – Les différents modèles de structure interne de Mars, pour trois tailles de noyau différentes : un rayon de 1400 km de rayon (MC/A), 1530 km (MC/B) et 1600 km (MC/C). Ces modèles incluent des transitions de phase exothermiques (en rouge) uniquement.

perovskite en profondeur, et un plus grand noyau pour lequel nous avons comparé l'influence d'une ou deux transitions de phase exothermiques. L'intérêt de choisir un petit noyau résidait surtout dans l'étude du comportement de la transition de phase spinelle-perovskite dans le manteau. Elle était supposée être responsable d'une éventuelle réactivation de la dynamo dans le noyau il y a moins de 4 milliards d'années, après la disparition du champ magnétique initial. Cependant, nous avons pu constater que bien qu'une réactivation du noyau soit possible, elle n'était pas liée à la présence d'une telle transition de phase, mais plutôt au démarrage de la convection, et donc aux conditions initiales choisies. La transition spinelle-perovskite quant à elle, tend à ralentir la convection et à réchauffer le noyau. De plus, en ce qui concerne les modèles comprenant un noyau plus grand, peu de différences ont été notées entre l'influence d'une ou deux transitions de phase exothermiques. Mais pour des nombres de Rayleigh élevés, le choix de la température initiale à la base est importante en ce qui concerne le volcanisme. Avec une température initiale raisonnable de 2000K, aucune génération de fusion n'est obtenue. De ce fait, il convient d'étudier les cas intermédiaires suivants (illustrés à la figure 4.26) :

- Le premier que l'on nommera "MC¹/A" comprend un petit noyau de 1394 km de rayon précisément, soit $0.41r_0$. Cette configuration permet d'étudier un modèle avec un petit noyau mais qui ne comprend pas la transition de phase spinelle-perovskite pour le comparer avec les pré-

1. "MC" se rapporte à "Medium Core" en anglais

dents modèles “SC”. Ce modèle comprend néanmoins deux transitions de phase exothermiques : olivine- β -spinelle et β -spinelle- γ -spinelle d'une épaisseur de 35 km chacune.

- Le deuxième modèle, “MC/B”, comporte un plus grand noyau de 1530 km de rayon, soit $0.45r_0$, ainsi que les deux transitions de phase exothermiques olivine- β -spinelle et β -spinelle- γ -spinelle d'une épaisseur de 35 km chacune également.
- Enfin le troisième modèle “MC/C” , est identique au précédent si ce n'est que son noyau à un rayon de 1598 km précisément, soit $0.47r_0$.

Ces trois modèles permettent donc d'étudier des tailles de noyau comprises entre celles étudiées précédemment (modèles “SC” et “LC”). Dans chacun des modèles, la décroissance des éléments radioactifs est prise en compte (2.3.1.5), de même que le refroidissement du noyau (2.3.1.4) et une viscosité dépendante de la température et la profondeur (2.3.1.6). Les paramètres fixes de ces trois modèles sont les mêmes que pour le cas LC2 décrits dans le tableau 3.1 excepté la taille du noyau qui varie.

4.3.1 Définition des modèles

Dans le cas MC/A, où le noyau est petit mais il n'y a pas de transition endothermique, on comparera seulement les configurations E1 et E2 pour deux nombres de Rayleigh différents : un faible (10^7), et un beaucoup plus élevé (10^9). Et pour ce qui est des cas MC/B et MC/C, seule la configuration où le manteau est initialement chaud, l'énergie d'activation et le nombre de Rayleigh élevé, sera pris en compte. En effet, le but ici est simplement de comparer la génération de fusion et nous avons vu que lorsque la température initiale du manteau est faible il n'y a pas de fusion dans le manteau. Les paramètres choisis pour tous ces modèles sont explicités dans le tableau 4.1. Pour la nomenclature, “MC” se rapporte au modèle da taille intermédiaire (A, B ou C), “E” à l'énergie d'activation ainsi que la température initiale du manteau, et “R” au nombre de Rayleigh. La lettre “j” indiquera si un saut de viscosité est aussi pris en compte. À noter que dans ces cas, l'énergie d'activation est égale à 40 ou 150 $KJ.mol^{-1}$, et pas 120 $KJ.mol^{-1}$ comme dans les cas (LC). Ces différences n'auront pas de conséquences importantes dans la comparaison de l'évolution thermique du manteau selon les différentes tailles de noyau choisies.

4.3.2 Etude de l'activité du noyau

Dans cette partie, nous détaillerons plus particulièrement les cas MC/A, car l'évolution de l'activité du noyau ne dépend pas de la taille du noyau, et les cas MC/B et MC/C diffèrent des cas LCe2T1 seulement par ce paramètre. On peut voir en effet sur la figure 4.27 (b) que les profils de flux de chaleur au CMB sont similaires pour chacun des trois cas (MC). Les cas MC/A possèdent un petit noyau et seulement deux transitions de phase exothermiques, pas de transition spinelle-perovskite comme

Modèles	T_i (K)	T_{cmb} (K)	E ($KJ.mol^{-1}$)	Ra	η_1 (Pa.s)	<i>jump</i>
MC/A/E1R1	1132	2500	40	10^7	$3.5 \cdot 10^{21}$	-
MC/A/E1R4	1132	2500	40	10^9	$3.5 \cdot 10^{19}$	-
MC/A/E2R1	2044	2500	150	10^7	$3.5 \cdot 10^{21}$	-
MC/A/E2R4	2044	2500	150	10^9	$3.5 \cdot 10^{19}$	-
MC/A/E2R4j	2044	2500	150	10^9	$3.5 \cdot 10^{19}$	X(25)
MC/B/E2R4	1884	2300	150	10^9	$3.5 \cdot 10^{19}$	-
MC/C/E2R4	1724	2100	150	10^9	$3.5 \cdot 10^{19}$	-

TABLE 4.1 – Paramètres initiaux pour les modèles comprenant un noyau de taille intermédiaire. T_i est la température initiale du manteau, T_{cmb} la température initiale à la base du manteau, E l'énergie d'activation, Ra le nombre de Rayleigh, η_1 est la viscosité à la limite noyau-manteau et enfin “*jump*” précise si un saut de viscosité est ajouté. Le volume d'activation (Z) est égal à $3 \text{ cm}^3.\text{mol}^{-1}$ dans chacun des cas.

dans les cas SC. La figure 4.27 permet de suivre l'évolution du flux de chaleur au CMB (a), du flux de masse moyen (c) ainsi que de la température au CMB (d) au cours du temps pour chacun des cas. On constate une fois de plus que lorsque le manteau est initialement froid, l'énergie d'activation faible et le nombre de Rayleigh également faible (cas MC/A/E1R1), le flux de chaleur au CMB diminue rapidement avec le refroidissement du noyau jusqu'à être inférieur au flux critique permettant de maintenir une dynamo. Ceci indique que le champ magnétique disparaît vers 300 millions d'années si l'on considère la limite supérieure du flux critique. Puis on observe une augmentation du flux de chaleur vers 1.2 milliards d'années, période qui correspond au démarrage de la convection d'après le profil du flux de masse moyen pour ce même cas. Lorsque le nombre de Rayleigh est plus grand (cas MC/A/E1R4), la convection démarre beaucoup plus rapidement et le flux de chaleur n'atteint la limite supérieure du flux critique qu'après un milliard d'années, la dynamo cesse alors et aucune réactivation n'est concevable. Dans ces deux cas la température à la base du manteau diminue, plus rapidement cependant dans le cas où le nombre de Rayleigh est plus élevé puisque cela signifie que le manteau convecte plus vigoureusement et donc que le manteau refroidit plus vite. Lorsque le manteau est initialement plus chaud, et l'énergie d'activation est plus élevée, le flux de chaleur au CMB diminue très rapidement, aucune réactivation n'est obtenue, et le noyau se réchauffe. Comparé au cas “SCE2R4j”, le cas “MC/A/E2R4j” ne présente pas les mêmes profils. En effet, dans le cas SCE2R4j nous avions pu constater que la combinaison entre la transition de phase endothermique qui inhibe la convection et la couche inférieure très visqueuse, créait un écart de température important entre les deux couches du manteau et vers 600 millions d'années, un panache chaud ascendant partant du noyau finissait par “traverser” la barrière ainsi formée et permettait à la chaleur de s'évacuer très rapidement vers la surface. Dans le cas présent (MC/A/E2R4j), il n'y a pas de transition endothermique et la seule présence du saut de viscosité ne suffit pas à créer ce phénomène d'avalanche, la température au CMB ne diminue que très peu, le noyau tend même à se réchauffer pendant un milliard d'années. Ces résultats

confirment le fait que la présence d'une transition endothermique, même très proche du noyau) n'a pas d'effets direct sur l'activité du noyau et n'est pas responsable d'une éventuelle réactivation du noyau. En revanche, le choix des conditions initiales de température, de la loi de viscosité et du nombre de Rayleigh a beaucoup plus d'impact sur l'évolution de l'activité du noyau.

4.3.3 Etude de l'évolution thermique et du mode de convection

La figure 4.28 (a) qui représente la température moyenne du manteau au cours du temps pour tous les cas MC/A étudiés, montre une fois de plus qu'il n'y a pas de différence entre les cas MC/A/E2R4 et MC/A/E2R4j (avec un saut de viscosité), puisque dans ces modèles il n'y a pas de transition de phase endothermique. Les profils de température sont assez similaires dans chacun des cas, et également entre les cas MC/A-B-C/E2R4 représentés à la figure 4.28 (b). La seule différence entre les cas MC/A, MC/B et MC/C est la taille du noyau ainsi que la température initiale à la base du manteau. Cette différence ne semble pas avoir de conséquences sur l'évolution des profils de température. En ce qui concerne le style de la convection et le nombre de cellules, on peut analyser la fonction de courant pour chacun des cas MC/A/E2R4 (fig. 4.29), MC/B/E2R4 (fig. 4.30) et MC/C/E2R4 (fig. 4.31). Dans chacun de ces cas, la présence des deux transitions de phase inhibe la convection au début de l'évolution, puis la favorise avec le développement de plusieurs cellules convectives. L'effet dynamique des transitions de phase semble prendre le dessus sur l'effet thermique inhibiteur plus tard lorsque le noyau est plus grand. Il n'y a cependant pas de convection de degré-1. Enfin, lorsque l'on regarde la génération de fusion dans le manteau pour chacun des cas, on remarque des différences qui dépendent bien évidemment de la température à la base choisie. Sur la figure 4.32 on compare le taux de fusion (a) et le pourcentage du manteau qui participe à la fusion (b) pour différentes tailles de noyau. On ne compare que les cas où le manteau est initialement chaud et l'énergie d'activation élevée. Dans le cas LC2T1e2, la température initiale à la base est de 2000 K, et plus le noyau est petit plus cette température augmente. On constate alors que plus la température initiale au CMB est élevée, plus les températures du manteau ont de chances d'excéder celles du solidus.

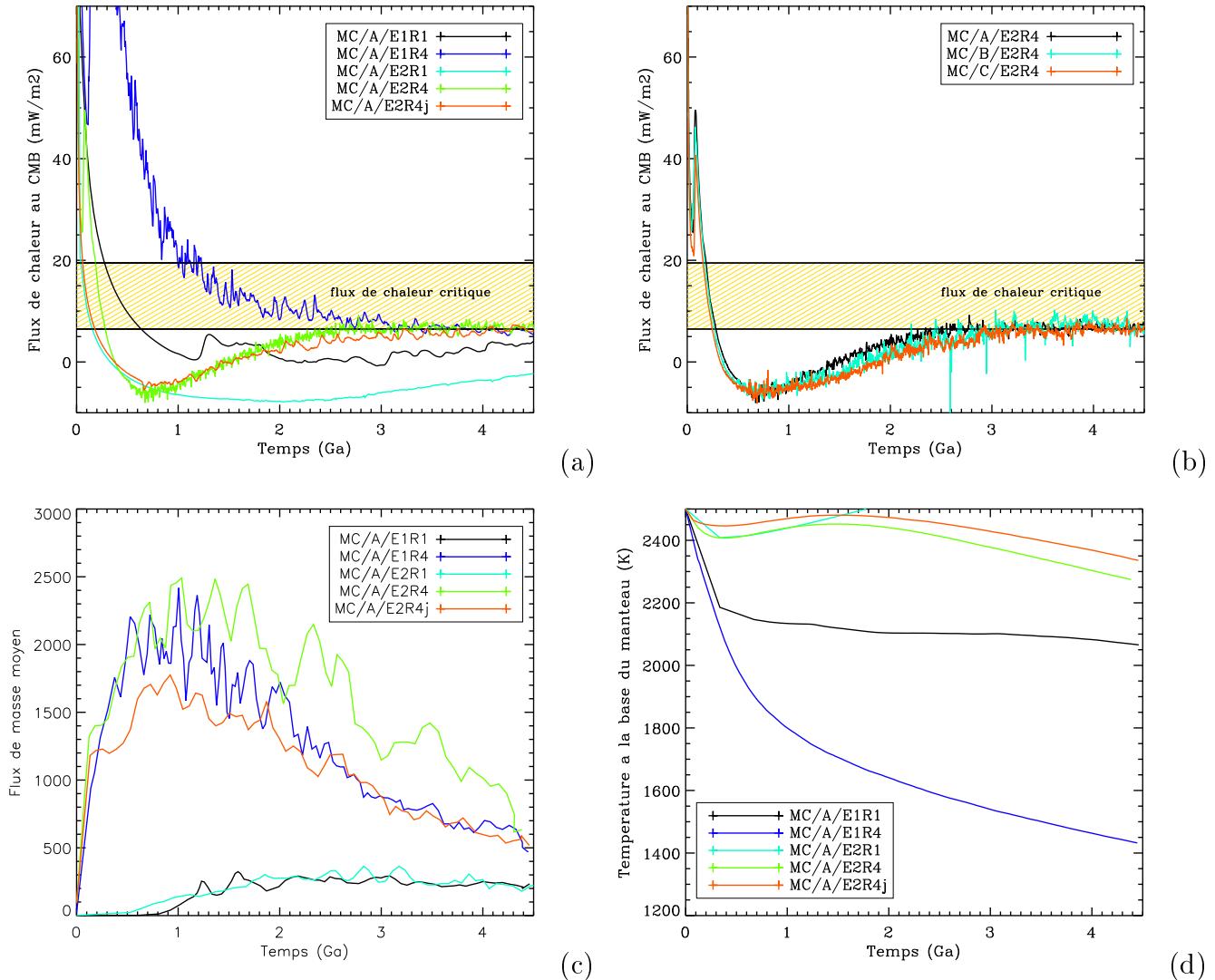


FIGURE 4.27 – Pour les cas MC/A, le flux de chaleur à la base du manteau (a), le flux de masse moyen (c) et la température à la base du manteau (d), sont représentés de 0 à 4.5 milliards d'années. Le graphique (b) représente le flux de chaleur au CMB pour les trois cas MC/A-B-C/E2R4.

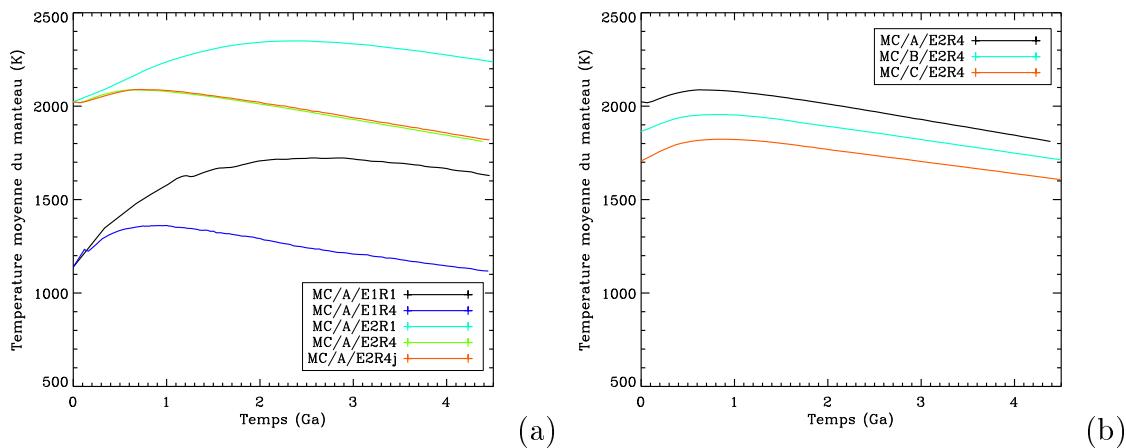


FIGURE 4.28 – Température moyenne du manteau (K) pour les cinq cas MC/A (a) et pour les cas MC/A-B-C/E2R4 (b), de 0 à 4.5 milliards d'années.

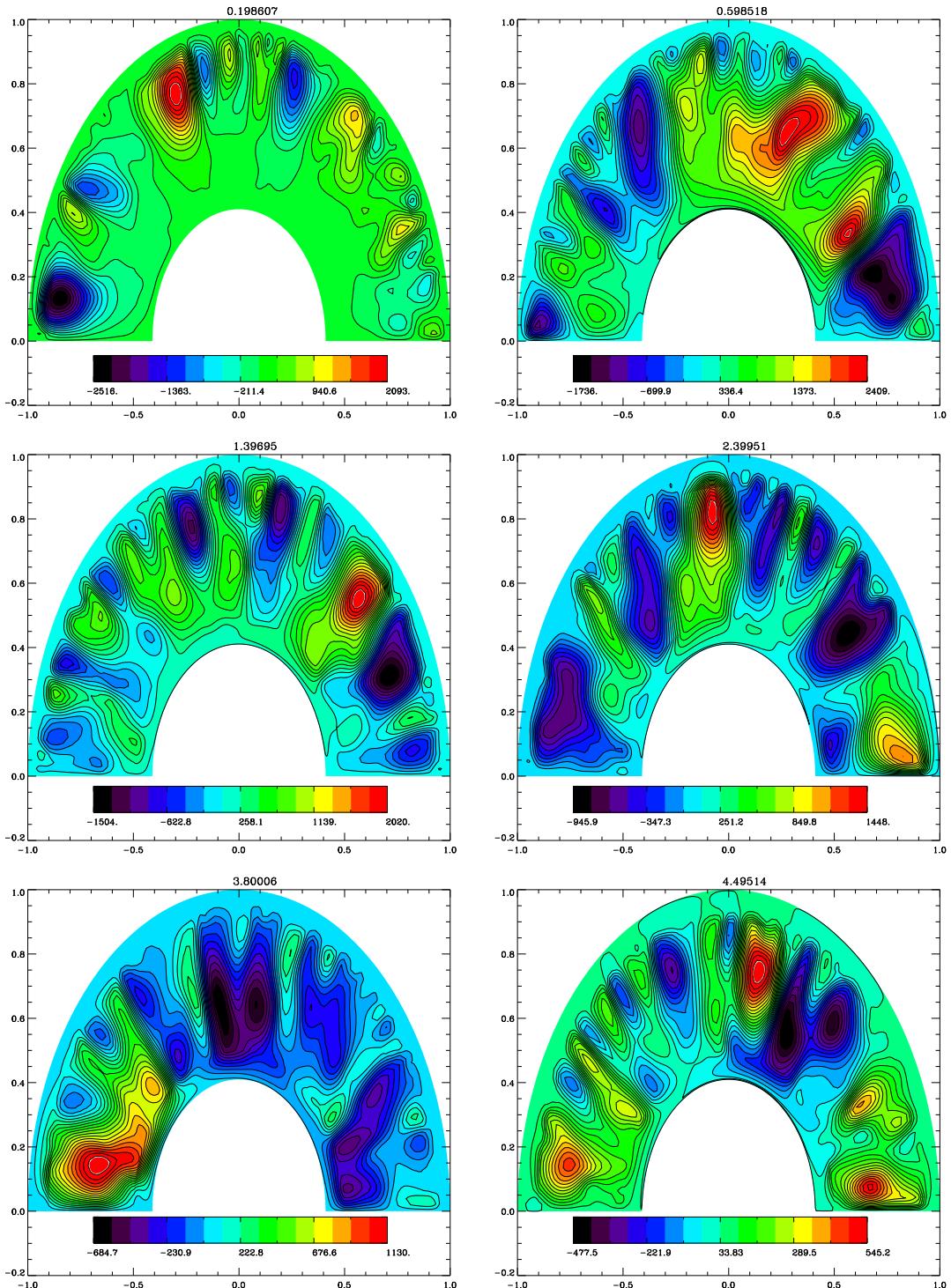


FIGURE 4.29 – Fonction de courant du cas MC/A/E2R4, pour six pas de temps différents : 0.2, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 milliards d'années.

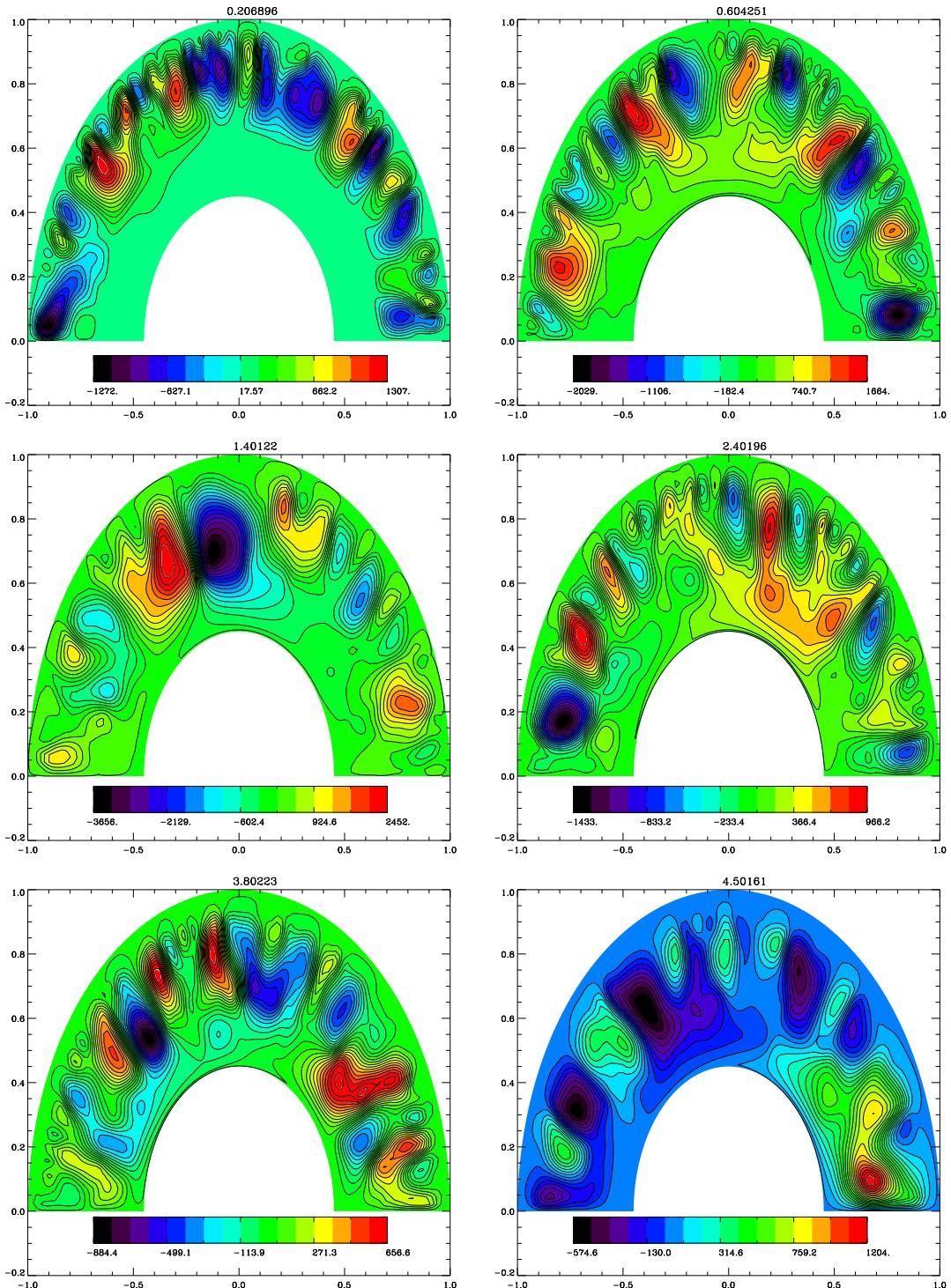


FIGURE 4.30 – Fonction de courant du cas MC/B/E2R4, pour six pas de temps différents : 0.2, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 milliards d'années.

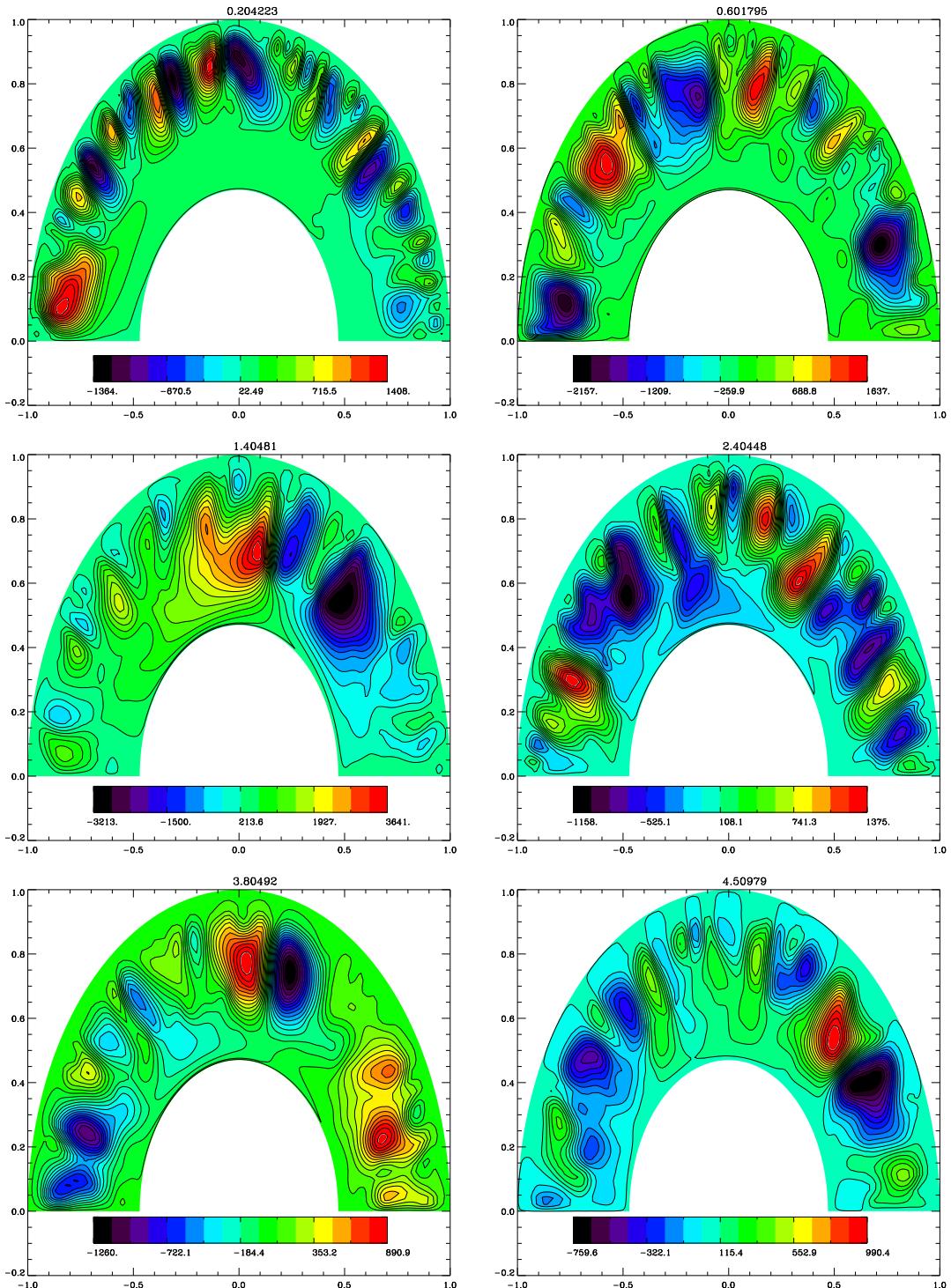


FIGURE 4.31 – Fonction de courant du cas MC/C/E2R4, pour six pas de temps différents : 0.2, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 milliards d'années.

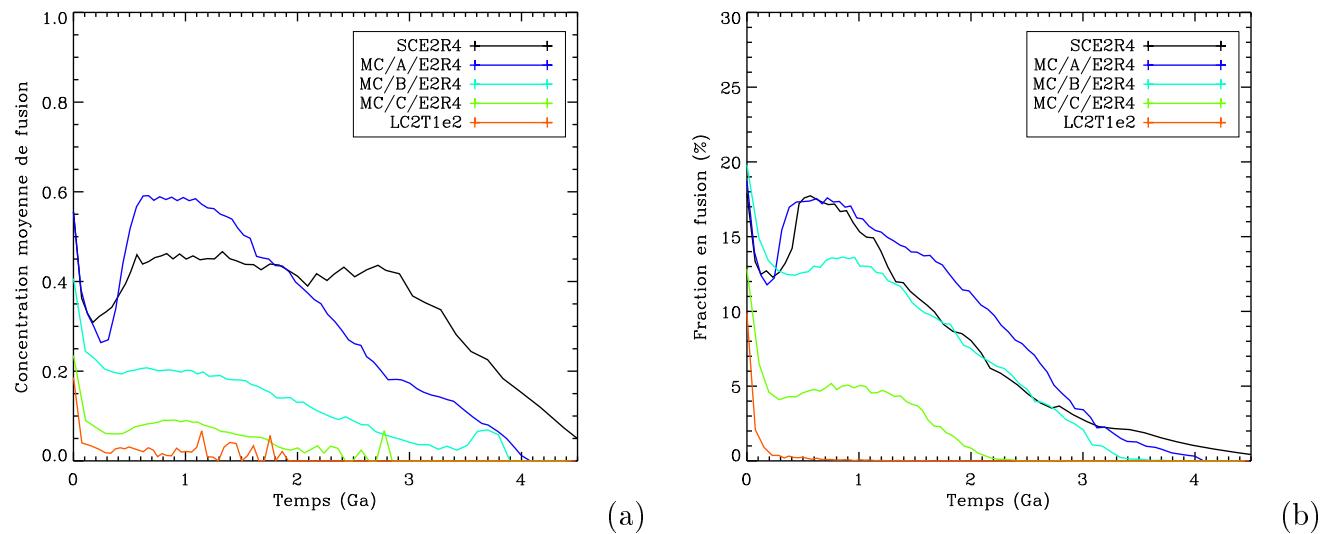


FIGURE 4.32 – Taux de fusion moyen (sans dimension) en fonction du temps (a) et pourcentage du manteau en fusion (b) au cours du temps pour les modèles SCE2R4, MC/A-B-C/E2R4 et LC2T1e2.

Synthèse des résultats

Les deux derniers chapitres étaient destinés à l'étude numérique de la dynamique interne de Mars. Ne connaissant pas précisément la structure interne de la planète, plusieurs configurations ont été traitées. Des tailles de noyau différentes ont été choisies et ont amené à des structures différentes, notamment dans le nombre ou le type de transition de phase présentes dans le manteau. Dans un premier temps, l'effet des transitions de phase sur la convection était étudié. Mais au vu des résultats, l'importance du choix des paramètres initiaux comme la température initiale du manteau ou à la frontière noyau-manteau a également été mis en valeur. Le premier point que l'on peut aborder, est celui concernant l'activité du noyau et en particulier les effets des transitions de phase pouvant amener à une réactivation du noyau. En effet nous avions vu dans la partie 1.2.1.2 que Lillis et al. [2006] suggèrent que la dynamo du noyau, qui permet la présence d'un champ magnétique global autour de Mars, a cessé après 500 millions d'années environ, entraînant la disparition de ce champ. Quelques centaines de millions d'années plus tard, la dynamo du noyau se serait réactivée pendant une brève période permettant au champ magnétique de réapparaître avant de s'éteindre à nouveau. Le déplacement en profondeur de la transition de phase spinelle-perovskite était suspectée comme un élément pouvant intervenir dans une telle réactivation de la dynamo du noyau. Cependant, les résultats présents montrent que cette transition de phase endothermique, présente uniquement lorsque le noyau est très petit, n'est pas l'élément déclencheur. Cette phase tend plutôt à réchauffer le manteau et le noyau, et est toujours présente à 4.5 milliards d'années. Néanmoins, dans certains cas, le flux de chaleur à la base du manteau dépasse le flux critique nécessaire pour maintenir une dynamo, indiquant une possible réactivation, aux alentours du premier milliard d'années (cf. fig. 3.2, 3.9). Cette réactivation est même obtenue en l'absence de la phase endothermique, pour des tailles de noyau plus grandes. Lorsque le noyau refroidit, le champ magnétique initial disparaît pour la première fois entre 200 et 500 millions d'années suivant les cas. Ensuite, une réapparition de ce champ, lié à la réactivation de la dynamo du noyau, est obtenue lorsque le manteau est initialement froid et que la viscosité du manteau est très peu dépendante de la température (énergie d'activation faible). Elle est uniquement due au démarrage de la convection dans le manteau, qui déclenche une brusque augmentation du flux de chaleur (cf. fig. 3.4, 3.11). Dans les cas où le manteau est initialement plus chaud, et l'énergie d'activation élevée, la convection démarre plus rapidement et aucune réactivation du noyau n'est envisageable, quelque soit la structure interne choisie. Ces paramètres sont donc les seuls responsables d'une possible réactivation

de la dynamo du noyau, et pas la présence d'un fine couche de perovskite au-dessus du noyau.

Cependant les transitions de phase ont des effets notables sur la convection du manteau Martien. Plus la transition spinelle-perovskite est haute dans le manteau, plus le manteau se réchauffe et entraîne une stratification avec une partie inférieure conductive (ou peu convective) et une partie supérieure plus convective. Cet effet inhibiteur du flux est notamment mis en valeur dans le seul cas où la transition endothermique disparaît du manteau après un milliard d'années environ, cas où le nombre de Rayleigh est très élevé (cf. fig. 3.5). Lorsque la couche de perovskite disparaît, les effets qui tendaient à retenir le flux de chaleur sont annulés et la chaleur est libérée en un unique panache chaud ascendant. La convection passe en mode de degré-1, alors que dans les autres cas où la transition endothermique est toujours présente dans le manteau, celui-ci est stratifié et le degré de convection est faible, mais pas de degré-1. En l'absence de cette transition endothermique, même pour des noyaux de petite taille, on ne retrouve pas cette stratification ni de convection de degré-1. Dans le cas où le noyau est beaucoup plus grand, le manteau est moins épais et le nombre de cellules convectives est grand. Pour tous les modèles étudiés, peu importe la taille du noyau choisie, au début des simulations les transitions de phase exothermiques tendent à inhiber la convection, ce qui stratifie le manteau en deux couches, avec seulement la partie supérieure qui convecte. Cela signifie qu'à cette période là, c'est l'effet thermique des transitions de phase qui domine. Puis, la convection se généralise à tout le manteau, les transitions de phase exothermiques accélèrent le flot convectif et favorisent grandement la convection. L'effet dynamique de ces transitions prend le dessus sur les effets thermiques. De légères différences ont été observées entre l'influence de deux phases ou seulement une plus épaisse dans le manteau. La transition exothermique olivine- γ -spinelle, d'une épaisseur de 170 km, semble être plus efficace pour évacuer la chaleur et favoriser la convection que les deux transitions olivine- β -spinelle et β -spinelle- γ -spinelle. Plus le manteau est chaud, et donc plus il y a de chaleur à évacuer lors du transfert thermique, plus la différence entre ces deux configurations est visible.

Un autre paramètre a été étudié, il s'agit de la stratification du manteau en viscosité. Autrement dit, imposer un saut de viscosité dans le manteau, la partie inférieure du manteau étant plus visqueuse. Ce saut de viscosité a été introduit dans les modèles afin d'analyser ses conséquences sur le mode de convection. Roberts and Zhong [2006] ont en effet suggéré qu'une telle stratification en viscosité pouvait induire une convection de degré-1 dans le manteau, même avec un grand noyau. Nous constatons au contraire que dans ce cas là, l'introduction d'un saut de viscosité au niveau de la transition de phase olivine-spinelle réduit le nombre de cellules de convection mais ne permet pas pour autant une convection de degré-1 de se développer. Une stratification s'opère avec une partie du manteau inférieur peu convective, et une partie supérieure qui l'est beaucoup plus. En revanche, lorsque l'on considère un petit noyau dans les modèles, et donc la présence d'une couche de perovskite, en plus du saut de viscosité, les résultats montrent un refroidissement efficace du noyau à partir de 600 millions d'années environ. Alors que la couche de perovskite, lorsque le manteau est initialement très chaud et la viscosité très dépendante de la température, tend à réchauffer

encore plus le noyau, l'ajout d'une couche inférieure très visqueuse devrait réchauffer considérablement le noyau ainsi que le manteau. En réalité, la combinaison des deux paramètres (transition de phase endothermique et couche inférieure visqueuse) empêche le manteau de refroidir pendant les premiers 600 millions d'années. La chaleur s'emmagasine de plus en plus dans la couche de perovskite qui bloque le passage du flux. L'écart de température entre la partie supérieure du manteau qui convecte et donc refroidit, et la partie inférieure qui est très visqueuse et très chaude, se fait de plus en grand jusqu'à ce qu'il y ait une rupture de stabilité et qu'un panache très chaud traverse la phase au niveau de l'instabilité et remonte vers la surface, vers 600 millions d'années. La chaleur s'évacue alors rapidement, le noyau refroidit ainsi que le manteau, et le panache descendant alors formé induit une convection de degré-1 (cf. fig. 4.13). Le phénomène d'avalanche, déjà étudié pour le cas de la Terre (Machetel and Weber [1991]), a été ici mis en évidence avec la combinaison d'une transition de phase endothermique proche du noyau, d'un saut de viscosité, mais aussi d'un manteau initialement chaud et d'une énergie d'activation importante.

En ce qui concerne le mode de convection, la prise en compte d'une viscosité du manteau fortement dépendante de la température et de la profondeur implique une convection avec "stagnant lid". L'épaisseur de ce couvercle conductif a pu être calculée approximativement pour les modèles comprenant un petit et un grand noyau (cf. fig. 4.2, 4.15). D'après les simulations numériques, à 4.5 milliards d'années, cette épaisseur varie entre 130 km et 225 km suivant les modèles. Ces valeurs concordent avec les mesures radar de l'instrument SHARAD (Phillips et al. [2008]), embarqué sur Mars Reconnaissance Orbiteur. Les mesures suggèrent une épaisseur de lithosphère élastique supérieure à 102 km, et qui peut aller jusqu'à 300 km au niveau des pôles, et donc une épaisseur de la couche rigide dans ces ordres de grandeur. Cette valeur élevée au niveau des pôles est difficile à expliquer par les modèles numériques car cela dépend de la concentration et la distribution des éléments radioactifs, du mode de convection et/ou de la rhéologie du manteau (Grott and Breuer [2009]). Quant à Kiefer and Li [2009], leurs travaux suggèrent qu'une telle épaisseur peut être obtenue avec un mode de convection à "stagnant lid", comme celui que j'ai pris en compte dans mes modèles. Les valeurs obtenues numériquement, bien qu'approximatives, sont donc plutôt cohérentes avec les mesures radar.

Enfin, l'évolution du volcanisme a également été étudiée pour chacun des modèles. La formation de panaches de convection chauds qui remontent vers la surface ne signifie pas forcément qu'il y ait du volcanisme, puisqu'il faut pour cela que les températures soient suffisamment élevées (supérieures au solidus). Force est de constater que le paramètre le plus important dans l'étude du volcanisme est la température initiale du manteau et la température initiale à la frontière noyau-manteau. En effet, même si la présence d'une phase endothermique tend à réchauffer le manteau et donc à favoriser la fusion, une partie du manteau peut cependant fondre en l'absence de cette transition. Un problème se pose quant au bon choix de la température initiale à la frontière noyau-manteau. On serait tenté de prendre des températures plus faibles lorsque le noyau est plus grand et donc que la limite noyau-manteau est moins profonde. Cependant, dans les cas où la température initiale à la base est inférieure à 2500 K, on obtient très peu de volcanisme, autrement dit dans les cas où le noyau

est plus grand. Ces résultats diffèrent de ceux obtenus par Breuer et al. [1996] pour des conditions initiales de température différentes ce qui une fois de plus démontre la sensibilité de ces paramètres pour l'étude de la fusion partielle du manteau.

Les principaux résultats sont résumés dans le tableau 4.33. On renvoie le lecteur au tableau C.1 en annexe pour un rappel de la nomenclature utilisée pour les modèles numériques. La couleur jaune du tableau permet de mettre en valeur les cas où une réactivation de la dynamo est possible, expliquant les anomalies magnétiques observées sur Hadriaca Patera (cf. partie 1.2.1), les cas où une convection de degré-1 est obtenue, pouvant expliquer la dichotomie topographique observée sur Mars (cf. partie 1.1.2.2) et enfin, les cas où le manteau fond, autrement dit où l'on obtient un volcanisme important qui correspond à l'histoire volcanique de Mars (cf. partie 1.1.2.1). Il ressort de ce tableau la difficulté à satisfaire les trois conditions suivantes : réapparition du champ magnétique, dichotomie expliquée par une convection de degré-1, volcanisme important, pour un seul et même cas ; et donc la difficulté à choisir un scénario précis pour l'histoire de Mars.

Modèle	Activité du noyau	Degré de convection	Volcanisme
E1	R1 Champ magnétique disparaît à 300 Ma Pas de réactivation de la dynamo	NOMBREUSES CELLULES CONVECTIVES Degré de convection élevé	Pas de fusion
	R2 Champ magnétique disparaît à 300 Ma Réactivation de la dynamo à 1 Ga		
	R3 Champ magnétique disparaît à 300 Ma Réactivation de la dynamo à 600 Ma		
	R4/R4j Champ magnétique disparaît à 1,4 Ga Pas de réactivation de la dynamo	Degré-1 obtenu après la disparition de la transition endothermique vers 1,4 Ga	
SC	R1/R2 R3/R4 Champ magnétique disparaît à 100 Ma Pas de réactivation de la dynamo	NOMBREUSES CELLULES CONVECTIVES Degré de convection élevé	Fusion partielle du manteau : Entre 20% (R4/R4j) et 60% du manteau participe à la fusion dans les premiers milliards d'années
	R4j	Degré-1 obtenu après le phénomène dit « d'avalanche » vers 1 Ga	
			Pas de fusion
e1	T1 Champ magnétique disparaît à 200 Ma Réactivation de la dynamo à 500 Ma		Pas de fusion
	T2 Champ magnétique disparaît à 1 Ga Pas de réactivation de la dynamo	NOMBREUSES CELLULES CONVECTIVES Degré de convection élevé	Pas de fusion
LC	T1 Champ magnétique disparaît à ~100 Ma Pas de réactivation de la dynamo		Pas de fusion
	T2		35% du manteau participe à la fusion au début de l'évolution
MC/A	R1 Champ magnétique disparaît à 300 Ma Pas de réactivation de la dynamo		Pas de fusion
	R4 Champ magnétique disparaît à 1 Ga Pas de réactivation de la dynamo		Pas de fusion
	R1/R4 Champ magnétique disparaît à ~150 Ma Pas de réactivation de la dynamo	NOMBREUSES CELLULES CONVECTIVES Degré de convection élevé	17% environ du manteau participe à la fusion vers 1 Ga
	E2 Champ magnétique disparaît à 200 Ma Pas de réactivation de la dynamo		13% environ du manteau participe à la fusion vers 1 Ga
MC/B	E2 Champ magnétique disparaît à 200 Ma Pas de réactivation de la dynamo		5% environ du manteau participe à la fusion vers 1 Ga
MC/C	E2 R4		

FIGURE 4.33 – Ce tableau résume les principaux résultats obtenus. L'activité du noyau, le degré de convection et la fusion partielle du manteau de Mars sont les principaux thèmes. La couleur jaune permet de mettre en valeur les cas où une réactivation de la dynamo du noyau est possible, où la convection de degré-1 est obtenue et enfin ceux où la fusion partielle du manteau est possible.

Conclusion et Perspectives

Mon travail de thèse était motivé en particulier par la compréhension de l'histoire du champ magnétique de la planète Mars. En effet, bien que le champ magnétique de Mars est supposé avoir disparu il y a environ 4 milliards d'années, les travaux de Lillis et al. [2006] ont montré qu'une réactivation de la dynamo dans le noyau, permettant la présence d'un champ magnétique, aurait pu avoir lieu pendant une courte période. Pour tenter d'expliquer ce phénomène, il a fallu se pencher sur la dynamique interne de la planète et en particulier étudier l'influence des transitions de phase sur la convection dans le manteau. La transition spinelle-perovskite située très proche du noyau, aurait pu, en s'enfonçant en profondeur lorsque la planète refroidit, disparaître et libérer une grande quantité de chaleur qu'elle retenait jusqu'alors par son caractère endothermique. De ce fait elle pourrait être responsable d'une réactivation du noyau. Cette étude a donc nécessité que le noyau refroidisse au cours du temps. Pour cela, j'ai utilisé un code numérique 2D initialement conçu pour étudier la convection au sein du manteau terrestre, et je l'ai modifié afin qu'il puisse être appliqué au cas de Mars et surtout afin que l'équilibre thermique transitoire à l'interface noyau-manteau soit pris en compte. Bien que des travaux différents aient pris en compte le refroidissement du noyau de la planète Mars, des lois de viscosité dépendantes de la température et de la profondeur, ou encore des transitions de phase dans le manteau, mon travail se distingue par la prise en compte de tous ces paramètres "ensemble" dans les modèles numériques.

La première grande question sur laquelle je me suis donc penchée, est celle concernant l'histoire du champ magnétique. Et contre toute attente, la transition de phase spinelle-perovskite n'a pas eu l'impact escompté. En effet, cette transition de phase, même très proche du noyau, tend à le réchauffer, et est toujours présente à 4.5 milliards d'années ce qui est peu probable d'après Breuer et al. [1998]. En revanche, une réactivation de la dynamo du noyau est possible d'après les résultats obtenus. Lorsque le manteau est initialement froid et la viscosité dépend peu de la température, le champ magnétique disparaît dans les premières centaines de millions d'années, puis peut réapparaître vers un milliard d'années pendant une très courte période, grâce à une réactivation de la dynamo dans le noyau. Les résultats ont montré que cette réactivation de la dynamo du noyau était seulement liée au démarrage de la convection dans le manteau. En effet, dans ces cas la convection met plus de temps à démarrer, et lorsqu'elle démarre cela génère un flux de chaleur suffisamment important pour réactiver la dynamo du noyau. De plus, même lorsque l'on prend en compte un noyau plus gros, et donc qu'il n'y a pas de transition endothermique dans le manteau, une réactivation est possible pour les mêmes conditions que précédemment. Cela signifie bien que l'hypothèse de départ, prenant la transition de

phase spinelle-perovskite comme responsable est erronée, mais que les conditions initiales dans le manteau ont un rôle très important concernant l'activité du noyau. La plupart des études penchant pour un noyau Martien de grande taille, le présent travail permet de démontrer que les anomalies magnétiques détectées sur Hadriaca Patera impliquant une réapparition du champ magnétique peuvent être expliquées dans le cas d'un noyau de cette taille, puisque cela ne dépend que du démarrage de la convection et pas de la transition endothermique présente uniquement dans les cas où le noyau est très petit. Toutefois un cas particulier s'est distingué des autres : le modèle comprenant une couche de perovskite ainsi qu'un saut de viscosité. La combinaison de ces deux éléments dans un manteau initialement chaud, a contribué à réchauffer fortement la partie inférieure du manteau jusqu'à ce qu'il y ait rupture de stabilité et qu'un panache chaud descendant libère la chaleur, retenue jusqu'alors, vers la surface. Ce phénomène dit "d'avalanche" est important car une brusque augmentation du flux de chaleur à la base du manteau est relevée au moment de la rupture. Cette augmentation n'est pas suffisante pour entraîner une réactivation de la dynamo du noyau mais la formation du panache descendant permet ensuite de refroidir efficacement le manteau, et d'obtenir une convection de degré-1.

Par le biais de l'étude de l'influence des transitions de phase dans le manteau, j'ai pu ensuite me pencher sur la compréhension d'une autre singularité de Mars : sa dichotomie crustale. En effet, nous avons pu voir que plusieurs hypothèses existaient pour tenter de l'expliquer, dont une qui suspectait l'organisation de la convection en une unique cellule de convection : la convection dite de degré-1. Lors de mes simulations, j'ai étudié plusieurs tailles de noyau différentes (qui permettaient d'introduire ou non une transition de phase endothermique) et également des configurations différentes : des modèles avec deux transitions de phase exothermiques de 35 km d'épaisseur ou une seule transition olivine-spinelle de 170 km d'épaisseur selon la teneur en fer supposée du manteau Martien. Bien que l'épaisseur du manteau joue un rôle majeur dans le nombre de cellules convectives obtenues et que plus le manteau est épais (donc le noyau plus petit), plus le nombre de cellules convectives diminue, la convection de degré-1 n'est pas si facile à obtenir. Même lorsque le noyau est très petit, la convection s'organise en plusieurs cellules convectives. La transition endothermique joue finalement un rôle non négligeable quant à l'étude de la convection, puisqu'elle tend à réchauffer le noyau et le manteau, et par conséquent à stratifier le manteau. Lorsque le manteau est initialement très froid, et le nombre de Rayleigh élevé, indiquant une convection très vigoureuse, la transition endothermique s'enfonce suffisamment dans le manteau pour disparaître vers 1 milliard d'années. La libération de chaleur qui s'en suit n'entraîne pas une réactivation du noyau, mais permet néanmoins à un panache chaud descendant de se former et à la convection de s'organiser en une cellule unique après un milliard d'années. Dans les cas où le noyau est plus grand, une stratification en viscosité a été proposée pour obtenir une convection de degré-1, comme l'ont fait auparavant Roberts and Zhong [2006]. Cependant, cela n'est pas encore suffisant pour expliquer la dichotomie Martienne. D'après McGill and Dimitriou [1990], cette dissymétrie se serait formée entre le Noachien et l'Hesperien, il y a 3.7 milliards d'années, et les travaux plus récents de Frey et al. [2002] suggèrent une formation de la dichotomie dès les premiers 500 millions

d'années (il y a 3.93 Ga). Or mes résultats montrent qu'un tel type de convection est difficile à obtenir lorsque le refroidissement de la planète est pris en considération, et seulement à partir d'un temps supérieur à un milliard d'années, suggérant une formation de la dichotomie plus récente.

Enfin, une dernière question à laquelle mon travail aurait pu apporter des éléments de réponse est celle de la structure interne de Mars. Bien sûr, les modèles numériques ne permettent pas de déterminer la composition ou l'organisation de l'intérieur de la planète, mais d'après les connaissances que nous avons concernant Mars, certains modèles pourraient être favorisés plus que d'autres. L'incertitude majeure qui a le plus joué dans ma thèse, est certainement la taille du noyau Martien. La prise en compte d'un petit noyau Martien était importante pour moi car elle m'a permis d'introduire une couche de perovskite profonde pour étudier son influence sur l'activité du noyau. Finalement, mes résultats ne favorisent pas un modèle plus qu'un autre. La transition endothermique n'est pas une condition suffisante à l'explication d'une réactivation de la dynamo dans la noyau Martien, ni de la dichotomie Nord-Sud. De plus, la prise en compte d'une ou deux transitions de phase exothermiques, d'épaisseur différentes, n'a pas montré de différences importantes quant à leur comportement sur l'évolution de la convection. Les paramètres majeurs sont en fait les conditions initiales prises dans les modèles. En effet, la considération d'un manteau froid et non-convectif au début des simulations entraîne une réactivation de la dynamo dans le noyau lorsque la convection démarre. Cependant, ces conditions de température ne permettent pas d'obtenir beaucoup de volcanisme, voire pas du tout. En particulier lorsque le noyau est plus grand, on s'attend à ce que la température initiale à la base soit plus faible. Mais dans ces cas-là, aucune génération de fusion n'est possible, les températures étant trop faibles. Néanmoins, inclure de l'eau dans le manteau par exemple, permettrait d'abaisser la température de fusion et d'obtenir plus de volcanisme. Le choix de la température initiale du noyau, et du solidus, sont donc aussi des paramètres majeurs quant à la compréhension de la dynamique interne de Mars.

L'ensemble de ces résultats font l'objet d'une publication (Michel and Forni, 2011). Ce travail de thèse, réalisé à partir de modèles numériques 2D, a mis en valeur l'importance du choix des conditions initiales. L'activité du noyau, tout comme l'évolution de la convection, dépend étroitement du choix des conditions initiales de température dans les modèles numériques. Les résultats seraient peut-être différents en 3D, notamment en ce qui concerne le développement de structure de degré-1 : les travaux de Roberts and Zhong [2006] ont montré qu'il était plus facile d'obtenir une convection de degré-1 avec un modèle 3D plutôt qu'un modèle 2D axisymétrique, en régime stationnaire, lorsque un saut de viscosité est pris en compte dans les modèles. Une analyse plus approfondie pourra être effectuée par la suite : dans un premier temps, en modifiant le code numérique 3D pour à nouveau inclure le refroidissement du noyau et étudier les conditions d'obtention d'une convection de degré-1 et dans un second temps, la présence d'un saut de viscosité dans le manteau devra être justifiée, en particulier l'intensité du saut de viscosité qui a été choisie de façon arbitraire dans ce travail et nécessiterait donc des données expérimentales pour être confirmé ou infirmé. De même, le phénomène "d'avalanche" pourrait être

étudié pour différentes configurations, afin d'évaluer l'influence de ce phénomène sur l'évolution de la convection. Enfin, la connaissance de la structure interne de la planète enlèverait de nombreuses contraintes aux modèles de simulations numériques et donc à l'étude de l'évolution thermique de la planète Mars depuis sa formation. L'envoi de sismomètres permettrait en particulier de contraindre la taille du noyau de la planète qui est l'un des paramètres les plus importants dans les simulations.

Annexes

Annexe A

Suppléments

A.1 Atlas de Mars

Un Atlas de Mars est proposé à la figure A.1.

A.2 Structure Interne de la Terre

Les études sismiques faites sur Terre ont permis de déterminer l'intérieur de notre planète de façon plus précise que pour les autres planètes du système solaire. La structure interne de la Terre est divisée en une succession de couches de propriétés physiques différentes : le noyau qui se divise en noyau interne solide et noyau externe liquide, puis, le manteau, qui constitue le gros du volume terrestre, et qui se divise en manteau inférieur solide et manteau supérieur principalement plastique, mais dont la partie tout à fait supérieure est solide ; et enfin, la croûte (ou écorce) qui est solide. Deux discontinuités importantes séparent croûte, manteau et noyau : la discontinuité de Mohorovicic (MOHO) qui marque un contraste de densité entre la croûte terrestre et le manteau, et la discontinuité de Gutenberg qui marque aussi un contraste important de densité entre le manteau et le noyau. Une troisième discontinuité sépare noyau interne et noyau externe, la discontinuité de Lehmann. Ces discontinuités portent le nom de leur découvreurs : les sismologues Mohorovicic, Gutenberg et Lehmann. La couche plastique du manteau supérieur est appelée **asthénosphère**, alors qu'ensemble, les deux couches solides qui la surmontent, soit la couche solide de la partie supérieure du manteau supérieur et la croûte terrestre, forment la **lithosphère**. On reconnaît deux types de croûte terrestre : la croûte océanique, celle qui en gros se situe sous les océans et qui est formée de roches basaltiques ainsi que la croûte continentale, plus épaisse à cause de sa plus faible densité, qui se situe au niveau des continents. La couverture sédimentaire est une mince pellicule de sédiments produits et redistribués à la surface de la croûte par les divers agents d'érosion (eau, vent, glace) et qui compte pour très peu en volume. La structure interne de la Terre et les différentes couches qui la composent sont schématisées à la figure A.2. (Bourque [1997]).

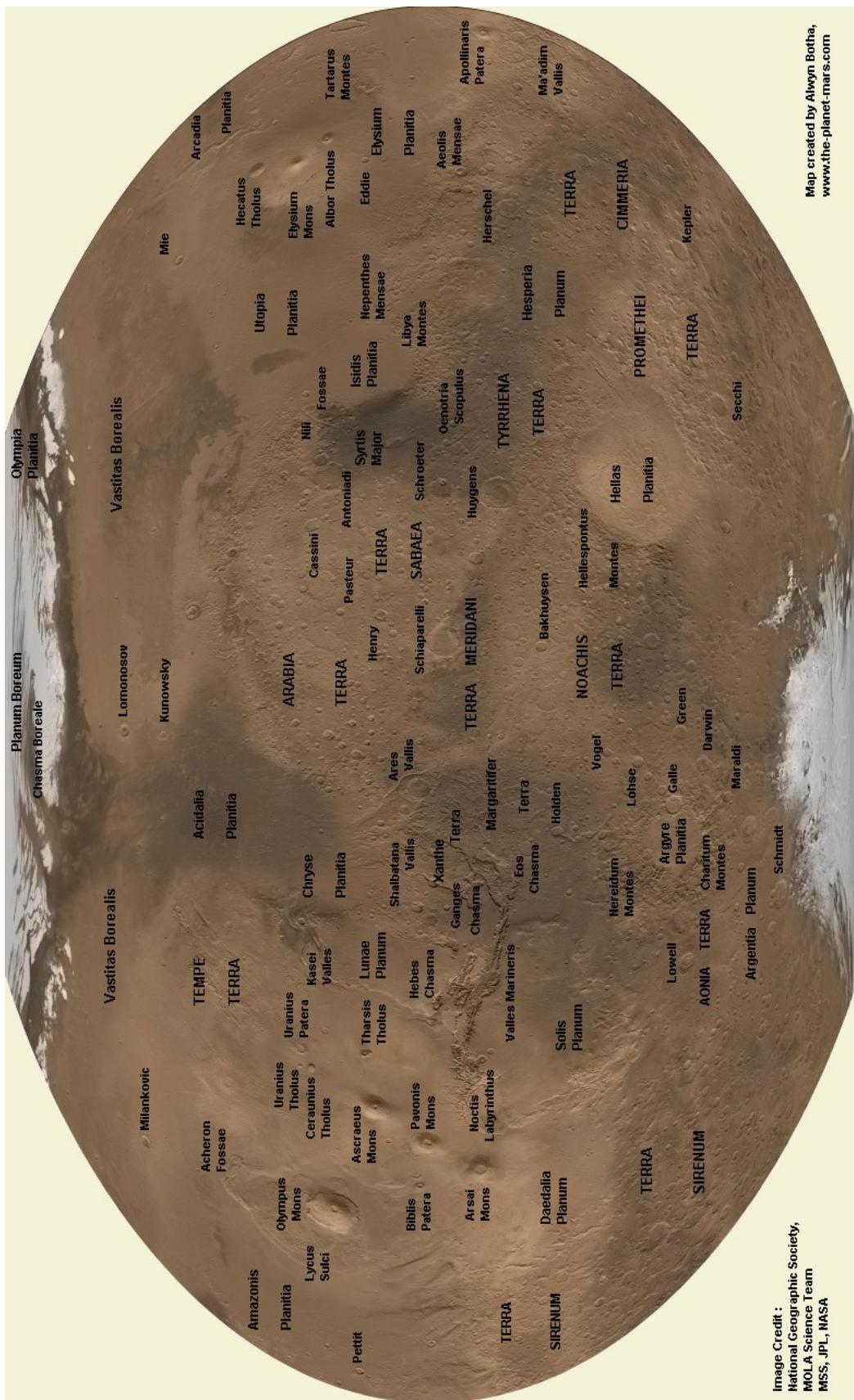


FIGURE A.1 – Atlas de Mars édité par Aldwyn Botha (www.the-planet-mars.com).

A.3 Fluides newtoniens

La définition d'un **fluide Newtonien** est assez restrictive : les contraintes de cisaillement sont proportionnelles au gradient de vitesse, ce qui implique que :

- dans un écoulement de cisaillement simple, les seules contraintes créées par l'écoulement sont des contraintes de cisaillement
- la viscosité est indépendante de la vitesse de cisaillement
- la viscosité est indépendante du temps et les contraintes s'annulent immédiatement lorsque l'écoulement est arrêté

Le modèle de fluide newtonien décrit bien la très grande majorité des fluides composés de molécules simples. Cependant il existe un bon nombre de fluides qui ont un comportement d'écoulement plus complexe. Toute déviation aux règles précédemment évoquées est le signe d'un comportement dit alors "**non-newtonien**".

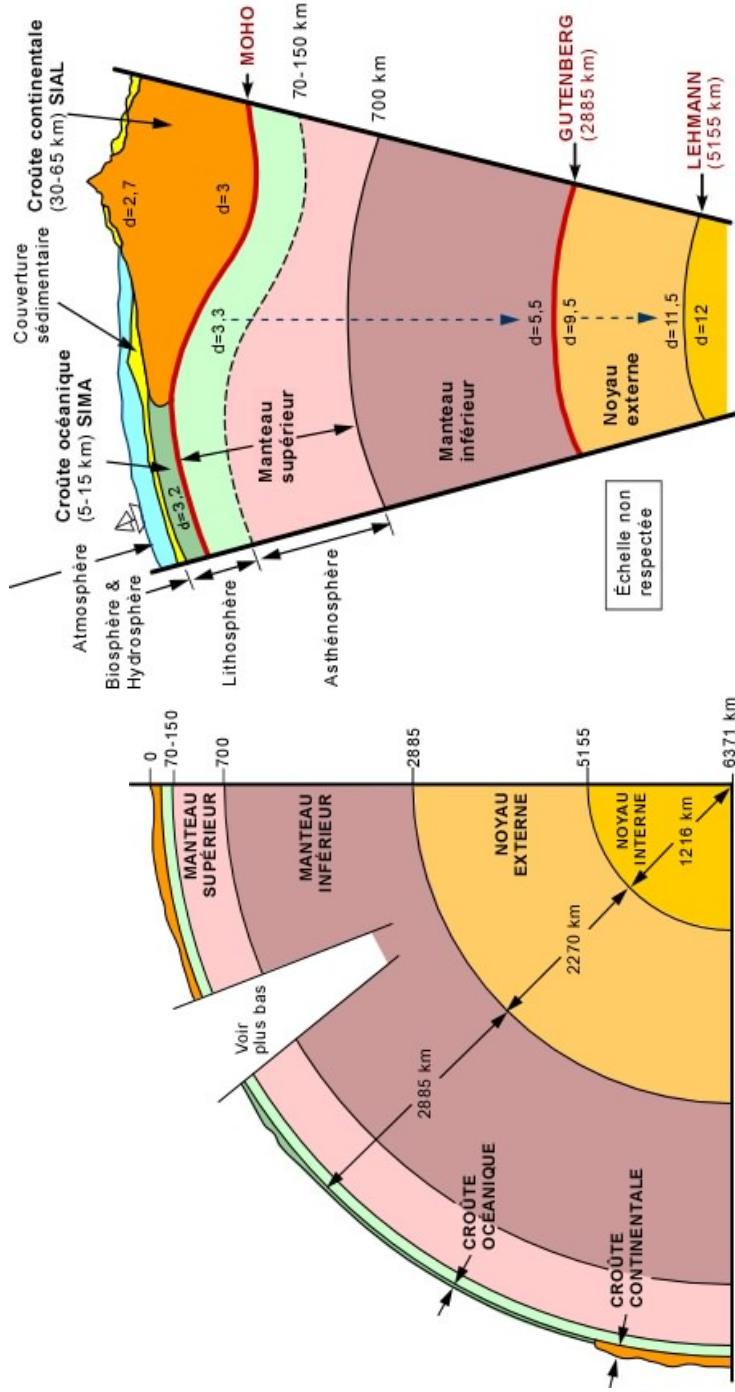


FIGURE A.2 – Schématisation de la structure interne de la Terre d'après Bourque [1997].

Annexe B

Outils et développements mathématiques

B.1 La conservation du moment en coordonnées sphériques

L'équation de la conservation du moment a été formulée dans la partie 2.1.2.2 et sous forme sans dimensions dans la partie 2.2.2.3. Ici, nous développerons simplement la forme en coordonnées sphériques polaires (r, θ, ϕ) ($\partial/\partial\phi \neq 0$).

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_\phi}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \frac{u_\phi}{r \sin \theta} \frac{\partial u_r}{\partial \phi} - \frac{(u_\theta^2 + u_\phi^2)}{r} \right) = \\ - \frac{\partial p}{\partial r} + \rho g + \frac{\partial \tau_{rr}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \tau_{r\phi}}{\partial \phi} + \frac{1}{r} (2\tau_{rr} - \tau_{\theta\theta} - \tau_{\phi\phi} + \tau_{r\theta} \cot \theta) \quad (\text{B.1}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_\phi}{r \sin \theta} \frac{\partial u_\theta}{\partial \phi} - \frac{u_r u_\theta}{r} - \frac{u_\phi^2 \cot \theta}{r} \right) = \\ - \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \rho g + \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\theta\theta}}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \tau_{\theta\phi}}{\partial \phi} + \frac{1}{r} (\tau_{\theta\theta} \cot \theta - \tau_{\phi\phi} \cot \theta + 3\tau_{r\theta}) \quad (\text{B.2}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial u_\phi}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_\phi}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_\phi}{\partial \theta} + \frac{u_\phi}{r \sin \theta} \frac{\partial u_\phi}{\partial \phi} + \frac{u_r u_\phi}{r} - \frac{u_\phi u_\theta \cot \theta}{r} \right) = \\ - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial p}{\partial \phi} + \rho g + \frac{\partial \tau_{r\phi}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\theta\phi}}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \tau_{\phi\phi}}{\partial \phi} + \frac{1}{r} (3\tau_{r\phi} + 2\tau_{\theta\phi} \cot \theta) \quad (\text{B.3}) \end{aligned}$$

B.2 La conservation de l'énergie en coordonnées sphériques

L'équation de la conservation du moment a été formulée dans la partie 2.1.2.3 et sous forme sans dimensions dans la partie 2.40. Ici, nous développerons simplement la forme en coordonnées sphériques polaires ($\partial/\partial\phi \neq 0$) et la fonction de dissipation visqueuse Φ .

$$\nabla.(k\nabla T) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ kr^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right\} + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(k \sin \theta \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(k \frac{\partial T}{\partial \phi} \right) \quad (\text{B.4})$$

$$\begin{aligned} \Phi = \mu & \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r}{r} \right)^2 + \left(\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial u_\phi}{\partial \phi} + \frac{u_r}{r} + \frac{u_\theta \cot \theta}{r} \right)^2 \right\} \right. \\ & + \left\{ \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial u_\theta}{\partial \phi} + \frac{\sin \theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{u_\phi}{\sin \theta} \right) \right\}^2 \\ & + \left. \left\{ \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial u_r}{\partial \phi} + r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_\phi}{r} \right) \right\}^2 + \left\{ r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_\theta}{r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} \right\}^2 \right] \\ & + \lambda \left[\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{2u_r}{r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial u_\phi}{\partial \phi} + \frac{u_\theta \cot \theta}{r} \right]^2 \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

B.3 Les polynômes de Legendre associés

En mathématiques, une suite de polynômes orthogonaux est une suite infinie de polynômes $P_0(x)$, $P_1(x)$, $P_2(x)$, etc..., à coefficients réels, dans laquelle chaque $P_n(x)$ est de degré n , et telle que les polynômes de la suite sont orthogonaux deux à deux pour un produit scalaire de fonctions donné. Les polynômes de Legendre sont des solutions de l'équation différentielle de Legendre, et constituent l'exemple le plus simple d'une suite de polynômes orthogonaux.

Les **polynômes de Legendre** $P_n(x)$ sont utilisés dans l'étude des systèmes tridimensionnels à symétrie sphérique. Ils satisfont à l'équation différentielle de Legendre :

$$(1 - x^2)y'' - 2xy' + n(n + 1)y = 0 \quad (\text{B.6})$$

et à la relation d'orthogonalité suivante :

$$\int_{-1}^1 P_m(x)P_n(x)dx = 0 \quad \text{pour} \quad m \neq n \quad (\text{B.7})$$

Les **polynômes de Legendre associés** $P_n^m(x)$ sont obtenus à partir des dérivées des polynômes de Legendre d'après la formule :

$$P_n^m(x) = (-1)^m (1 - x^2)^{m/2} a^m [P_n(x)] / dx^m \quad (\text{B.8})$$

À noter que pour des entiers impairs où $m \leq n$, les polynômes $P_n^m(x)$ contiennent des puissances de $\sqrt{1 - x^2}$ et donc ils ne sont pas strictement polynomiaux. Les $P_n^m(x)$ sont réduits à $P_n(x)$ lorsque $m = 0$.

Annexe C

Résultats supplémentaires

C.1 Nomenclature des différents modèles

Le tableau C.1 résume les nomenclatures utilisées pour distinguer les différents modèles numériques. Rappelons que r_c est le rayon du noyau (km), E l'énergie d'activation ($KJ.mol^{-1}$), T_i^* la température initiale du manteau sans dimension¹, Ra le nombre de Rayleigh et enfin T_{cmb} la température initiale à la frontière noyau-manteau.

C.2 Cas SCE2R4j (avec un saut de viscosité)

Le champ de température de 480 à 585 millions d'années a été représenté des figures C.1 à C.4, pour apprécier l'évolution du panache formé à la base du manteau, et qui va créer un phénomène d'avalanche en traversant la transition de phase endothermique. La fonction de courant pour ces mêmes périodes est également représenté de la figure C.5 à la figure C.8.

1. se référer au tableau 2.1 pour la normalisation

Abréviation	Signification
SC	$r_c = 1360 \text{ km}$
LC	$r_c = 1700 \text{ km}$
MC/A	$r_c = 1394 \text{ km}$
MC/B	$r_c = 1530 \text{ km}$
MC/C	$r_c = 1598 \text{ km}$
E1 (ou e1)	Pour les modèles (SC et MC) : $E = 40 \text{ KJ.mol}^{-1}$ et $T_i^* = 0.4$ Pour les modèles (LC) : $E = 40 \text{ KJ.mol}^{-1}$ et $T_i^* = 0.4$ et $Ra = 10^8$
E2 (ou e2)	Pour les modèles (SC et MC) : $E = 150 \text{ KJ.mol}^{-1}$ et $T_i^* = 0.8$ Pour les modèles (LC) : $E = 120 \text{ KJ.mol}^{-1}$, $T_i^* = 0.8$ et $Ra = 10^9$
R1	$Ra = 10^7$
R2	$Ra = 4.4 \cdot 10^7$
R3	$Ra = 10^8$
R4	$Ra = 10^9$
T1	$T_{cmb} = 2000 \text{ K}$
T2	$T_{cmb} = 2500 \text{ K}$
j	un saut de viscosité est pris en compte
b	un “restart” est opéré, lorsque la convection démarre dans le manteau

TABLE C.1 – Liste des abréviations utilisées pour faciliter la nomenclature des modèles numériques.

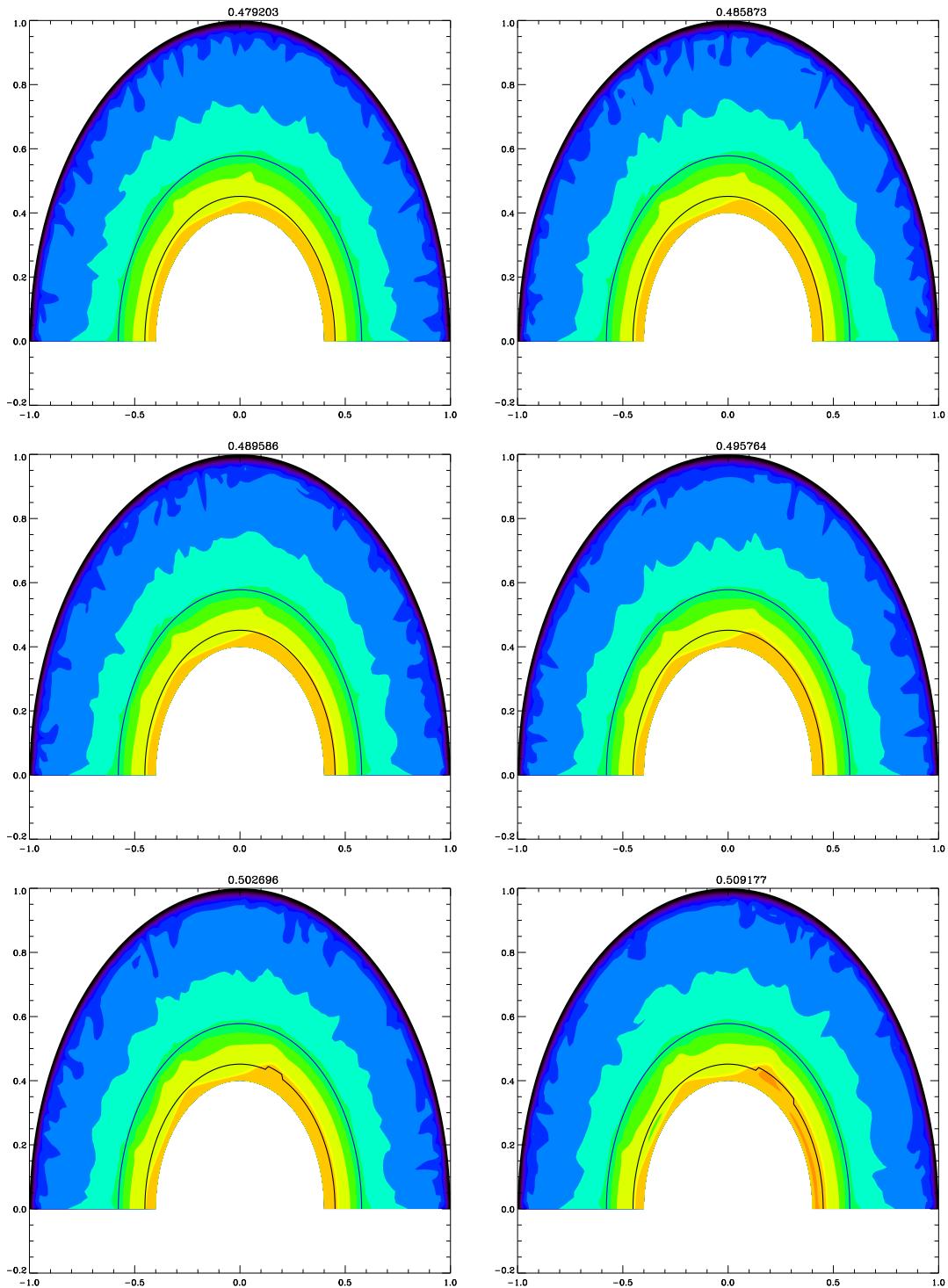


FIGURE C.1 – Champ de température du cas SCE2R4j, de 480 Ma à 500 Ma.

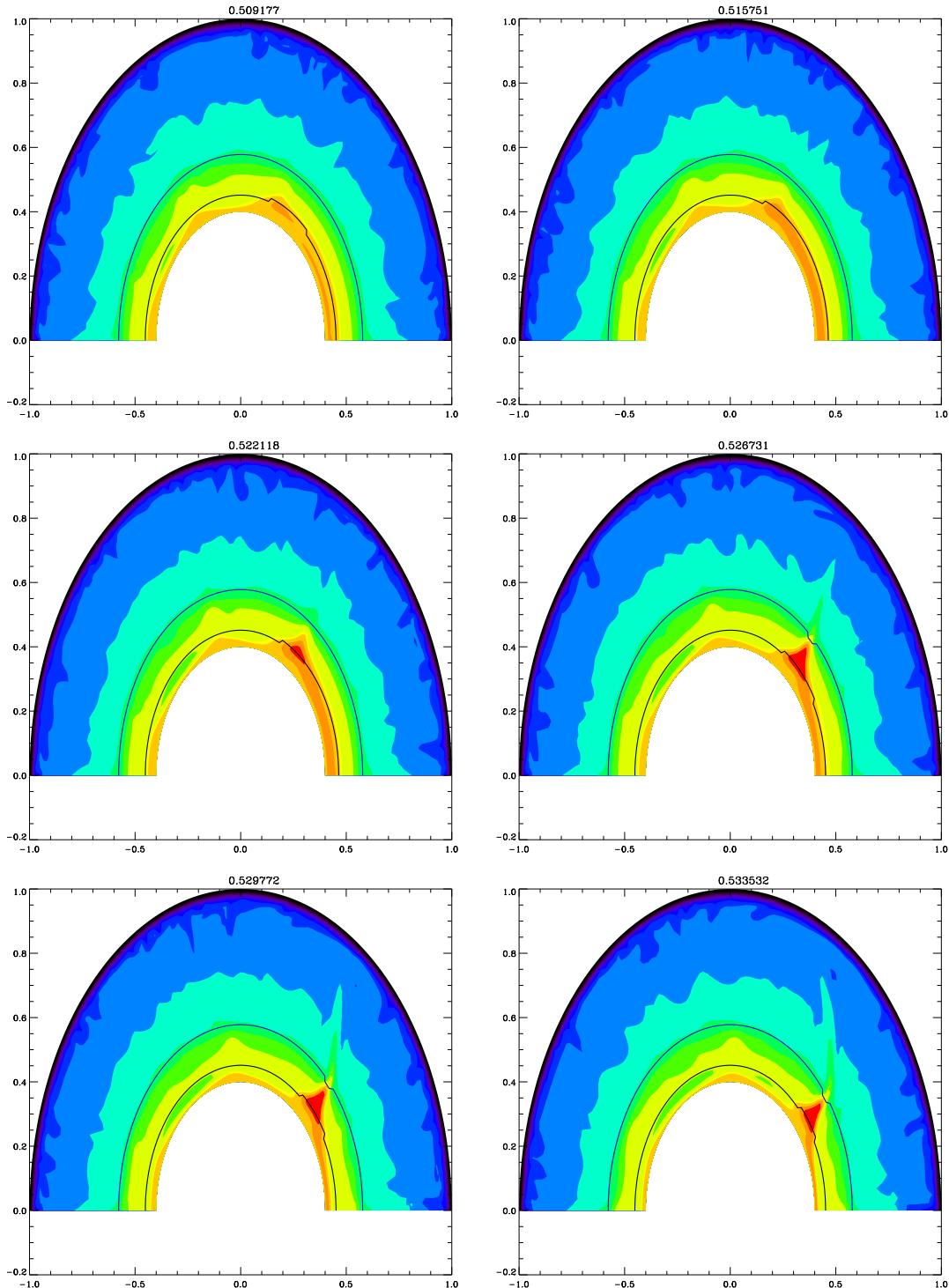


FIGURE C.2 – Champ de température du cas SCE2R4j, de 500 Ma à 530 Ma.

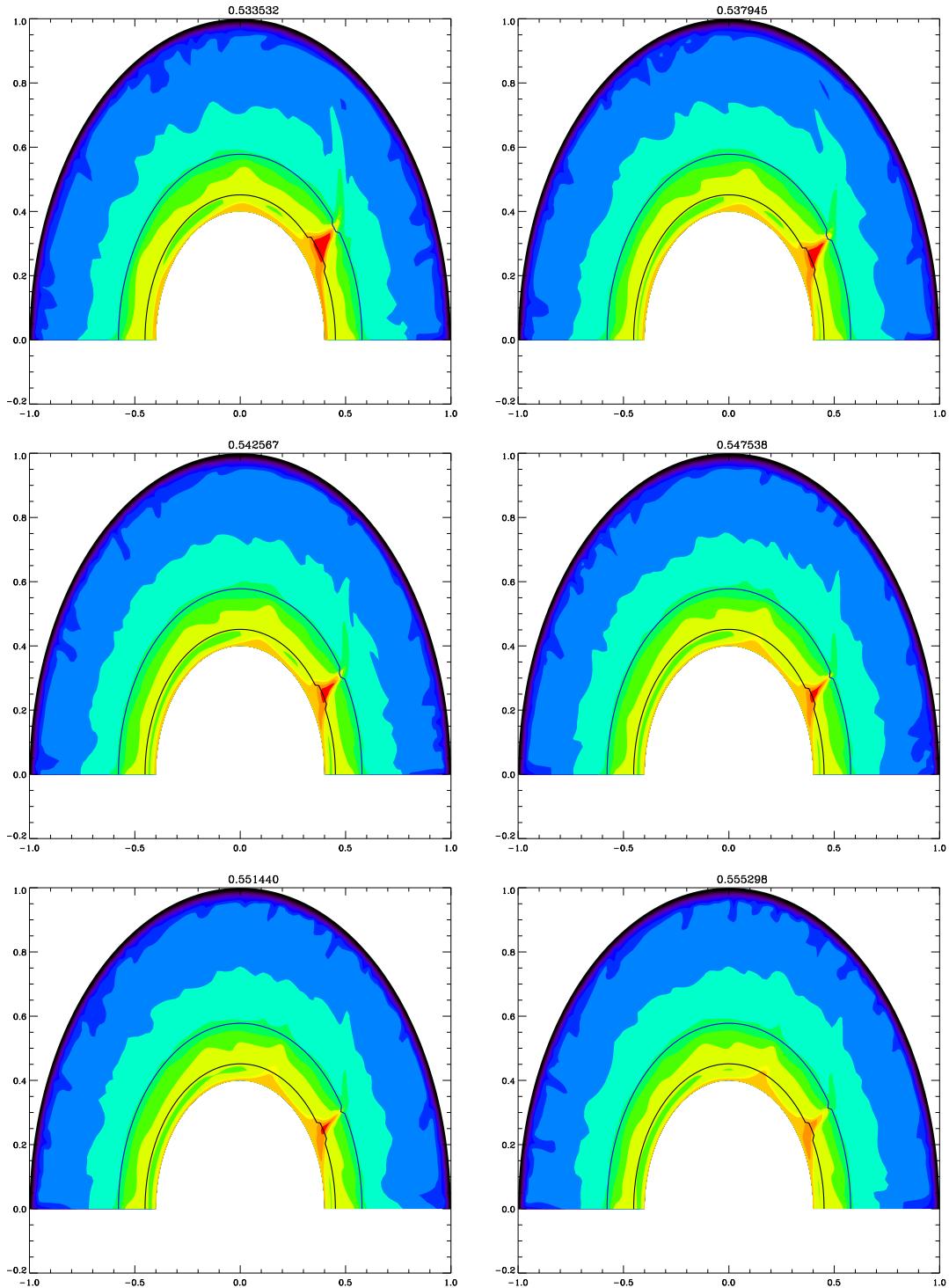


FIGURE C.3 – Champ de température du cas SCE2R4j, de 530 Ma à 556 Ma.

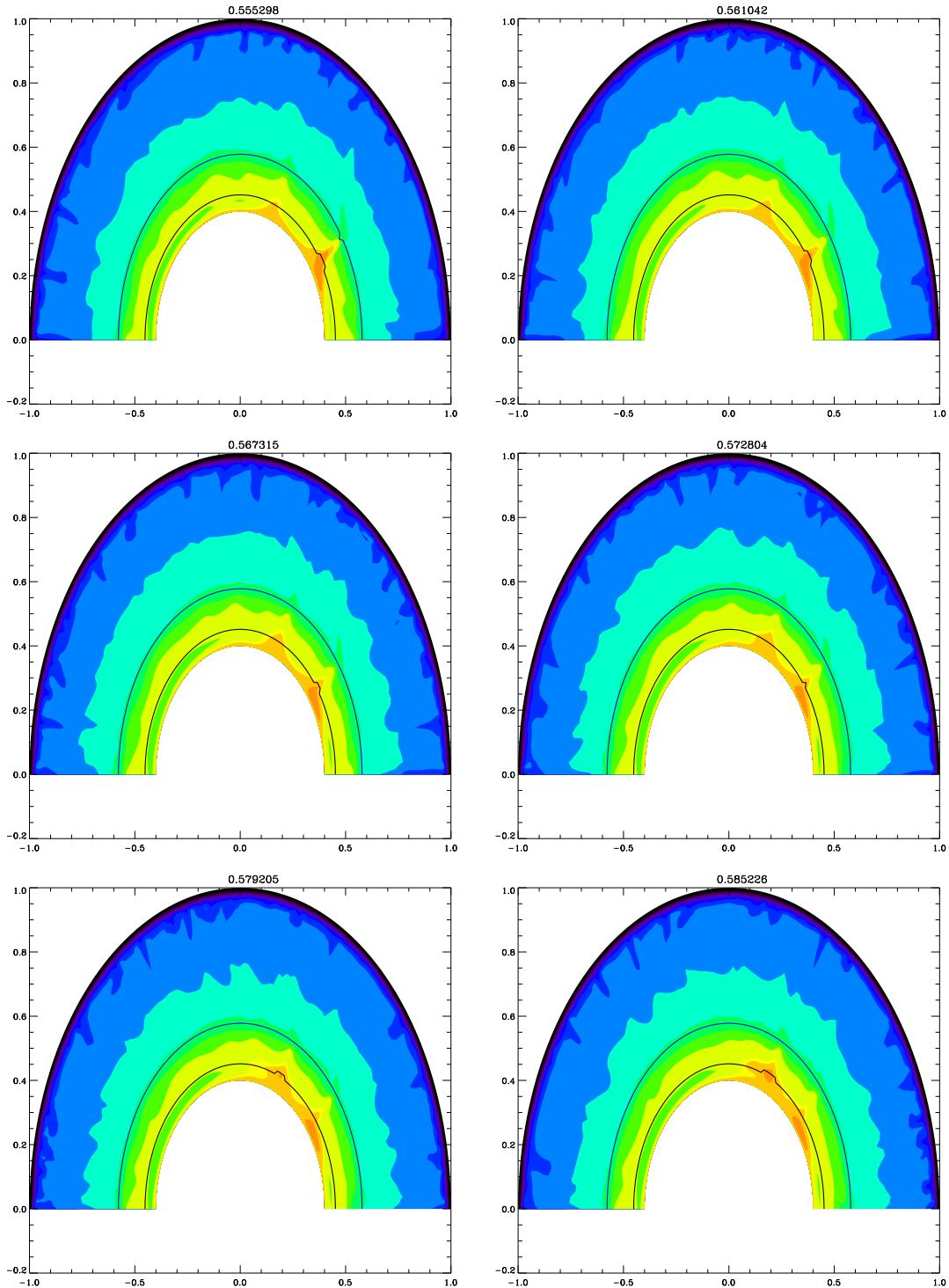


FIGURE C.4 – Champ de température du cas SCE2R4j, de 556 Ma à 585 Ma.

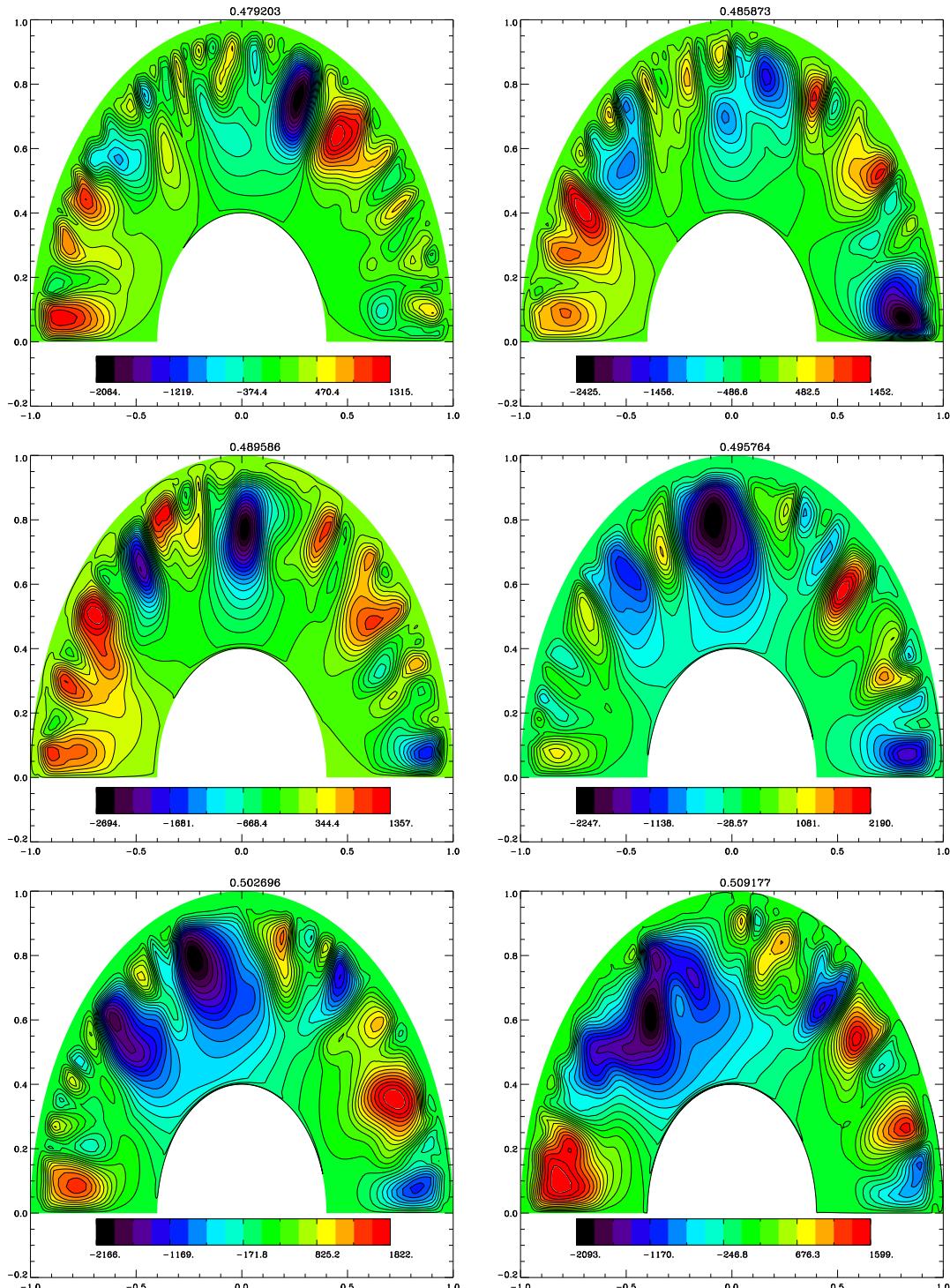


FIGURE C.5 – Fonction de courant du cas SCE2R4j, de 480 Ma à 500 Ma.

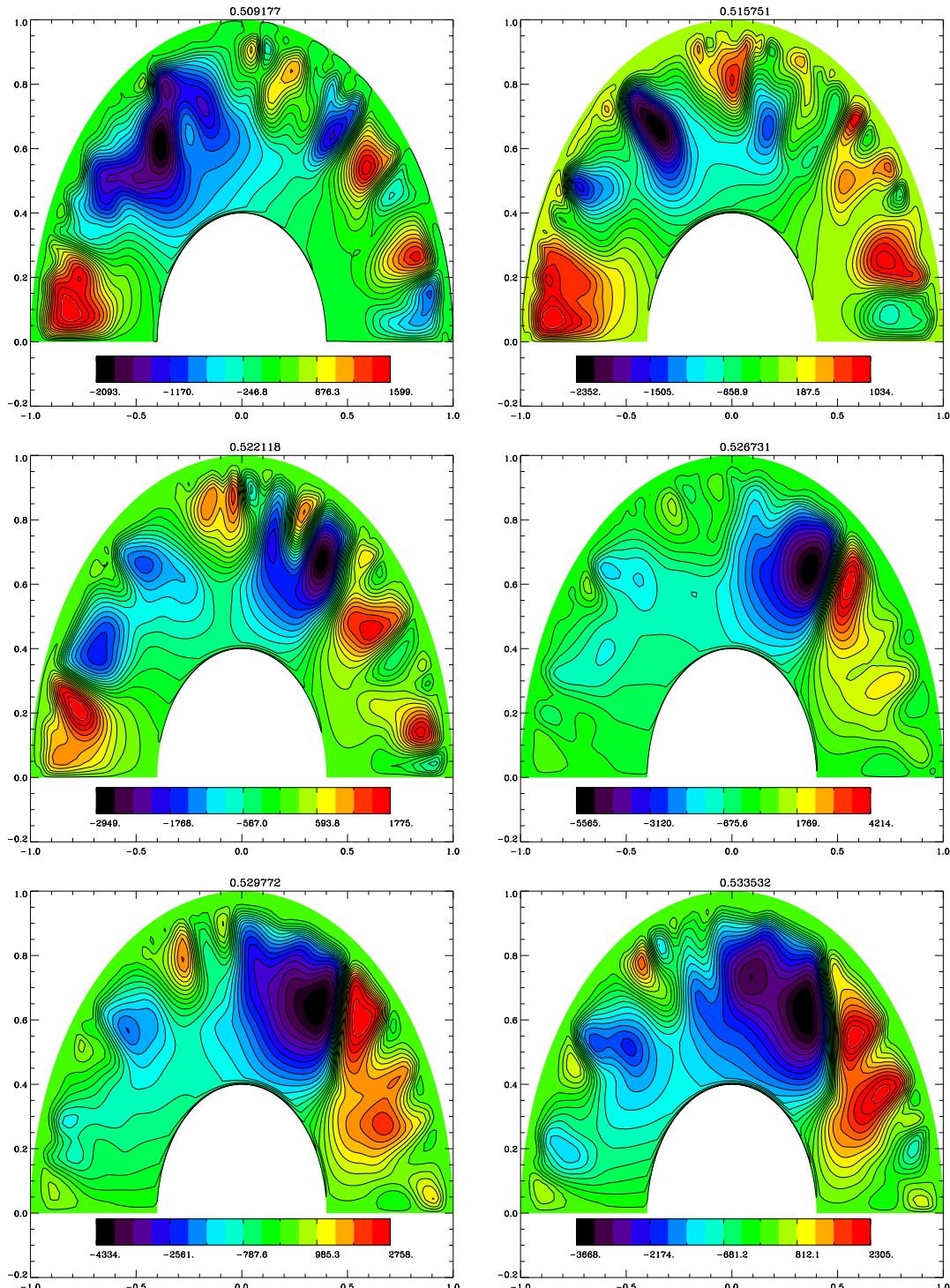


FIGURE C.6 – Fonction de courant du cas SCE2R4j, de 500 Ma à 530 Ma.

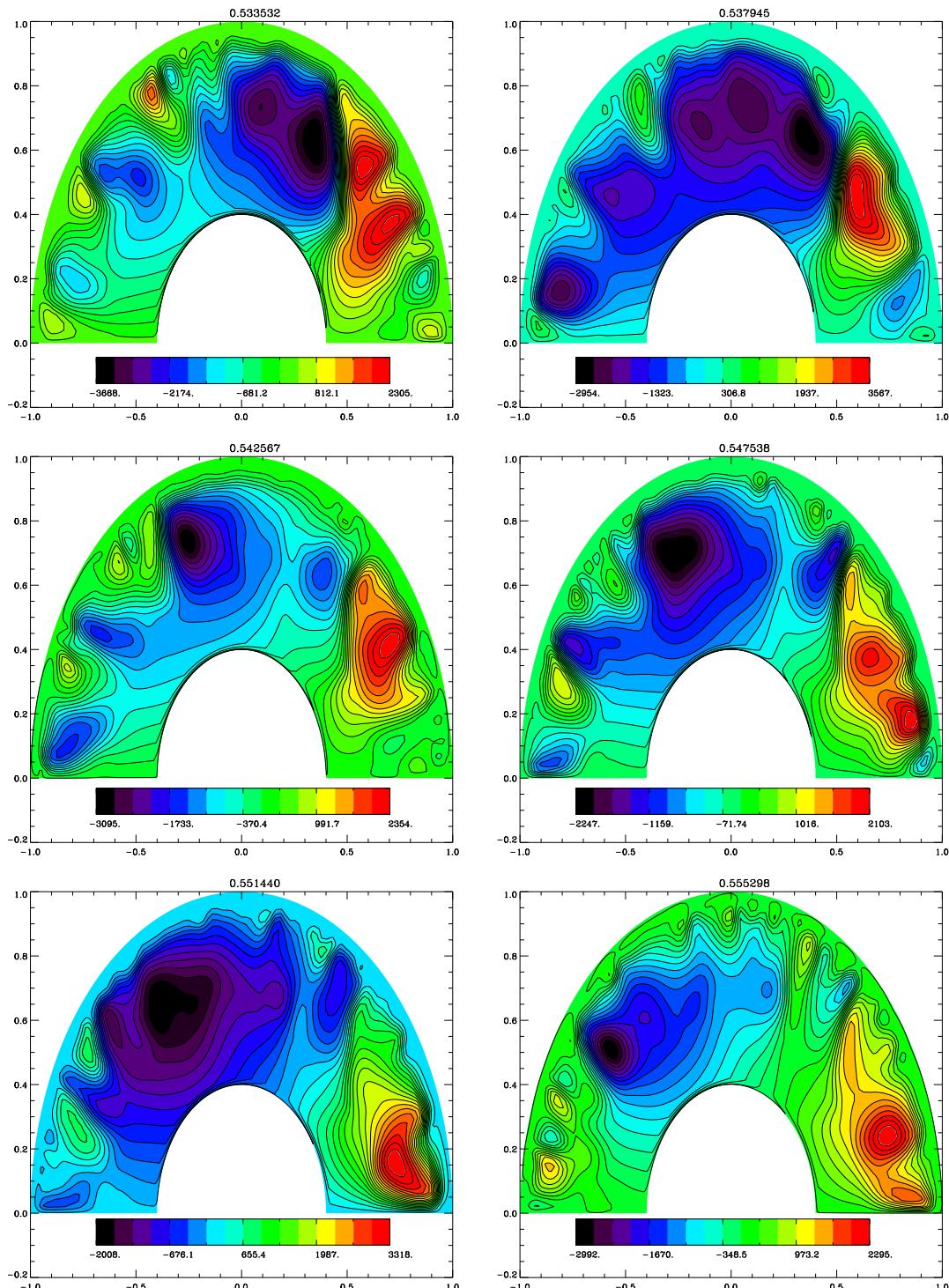


FIGURE C.7 – Fonction de courant du cas SCE2R4j, de 530 Ma à 556 Ma.

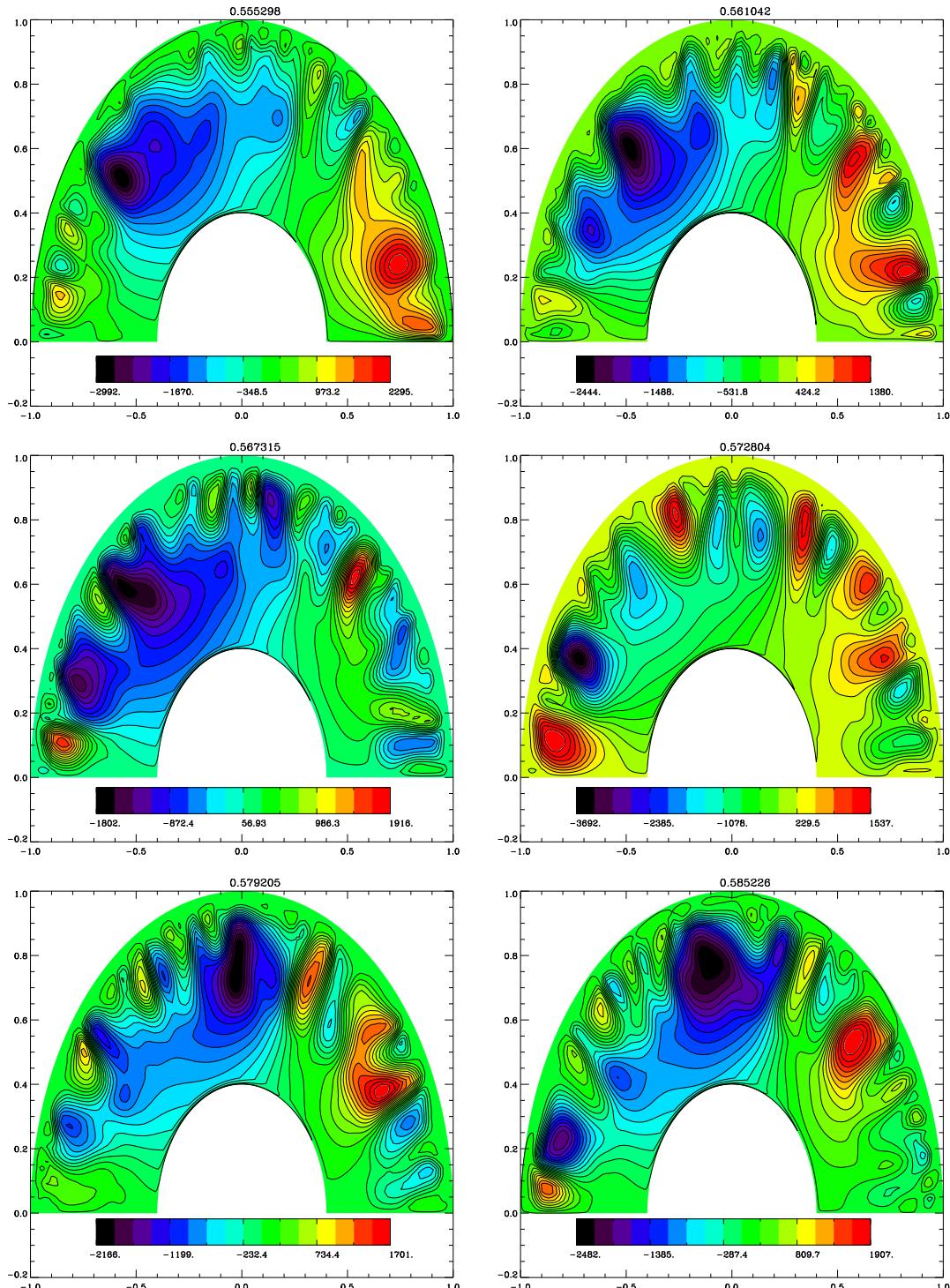


FIGURE C.8 – Fonction de courant du cas SCE2R4j, de 556 Ma à 585 Ma.

Annexe D

Publication

MARS MANTLE CONVECTION: INFLUENCE OF PHASE TRANSITIONS WITH CORE COOLING

Nathalie Michel^{a,b,1,*}, Olivier Forni^{a,b}

^a*Université de Toulouse; UPS-OMP; IRAP; Toulouse, France*

^b*CNRS; IRAP; 9 Av. colonel Roche, BP 44346, F-31028 Toulouse cedex 4, France*

Abstract

The influence of phase transitions in the Martian mantle, the two exothermic phases, olivine to β -spinel and β - to γ -spinel transitions, and the endothermic spinel to perovskite phase transition, has been studied with an axisymmetric spherical shell model. An extended Boussinesq model with a temperature and depth dependent viscosity, including the decay of radioactive elements and the cooling of the core has been used with two different sizes of the Martian core as we do not know its composition. In the case of a small core, the endothermic phase transition tends to inhibit the convective flow. Decreasing in depth with the core cooling, that phase transition can disappear after about 1 billion years, inducing a sudden increase of the heat flux out of the core who could explain a core dynamo reactivation. In the present work, we conclude that it is difficult to rejuvenate a dynamo, even in the presence of a thin perovskite layer at the bottom of the mantle. Core-mantle heat flux evolution is very sensitive to the onset of the whole mantle convection, which depends on initial conditions, but the endothermic phase prevents the core from cooling and allows melt generation in hot plumes. In large

*Corresponding author

Email address: nathalie.michel@cesr.fr (Nathalie Michel)

¹Tel.: (0033) 561557762 ; Fax.: (0033) 561556701

core case, uncertainties on the iron content of the mantle allow to compare models with two exothermic phase transitions or only a single thicker one. Our results demonstrate that these both configurations have same influence on the mantle convection and no degree one convection can be obtained as the core is cooling.

Keywords: Mars, Mantle convection, Core dynamo, Phase transitions, Core size

1. Introduction

Although Mars currently has no global dynamo-driven magnetic field, the existence of strong crustal fields due to remnant magnetization (Acuña et al., 1999) indicates that a global field existed in the past 4.5 billions years ago, during a few hundred of million years (Weiss et al., 2002; Langlais et al., 2004). The fact that Mars did have a global magnetic field in its early history suggests that it once had an active core dynamo (Stevenson, 2001). The cooling of an initial superheated core can involve the cessation of a Martian dynamo (Stevenson, 2001; Nimmo and Stevenson, 2000; Williams and Nimmo, 2004). An initial core hotter than the mantle can provide an initial high heat flux out of the core that will decrease as the core cools and therefore will stop the dynamo. Acuña et al. (2001) and Stevenson (2001) assume that the cessation occurred nearly 4 billions years ago. However Lillis et al. (2008) and Wenzel et al. (2005) have suggested a second Martian core activity episode from electron reflection magnetometry, nearly 100 million years after the first cessation of the Martian dynamo. As the disappearance of a global magnetic field induces the escape of the early atmosphere, cessation and reactivation of a core dynamo may have influenced past Martian climate (Stevenson, 2001). In the present work, mantle convection simulations are performed to study whether large mantle plumes can increase the heat flux out of the core removing

20 heat from the lower mantle sufficiently to restart a dynamo.

21 The heat flow out of the core is a key element as a core dynamo can exist only if
22 the heat flow is sufficiently high. When the core is cooling, the heat flow decreases
23 until reaching a limit where the core cannot be active anymore and a decrease of as
24 little as 1 % can be sufficient to shut down the global magnetic field. To reactivate
25 the dynamo, the core requires a sufficiently high increase of heat flow (Roberts
26 et al., 2008). The condition for convection in the core, allowing a dynamo, is that
27 the heat flow must exceed the one which can be carried by conduction along an
28 adiabat:

$$F_c > F_{cond,ad} = \frac{k_c \alpha_c g T_c}{C_c} \quad (1)$$

29 where F_c , k_c , α_c , C_c and T_c are respectively the heat flow, the thermal conductivity,
30 the thermal expansivity, the heat capacity and the temperature of the core. The
31 largest uncertainties in this calculation are in T_c and k_c , depending mainly on the
32 amount of sulfur present in the core. Taking a range between 1700 K and 2500
33 K for the core-mantle boundary temperature, the thermal conductivity varying
34 between $43 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ and $88 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, an α_c of $2.0 \cdot 10^{-5}\text{K}^{-1}$ and a C_c of 840
35 JKg^{-1}K , the maximum conductive heat flux the core can support is in the range
36 $6.5\text{-}19.0 \text{ mWm}^{-2}$ (Stevenson, 2001; Nimmo and Stevenson, 2000). As the core is
37 cooling with time, the heat flux out of the core will decrease with time too. We
38 have to find an element in the mantle convection that induces a sudden increase of
39 the heat flux to support an eventual reactivation of the core.

40 The presence of phase transitions in the Martian mantle has been recognized
41 to play an important role in the style of mantle convection (Breuer et al., 1996).
42 There are two implications of these phase transitions depending on the Clapey-

43 ron slope: one is thermal with the release or the absorption of latent heat, and
44 the second effect is dynamic because of the displacement of phase boundaries.
45 Generally the dynamical effect is larger than the thermal effect. In particular,
46 the endothermic γ -spinel to perovskite phase transition tends to inhibit the con-
47 vection (Schubert et al., 1975) and induces layered convection (Christensen and
48 Yuen, 1985). The presence of a perovskite layer close to the core mantle boundary
49 (CMB) decreasing in thickness with time as the planet cools, could have important
50 effects on the heat flux from the core (Breuer et al., 1998). On the contrary, the
51 exothermic phase transitions olivine to β -spinel and β - to γ -spinel transitions tend
52 to accelerate the mantle flow and produce huge plumes (Breuer et al., 1996). Ac-
53 cording to the isothermal phase relations in the binary system Mg_2SiO_4 – Fe_2SiO_4
54 from Bertka and Fei (1997), two phase transitions, olivine to β -spinel and β - and
55 γ -spinel transitions, with a thickness of 35 km each, or only one exothermic phase
56 transition, olivine to γ -spinel transition with a thickness of 170 km, can be present
57 in the Martian mantle depending on its iron content.

58 The occurrence of the endothermic phase transition at present times is not
59 likely but a thin layer of perovskite may have been present above the CMB in the
60 early Martian evolution, when temperatures were much higher. As the γ -spinel
61 to perovskite transition occurs at extreme depth, due to the high pressure of the
62 transition, it requires that Mars has a very small core for it to be present. Today, we
63 cannot be certain about the core's size as we do not know the composition of the
64 core. Harder and Christensen (1996) and Breuer et al. (1998), invoke the presence
65 of that endothermic phase transition following the work of Fei et al. (1995). They
66 suggest a range of possibilities for the size of the Martian core between 1400 km
67 and 1800 km, depending on the sulfur content in that core. Currently, Knapmeyer

68 (2009) affirmed that it is possible to estimate the core radius from the core shadow
69 with a seismological approach, and took a range of value for Mars between 1360
70 km and 1700 km in its models. These values allow the existence of the γ -spinel
71 to perovskite phase transition deeper in the mantle and for a small core (1360 km
72 radius). Breuer et al. (1996) have studied the influence of phase transitions in the
73 Martian mantle for two different sizes of the core and found that the endothermic
74 phase transition has little influence on the mantle convection in their model. In the
75 present work, we want to improve the study of phase transitions and in particular
76 the endothermic one, adding the cooling of the core and taking into account the
77 decay of radioactive elements and a temperature and depth dependent viscosity.
78 The aim is to analyze the effects of the presence of the phase transitions and the
79 consequences on the planet internal dynamics.

80 **2. Model description**

81 We have employed the axisymmetric spherical-shell from CITCOM2D, us-
82 ing finite-element resolution method (Moresi and Solomatov, 1995; Roberts and
83 Zhong, 2004). We think that the axisymmetric assumption is adequate since it
84 describes well the physics we want to study relying mainly on averaged quanti-
85 ties. Moreover, since we want to explore many cases, 3D models would have been
86 to heavy. The convection is described by the equations of conservation of mass,
87 momentum and energy, assuming incompressibility and the extended Boussinesq
88 approximation (Christensen and Yuen, 1985; Christensen, 1995). Isothermal and
89 free-slip boundary conditions are applied at the top and the bottom of the model.
90 The dimensionless governing equations are :

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (2)$$

$$-\vec{\nabla}P + \nabla.[\eta(\nabla\vec{u} + \nabla^T\vec{u})] + RaT\vec{e}_r - Rb\Gamma\vec{e}_r = 0 \quad (3)$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u}.\vec{\nabla}T\right)(1 + Di\frac{P_{ph}^2\rho\alpha\Delta T}{\delta\rho}\frac{d\Gamma}{d\pi}) + Di u_r T(1 + P_{ph}\frac{d\Gamma}{d\pi}) - \nabla^2 T = H_{TOT} \quad (4)$$

91 The equations of conservation of mass (2) and momentum (3) solve the
 92 velocity $\vec{u} = (u_r, u_\theta)$, and the conservation of energy (4) solves the temperature
 93 T in the Martian mantle. P is the dynamic pressure, γ the Clapeyron slope, \vec{e}_r
 94 is a unit vector in the radial direction, H_{TOT} the heat sources including internal
 95 heat production rate from radioactive elements described later in this section and
 96 the heating due to viscous dissipation, and Γ is the phase function of the phase
 97 transition defined by:

$$\Gamma(\pi) = \frac{1}{2}(1 + \tanh \frac{\pi}{r_0}) \quad (5)$$

98 with π the excess pressure (Christensen and Yuen, 1985). The second term on
 99 the left-hand side of the equation (4) describes the thermal effects of adiabatic
 100 compression and the release of latent heat of the phase transition (Christensen,
 101 1995). The dimensionless Rayleigh number Ra , boundary Rayleigh number of
 102 the phase transition Rb dissipation number Di and the phase buoyancy parameter
 103 P_{ph} are defined by :

$$Ra = \frac{\alpha\rho g\Delta Tr_0^3}{\kappa\eta_1} \quad (6)$$

$$Rb = \frac{\delta\rho gr_0^3}{\kappa\eta_1} \quad (7)$$

$$Di = \frac{\alpha gr_0}{C_p} \quad (8)$$

Properties (SC model)	Units	Values	Properties (LC2 model)	Units	Values	Properties (LC1 model)	Units	Values
Planetary radius	km	3400	Planetary radius	km	3400	Planetary radius	km	3400
Core radius	km	1360	Core radius	km	1700	Core radius	km	1700
Surface temperature	K	220	Surface temperature	K	220	Surface temperature	K	220
Surface gravity	$m.s^{-2}$	3.72	Surface gravity	$m.s^{-2}$	3.72	Surface gravity	$m.s^{-2}$	3.72
Initial heat sources	$W.m^{-3}$	$8.3 \cdot 10^{-8}$	Initial heat sources	$W.m^{-3}$	$8.3 \cdot 10^{-8}$	Initial heat sources	$W.m^{-3}$	$8.3 \cdot 10^{-8}$
Mantle density	$kg.m^{-3}$	3500	Mantle density	$kg.m^{-3}$	3500	Mantle density	$kg.m^{-3}$	3500
Phase transition <i>olivine - γ-spinel</i>			Phase transition <i>olivine - β-spinel</i>			Phase transition <i>olivine - γ-spinel</i>		
Clapeyron slope	$MPa.K^{-1}$	+3	Clapeyron slope	$MPa.K^{-1}$	+3	Clapeyron slope	$MPa.K^{-1}$	+4
Temperature	K	1000	Temperature	K	1155	Temperature	K	960
Thickness	km	35	Thickness	km	35	Thickness	km	170
Density difference	$kg.m^{-3}$	250	Density difference	$kg.m^{-3}$	250	Density difference	$kg.m^{-3}$	400
<i>spinel - perovskite</i>			<i>β-spinel - γ-spinel</i>					
Clapeyron slope	$MPa.K^{-1}$	-3	Clapeyron slope	$MPa.K^{-1}$	+5.1			
Temperature	K	1700	Temperature	K	1210			
Thickness	km	35	Thickness	km	35			
Density difference	$kg.m^{-3}$	250	Density difference	$kg.m^{-3}$	150			

Table 1: Martian mantle fixed parameters values for the different internal structures studied.

106

$$P_{ph} = \gamma \frac{Rb}{Ra} \quad (9)$$

107 Where α is the thermal expansivity, ρ the mean density, $\delta\rho$ the density anomaly, g
 108 the gravitational acceleration, ΔT the vertical temperature difference, κ the thermal
 109 diffusivity, C_p the heat capacity, η_1 the reference viscosity defined at the bottom
 110 of the model and r_0 is the radius of the planet. As we use the length scale r_0 in
 111 all nondimensionalizations, rather than the thickness of the convecting mantle d ,
 112 the Rayleigh numbers in the present work will be higher by a factor $(r_0/d)^3$ than
 113 others comparable convection studies. Fixed parameters values for the Martian
 114 mantle are summarised in Table 1. The velocity field \vec{u} is related to the stream
 115 function Ψ according to:

$$\vec{u} = \left(\frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta}, -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) \quad (10)$$

116 The local rotation of the axisymmetric fluid with the vorticity w is defined by

$$\nabla \times \vec{u} = w \quad (11)$$

117 which implies that

$$\nabla^2 \left(\frac{\Psi}{r \sin \theta} \right) = -w \quad (12)$$

118 with

$$\nabla^2 \Psi = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \frac{\partial \Psi}{\partial \theta}) \quad (13)$$

119 We assume that the whole core is superliquid and take into account the planet
 120 cooling according Stevenson et al. (1983). T_{cmb} is the temperature at the CMB and
 121 at the beginning, the temperature T increases adiabatically from the surface to the
 122 bottom of the mantle across the interior of the mantle convection system. T_{cmb}

¹²³ decreases with time according the following equation derived from the energy
¹²⁴ balance for mantle and core:

$$\frac{dT_{cmb}}{dt} = -\frac{S_c}{\rho_c C_c V_c \varepsilon_c} F_c \quad (14)$$

¹²⁵ S_c is the surface of the core, V_c the volume of the core, ρ_c the density of the core
¹²⁶ and ε_c a constant which relates the average mantle and core temperatures from the
¹²⁷ top of the model to the core mantle boundary. F_c is the heat flux from the core.
¹²⁸ This heat flux F_c is computed by the numerical code according to the following
¹²⁹ equation:

$$F_c = k \frac{\delta T}{\delta_{TBL}} \quad (15)$$

¹³⁰ With k the thermal conductivity, δT the temperature across the thermal boundary
¹³¹ layer (TBL) and δ_{TBL} its thickness. We have modified the CITCOM2D code in
¹³² order to include the core cooling. We initially assume a thermal boundary layer
¹³³ at top and bottom and a temperature T_i everywhere else in the mantle. The initial
¹³⁴ temperature at the bottom, T_{cmb} , is 2500 K for a small core and 2000 K for a
¹³⁵ larger core according to pressure conditions at these depths. Nevertheless, a CMB
¹³⁶ temperature of 2500 K will be taken into account for large core models to be
¹³⁷ compared with smaller core models.

¹³⁸ The viscosity is taken temperature and depth dependent. The equation which
¹³⁹ describes the variation of the viscosity with the temperature is derived from the
¹⁴⁰ Arrhenius law (Davaille and Jaupart, 1994) and is written in adimensional form
¹⁴¹ as:

$$\eta(r) = \eta_0 \exp \left(\frac{E^* + Z^*(r_0^* - r^*)}{T^* + T_s^*} - \frac{E^* + Z^*(r_0^* - r_i^*)}{T_{cmb}^* + T_s^*} \right) \quad (16)$$

142 with E^* being the activation energy for the viscous deformation, Z^* the activation
 143 volume, r^* the radius and r_i^* the inner radius. These values are dimensionless. T_s^*
 144 is defined by:

$$T_s^* = \frac{T_0}{T_{cmb} - T_0} \quad (17)$$

145 with T_0 the surface temperature. When the viscosity contrast between the CMB
 146 (η_1) and the surface (η_0) is sufficiently high, a thick stagnant layer is formed near
 147 the top boundary. As stagnant lid convection is the mode of heat transfer in
 148 the present Martian mantle, (Grasset and Parmentier, 1998; Spohn et al., 2001)
 149 and has been operative during the planet's entire history according to Breuer and
 150 Spohn (2005), we imposed a high viscosity contrast of 10^7 in the mantle enabling
 151 that stagnant lid regime. In cases with high activation energy, the viscosity con-
 152 trast can be greater than 10^{30} . We therefore imposed that the maximum viscosity
 153 contrast must be 10^7 .

154 An approximated single exponential function is used to describe the decay of
 155 the radiogenic elements in the mantle (Loddoch and Hansen, 2008):

$$Q(t) = Q_0 \exp(-\lambda t) \quad (18)$$

156 Q_0 is the initial heat production density in the mantle and λ the mean decay con-
 157 stant of the radioactive elements. In their study, Loddoch and Hansen compare
 158 heat production rates of different thermal evolution studies. We have chosen
 159 to take the following approximated values resulting from their simplified one-
 160 component heat production model:

$$Q_0 = 8.3 \cdot 10^{-8} \text{ W.m}^{-3} \text{ and } \lambda = 1.13 \cdot 10^{-17} \text{ s}^{-1} \quad (19)$$

161 Dealing with uncertainties on the core size, we have considered three different
 162 internal structures for Mars: a first one (SC model) with a small core of 1360 km
 163 as Knapmeyer (2009). This small core allows the presence of the endothermic
 164 spinel to perovskite phase transition close to the CMB, and only one exothermic
 165 phase transition olivine to γ -spinel at 780 km from the CMB (Harder, 2000).

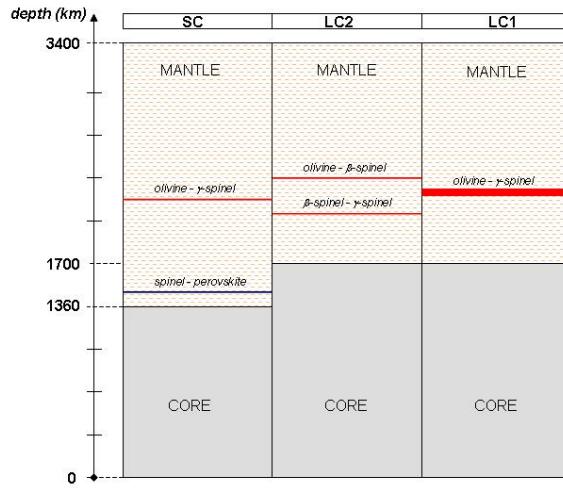


Figure 1: Internal structure of Mars with phase transitions and for two different core radii of 1360 km (SC) and 1700 km (LC). For the case with a large core, the model LC2 includes two exothermic phase transitions with a thickness of 35 km each, and the model LC1 includes only the olivine to γ -spinel phase transition with a thickness of 170 km.

166 The second model (LC2 model) considers a larger core of 1700 km radius
 167 (Knapmeyer, 2009), with two exothermic phase transitions, olivine to β -spinel (at
 168 a radius of 2380 km) and β - to γ -spinel transition (at a radius of 2040 km). Finally,
 169 as the Martian mantle might have a higher iron content than the Earth's mantle,
 170 the third model (LC1 model), includes only one exothermic phase transition, with
 171 a thickness of 170 km, instead of 35 km as in both previous models, according

Model	T_i (K)	Ra	E
			($KJ.mol^{-1}$)
SCE1R1	1132	10^7	40
SCE1R2	1132	4.410^7	40
SCE1R3	1132	10^8	40
SCE1R4	1132	10^9	40
SCE2R1	2044	10^7	150
SCE2R2	2044	4.410^7	150
SCE2R3	2044	10^8	150
SCE2R4	2044	10^9	150

Table 2: Definition of small core models (SC) and values assigned to the varied parameters. T_i is the initial temperature in the mantle and E the activation energy. For all these models, the activation volume Z is $3\text{ cm}^3.\text{mol}^{-1}$ and the initial CMB temperature T_{cmb} is 2500 K.

to the isothermal phase relations in the binary system $Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4$ from Bertka and Fei (1997). These three internal structure models are illustrated in figure 1. In each one, we added to the model the decay of radioactive elements, the core cooling and a viscosity contrast between the bottom and the top of the model.

3. Results

3.1. Small core models

First we will examine the effects of phase transitions in the small core model and in particular the effects of the presence of the spinel to perovskite phase transition on the mantle convection pattern.

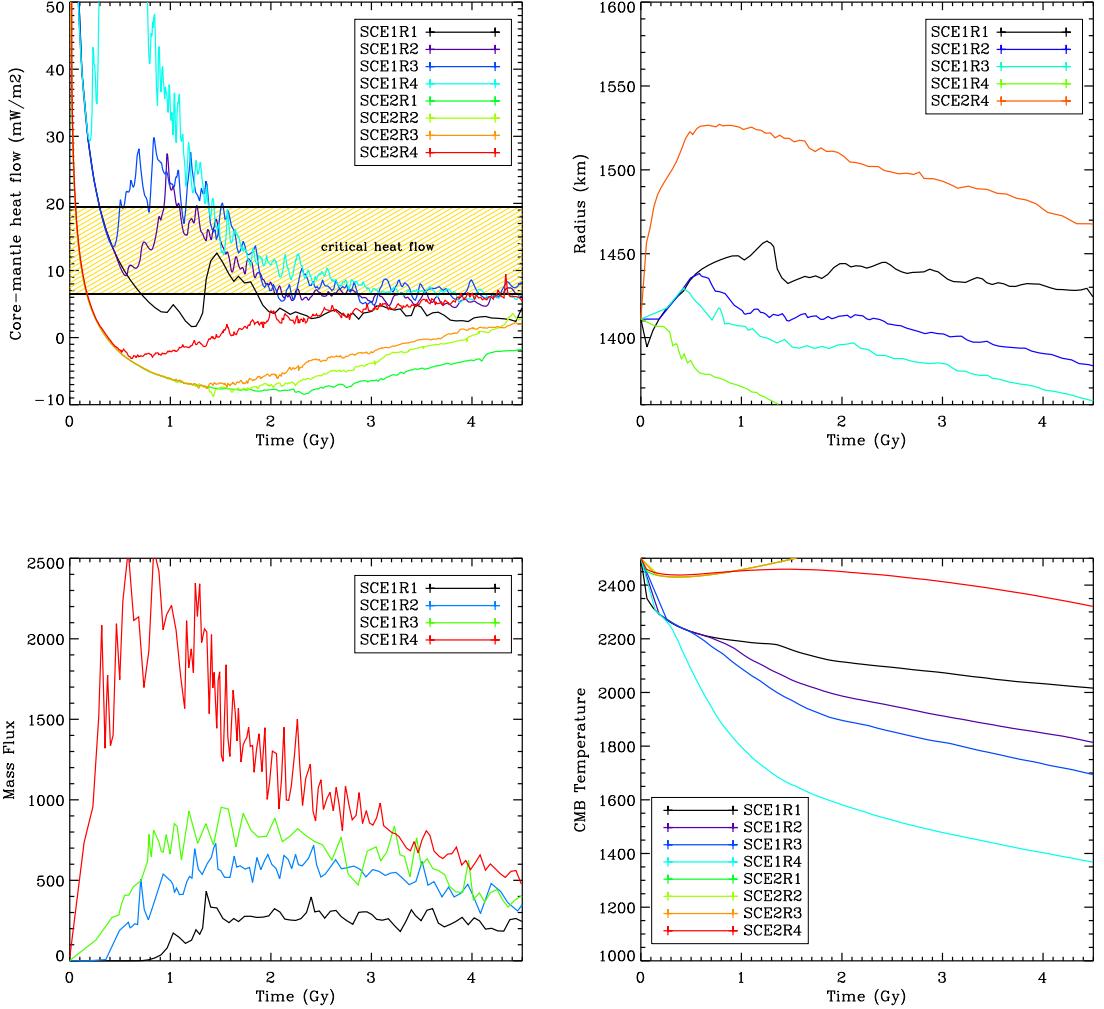


Figure 2: Evolution of the heat flow at the core-mantle boundary (a) for small core models, with the critical core heat flow needed to sustain a dynamo indicated on the figure. Depth of the spinel to perovskite phase transition (b), average dimensionless mass flux over time (c) and the CMB temperatures in Kelvins degrees (d) associated to small core models are also represented.

182 On figure 2 (a), the evolution of the heat flux from the core with time is plotted
 183 for different models, described in table 2. As the core is cooling, the CMB

temperature decreases with time more or less rapidly depending on models, and implies an important decrease of the heat flux. When the heat flux crosses over the critical heat flux needed to sustain a dynamo, the magnetic field is supposed to disappear. In the small core case SCE1R2, the vanishing of the magnetic field happens after about 300 million years if we consider the upper limit of the critical core heat flow. Then a small increase of the heat flux, above the maximal critical heat flux, is observed at one billion years. Finally, the heat flux decreases again below the critical heat flow and becomes stable until 4.5 billion years, at about 5 $mW.m^{-2}$. This interesting case could allow a brief core reactivation. However, the endothermic phase transition is not responsible of the heat flux increase. Indeed, depending on the Rayleigh number, the initial temperature of the mantle or the activation energy, the convection initiates at different period (fig. 2 (b)) , and this corresponds to the increase of the observed heat flow. In models with low initial mantle temperature and activation energy, as in the previous SCE1R2 model, greater is the Rayleigh number, sooner the convection initiates and the heat flow increases (SCE1R1, SCE1R2, SCE1R3 and SCE1R4 models). With higher initial mantle temperature and activation energy (SCE2R1, SCE2R2, SCE2R3 and SCE2R4 models), the convection initiates very soon and the CMB heat flow decreases faster than in previous cases. The heat flow then lightly increases but never crosses the critical heat flow area. The time-step when the convection initiates can be resolved with the average mass flux (Solheim and Peltier, 1993) on figure 2 (c). The whole mantle convection starts at 800 millions years with a Rayleigh number of 10^7 (SCE1R1 model). This scenario is similar for SCE2 models. On figure 2 (d), the CMB temperature decreases rapidly when the Rayleigh number is greater (SCE1R4 model) but the core tends to be reheated when the initial mantle

209 temperature and activation energy are greater (SCE2 models).

210 At the beginning of the simulation, the γ -spinel to perovskite transition is lo-
211 cated at 50 km from the CMB, and the olivine to γ -spinel at a radius of 2380 km as
212 detailed in the model description section. The endothermic phase is still present
213 in the mantle at 4.5 Gy in all models except in the SCE1R4 model with a high
214 Rayleigh number (figure 2 (b)). In this case, the γ -spinel to perovskite transition
215 goes rapidly deeper until it disappears at 1.4 billion years. However, this disap-
216 pearance is not responsible of an increase of the heat flow, as this increase occurs
217 earlier when the convection initiates. The depth of the endothermic phase spinel to
218 perovskite transition does not decrease with the core cooling sufficiently enough,
219 and as this endothermic phase tends to inhibit the convective flow, it warms up the
220 core. The endothermic phase transition significantly increases CMB temperatures
221 and this large heating can probably induce melting. We therefore computed the
222 mean melt rate m_a from:

$$m_a = \frac{1}{S_a} \int_{S_a} \frac{T - T_{sol}}{T_{liq} - T_{sol}} dS \quad (20)$$

223 where S_a is the surface of the melt zone, T is the temperature field, T_{sol} is the
224 solidus of dry peridotite ($T_{sol} = 1409.0 + 134.02P - 6.581P^2 + 0.1054P^3$) and T_{liq}
225 is the liquidus ($T_{liq} = 2035.0 + 57.46P - 3.487P^2 + 0.0769P^3$) with temperatures
226 in Kelvins and the pressure P in GPa (Takahashi, 1990). As illustrated in figure 3,
227 melt generation can be obtained during 4.5 billion years, solely in models with
228 high initial mantle temperature and activation energy (SCE2 models). Melt is
229 generated in the upper part of the plume underneath the poles. This large heating
230 also favours the emergence of only one or two huge hot plumes underneath the
231 poles, which corresponds to a degree-1 or 2 convection.

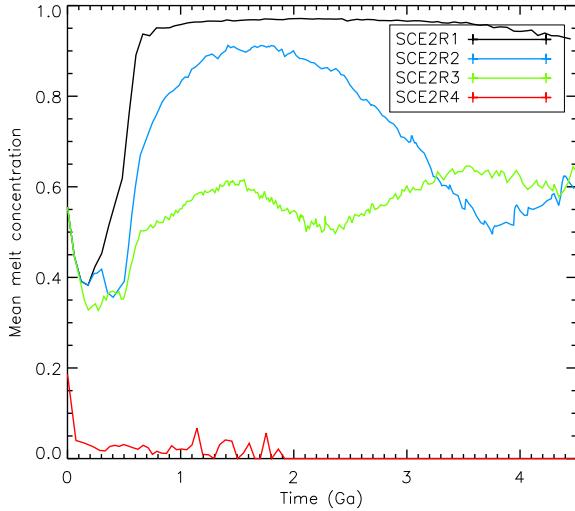


Figure 3: Dimensionless mean melt rate for SCE2 models over time in billions years. SCE1 models are not represented as no melt generation is obtained in that cases. During the largest melt event, 60 percent of the whole mantle is melting in SCE2R1, SCE2R2 and SCE2R3 models, and only 20 percent of the whole mantle in the SCE2R4 model.

232 To analyze more precisely the evolution of the convection degree over time
 233 we pick up the number of convective cells in the mantle over time. To do so we
 234 compute the stream function and count how many times the sign of this function
 235 changes in the mantle, for each radius. We check then that the maximal value of
 236 the stream function between two signs change is sufficiently high (at least greater
 237 than one third of the maximal stream function in the mantle) to fit with a cell cen-
 238 ter. The convection degree is so the number of these convective cells. We obtain
 239 the number of convective cells in the mantle for each radius and at each different
 240 time step. In figure 4, only SCE1R4 and SCE2R4 models are represented as the
 241 convection degree similarly evolves in all cases except for the SCE1R4 case. De-

²⁴² gree one convection is obtained after approximatively one billion years in whole
²⁴³ mantle of the SCE1R4 model, following the disappearance of the endothermic
²⁴⁴ phase transition. In SCE2 models, the mantle is initially hotter and the thickness
²⁴⁵ of the perovskite layer increase, inducing a mantle stratification. The upper mantle
²⁴⁶ above the endothermic phase transition is more convective than the lower mantle
²⁴⁷ and no degree one convection is obtained.

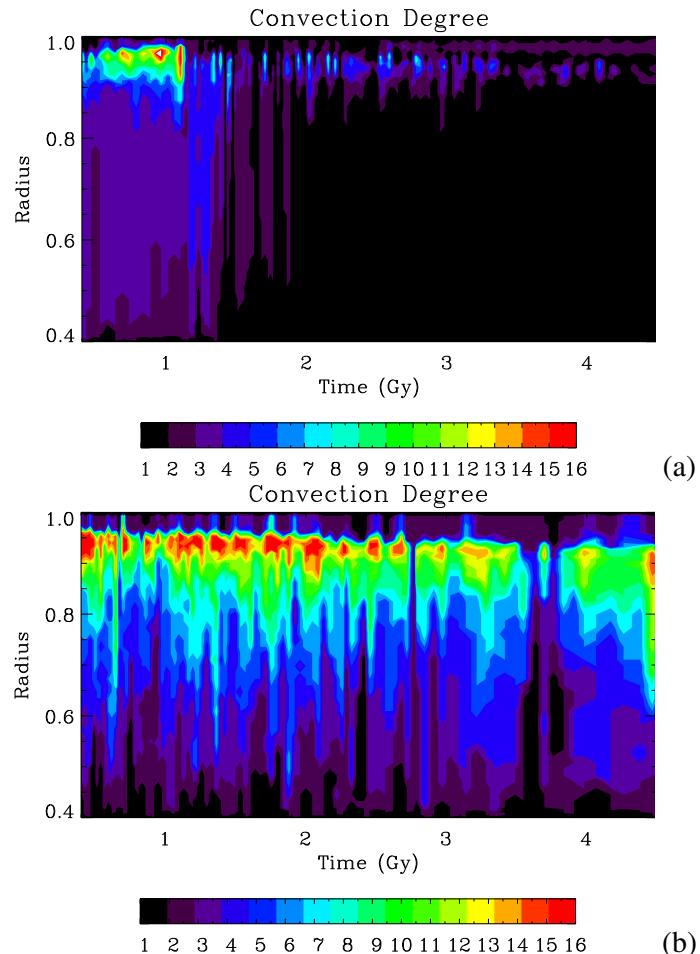


Figure 4: Evolution of the convection degree in the mantle with time in billions years, for the small core SCE1R4 (a) and SCE2R4 (b) models.

Model	T_{cmb}	T_i	Ra	E	phases
	(K)	(K)		(KJ.mol $^{-1}$)	
LC1T1R1	2000	1644	10^9	120	1
LC1T2R1	2500	2044	10^9	120	1
LC2T1R1	2000	1644	10^9	120	2
LC2T2R1	2500	2044	10^9	120	2
LC1T1R2	2000	932	10^8	40	1
LC1T2R2	2500	1132	10^8	40	1
LC2T1R2	2000	932	10^8	40	2
LC2T2R2	2500	1132	10^8	40	2

Table 3: Definition of large core models (LC) and values assigned to the varied parameters. T_{cmb} is the temperature at the core-mantle boundary, T_i is the initial mantle temperature, E the activation energy and *phases* represents the number of exothermic phase transitions (LC1 or LC2 models). In these models, the activation volume Z is $3 \text{ cm}^3.\text{mol}^{-1}$.

248 3.2. Large core models

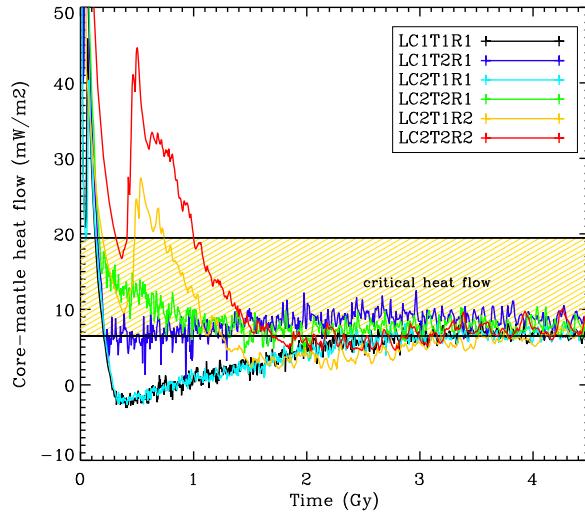


Figure 5: Evolution of the heat flow at the CMB along time for large core models. The critical heat flow needed to sustain a dynamo is indicated on this figure.

249 We compare the effects of the presence of one or two exothermic phase transi-
 250 tions in large core models. The LC1 model includes the exothermic phase olivine
 251 to γ -spinel with a 170 km thickness, and the LC2 model combines the two exother-
 252 mic olivine to β -spinel and β - to γ -spinel transitions with thicknesses of 35 km
 253 each.

254 The evolution of the CMB heat flux for both large core models with two dif-
 255 ferent initial conditions has been plotted on figure 5. A description of models is
 256 given in table 3. The CMB heat flux decreases rapidly at the beginning induc-
 257 ing the vanishing of the initial magnetic field then an increase of the heat flow
 258 is observed at 400 million years for models with low activation energy and ini-
 259 tial mantle temperature (LC2T1R2 and LC2T2R2). As the heat flow for models

260 LC1T1R2 and LC1T2R2 are similar than in both previous models and for clar-
 261 ity's sake, it has not been added to the figure. In R1 models, no reactivation of the
 262 dynamo is possible as the heat flux does not exceed the critical heat flux needed
 263 to sustain a core dynamo. There are no differences between LC2T1 and LC1T1
 264 models, which means that the presence of one or two exothermic phase transitions
 265 in the mantle has the same influence on the mantle convection for both CMB tem-
 266 peratures. However, the CMB heat flow is greater in LC2T2 model than LC1T2
 267 model during the first billion years. The small increase of the heat flux and its sta-
 268 bilization observed are linked to the slow core cooling. As there is no endothermic
 269 phase transition in large core models, it is confirmed that the heat flow increase
 270 observed in models LC2T1R2 and LC2T2R2 is only due to the onset of mantle
 271 convection.

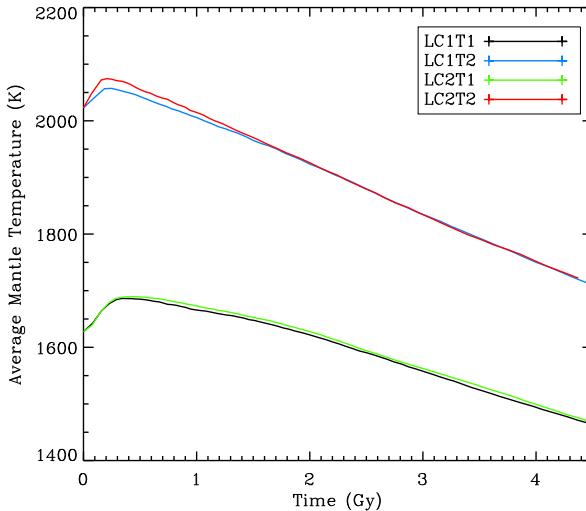


Figure 6: Average mantle temperature (in Kelvin) for large core LC1 and LC2 models, from 0 to 4.5 billions years. There are no major differences between temperature profiles for models including one or two exothermic phase.

272 On figure 6 the average mantle temperature is compared over time. These
 273 models show the mantle temperature increase during the first billion years with
 274 cooling thereafter. The average mantle temperature is lightly greater for the model
 275 including two exothermic phase transitions (LC2T2) than only one (LC1T2) phase
 276 transition, with a high CMB temperature (2500 K) and during the first billion
 277 years. The mantle cooling is more efficient and rapid with only one thicker
 278 exothermic phase. When the CMB temperature is 2000 K , the temperature profile
 279 is very similar for both cases LC1T1 and LC2T1.

280 As the mantle is thinner, the number of convective cells is supposed to be
 281 higher than in the small core case (Turcotte and Schubert, 2002). Indeed, on
 282 figure 7 the evolution of the convection degree with time for large core models
 283 LC1T1 and LC2T1, computed as in the previous section, suggests numerous con-
 284 vective cells in the mantle. With a higher CMB temperature, the convective degree
 285 evolution is the same, and differences between LC1 and LC2 models are missing.

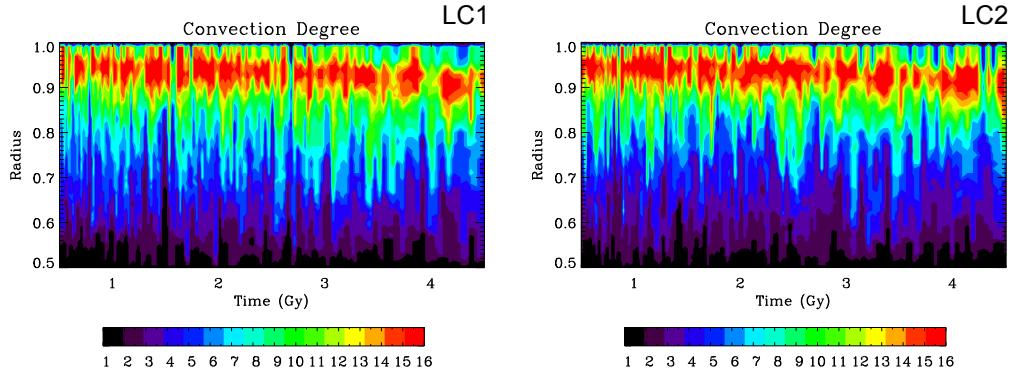


Figure 7: Evolution of the convection degree in the mantle with time in billions years, for both
 large core LC1T1 and LC2T1 models. Several convective cells are obtained.

286 The cooling of the core also influences melt generation as CMB temperature

287 decreases rapidly at the beginning. Exothermic phase transitions accelerate the
 288 convective flow and temperatures in the mantle are too low to allow melt gener-
 289 ation in large core models with a cold initial mantle, low activation energy and
 290 with initial CMB temperatures equal to 2000 K. In models with warmer initial
 291 conditions, higher activation energy and an initial CMB temperature of 2500 K,
 292 melt generation can be obtained during 4.5 billions years, but the rate is much
 293 smaller than the one obtained in the small core models (fig. 8).

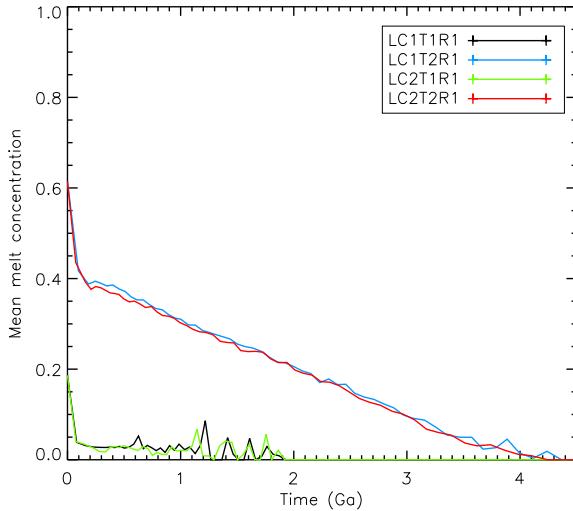


Figure 8: Dimensionless mean melt rate for LCR1 models over time in billions years. During the largest melt event, 30 percent of the overall mantle is melting in LC1T2R1 and LC2T2R1 models, and 10 percent of the overall mantle in LC1T1R1 and LC2T1R1 models. LCR2 models, with an initial cold mantle and a low activation energy, are not represented as no melt generation is obtained in that cases.

²⁹⁴ **4. Conclusion**

²⁹⁵ The results obtained in this work demonstrate that it is difficult to rejuvenate
²⁹⁶ a dynamo, even when an early perovskite layer occurs in a small core. The initial
²⁹⁷ magnetic field disappears when the dynamo stops due to the cooling of the core
²⁹⁸ in small and large core models. An increase of the heat flow out of the core can
²⁹⁹ be noticed when the convection initiates, but it is not linked to the presence of the
³⁰⁰ perovskite layer. When the activation energy and the initial mantle temperature
³⁰¹ are smaller, the convection initiates later and induces an intense CMB heat flux
³⁰² increase that is above the critical heat flux, thus allowing a brief core dynamo
³⁰³ reactivation. Nevertheless, the motion and/or the vanishing of the endothermic
³⁰⁴ phase transition is not necessarily responsible for the increase of the CMB heat
³⁰⁵ flux. It depends rather on the time when the convection begins. Indeed, in small
³⁰⁶ core models with higher initial mantle temperature and activation energy, a small
³⁰⁷ heat flux increase is still observed but not high enough to cross over the critical
³⁰⁸ core heat flow. These results suggest that the presence of a perovskite layer does
³⁰⁹ not induce a dynamo reactivation, but may reheat the core as it is still present in the
³¹⁰ mantle at 4.5 billion years. In large core models, with a low activation energy and
³¹¹ a cold initial mantle, a core dynamo reactivation is also possible. As these models
³¹² do not include an endothermic phase, the core heat flow increase solely depends
³¹³ on the late onset of the mantle convection. Differences between large core cases
³¹⁴ including one or two exothermic phase transitions depending on the iron content,
³¹⁵ are observed. As an exothermic phase transition enhances the convective flux,
³¹⁶ it helps the core to cool more efficiently. However, when the phase transition is
³¹⁷ thinner, the temperature difference across the boundary due to the latent heat
³¹⁸ release is larger and tends to make the mantle lightly hotter than in the case with

319 a thicker phase transition.

320 As the style of the convection is concerned, in the small core model with a cold
321 initial mantle, a low activation energy and a high Rayleigh number, the mantle is
322 dominated by one convective cell from 1.5 billion years. In that precise case, the
323 endothermic phase transition disappears and it induces a degree one convection.
324 In all other cases, with a small or a large core, degree one convection cannot be
325 obtained since the core is cooling, which is in contradiction with work of Harder
326 and Christensen (1996). Both a viscosity layering (as Zhong and Zuber (2001)
327 and Roberts and Zhong (2006)) and a perovskite layer are required to induce de-
328 gree one convection when the core is cooling, in timescale consistent with the
329 formation of the Martian crustal dichotomy (Zuber et al., 2000).

330 As the core is cooling in our models, CMB temperatures are decreasing with
331 time and melt generation can be obtained when temperatures are high enough. In
332 the large core models with a low initial CMB temperature, only a very short melt
333 episode can take place for the first hundred of million years and solely when the
334 initial mantle temperature and the activation energy are high. However, taking the
335 same high initial CMB temperature for small and large core models equal to 2500
336 K, melting occurs and is compatible with a volcanic history of Mars for the first
337 three billion years with the largest episode occurring during the first billion years.
338 This timescale is consistent with the formation of Tharsis dome and Elysium re-
339 gion (Tanaka et al., 1992) and a global volcanism lasting for three or four billion
340 years (Neukum et al., 2004) suggesting that a Martian small core cannot be totally
341 unseated. In a future work it will therefore be relevant to study other configuration
342 with different core radii and initial conditions, fitting the geological and volcanic
343 history, until future missions constrain precisely the internal structure of Mars.

344 **Acknowledgements**

345 We thank Doris Breuer and Costanzo Federico for their comments which
346 helped sharpen the manuscript. This work was supported by Programme National
347 de Planétologie (PNP) of CNRS-INSU.

348 **References**

- 349 Acuña, M. H., Connerney, J. E. P., Ness, N. F., Lin, R. P., Mitchell, D., Carlson,
350 C. W., McFadden, J., Anderson, K. A., Reme, H., Mazelle, C., Vignes, D.,
351 Wasilewski, P., Cloutier, P., 1999. Global Distribution of Crustal Magnetization
352 Discovered by the Mars Global Surveyor MAG/ER Experiment. *Science* 284,
353 790.
- 354 Acuña, M. H., Connerney, J. E. P., Wasilewski, P., Lin, R. P., Mitchell, D., An-
355 derson, K. A., Carlson, C. W., McFadden, J., Rème, H., Mazelle, C., Vignes,
356 D., Bauer, S. J., Cloutier, P., Ness, N. F., 2001. Magnetic field of Mars: Sum-
357 mary of results from the aerobraking and mapping orbits. *J. Geophys. Res.* 106,
358 23403–23418.
- 359 Bertka, C. M., Fei, Y., 1997. Mineralogy of the Martian interior up to core-mantle
360 boundary pressures. *J. Geophys. Res.* 102, 5251–5264.
- 361 Breuer, D., Spohn, T., 2005. Viscosity of the Martian mantle and its initial temper-
362 ature: Constraints from crust formation history and the evolution of the mag-
363 netic field. *Planet. Space Sci.* 54, 153–169.

- 364 Breuer, D., Yuen, D. A., Spohn, T., Zhang, S., 1998. Three dimensional models
365 of Martian mantle convection with phase transitions. *Geophys. Res. Lett.* 25,
366 229–232.
- 367 Breuer, D., Zhou, H., Yuen, D. A., Spohn, T., 1996. Phase transitions in the Mar-
368 tian mantle: Implications for the planet's volcanic history. *J. Geophys. Res.* 101,
369 7531–7542.
- 370 Christensen, U. R., 1995. Effects of phase transitions on mantle convection. *Annu.*
371 *Rev. Earth Planet. Sci.* 23, 65–87.
- 372 Christensen, U. R., Yuen, D. A., 1985. Layered convection induced by phase tran-
373 sitions. *J. Geophys. Res.* 90, 10291.
- 374 Davaille, A., Jaupart, C., 1994. Onset of thermal convection in fluids with
375 temperature-dependent viscosity: Application to the oceanic mantle. *J. Geo-*
376 *phys. Res.* 99, 19853.
- 377 Fei, Y., Prewitt, C. T., Mao, H., Bertka, C. M., 1995. Structure and Density of
378 FeS at High Pressure and High Temperature and the Internal Structure of Mars.
379 *Science* 268, 1892–1894.
- 380 Grasset, O., Parmentier, E. M., 1998. Thermal convection in a volumetrically
381 heated, infinite Prandtl number fluid with strongly temperature-dependent vis-
382 cosity: Implications for planetary evolution. *J. Geophys. Res.* 103, 18171–
383 18181.
- 384 Harder, H., 2000. Mantle convection and the dynamic geoid of Mars. *Geophys.*
385 *Res. Lett.* 27, 301–304.

- 386 Harder, H., Christensen, U. R., 1996. A one-plume model of martian mantle con-
387 vection. *Nature* 380, 507–509.
- 388 Knapmeyer, M., 2009. A simple seismological approach to core size determina-
389 tion. In: International conference on comparative planetology: Venus - Earth -
390 Mars. European Space Agency.
- 391 Langlais, B., Purucker, M. E., Mandea, M., 2004. Crustal magnetic field of Mars.
392 *J. Geophys. Res. Planets* 109, 2008.
- 393 Lillis, R. J., Frey, H. V., Manga, M., 2008. Rapid decrease in Martian crustal
394 magnetization in the Noachian era: Implications for the dynamo and climate of
395 early Mars. *Geophys. Res. Lett.* 35, 14203.
- 396 Loddoch, A., Hansen, U., 2008. Temporally transitional mantle convection: Im-
397 plications for Mars. *J. Geophys. Res. Planets* 113, 9003.
- 398 Moresi, L., Solomatov, V. S., 1995. Numerical investigation of 2D convection
399 with extremely large viscosity variations. *Phys. Fluids* 7, 2154–2162.
- 400 Neukum, G., Jaumann, R., Hoffmann, H., Hauber, E., Head, J. W., Basilevsky,
401 A. T., Ivanov, B. A., Werner, S. C., van Gasselt, S., Murray, J. B., McCord, T.,
402 HRSC Co-Investigator Team, 2004. Recent and episodic volcanic and glacial
403 activity on Mars revealed by the High Resolution Stereo Camera. *Nature* 432,
404 971–979.
- 405 Nimmo, F., Stevenson, D. J., 2000. Influence of early plate tectonics on the ther-
406 mal evolution and magnetic field of Mars. *J. Geophys. Res.* 105, 11969–11980.

- 407 Roberts, J. H., Lillis, R. J., Manga, M., 2008. Giant impacts on early Mars and the
408 cessation of the Martian dynamo. AGU Fall Meeting Abstracts, D2.
- 409 Roberts, J. H., Zhong, S., 2004. Plume-induced Topography and Geoid Anoma-
410 lies and Their Implications for the Tharsis Rise on Mars. In: S. Mackwell &
411 E. Stansbery (Ed.), Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts.
412 Vol. 35 of Lunar and Planetary Inst. Technical Report. p. 1125.
- 413 Roberts, J. H., Zhong, S., 2006. Degree-1 convection in the Martian mantle and
414 the origin of the hemispheric dichotomy. *J. Geophys. Res. Planets* 111, 6013.
- 415 Schubert, G., Yuen, D. A., Turcotte, D. L., 1975. Role of phase transitions in a
416 dynamic mantle. *Geophys. J. R. astr. Soc.* 42, 705–735.
- 417 Solheim, L. P., Peltier, W. R., 1993. Mantle phase transitions and layered convec-
418 tion. *Canadian Journal of Earth Sciences* 30, 881–892.
- 419 Spohn, T., Acuña, M. H., Breuer, D., Golombek, M., Greeley, R., Halliday, A.,
420 Hauber, E., Jaumann, R., Sohl, F., 2001. Geophysical Constraints on the Evo-
421 lution of Mars. *Space Sci. Rev.* 96, 231–262.
- 422 Stevenson, D. J., 2001. Mars' core and magnetism. *Nature* 412, 214–219.
- 423 Stevenson, D. J., Spohn, T., Schubert, G., 1983. Magnetism and thermal evolution
424 of the terrestrial planets. *Icarus* 54, 466–489.
- 425 Takahashi, E., 1990. Speculations on the Archean mantle: Missing link between
426 komatiite and depleted garnet peridotite. *J. Geophys. Res.* 95, 15941–15954.
- 427 Tanaka, K. L., Scott, D. H., Greeley, R., 1992. Global stratigraphy. pp. 345–382.

- 428 Turcotte, D. L., Schubert, G., 2002. Geodynamics - 2nd Edition.
- 429 Weiss, B. P., Vali, H., Baudenbacher, F. J., Kirschvink, J. L., Stewart, S. T., Shus-
430 ter, D. L., 2002. Records of an ancient Martian magnetic field in ALH84001.
431 Earth Planet. Sci. Lett.201, 449–463.
- 432 Wenzel, M. J., Manga, M., Lillis, R. J., 2005. Mantle Convection and Two
433 Episodes of Martian Dynamo Activity. In: S. Mackwell & E. Stansbery (Ed.),
434 36th Annual Lunar and Planetary Science Conference. Vol. 36 of Lunar and
435 Planetary Inst. Technical Report. p. 1584.
- 436 Williams, J., Nimmo, F., 2004. Thermal evolution of the Martian core: Implica-
437 tions for an early dynamo. Geology 32, 97.
- 438 Zhong, S., Zuber, M. T., 2001. Degree-1 mantle convection and the crustal di-
439 chotomy on Mars. Earth Planet. Sci. Lett.189, 75–84.
- 440 Zuber, M. T., Solomon, S. C., Phillips, R. J., Smith, D. E., Tyler, G. L., Aharon-
441 son, O., Balmino, G., Banerdt, W. B., Head, J. W., Johnson, C. L., Lemoine,
442 F. G., McGovern, P. J., Neumann, G. A., Rowlands, D. D., Zhong, S., 2000.
443 Internal Structure and Early Thermal Evolution of Mars from Mars Global Sur-
444 veyor Topography and Gravity. Science 287, 1788–1793.

Bibliographie

- M. H. Acuña, J. E. P. Connerney, N. F. Ness, R. P. Lin, D. Mitchell, C. W. Carlson, J. McFadden, K. A. Anderson, H. Reme, C. Mazelle, D. Vignes, P. Wasilewski, and P. Cloutier. Global Distribution of Crustal Magnetization Discovered by the Mars Global Surveyor MAG/ER Experiment. *Science*, 284 :790–+, 1999.
- M. H. Acuña, J. E. P. Connerney, P. Wasilewski, R. P. Lin, D. Mitchell, K. A. Anderson, C. W. Carlson, J. McFadden, H. Rème, C. Mazelle, D. Vignes, S. J. Bauer, P. Cloutier, and N. F. Ness. Magnetic field of Mars : Summary of results from the aerobraking and mapping orbits. *Journal of Geophysical Research*, 106 :23403–23418, 2001.
- M. H. Acuna, J. E. P. Connerney, P. Wasilewski, R. P. Lin, K. A. Anderson, C. W. Carlson, J. McFadden, D. W. Curtis, H. Reme, and A. Cros. Mars Observer magnetic fields investigation. *Journal of Geophysical Research*, 97 :7799–7814, 1992.
- M. H. Acuna, J. E. P. Connerney, P. Wasilewski, R. P. Lin, K. A. Anderson, C. W. Carlson, J. McFadden, D. W. Curtis, D. Mitchell, H. Reme, C. Mazelle, J. A. Sauvaud, C. D'Uston, A. Cros, J. L. Medale, S. J. Bauer, P. Cloutier, M. Mayhew, D. Winterhalter, and N. F. Ness. Magnetic Field and Plasma Observations at Mars : Initial Results of. *Science*, 1998.
- O. L. Anderson. Mineral physics of iron and of the core. *Reviews of Geophysics Supplement*, 33 :429–441, 1995.
- O. L. Anderson. The Grüneisen parameter for iron at outer core conditions and the resulting conductive heat and power in the core. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 109 :179–197, 1998.
- J. C. Andrews-Hanna, M. T. Zuber, and W. B. Banerdt. The Borealis basin and the origin of the martian crustal dichotomy. *Nature*, 2008.
- R. E. Arvidson, R. G. Bonitz, M. L. Robinson, J. L. Carsten, R. A. Volpe, A. Trebi-Ollennu, M. T. Mellon, P. C. Chu, K. R. Davis, J. J. Wilson, A. S. Shaw, R. N. Greenberger, K. L. Siebach, T. C. Stein, S. C. Cull, W. Goetz, R. V. Morris, D. W. Ming, H. U. Keller, M. T. Lemmon, H. G. Sizemore, and M. Mehta. Results from the Mars Phoenix Lander Robotic Arm experiment. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114 :0–+, 2009.

- V. R. Baker and R. C. Kochel. Morphometry of streamlined erosional forms in terrestrial and Martian channels. Technical report, 1978.
- G. Berger, M. J. Toplis, E. Treguier, C. D'Uston, and P. Pinet. Evidence in favor of small amounts of ephemeral and transient water during alteration at Meridiani Planum, Mars. *American Mineralogist*, 94 :1279–1282, 2009.
- C. M. Bertka and Y. Fei. Mineralogy of the Martian interior up to core-mantle boundary pressures. *Journal of Geophysical Research*, 102 :5251–5264, 1997.
- J.-P. Bibring, Y. Langevin, J. F. Mustard, F. Poulet, R. Arvidson, A. Gendrin, B. Gondet, N. Mangold, P. Pinet, and F. Forget. Global Mineralogical and Aqueous Mars History Derived from OMEGA/Mars Express Data. *Science*, 312 :400–404, 2006.
- J. Blum and G. Wurm. The Growth Mechanisms of Macroscopic Bodies in Protoplanetary Disks. *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 46 :21–56, 2008.
- R. Boehler. Fe-FeS eutectic temperatures to 620 kbar. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 96 :181–186, 1996.
- P.-A. Bourque . Planète Terre. 1997.
- J. V. Boussinesq. *Théorie analytique de la Chaleur*. 1903.
- R. Brasser, A. Morbidelli, R. Gomes, K. Tsiganis, and H. F. Levison. Constructing the secular architecture of the solar system II : the terrestrial planets. *Astronomy and Astrophysics*, 507 :1053–1065, 2009.
- D. Breuer and T. Spohn. Early plate tectonics versus single-plate tectonics on Mars : Evidence from magnetic field history and crust evolution. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 108 :5072–+, 2003.
- D. Breuer and T. Spohn. 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 :153–169, 2005.
- D. Breuer, H. Zhou, D. A. Yuen, and T. Spohn. Phase transitions in the Martian mantle : Implications for the planet's volcanic history. *Journal of Geophysical Research*, 101 :7531–7542, 1996.
- D. Breuer, D. A. Yuen, and T. Spohn. Phase transitions in the Martian mantle : Implications for partially layered convection. *Earth and Planetary Science Letters*, 148 :457–469, 1997.
- D. Breuer, D. A. Yuen, T. Spohn, and S. Zhang. Three dimensional models of Martian mantle convection with phase transitions. *Geophysical Research Letters*, 25 :229–232, 1998.

- H.-P. Bunge, M. A. Richards, and J. R. Baumgardner. Effect of depth-dependent viscosity on the planform of mantle convection. *Nature*, 379 :436–438, 1996.
- M. H. Carr. *The surface of Mars*. 1981.
- M. H. Carr. The Martain drainage system and the origin of valley networks and fretted channels. *Journal of Geophysical Research*, 100 :7479–7507, 1995.
- M. H. Carr and M. C. Malin. Meter-Scale Characteristics of Martian Channels and Valleys. *Icarus*, 146 :366–386, 2000.
- U. R. Christensen. Effects of phase transitions on mantle convection. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 23 :65–87, 1995.
- U. R. Christensen and D. A. Yuen. Layered convection induced by phase transitions. *Journal of Geophysical Research*, 90 :10291–+, 1985.
- S. M. Clifford. A model for the hydrologic and climatic behavior of water on Mars. *Journal of Geophysical Research*, 98 :10973–+, 1993.
- A. Davaille and C. Jaupart. Onset of thermal convection in fluids with temperature-dependent viscosity : Application to the oceanic mantle. *Journal of Geophysical Research*, 99 :19853–+, 1994.
- G. Dreibus and H. Wanke. Mars, a volatile-rich planet. *Meteoritics*, 20 :367–381, 1985.
- L. T. Elkins-Tanton, P. C. Hess, and E. M. Parmentier. Possible formation of ancient crust on Mars through magma ocean processes. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 110 :12–+, 2005.
- Y. Fei, C. T. Prewitt, H.-K. Mao, and C. M. Bertka. Structure and Density of FeS at High Pressure and High Temperature and the Internal Structure of Mars. *Science*, 268 :1892–1894, 1995.
- W. M. Folkner, C. F. Yoder, D. N. Yuan, E. M. Standish, and R. A. Preston. Interior Structure and Seasonal Mass Redistribution of Mars from Radio Tracking of Mars Pathfinder. *Science*, 278 :1749–+, 1997.
- F. Forget, F. Costard, and P. Lognonné. *La planète Mars, Histoire d'un autre monde*. 2003.
- H. Frey and R. A. Schultz. Large impact basins and the origin of the crustal dichotomy on Mars. *NASA Tech. Memo.*, 4041 :436–438, 1988.
- H. V. Frey, J. H. Roark, K. M. Shockley, E. L. Frey, and S. E. H. Sakimoto. Ancient lowlands on Mars. *Geophysical Research Letters*, 29(10) :100000–1, 2002.

- O. Grasset and E. M. Parmentier. Thermal convection in a volumetrically heated, infinite Prandtl number fluid with strongly temperature-dependent viscosity : Implications for planetary evolution. *Journal of Geophysical Research*, 103 :18171–18181, 1998.
- M. Grott and D. Breuer. Implications of large elastic thicknesses for the composition and current thermal state of Mars. *Icarus*, 201 :540–548, 2009.
- A. N. Halliday, H. Wänke, J.-L. Birck, and R. N. Clayton. The Accretion, Composition and Early Differentiation of Mars. *Space Science Review*, 96 :197–230, 2001.
- H. Harder. Phase transitions and the three-dimensional planform of thermal convection in the Martian mantle. *Journal of Geophysical Research*, 103 :16775–16798, 1998.
- H. Harder. Mantle convection and the dynamic geoid of Mars. *Geophysical Research Letters*, 27 :301–304, 2000.
- H. Harder and U. R. Christensen. A one-plume model of martian mantle convection. *Nature*, 380 :507–509, 1996.
- W. K. Hartmann and G. Neukum. Cratering Chronology and the Evolution of Mars. *Space Science Review*, 96 :165–194, 2001.
- S. A. Hauck and R. J. Phillips. Thermal and crustal evolution of Mars. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 107 :5052–+, 2002.
- J. W. Head, R. Greeley, M. P. Golombek, W. K. Hartmann, E. Hauber, R. Jaumann, P. Masson, G. Neukum, L. E. Nyquist, and M. H. Carr. Geological Processes and Evolution. *Space Science Review*, 96 :263–292, 2001.
- C. Herzberg, P. Raterron, and J. Zhang. New experimental observations on the anhydrous solidus for peridotite KLB-1. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 2000.
- M. M. Hirschmann. Mantle solidus : Experimental constraints and the effects of peridotite composition. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 2000.
- B. M. Jakosky and R. J. Phillips. Mars' volatile and climate history. *Nature*, 412 :237–244, 2001.
- T. Keller and P. J. Tackley. Towards self-consistent modeling of the martian dichotomy : The influence of one-ridge convection on crustal thickness distribution. *Icarus*, 2009.
- W. S. Kiefer and Q. Li. Mantle convection controls the observed lateral variations in lithospheric thickness on present-day Mars. *Geophysical Research Letters*, 36 :18203–+, 2009.

- M. Knapmeyer. A simple seismological approach to core size determination. In *International conference on comparative planetology : Venus - Earth - Mars*, European Space Agency, May 2009.
- E. Kokubo and S. Ida. Formation of Protoplanets from Planetesimals in the Solar Nebula. *Icarus*, 2000.
- A. S. Konopliv, C. F. Yoder, E. M. Standish, D.-N. Yuan, and W. L. Sjogren. A global solution for the Mars static and seasonal gravity, Mars orientation, Phobos and Deimos masses, and Mars ephemeris. *Icarus*, 182 :23–50, 2006.
- B. Langlais, M. E. Purucker, and M. Mandea. Crustal magnetic field of Mars. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 109 :2008–+, 2004.
- B. Langlais, V. Lesur, M. E. Purucker, J. E. P. Connerney, and M. Mandea. Crustal Magnetic Fields of Terrestrial Planets. *Space Science Reviews*, 152 :223–249, 2010.
- Larousse. *Grand memento encyclopédique Larousse*. 1937.
- R. J. Lillis, M. Manga, D. L. Mitchell, R. P. Lin, and M. H. Acuña. Evidence for a Second Martian Dynamo from Electron Reflection Magnetometry. In S. Mackwell & E. Stansbery, editor, *36th Annual Lunar and Planetary Science Conference*, volume 36 of *Lunar and Planetary Inst. Technical Report*, pages 1578–+, 2005.
- R. J. Lillis, M. Manga, D. L. Mitchell, R. P. Lin, and M. H. Acuna. Unusual magnetic signature of the Hadriaca Patera Volcano : Implications for early Mars. *Geophysical Research Letters*, 33 :3202–+, 2006.
- A. Loddoch and U. Hansen. Temporally transitional mantle convection : Implications for Mars. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 113 :9003–+, 2008.
- J. Longhi, E. Knittle, J. R. Holloway, and H. Waenke. *The bulk composition, mineralogy and internal structure of Mars*, pages 184–208. 1992.
- P. Machetel and P. Weber. Intermittent layered convection in a model mantle with an endothermic phase change at 670 km. *Nature*, 350 :55–57, 1991.
- M. C. Malin and K. S. Edgett. MGS MOC the First Year : Geomorphic Processes and Landforms. In *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, volume 30 of *Lunar and Planetary Inst. Technical Report*, pages 1028–+, 1999.
- M. M. Marinova, O. Aharonson, and E. Asphaug. Mega-impact formation of the Mars hemispheric dichotomy. *Nature*, 2008.
- J. C. Marty, G. Balmino, J. Duron, P. Rosenblatt, S. Le Maistre, A. Rivoldini, V. Dehant, and T. van Hoolst. Martian gravity field model and its time variations from MGS and Odyssey data. *Planetary and Space Science*, 57 :350–363, 2009.
- P. Masson, M. H. Carr, F. Costard, R. Greeley, E. Hauber, and R. Jaumann. Geomorphologic Evidence for Liquid Water. *Space science reviews*, 96 :333–364, 2001.

- H. Masursky, J. M. Boyce, A. L. Dial, G. G. Schaber, and M. E. Strobell. Classification and time of formation of Martian channels based on Viking data. *Journal of Geophysical Research*, 82 :4016–4038, 1977.
- A. S. McEwen, B. S. Preble, E. P. Turtle, N. A. Artemieva, M. P. Golombek, M. Hurst, R. L. Kirk, D. M. Burr, and P. R. Christensen. The rayed crater Zunil and interpretations of small impact craters on Mars. *Icarus*, 176 :351–381, 2005.
- G. E. McGill and A. M. Dimitriou. Origin of the Martian global dichotomy by crustal thinning in the late Noachian or early Hesperian. *Journal of Geophysical Research*, 95 :12595–12605, 1990.
- R. T. Merrill and McFadden P. L. McElhinny, M. W. *The magnetic field of the Earth : Paleomagnetism, the Core, and the Deep Mantle*. 1998.
- H. Mizuno. Formation of the Giant Planets. *Progress of Theoretical Physics*, 1980.
- A. Morbidelli, R. Brasser, K. Tsiganis, R. Gomes, and H. F. Levison. Constructing the secular architecture of the solar system. I. The giant planets. *Astronomy and Astrophysics*, 507 :1041–1052, 2009.
- L.-N. Moresi and V. S. Solomatov. Numerical investigation of 2D convection with extremely large viscosity variations. *Physics of Fluids*, 7 :2154–2162, 1995.
- F. Nimmo and D. J. Stevenson. Influence of early plate tectonics on the thermal evolution and magnetic field of Mars. *Journal of Geophysical Research*, 105 : 11969–11980, 2000.
- F. Nimmo and K. Tanaka. Early Crustal Evolution of Mars. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 33 :133–161, 2005.
- F. Nimmo, S. D. Hart, D. G. Korycansky, and C. B. Agnor. Implications of an impact origin for the martian hemispheric dichotomy. *Nature*, 2008.
- E. Ohtani and N. Kamaya. The geochemical model of Mars - an estimation from the high pressure experiments. *Geophysical Research Letters*, 19 :2239–2242, 1992.
- R. J. Phillips, M. T. Zuber, S. E. Smrekar, M. T. Mellon, J. W. Head, K. L. Tanaka, N. E. Putzig, S. M. Milkovich, B. A. Campbell, J. J. Plaut, A. Safaeinili, R. Seu, D. Biccari, L. M. Carter, G. Picardi, R. Orosei, P. S. Mohit, E. Heggy, R. W. Zurek, A. F. Egan, E. Giacomoni, F. Russo, M. Cutigni, E. Pettinelli, J. W. Holt, C. J. Leuschen, and L. Marinangeli. Mars North Polar Deposits : Stratigraphy, Age, and Geodynamical Response. *Science*, 320 :1182–, 2008.
- D. C. Pieri. Martian valleys - Morphology, distribution, age, and origin. *Science*, 210 :895–897, 1980.
- J. B. Pollack, O. Hubickyj, P. Bodenheimer, J. J. Lissauer, M. Podolak, and Y. Greenzweig. Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas. *Icarus*, 1996.

- C. Quantin, N. Mangold, W. K. Hartmann, and P. Allemand. Possible long-term decline in impact rates. 1. Martian geological data. *Icarus*, 186 :1–10, 2007.
- C. C. Reese, V. S. Solomatov, and L.-N. Moresi. Heat transport efficiency for stagnant lid convection with dislocation viscosity : Application to Mars and Venus. *Journal of Geophysical Research*, 103 :13643–13658, 1998.
- C. C. Reese, V. S. Solomatov, and L.-N. Moresi. Non-Newtonian Stagnant Lid Convection and Magmatic Resur facing on Venus. *Icarus*, 139 :67–80, 1999.
- C. C. Reese, C. P. Orth, and V. S. Solomatov. Impact origin for the Martian crustal dichotomy : Half emptied or half filled ? *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 2010.
- F. Richter. Finite amplitude convection through a phase boundary. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 1973.
- J. H. Roberts and S. Zhong. Plume-induced topography and geoid anomalies and their implications for the Tharsis rise on Mars. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 109 :3009–+, 2004.
- J. H. Roberts and S. Zhong. Degree-1 convection in the Martian mantle and the origin of the hemispheric dichotomy. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 111 :6013–+, 2006.
- C. M. Rodrigue. Geography Diversity Initiatives at California State University, Long Beach : The Geoscience Diversity Enhancement Program. *Yearbook of the Association of Pacific Coast Geographers*, 69 :160–167, 2007.
- G. Schubert and T. Spohn. Thermal history of Mars and the sulfur content of its core. *Journal of Geophysical Research*, 95 :14095–14104, 1990.
- G. Schubert, D. A. Yuen, and D. L. Turcotte. Role of phase transitions in a dynamic mantle. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 42 :705–735, 1975.
- G. Schubert, C. Anderson, and P. Goldman. Mantle plume interaction with an endothermic phase change. *Journal of Geophysical Research*, 100 :8245–8256, 1995.
- G. Schubert, D. L. Turcotte, and P. Olson. *Mantle convection in the Earth and Planets*. 2001.
- D. H. Scott and J. M. Dohm. Mars Highland Channels : an Age Reassessment. In *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, volume 23 of *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, pages 1251–+, 1992.
- E. Severova. Phase transitions in the Mars mantle. *Earth Moon and Planets*, 56 : 83–91, 1992.

- F. H. Shu, F. C. Adams, and S. Lizano. Star formation in molecular clouds - Observation and theory. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 25 :23–81, 1987a. doi : 10.1146/annurev.aa.25.090187.000323.
- F. H. Shu, S. Lizano, and F. C. Adams. Star formation in molecular cloud cores. In M. Peimbert & J. Jugaku, editor, *Star Forming Regions*, volume 115 of *IAU Symposium*, pages 417–433, 1987b.
- N. H. Sleep. Martian plate tectonics. *Journal of Geophysical Research*, 99 :5639–+, 1994.
- D. E. Smith, M. T. Zuber, S. C. Solomon, R. J. Phillips, J. W. Head, J. B. Garvin, W. B. Banerdt, D. O. Muhleman, G. H. Pettengill, G. A. Neumann, F. G. Lemoine, J. B. Abshire, O. Aharonson, D. Brown, C., S. A. Hauck, A. B. Ivanov, P. J. McGovern, H. J. Zwally, and T. C. Duxbury. The Global Topography of Mars and Implications for Surface Evolution. *Science*, 284 :1495–+, 1999.
- P. H. Smith, L. K. Tamppari, R. E. Arvidson, D. Bass, D. Blaney, W. V. Boynton, A. Carswell, D. C. Catling, B. C. Clark, T. Duck, E. DeJong, D. Fisher, W. Goetz, H. P. Gunnlaugsson, M. H. Hecht, V. Hipkin, J. Hoffman, S. F. Hviid, H. U. Keller, S. P. Kounaves, C. F. Lange, M. T. Lemmon, M. B. Madsen, W. J. Markiewicz, J. Marshall, C. P. McKay, M. T. Mellon, D. W. Ming, R. V. Morris, W. T. Pike, N. Renno, U. Staufer, C. Stoker, P. Taylor, J. A. Whiteway, and A. P. Zent. H₂O at the Phoenix Landing Site. *Science*, 325(5936) :58–61, 2009.
- F. Sohl and T. Spohn. The interior structure of Mars : Implications from SNC meteorites. *Journal of Geophysical Research*, 102 :1613–1636, 1997.
- L. P. Solheim and W. R. Peltier. Mantle phase transitions and layered convection. *Canadian Journal of Earth Sciences*, 30 :881–892, 1993.
- V. S. Solomatov. Scaling of temperature- and stress-dependent viscosity convection. *Physics of Fluids*, 7 :266–274, 1995.
- C. Sotin, O. Grasset, and G. Tobie. *Planétologie*. 2009.
- T. Spohn, F. Sohl, and D. Breuer. Mars. *Astronomy and Astrophysics Reviews*, 8 : 181–235, 1998.
- S. W. Squyres, R. E. Arvidson, D. Bollen, J. F. Bell, J. Brückner, N. A. Cabrol, W. M. Calvin, M. H. Carr, P. R. Christensen, B. C. Clark, L. Crumpler, D. J. Des Marais, C. d'Uston, T. Economou, J. Farmer, W. H. Farrand, W. Folkner, R. Gellert, T. D. Glotch, M. Golombek, S. Gorevan, J. A. Grant, R. Greeley, J. Grotzinger, K. E. Herkenhoff, S. Hviid, J. R. Johnson, G. Klingelhöfer, A. H. Knoll, G. Landis, M. Lemmon, R. Li, M. B. Madsen, M. C. Malin, S. M. McLennan, H. Y. McSween, D. W. Ming, J. Moersch, R. V. Morris, T. Parker, J. W. Rice, L. Richter, R. Rieder, C. Schröder, M. Sims, M. Smith, P. Smith, L. A. Soderblom, R. Sullivan, N. J. Tosca, H. Wänke, T. Wdowiak, M. Wolff, and A. Yen. Overview

- of the Opportunity Mars Exploration Rover Mission to Meridiani Planum : Eagle Crater to Purgatory Ripple. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 111 :12–+, 2006.
- V. Steinbach and D. A. Yuen. Effects of depth-dependent properties on the thermal anomalies produced in flush instabilities from phase transitions. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 1994.
- K. Stemmer, H. Harder, and U. Hansen. A new method to simulate convection with strongly temperature- and pressure-dependent viscosity in a spherical shell : Applications to the Earth's mantle. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 157 :223–249, 2006.
- D. J. Stevenson. Mars' core and magnetism. *Nature*, 412 :214–219, 2001.
- D. J. Stevenson, T. Spohn, and G. Schubert. Magnetism and thermal evolution of the terrestrial planets. *Icarus*, 54 :466–489, 1983.
- P. J. Tackley. Effects of strongly variable viscosity on three-dimensional compressible convection in planetary mantles. *Journal of Geophysical Research*, 101 :3311–3332, 1996.
- E. Takahashi. Speculations on the Archean mantle : Missing link between komatiite and depleted garnet peridotite. *Journal of Geophysical Research*, 95 :15941–15954, 1990.
- K. L. Tanaka, D. H. Scott, and R. Greeley. *Global stratigraphy*, pages 345–382. 1992.
- K. L. Thomas-Keprta, D. S. McKay, S. J. Wentworth, T. O. Stevens, A. E. Taunton, C. C. Allen, A. Coleman, E. K. Gibson, Jr., and C. S. Romanek. Bacterial mineralization patterns in basaltic aquifers : Implications for possible life in martian meteorite ALH84001. *Geology*, 26 :1031–+, 1998.
- K. L. Thomas-Keprta, S. J. Clemett, D. S. McKay, E. K. Gibson, and S. J. Wentworth. Origins of magnetite nanocrystals in Martian meteorite ALH84001. *Geochimica Cosmochimica Acta*, 73 :6631–6677, 2009.
- A. H. Treiman, M. J. Drake, M.-J. Janssens, R. Wolf, and M. Ebihara. Core formation in the earth and shergottite parent body (SPB) - Chemical evidence from basalts. *Geochimica Cosmochimica Acta*, 50 :1071–1091, 1986.
- H. Waenke and G. Dreibus. Chemical composition and accretion history of terrestrial planets. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, 325 :545–557, 1988.
- S. J. Weidenschilling, D. Spaute, D. R. Davis, F. Marzari, and K. Ohtsuki. Accretional Evolution of a Planetesimal Swarm. *Icarus*, 1997.

- S. A. Weinstein. The effects of a deep mantle endothermic phase change on the structure of thermal convection in silicate planets. *Journal of Geophysical Research*, 100 :11719–11728, 1995.
- B. P. Weiss, H. Vali, F. J. Baudenbacher, J. L. Kirschvink, S. T. Stewart, and D. L. Shuster. Records of an ancient Martian magnetic field in ALH84001. *Earth and Planetary Science Letters*, 201 :449–463, 2002.
- M. J. Wenzel, M. Manga, and R. J. Lillis. Mantle Convection and Two Episodes of Martian Dynamo Activity. In S. Mackwell & E. Stansbery, editor, *36th Annual Lunar and Planetary Science Conference*, volume 36 of *Lunar and Planetary Inst. Technical Report*, pages 1584–+, 2005.
- G. W. Wetherill and G. R. Stewart. Accumulation of a swarm of small planetesimals. *Icarus*, 1989.
- D. E. Wilhelms and S. W. Squyres. The martian hemispheric dichotomy may be due to a giant impact. *Nature*, 309 :138–140, 1984.
- D. U. Wise, M. P. Golombek, and G. E. McGill. Tectonic evolution of Mars. *Journal of Geophysical Research*, 84 :7934–7939, 1979.
- C. F. Yoder, A. S. Konopliv, D. N. Yuan, E. M. Standish, and W. M. Folkner. Fluid Core Size of Mars from Detection of the Solar Tide. *Science*, 300 :299–303, 2003.
- M. Yoshida and A. Kageyama. Low-degree mantle convection with strongly temperature- and depth-dependent viscosity in a three-dimensional spherical shell. *Journal of Geophysical Research (Solid Earth)*, 111 :3412–+, 2006.
- A. Zabludoff. *The nebular theory of the origin of the solar system*. 2003.
- S. Zhang and D. A. Yuen. The influences of lower mantle viscosity stratification on 3D spherical-shell mantle convection. *Earth and Planetary Science Letters*, 132 :157–166, 1995.
- W. Zhao, D. A. Yuen, and S. Honda. Multiple phase transitions and the style of mantle convection. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 1992.
- S. Zhong and M. T. Zuber. Degree-1 mantle convection and the crustal dichotomy on Mars. *Earth and Planetary Science Letters*, 189 :75–84, 2001.
- M. T. Zuber. The crust and mantle of Mars. *Nature*, 412 :220–227, 2001.
- M. T. Zuber, S. C. Solomon, R. J. Phillips, D. E. Smith, G. L. Tyler, O. Aharonson, G. Balmino, W. B. Banerdt, J. W. Head, C. L. Johnson, F. G. Lemoine, P. J. McGovern, G. A. Neumann, D. D. Rowlands, and S. Zhong. Internal Structure and Early Thermal Evolution of Mars from Mars Global Surveyor Topography and Gravity. *Science*, 287 :1788–1793, 2000.

Table des figures

1.1	De la nébuleuse primitive à la formation du système solaire (Zabloudoff [2003]).	15
1.2	Illustration du système solaire. Dans l'ordre : le Soleil, les planètes telluriques, la ceinture d'astéroïdes, les planètes gazeuses, la ceinture de Kuiper ainsi que la planète naine Pluton. (http://www.ascensionplanetaire.com)	18
1.3	Structure interne de la Terre et Mars, après la différenciation, selon Forget et al. [2003]. La position des discontinuités et la différence entre le manteau inférieur et supérieur seront explicités dans la partie 1.2.3.	19
1.4	Echelles des temps géologiques Martiens. La première est basée sur le taux de cratérisation d'après Hartmann and Neukum [2001], et la deuxième sur la minéralogie d'après Bibring et al. [2006]. Ici le temps $t = 0$ de l'échelle de temps correspond au moment où la planète est déjà formée, et $t = 4.5$ correspond au temps présent. Cette notation d'échelle sera utilisée dans les simulations numériques qui suivront dans le mémoire.	22
1.5	Carte topographique de Mars de Rodriguez [2007] d'après les données de l'altimètre MOLA (Zuber [2001]). On remarque la dissymétrie entre le Nord (majoritairement de couleur bleue et dont la croûte est fine) et le Sud de la planète dont la croûte est plus épaisse.	24
1.6	Ces images montrent la sublimation de la glace dans une petite tranchée (étudiée par les instruments de la mission Phoenix) nommée “Dodo-Goldilocks” durant 4 jours (Arvidson et al. [2009]). Dans la partie gauche de l'image on repère une zone blanche qui disparaît dans l'image de droite (voir le cercle rouge sur chaque image), selon vraisemblablement un processus de sublimation. (Image credit : NASA/JPL-Caltech/University of Arizona/Texas A&M University)	26
1.7	Un cratère d'impact classique (à gauche) dans la région d'Elysium Planitia pris par la caméra embarquée à bord de Mars Global Surveyor et un cratère à éjecta lobés (à droite) indicateur de présence d'eau ou de glace d'eau sous la surface de la zone impactée (ESA/DLR/FU Berlin, G. Neukum).	27

1.8	Échantillon de la météorite ALH84001. À droite, une image prise avec un microscope électronique de cette météorite. On y distingue des formes qui pourraient être associées à des fossiles microscopiques d'organismes bactériens. (crédit photo : http://curator.jsc.nasa.gov/antmet/marsmets/alh84001/ph29)	29
1.9	Interactions entre le vent solaire et la magnétosphère de la Terre. (Crédits : CNES)	30
1.10	Cliché d'une aurore boréale prise par la NASA au-dessus des lacs Chena en Alaska.	31
1.11	Composante radiale du champ magnétique crustal de Mars (Langlais et al. [2004]).	32
1.12	Comparaison des tailles de noyau et du facteur du moment d'inertie (sans dimension) pour plusieurs modèles de structure interne différents, contraints par l'analyse chimique des météorites SNC (Spohn et al. [1998]).	34
1.13	Structure interne de Mars schématisée, avec les minéraux suivants illustrés : l'Olivine, la Spinelle et la Perovskite. Les transitions de phase sont indiquées approximativement dans le manteau car leurs positions ne sont pas connues précisément, et celle de la transition endothermique dépend de la taille du noyau. Les modèles de structure interne employés dans les simulations numériques seront décrits dans le chapitre 3.	36
1.14	Diagramme de phases pour l'isotherme à 1700°C dans le système binnaire Mg ₂ SiO ₄ -Fe ₂ SiO ₄ d'après Bertka and Fei [1997].	38
2.1	Modèle de convection thermique en deux dimensions pour un fluide chauffé par la bas, d'après Schubert et al. 2001. Le fluide est divisé en deux cellules. Une couche chaude se forme à la base du modèle, et quand deux couches chaudes adjacentes à une cellule se rencontrent, elles se séparent de la base et forment un panache chaud ascendant. Il en est de même pour la couche froide qui se forme dans la partie supérieure et la formation d'un panache froid descendant. La distance entre deux cellules est indiquée comme égale à $\lambda/2$, avec $\lambda = 2\sqrt{2}b$. Le nombre de cellules convectives dépend donc du rapport entre l'épaisseur b et la longueur l du fluide considéré.	43
2.2	Modèle de convection thermique en deux dimensions pour un fluide chauffé par l'intérieur et refroidit par le haut, d'après Schubert et al. 2001. Le fluide est à nouveau divisé en deux cellules. Une couche froide se forme au-dessus de chaque cellule, et quand deux couches froides de cellules adjacentes se rencontrent, elles se séparent de la surface pour former un plan froid descendant. Dans cette configuration, il n'y a pas de couche limite chaude à la base du modèle et il ne se forme pas de panache chaud ascendant.	44

2.3	Représentation schématique de l'hémisphère planétaire étudié avec le code CITCOM, en coordonnées sphériques axisymétriques (r, θ). Elle représente l'équateur et $P1$ et $P2$ les deux pôles de la planète. Le code numérique considère uniquement le manteau de la planète (partie colorée en vert sur la figure) pour les simulations.	53
2.4	Profil de température initial dans le manteau, pour un noyau de rayon (sans dimension) 0.4, et une température initiale choisie à 0.4 (sans dimension également).	55
2.5	Comparaison des taux de production de chaleur (décroissance radioactive) utilisés dans les différents modèles d'évolution thermique par Breuer and Spohn 2003 (BS), Hauck and Phillips 2002 (HP), Nimmo and Stevenson 2000 (NS). Un modèle simplifié à une seule composante est ajoutée ("this study") qui correspond à l'étude de Loddoch and Hansen [2008].	58
2.6	Schéma d'une convection de type "stagnant lid" pour un fluide chauffé par le bas et avec une viscosité dépendant fortement de la température [Reese et al., 1998]. A gauche on a un panache chaud montant, et donc à droite un panache froid descendant. La couche conductive dite "Stagnant Lid" se forme en haut du manteau.	59
2.7	Profils de viscosité avec un saut de viscosité d'un facteur 25 (en vert) et sans saut (en pointillés noirs). Pour ce tracé, le rayon du noyau est de 1360 km, et le contraste de viscosité est très élevé pour obtenir le "stagnant lid".	60
2.8	Méthode de calcul du degré de convection par comptage de cellules convectives, représentée schématiquement à partir de la fonction de courant.	61
2.9	Profils du solidus et liquidus d'une péridotite sèche. La température est en Kelvins et la pression en GPa.	63
2.10	Fonction de courant sans dimension (à gauche) et profil de température en Kelvins (à droite) dans le manteau Martien, à environ 4.5 milliard d'années. Les figures <i>a.</i> et <i>b.</i> concernent un cas où le contraste de viscosité est de seulement un facteur 10, <i>c.</i> et <i>d.</i> pour un régime de transition avec un contraste de viscosité de 10^3 et enfin, <i>e.</i> et <i>f.</i> représentent le cas où le contraste de viscosité est de l'ordre de 10^8 . Le rayon est sans dimension.	65
2.11	Profils de température radiaux correspondant aux trois cas illustrés à la figure 2.10, pour un contraste de viscosité de l'ordre de 10 (courbe noire), de l'ordre de 10^3 (courbe bleue en pointillés) et de l'ordre de 10^8 (courbe verte en tirets). La partie supérieure du manteau conductive (car très visqueuse) est de plus en plus épaisse au fur et à mesure que le contraste de viscosité augmente.	66

2.12 Mise en couche des courants de convection dans le cas d'un courant froid descendant, selon la nature des transitions de phase. Le géotherme est le gradient de température ambiant, et γ représente la pente de Clapeyron, dans le diagramme pression (P) - température (T), qui est de signe positif pour une transition de phase exothermique et négatif pour une transition endothermique. Dans la partie droite de la figure, les profils de densité (en pointillés) et de température (ligne solide) sont représentés en fonction de la profondeur.	67
2.13 Flux de masse radial moyen (pour 10000 itérations) sans dimension, pour un nombre de Rayleigh de 10^7 , d'après Solheim and Peltier [1993]. La ligne solide représente un cas sans transition de phase, et la ligne en pointillée un cas comprenant deux transitions de phase, une à 400 km de profondeur et l'autre à 670 km, avec respectivement des pentes de Clapeyron de 2 et -2 MPa/K. Cette configuration s'applique au cas de la Terre.	69
2.14 Moyenne du flux de masse radial (sans dimension) dans le manteau inférieur ("inf" en bleu dans la légende) et dans le manteau supérieur ("sup" en noir) pour différentes pentes de Clapeyron en $MPa.K^{-1}$. . .	70
2.15 Comparaison des profils de température verticale suivant la pente de Clapeyron choisie pour la transition de phase. Les pentes de Clapeyron indiquées dans la légende sont en $MPa.K^{-1}$ et les valeurs de température et rayon sont données sans dimensions. La transition de phase est soit endothermique (courbes en bleu) soit exothermique (courbes en rouge).	72
2.16 Fonction de courant sans dimension (à gauche) et profil de température en Kelvins (à droite) dans le manteau, à 4.5 milliard d'années environ. Dans les figures a) et b) la pente de Clapeyron est de -8 $MPa.K^{-1}$ ce qui entraîne une stratification du manteau. Dans les figures c) et d) la pente de Clapeyron est de -3.23 $MPa.K^{-1}$ correspondant au paramètre de phase critique, et dans les figures e) et f), la transition est exothermique, la pente vaut 1 $MPa.K^{-1}$. La transition de phase est superposée au champ de température (courbe en noir). Le rayon est sans dimension.	73
3.1 Les différents modèles de structure interne de Mars, pour deux tailles de noyau différentes, un petit noyau de 1360 km de rayon (SC) et un plus grand noyau de 1700 km (LC). Ces modèles incluent les transitions de phase endothermiques (en bleu) et/ou exothermiques (en rouge).	78
3.2 Evolution du flux de chaleur à la limite noyau-manteau au cours du temps. Les modèles SCE1 (a) et SCE2 (b) sont comparés. Le rectangle jaune représente le flux critique (compris entre environ 6 et 19 $mW.m^{-3}$) nécessaire pour maintenir une dynamo. Au-dessous de cette limite, le flux n'est pas suffisamment important pour qu'une dynamo du noyau puisse avoir lieu.	84

3.3 Flux de masse radial pour les modèles SCE1R2 (a), SCE1R4 (b) et SCE2R4 (c), pour différents pas de temps, 0.2, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 milliards d'années. Les valeurs sont données sans dimension. On distingue sur les figures les effets des transitions de phase sur la convection.	86
3.4 Moyenne du flux de masse radial (sans dimension) avec le temps pour les cas SCE1 (a) et SCE2 (b).	87
3.5 Déplacement de la transition de phase endothermique spinelle-perovskite dans le manteau pour les cas SCE1 (a) et SCE2 (b), au cours du temps.	90
3.6 Profil de température à la limite noyau-manteau, pour les modèles SCE1 (a) et SCE2 (b), entre 0 et 4.5 milliards d'années.	92
3.7 Flux de masse moyen (sans dimension) représenté de 0 à 0.7 Ga pour la première simulation de SCE1R3b. Dans cette simulation, la décroissance radioactive, le refroidissement du noyau et les transitions de phase ne sont pas pris en compte. On remarque que la convection dans le manteau démarre vers 0.3 Ga.	93
3.8 Flux de chaleur à la base (a), position de la transition de phase endothermique (b), flux de masse moyen (c) et température à la base du manteau (d) pour le modèle SCE1R3b.	94
3.9 Evolution du flux de chaleur provenant du noyau au cours du temps. Les modèles LCe1 (a) et LCe2 (b) sont comparés. Un zoom a également été fait sur les 500 premiers millions d'années pour les modèles LCe2 (c). Le rectangle jaune représente le flux critique (compris entre environ 6 et 19 $mW.m^{-3}$) nécessaire pour maintenir une dynamo. Au-dessous de cette limite, le flux n'est pas suffisamment important pour qu'une dynamo du noyau puisse avoir lieu.	99
3.10 Flux de masse radial pour les cas LC1T1e2 (a) et LC2T1e2 (b), pour six pas de temps différents. Le rayon et le flux de masse sont sans dimension.	100
3.11 Moyenne du flux de masse radial (sans dimension) avec le temps pour les cas LCe1 (a) et LCe2 (b).	101
3.12 Déplacement des phases exothermiques olivine- β -spinelle (phase (1)) et β -spinelle- γ -spinelle (phase (2)) pour le modèle LC2T1e2 (graphique (a)), et olivine- γ -spinelle pour le modèle LC1T1e2 (graphique (b)).	102
3.13 Profil de température à la limite noyau-manteau, pour les modèles LCe1 (a) et LCe2 (b), entre 0 et 4.5 milliards d'années.	104
4.1 Profil de température vertical pour les modèles SCE1R2 (a), SCE1R4 (b) et SCE2R4 (c), pour six pas de temps différents, 0.0, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 milliards d'années. La température est en Kelvins et le rayon en kilomètres.	109

4.2	Profil de température vertical dans les 300 premiers kilomètres de la surface pour les modèles SCE1R2 (a), SCE1R4 (b) et SCE2R4 (c). L'évolution de l'épaisseur de la couche rigide ("stagnant lid") au cours du temps est mise en évidence.	110
4.3	Profil de température à la limite noyau-manteau, pour les modèles SCE1 (a) et SCE2 (b), entre 0 et 4.5 milliards d'années. La température est en Kelvins.	112
4.4	Champ de température (en Kelvin) dans le manteau pour le modèle SCE1R4, pour 0.2, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 milliards d'années. La position des transitions de phase, endothermique (en noir) et exothermique (en bleu) sont superposées au champ de température.	113
4.5	Champ de température (en Kelvin) dans le manteau pour le modèle SCE2R4, pour 0.2, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 milliards d'années. La position des transitions de phase, endothermique (en noir) et exothermique (en bleu) sont superposées au champ de température..	114
4.6	Profils de température radiaux pour le cas SCE2R4j, de 1360 à 1600 km et de 2270 K à 2500 K. Les profils de température sont donnés aux pas de temps 480, 500, 520, 530, 547 et 555 millions d'années, afin de mieux discerner le comportement du manteau dans cette partie et dans ces intervalles de temps.	117
4.7	Profil de température vertical moyen (en noir), solidus (bleu) et liquidus (vert) pour le cas SCE2R4. Les valeurs du rayon et de la température sont sans dimensions, mais l'on peut repérer les zones où le profil de température vertical et du solidus se croisent, indiquant une zone de fusion. Les pas de temps représentés sont 0.2, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 milliards d'années.	118
4.8	Distance de la température avec le solidus pour le cas SCE2R4. La couleur jaune a été choisie pour colorer le fond du manteau afin de mieux distinguer les zones de fusions colorées. De même, en noir quelques lignes du champ de température ont été ajoutées.	119
4.9	Le taux de fusion dans le manteau (sans dimension) au cours du temps pour les cas SCE2, est représenté dans le graphique (a), et la fraction du manteau qui participe à la fusion (en pourcentage) est représentée, pour les mêmes cas SCE2, dans le graphique (b).	121
4.10	Fonction de courant pour le modèle SCE1R4 pour 0.2, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 milliards d'années.	123
4.11	Fonction de courant pour le modèle SCE2R4 pour 0.2, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 milliards d'années.	124
4.12	Evolution du degré de convection au cours du temps pour les modèles SCE1R4 (a) et SCE2R4 (b). Le rayon est ici donné sans dimension.	125
4.13	Evolution du degré de convection au cours du temps pour le modèle SCE2R4j. Le rayon est ici donné sans dimension.	126

4.14 Profil de température vertical pour les modèles comprenant un gros noyau, LC1T1e2 (à gauche) et LC2T1e2 (à droite), pour six pas de temps différents, 0.0, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 milliards d'années. La température est en Kelvins et le rayon en kilomètres.	127
4.15 Profil de température vertical dans les 300 premiers kilomètres de la surface pour les modèles LC1T1e2 (à gauche) et LC2T1e2 (à droite). L'évolution de l'épaisseur de la couche rigide ("stagnant lid") au cours du temps est mise en évidence.	128
4.16 Profil de température moyenne du manteau, pour les modèles LCe1 (a) et LCe2 (b), entre 0 et 4.5 milliards d'années.	129
4.17 Champ de température pour le cas LC1T1e2, pour six pas de temps différents (en Ga). Les températures sont en Kelvins, et la courbe noire indique la position de la transition de phase olivine-spinelle. L'épaisseur de cette transition n'a cependant pas été représentée ici. .	131
4.18 Champ de température du cas LC2T1e2, pour six pas de temps différents (en Ga). Les températures sont en Kelvins, la courbe bleue indique la position de la transition de phase olivine- β -spinelle et la courbe noire la position de la transition β -spinelle- γ -spinelle. L'épaisseur de ces transitions n'a pas été représentée.	132
4.19 Distance de la température avec le solidus pour le cas LC1T2e2. La couleur jaune a été choisie pour colorer le fond du manteau afin de mieux distinguer les zones de fusions colorées. De même, en noir quelques lignes du champ de température ont été ajoutées.	133
4.20 Profil de température vertical moyen (en noir), solidus (bleu) et liquidus (vert) pour le cas LC1T2e2. Les valeurs du rayon et de la température sont sans dimensions, mais l'on peut repérer les zones où le profil de température vertical et du solidus se croisent, indiquant une zone de fusion. Les pas de temps représentés sont 0.2, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 milliards d'années.	134
4.21 La concentration moyenne de fusion dans le manteau (sans dimension) au cours du temps pour les cas LCe2, est représenté dans le graphique (a), et la fraction du manteau qui participe à la fusion (en pourcentage) est représentée, pour les mêmes cas LCe2, dans le graphique (b).	135
4.22 Fonction de courant pour le modèle LC1T1e2 pour 0.2, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 milliards d'années.	137
4.23 Fonction de courant pour le modèle LC2T1e2 pour 0.2, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 milliards d'années.	138
4.24 Évolution du degré de convection au cours du temps pour le modèle LC1T1e2 (a) et LC2T1e2 (b). Le temps est en milliards d'années et le rayon est ici donné sans dimension.	140
4.25 Évolution du degré de convection au cours du temps pour le modèle LC1T1e2j (a) et LC2T1e2j (b). Le temps est en milliards d'années et le rayon est ici donné sans dimension.	141

4.26	Les différents modèles de structure interne de Mars, pour trois tailles de noyau différentes: un rayon de 1400 km de rayon (MC/A), 1530 km (MC/B) et 1600 km (MC/C). Ces modèles incluent des transitions de phase exothermiques (en rouge) uniquement.	142
4.27	Pour les cas MC/A, le flux de chaleur à la base du manteau (a), le flux de masse moyen (c) et la température à la base du manteau (d), sont représentés de 0 à 4.5 milliards d'années. Le graphique (b) représente le flux de chaleur au CMB pour les trois cas MC/A-B-C/E2R4. . . .	146
4.28	Température moyenne du manteau (K) pour les cinq cas MC/A (a) et pour les cas MC/A-B-C/E2R4 (b), de 0 à 4.5 milliards d'années. . .	147
4.29	Fonction de courant du cas MC/A/E2R4, pour six pas de temps différents : 0.2, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 miliards d'années.	148
4.30	Fonction de courant du cas MC/B/E2R4, pour six pas de temps différents : 0.2, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 miliards d'années.	149
4.31	Fonction de courant du cas MC/C/E2R4, pour six pas de temps différents : 0.2, 0.6, 1.4, 2.4, 3.8 et 4.5 miliards d'années.	150
4.32	Taux de fusion moyen (sans dimension) en fonction du temps (a) et pourcentage du manteau en fusion (b) au cours du temps pour les modèles SCE2R4, MC/A-B-C/E2R4 et LC2T1e2.	151
4.33	Ce tableau résume les principaux résultats obtenus. L'activité du noyau, le degré de convection et la fusion partielle du manteau de Mars sont les principaux thèmes. La couleur jaune permet de mettre en valeur les cas où une réactivation de la dynamo du noyau est possible, où la convection de degré-1 est obtenue et enfin ceux où la fusion partielle du manteau est possible.	156
A.1	Atlas de Mars édité par Aldwyn Botha (www.the-planet-mars.com). . .	165
A.2	Schématisation de la structure interne de la Terre d'après Bourque [1997].	167
C.1	Champ de température du cas SCE2R4j, de 480 Ma à 500 Ma. . . .	173
C.2	Champ de température du cas SCE2R4j, de 500 Ma à 530 Ma. . . .	174
C.3	Champ de température du cas SCE2R4j, de 530 Ma à 556 Ma. . . .	175
C.4	Champ de température du cas SCE2R4j, de 556 Ma à 585 Ma. . . .	176
C.5	Fonction de courant du cas SCE2R4j, de 480 Ma à 500 Ma. . . .	177
C.6	Fonction de courant du cas SCE2R4j, de 500 Ma à 530 Ma. . . .	178
C.7	Fonction de courant du cas SCE2R4j, de 530 Ma à 556 Ma. . . .	179
C.8	Fonction de courant du cas SCE2R4j, de 556 Ma à 585 Ma. . . .	180

Liste des tableaux

2.1	Normalisations utilisées pour adimensionnaliser les équations décrivant la convection dans le code numérique.	51
2.2	Production de chaleur H et temps de demi-vie $t_{1/2}$ des isotopes radioactifs principaux de l'intérieur de la Terre, d'après Schubert et al. 2001. Les valeurs de la production de chaleur sont basées sur la concentration moyenne actuelle en éléments radioactifs du manteau terrestre.	57
2.3	Paramètres fixes pour les modèles à viscosité dépendante de la température et la profondeur.	63
3.1	Paramètres fixes du modèle comprenant un petit noyau (SC) et des deux modèles ayant un plus gros noyau (LC1 et LC2) pour les simulations numériques.	80
3.2	Paramètres fixes pour les modèles comprenant un petit noyau. T_i est la température initiale du manteau, E l'énergie d'activation, Ra le nombre de Rayleigh initial, η_1 est la viscosité à la limite noyau-manteau, “jump” précise si un saut de viscosité est ajouté, et enfin “restart” indique si un redémarrage de la simulation a été fait. La température initiale à la base du manteau (T_{cmb}) est de 2500 K, le volume d'activation (Z) est égal à $3 \text{ cm}^3.\text{mol}^{-1}$ et la transition de phase endothermique est à 50 km du noyau, dans tous ces modèles.	81
3.3	Paramètres fixes pour les modèles comprenant un gros noyau. T_{cmb} est la température à la base du manteau, T_i est la température initiale du manteau, E l'énergie d'activation, Ra le nombre de Rayleigh, η_1 est la viscosité à la limite noyau-manteau, “jump” précise si un saut de viscosité est ajouté, et enfin “phases” indique si il s'agit du modèle avec une (LC1) ou deux (LC2) phases exothermiques. Le volume d'activation (Z) est égal à $3 \text{ cm}^3.\text{mol}^{-1}$ dans tous ces modèles.	97
4.1	Paramètres initiaux pour les modèles comprenant un noyau de taille intermédiaire. T_i est la température initiale du manteau, T_{cmb} la température initiale à la base du manteau, E l'énergie d'activation, Ra le nombre de Rayleigh, η_1 est la viscosité à la limite noyau-manteau et enfin “jump” précise si un saut de viscosité est ajouté. Le volume d'activation (Z) est égal à $3 \text{ cm}^3.\text{mol}^{-1}$ dans chacun des cas.	144

C.1 Liste des abréviations utilisées pour faciliter la nomenclature des modèles numériques.	172
---	-----

Modelisation of the thermal evolution of Mars :

Implications on the magnetic field

Although Mars currently has no global dynamo-driven magnetic field, the existence of strong crustal fields due to remnant magnetization (Mars Global Surveyor) indicates that a global field existed in the past and that it disappeared 4 billion years ago. However, Lillis et al. (2006) have suggested a brief second Martian core activity episode, some hundred millions years after the first cessation. Understanding the conditions under which the magnetic field has disappeared as well as its possible reactivation have motivated my Ph.D. work. The presence of a magnetic field is related to the core activity and to the mantle heat circulation. That is why my thesis focuses on Mars internal dynamics, with the use of the CITCOM2D numerical code. This code, initially designed for the Earth mantle study, has been modified to suit with the Martian case. In particular, I modified the code to take into account the cooling of the core. It also includes the presence of the high pressure phase transitions. Indeed, as the spinel-perovskite phase transition is endothermic, it tends to inhibit the convective heat flow. Close enough to the core, it could go deeper in the mantle as the planet cools, until it vanishes and suddenly releases the heat flow inducing a core reactivation. As we do not know exactly the size and the composition of the core, I have studied the internal dynamics with different models. My results demonstrate that a core reactivation is possible, but it is not related to the presence of a perovskite layer close to the core-mantle boundary. Indeed, an initial cold and not convective mantle, and a viscosity lightly temperature dependant, involve a core reactivation one billion years after the planet formation, when the whole mantle convection initiates. With higher initial temperatures, core reactivation cannot be obtained as the mantle convection initiates earlier. Nevertheless, the spinel-perovskite phase transition tends to reheat the core and the mantle. Moreover, adding a viscosity layering in the mantle rapidly involves instabilities and an avalanche phenomenon, where a hot rising plume is generated and favors the core cooling. Finally, the initial mantle temperature and the viscosity profile are determinant parameters to describe the thermal evolution of Mars.

AUTEUR : Nathalie MICHEL

TITRE : MODÉLISATION DE L'ÉVOLUTION THERMIQUE DE MARS :
CONSÉQUENCES SUR LE CHAMP MAGNÉTIQUE

DIRECTEUR DE THESE : Olivier Forni

LIEU ET DATE DE SOUTENANCE : Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, Toulouse, le 18 Février 2011

RESUME

Actuellement, Mars n'a pas de champ magnétique global comme la Terre mais les traces d'aimantations rémanentes dans la croûte Martienne, révélées par Mars Global Surveyor dès 1998, montrent qu'un champ magnétique était présent dans le passé, et que celui-ci a disparu il y a environ 4 milliards d'années. Cependant, les travaux de Lillis et al. (2006) suggèrent que la dynamo dans le noyau, qui permet la présence d'un tel champ magnétique, a pu connaître un second épisode d'activité pendant une brève période, quelques centaines de millions d'années après la disparition du champ magnétique initial. C'est la compréhension des conditions de disparition et éventuellement de réapparition du champ magnétique qui a motivé mon travail de thèse. Ma thèse concerne l'étude de la dynamique interne, à l'aide du code de simulations numériques CITCOM2D. Ce code, initialement conçu pour l'étude du manteau terrestre, a été modifié et adapté pour le cas Martien, notamment pour prendre en compte le refroidissement du noyau et la présence de transitions de phase haute pression des silicates. Les incertitudes sur la taille du noyau de la planète, mais aussi la composition du manteau, m'ont amené à étudier la dynamique interne à l'aide de plusieurs modèles. Les résultats montrent que selon les conditions de températures initiales, une réactivation de la dynamo dans le noyau est possible lors du démarrage de la convection, mais qu'elle n'est pas liée à la présence d'une couche de perovskite proche du noyau. De plus, l'ajout d'un saut de viscosité entraîne rapidement une situation instable et un phénomène d'avalanche où un panache chaud ascendant se forme et permet au noyau de refroidir efficacement. En conclusion, les conditions initiales de température et la loi de viscosité s'avèrent des paramètres capitaux quant à l'évolution thermique de la planète.

MOTS-CLES

MARS ; DYNAMIQUE INTERNE ; CHAMP MAGNETIQUE ; DYNAMO ; CONVECTION ; MANTEAU PLANETAIRE ; VISCOSITE VARIABLE ; TRANSITION DE PHASE ; MODELISATION ; DICHOTOMIE ; VOLCANISME ;

DISCIPLINE ADMINISTRATIVE

Astrophysique et Planétologie

LABORATOIRE

Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (IRAP)
9, avenue du Colonel Roche BP 44346 31028 Toulouse Cedex 4