



HAL
open science

Le cycle de l'eau dans le manteau terrestre: apport de la modélisation numérique

Guillaume Richard

► **To cite this version:**

Guillaume Richard. Le cycle de l'eau dans le manteau terrestre: apport de la modélisation numérique. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2003. Français. NNT : . tel-00005286

HAL Id: tel-00005286

<https://theses.hal.science/tel-00005286>

Submitted on 10 Mar 2004

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ TOULOUSE III - PAUL SABATIER

U.F.R. Sciences et Vie de la Terre

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ TOULOUSE III

Géophysique interne, Géodynamique

présentée et soutenue

par

Guillaume RICHARD

le 17 décembre 2003

**LE CYCLE DE L'EAU DANS LE MANTEAU TERRESTRE :
APPORT DE LA MODÉLISATION NUMÉRIQUE**

sous la direction de

Marc MONNEREAU et Michel RABINOWICZ

devant le jury composé de

Patrick CORDIER	Professeur, Université de Lille	Rapporteur
Yanick RICARD	DR, École Normale Supérieure de Lyon	Rapporteur
Luce FLEITOUT	DR, École Normale Supérieure de Paris	Examinatrice
Neil RIBE	DR, Institut de Physique du Globe de Paris	Président
Marc MONNEREAU	CR, Observatoire Midi-Pyrénées, Toulouse	Directeur
Michel RABINOWICZ	Professeur, Université de Toulouse III	Co-directeur

11 février 2004

A mon grand-père Louis qui m'a appris à douter

Remerciements

La première fois que j'ai eu pour tâche de remercier par écrit, dans mon rapport de DEA, j'ai noté que la tâche était dure. Dire merci par la voix, n'est pas difficile pour moi, mais par écrit je ne sais quelle influence culturelle m'impose une application intense. L'effort est conséquent mais le plaisir également plus grand. Je voudrais donc d'abord remercier les lecteurs de ce texte pour m'avoir donné envie de l'écrire.

Commençons par citer ceux sans qui ce manuscrit ne serait pas tel qu'il est. Merci, Marc et Michel pour votre disponibilité et pour votre enthousiasme communicatif. Je souhaite à chaque thésard une paire d'encadrants aussi complémentaires. Merci ensuite à tous les chercheurs que j'ai pu côtoyer pendant ces trois ans et qui ont sans aucun doute élargi mes connaissances et changé ma façon d'aborder la 'science'. Parmi tous, Dave Yuen et Yanick Ricard ont une place privilégiée. Je veux également citer les membres du jury dont les commentaires vont, je pense, influencer la suite de mes recherches, et enfin les membres de la communauté des minéralogistes du réseau européen HYDROSPEC qui m'ont permis d'avoir une vue d'ensemble sur leur discipline.

Un deuxième groupe m'a beaucoup aidé à remplir ce manuscrit, de manière moins directe mais non moins importante. Ceux-là ont participé à la construction d'un environnement propice à la réflexion et au plaisir d'apprendre. Merci donc à tous les membres du laboratoire de Dynamique Terrestre et Planétaire pour leur bonne humeur quotidienne, aux participants de la partie de cartes de midi pour leur tolérance et leur mauvaise foi, aux participants du débat de la soirée devant le frigo pour leurs avis variés sur tout.

Je termine ces remerciements en évoquant tous ceux qui m'ont apporté leur soutien sous quelque forme que ce soit depuis que je foule la terre de cette petite planète. Une thèse est un aboutissement professionnel difficile à séparer de la sphère personnelle et privée. Je sais que ce résultat n'a été possible que grâce aux encouragements parfois déguisés, de

ma famille, de mes amis et à la patience de ma femme Annick. Pour tout cela et pour la belle vie que je mène, je veux profiter de l'occasion que me donne cette thèse pour les remercier sincèrement.

Table des matières

Remerciements	iii
Prologue	ix
Introduction	1
Les nombreux effets attribués à l'eau	2
Eau, pétrologie et fusion des roches	2
Eau et sismologie	4
Eau et rhéologie des roches	6
Apport de la modélisation de la convection	8
1 Eau et minéralogie du manteau	9
1.1 Les origines	9
1.2 Budget en eau : sources et puits	11
1.2.1 L'eau aux zones de subduction	11
1.2.2 Eau et volcanisme	17
1.2.3 Un petit bilan ?	22
1.3 Le contenu en eau du manteau	24
1.3.1 La teneur actuelle des roches du manteau supérieur	24
1.3.2 L'évolution à long terme	28
1.4 Les réservoirs d'eau du manteau	30
1.4.1 Le manteau supérieur	30
1.4.2 La zone de transition	32
1.4.3 Le manteau inférieur	33
1.4.4 Et le noyau dans tout ça ?	34
1.5 En résumé	35

2	Eau et convection dans le manteau	37
2.1	Introduction	38
2.2	The water equation	40
2.2.1	Water diffusivity and boundary conditions	41
2.2.2	Water solubility	42
2.2.3	Simple 1-D analysis	42
2.2.4	Time dependence	46
2.3	Influence of mantle dynamics	47
2.3.1	Equations of convection	47
2.3.2	Influence of water diffusivity and water solubility	50
2.3.3	The role of mantle dynamics in water distribution through the Earth's mantle	51
2.3.4	Effects of a source term	54
2.4	Concluding remarks	56
2.5	Acknowledgements	59
	Annexes	59
3	Migration de fluides dans le manteau profond	61
3.1	Contexte de l'étude	61
3.2	Formalisme mathématique	62
3.2.1	Equations poro-visco-élastiques	62
3.2.2	Equations adimensionnelles	71
3.3	Les trois processus de migration de l'eau dans le manteau	74
3.3.1	Conséquences du changement de volume	74
3.3.2	Migration par compaction	81
3.3.3	Mouvements à grande échelle	89
3.4	Mise en perspective des résultats	92
	Annexe	95
	Conclusion	99
	Résumé	99
	Discussion et perspectives	101
	Glossaire	106

Bibliographie	112
Abstract (Résumé en anglais)	143

“la Terre est bleue ...”

*La Terre est bleue comme une orange
Jamais une erreur les mots ne mentent pas
Ils ne vous donnent plus à chanter
Au tour des baisers de s’entendre
Les fous et les amours
Elle sa bouche d’alliance
Tous les secrets tous les sourires
Et quels vêtements d’indulgence
A la croire toute nue.
Les guêpes fleurissent verts
L’aube se passe autour du cou
Un collier de fenêtres
Des ailes couvrent les feuilles
Tu as toutes les joies solaires
Tout le soleil sur la terre
Sur les chemins de ta beauté.*

[Eluard, 1929]

Introduction

Sur Terre, l'eau est partout présente. Au dessus de nos têtes, elle dessine des nuages. Autour de nous, elle modèle les paysages, taillant les montagnes, creusant les vallées, charriant débris et sédiments. Sous nos pieds¹, elle s'écoule lentement jusqu'à rejaillir aux sources des rivières, irrigue la vie et revient à la mer. Tout un cycle dont le premier collégien saurait énumérer les grands réservoirs: atmosphère, glaciers, nappes phréatiques, fleuves et océans. Un cycle externe pour être précis, car il en est un autre, plus discret, plus lent, mais tout aussi passionnant qui suit son cours à l'intérieur de la Terre. En effet, l'eau y est présente à grande et même très grande profondeur. Dès la dorsale, elle s'infiltré dans la croûte océanique, altère ses minéraux et l'accompagne jusqu'à sa subduction, où elle disparaît avant de reparaître dans la bouche des volcans. Quel a été son périple dans le manteau? C'est ce voyage, cycle interne de l'eau, que le lecteur, ici, est invité à suivre.

La quantité d'eau contenue dans le manteau est mal connue. Elle peut varier, selon les estimations issues des teneurs observées dans les **péridotites**² ou directement dans les **basaltes** océaniques, de $0.05 \cdot 10^{21}$ à $4 \cdot 10^{21}$ kg [Gillet, 1999]. A titre de comparaison, la masse actuelle des océans est d'environ $1.4 \cdot 10^{21}$ kg. Cette fourchette couvre les cas extrêmes³ de 50 ppm d'eau uniquement dans le manteau supérieur à 1000 ppm partout dans le manteau. Pour avoir une idée de la quantité susceptible d'être stockée, on peut retenir que 1‰ d'eau distribuée dans tout le manteau est équivalent à la masse de 30 hydrosphères. On voit donc que même en très faible concentration, la quantité d'eau interne peut être très importante.

Dans le manteau terrestre, l'eau n'est plus le liquide qui ruisselait à la surface. Elle s'y

1. Freeze and Cherry [1979] donnent un bon aperçu de la variété de ce milieu sous-terrain.

2. Une définition des mots en gras est donnée en fin de manuscrit dans le glossaire.

3. L'estimation du contenu des péridotites sources des MORBs nous donne une fourchette de 50 à 1000 ppm d'eau. La masse du manteau supérieur (30-670 km) est de $1,07 \cdot 10^{24}$ kg. La masse totale du manteau atteint $4,08 \cdot 10^{24}$ kg.

trouve sous différentes formes⁴: moléculaire H_2O dans les magmas ou dans les fluides silicatés, et sous la forme d'un radical hydroxyl $-OH$ dans les minéraux hydratés. Dans les minéraux nominaleme^{nt} anhydres (**NAMs**), l'hydrogène est absent de la formule structurale mais des ions H^+ peuvent y être incorporés pour compenser les défauts de charge associés à des défauts ponctuels. Dans ce contexte, il est d'usage d'assimiler l'ion H^+ à de l'eau. En fait, l'hydrogène est l'élément limitant pour la formation d' H_2O dans le manteau terrestre, alors que l'oxygène est présent dans la majorité des minéraux mantelliques. Aussi, dès que les conditions de pression et de température le permettent, l'ion hydrogène H^+ se recombine avec les atomes d'oxygènes voisins pour former de l'eau.

Les nombreux effets attribués à l'eau

L'eau n'est pas simplement contenue et transportée par les roches du manteau. Elle en altère les propriétés physiques, notamment elle joue un rôle primordial pour la genèse des magmas.

Eau, pétrologie et fusion des roches

Lorsque l'on ajoute de l'eau aux roches mantelliques, la température de leur solidus et liquidus diminue. Sous une pression de 1 GPa, une faible quantité d'eau provoque l'abaissement de la température de fusion (solidus) de la **lherzolite** de $1250^\circ C$ à $1100^\circ C$ [Hirose and Kawamoto, 1995]. A 7.7 GPa (240 km), une roche contenant 15% d' H_2O voit son solidus et son liquidus descendre de $700^\circ C$ et $550^\circ C$ respectivement [Inoue and Sawamoto, 1992]. La composition des premières phases fondues change également: d'**olivine** à **pyrope** en passant par **pyroxènes** et **grenat**, suivant l'augmentation du contenu en H_2O . Les jus de fusion hydratée deviennent ultra-basiques⁵.

C'est en contexte de subduction que ces effets sont les plus importants [Gaetani and Grove, 1998], car c'est là que les teneurs en H_2O y sont les plus élevées⁶. Le volcanisme

4. Pour éviter les confusions, je désignerai dans ce manuscrit l'eau moléculaire par H_2O , celle contenue par les minéraux hydratés par $-OH$ et enfin celle des **NAMs** par H^+ .

5. On parle de magmas ultra-basiques (ou ultra-mafique en anglais rapidement traduit) pour désigner un magma très pauvre en silice ($< 45\% \text{ masse } SiO_2$).

6. L'analyse d'inclusions représentatives du manteau montre que les magmas andésitiques issus du volcanisme de subduction sont beaucoup plus riches en eau que ceux émis aux dorsales [Sobolev and Chaussidon, 1996], on arrive à des concentrations supérieures à 4 %*masse* dans des **basaltes** à teneur faible en Magnésium et forte en Aluminium (HAB) [Sisson and Grove, 1993].

d'arc et donc la fusion du manteau dans cet environnement particulièrement froid ainsi que la nature des magmas produits ne s'expliquent que par la présence d'eau. En effet, les analyses géochimiques révèlent que ces magmas résultent de la fusion hydratée du coin de manteau situé au dessus de la plaque plongeante et non de la croûte océanique [Ulmer, 2001]. L'eau proviendrait essentiellement de la croûte subductée [Eiler et al., 1998; Scambelluri and Philippot, 2001; Peslier et al., 2002]⁷. L'étude pétrologique des **basaltes** d'arrière-arc de la fosse des Mariannes montre que des fluides hydratés ont participé à l'extension de la zone de fusion [Stolper and Newman, 1994]. Ils sont susceptibles d'avoir interagi assez longtemps pour être en équilibre avec le manteau environnant. Un manteau enrichi par de tels fluides constituerait une source adéquate, en terme de composition en éléments mineurs et traces, pour la croûte continentale. Ainsi, l'eau est un acteur essentiel de la formation de croûte continentale [Taylor and McLennan, 1995].

Au niveau des dorsales, la présence d'eau peut provoquer une augmentation du taux de production de magma et un épaissement de la croûte en abaissant l'étendue moyenne de la fusion [Asimow and Langmuir, 2003]. Certaines particularités observées à la dorsale Sud-Ouest-Indienne (SWIR) pourraient s'expliquer par la présence de 150-300 ppm d' H_2O dans le manteau. Le faible degré de fusion et donc la finesse de la croûte seraient davantage liés au faible taux d'ouverture qu'à une température basse [Robinson et al., 2001].

La genèse de certaines roches est intimement liée à l'eau. En se basant sur une estimation expérimentale des coefficients de partition entre un magma ultra-mafique⁸ et les phases α et β de l'**olivine** à 15-16.5 GPa (\sim 500 km), Kawamoto et al. [1996] proposent que la vidange d'une zone de transition initialement humide soit la cause de la formation de **komatiites** à l'Archéen par fusion liée à l'eau remontant avec le courant diffus et traversant la discontinuité de solubilité à 410 km. Une fois la zone vidée, car l'apport d'eau lié à la subduction serait insuffisant, le magmatisme ultra-mafique se serait arrêté. Cette hypothèse est corroborée par des expériences à haute pression dans le système $CaO - MgO - Al_2O_3 - SiO_2 - pyrolite - H_2O$ de 10 à 25 GPa [Litasov and Ohtani, 2002]. Certaines **komatiites** nécessiteraient encore plus d'eau et seraient liées à une zone de subduction [Wilson et al., 2003].

7. Notons que d'autres réactions, impliquant l'eau ou non, pourraient expliquer les anomalies en éléments relevées dans les **basaltes** d'arc [Prouteau et al., 2001] ou dans les **adakites** [Yogodzinski et al., 2001].

8. Voir la note de bas de page numéro 5

On sait également que l'eau joue un rôle primordial lors de la formation des diamants [Izraeli et al., 2001]. Des analyses infra-rouge ont montré qu'ils pouvaient contenir des inclusions fluides riches en H_2O [Kagi et al., 2000]. En fait, les **kimberlites**, qui sont souvent porteuses de diamants, pourraient être associées à la fusion à basse température d'une **péridotite** hydratée à 150-300 km [Kawamoto and Holloway, 1997].

D'autres transformations minéralogiques sont aussi liées à la présence d'eau. Ainsi, le métasomatisme⁹ implique la perte ou le gain d'éléments volatils [Bailey, 1982]. Cet élément volatil est le plus souvent de l'eau (-OH) ou du carbone (C), bien que d'autres éléments chimiques puissent y participer K, Na, F, Cl, S et B. De même, lors d'une orogénèse, le métamorphisme est caractérisé par des réactions où l'eau entre en jeu. Les phases hydratées présentes dans les **éclogites** regroupent des **amphiboles**, de la **lawsonite**, de la **zoisite**, des **chloritoides** magnésiennes, de la **paragonite** et du talc. En étudiant les processus de déshydratation de ces phases, Poli and Schmidt [1997] ont pointé leur importance dans la paragénèse du faciès éclogitique. Ils ont également montré que des phases hydratées peuvent être stables en contexte de subduction, en l'absence de phase fluide. La question de l'exhumation des **éclogites** est une des grandes énigmes géologiques [Godard, 2001] et là encore, la prise en compte de l'eau et de ses effets pourrait apporter une explication [Guillot et al., 2001].

Eau et sismologie

La déshydratation des roches est souvent évoquée comme source possible des séismes. Le fluide n'aurait pas un rôle passif [Hubbert and Rubey, 1959] et générerait des séismes dans les zones de faible perméabilité de la croûte [Ague et al., 1998]. Il est probable que la pression induite par la déshydratation provoque des réactions en cascade. Cette surpression favoriserait la création de micro-séismes, ce qui en augmentant la perméabilité du milieu accélérerait la déshydratation [Miller et al., 2003]. Des modèles de ce type appliqués aux zones de subduction montrent que les variations spatio-temporelles de vitesses sismiques générées sont en accord avec celles observées à la suite de certains tremblements de Terre. L'eau pourrait également être impliquée dans les phénomènes qui déclenchent les séismes profonds [Meade and Jeanloz, 1991] à l'instar du changement de phase bru-

9. Le métasomatisme est un processus chimique au cours duquel une roche ou un minéral change de composition.

tal de zones d'**olivine** métastable¹⁰, d'instabilités plastiques [Weidner et al., 2001] ou encore de phénomènes plus complexes liés au changement de taille des grains [Karato et al., 2001]. Les liens entre les fluides et les tremblements de Terre de grande magnitude semblent étroits [Zhao et al., 2002], et bien comprendre les uns aidera, à terme, à mieux comprendre les autres.

En changeant la structure cristalline des minéraux qu'elles occupent, les molécules d'eau (ou les ions hydrogène) modifient les paramètres élastiques de la roche [Tsuchiya et al., 2002]. Cette variation est directement observable à travers la variation de vitesse des ondes sismiques traversant le milieu hydraté. Dans le coin de manteau, Kamiya and Kobayashi [2000] montrent que l'on peut détecter du manteau serpentinisé en corrélant zone de faible vitesse avec coefficient de Poisson élevé¹¹. Dans le manteau supérieur les différences de vitesse dans l'**olivine** et la clinohumite, une des formes d'**olivine** hydratée, sont de l'ordre de 1%, ce qui les rend difficiles à détecter à l'heure actuelle [Beckman Fritzel and Bass, 1997]. Le même type d'étude sur la **chondrodite**, une autre forme d'**olivine** hydratée, débouche sur la même conclusion [Sinogeikin and Bass, 1999]. Pour Beckman Fritzel and Bass [1997] les anomalies de vitesse dans le manteau peu profond ne sont pas dues à la présence de minéraux hydratés.

L'atténuation des ondes est elle aussi influencée, ce qui fait dire à Karato and Jung [1998] que l'asthénosphère ne serait pas le siège d'importants stades de cristallisation fractionnée mais plutôt de concentration en eau (H^+) élevée. De même l'anisotropie observée dans les zones de subduction pourrait être liée à un effet de l'eau sur l'orientation des cristaux d'**olivine** [Jung and Karato, 2001]. Notons quand même qu'un flux de matière parallèle à la fosse pourrait aussi bien expliquer ce phénomène [Kaminsky, 2002].

En influant sur les processus de cristallisation, une forte teneur en eau peut déplacer un réflecteur sismique. Müntener et al. [2001] suggèrent qu'au niveau des arcs volcaniques, le Moho soit moins profond que le changement pétrologique croûte-manteau qu'on lui associe habituellement.

La présence d'eau dans les minéraux affecte également les processus de changement de phase: les expériences [Kubo et al., 1998; Smyth and Frost, 2002] et la théorie [Wood, 1995] montrent que pour la discontinuité **olivine-Wadsleyite** (410 km), son effet sera

10. Ces derniers sont difficiles à détecter sismiquement [Koper et al., 1998], et donc considérés comme peu probables [Mosenfelder et al., 2001]

11. Le coefficient de Poisson de la serpentinite est plus élevé que celui des autres roches de la croûte.

d'épaissir et de remonter le changement de phase. Il semble que pour des minéraux saturés en eau (H^+), son effet sur l'épaisseur du changement de phase soit inverse [Chen et al., 2002] mais des confirmations de cette observation sont toujours attendues. Les variations de profondeur aux limites de la zone de changement de phase sont observées par tomographie sismique. En les utilisant comme observables, Wood [1995] peut estimer la quantité d'eau dans cette région à environ 200 ppm.

A travers tout ces effets, l'eau peut être décelée par l'analyse fine de données sismologiques. Karato [2002] propose l'utilisation de la tomographie pour cartographier le contenu en eau du manteau, au moins dans sa partie supérieure [Kavner, 2003]. Une estimation du contenu en H_2O du coin de manteau vient d'ailleurs d'être proposée par Carlson and Miller [2003]: 4-5 %.

Eau et rhéologie des roches

L'évolution thermique de la Terre est intimement liée à l'évolution de son contenu en éléments volatils et spécialement en H_2O . Ce lien est surtout fondé sur la dépendance de la viscosité en fonction de la concentration en eau. McGovern and Schubert [1989], à l'aide de modèles prenant en compte cette dépendance, montrent que l'eau a un effet stabilisant sur la température moyenne du manteau¹². De tel modèles permettent également d'estimer le taux de remplissage¹³ du manteau en eau. Il se situerait de nos jours, d'après Franck and Bounama [2001], autour de 0,3-0,4.

Des résultats expérimentaux [Hirth and Kohlstedt, 1996] montrent que la viscosité d'un agrégat d'**olivine** en présence d' H_2O à 300 MPa¹⁴ est divisée par 140. En notant que la concentration en eau dans la zone de fusion des MORBs est supérieure à la solubilité maximum de l'eau dans l'**olivine** à cette pression, Hirth and Kohlstedt [1996] concluent que la viscosité dans cette zone est 500 ± 300 fois moins grande que dans de l'**olivine** sèche. Ils prédisent la formation d'une discontinuité de viscosité à 60-70 km qui pourrait définir la base des plaques océaniques. Pour des agrégats **olivine-basaltes**, l'amollissement rhéologique induit par l'eau et le magma peut produire une chute de viscosité de

12. Les flux de sortie d'eau augmentent quand la viscosité baisse, ce qui diminue la quantité moyenne d'eau dans le manteau. En conséquence, la viscosité augmente, ce qui fait baisser les flux de sortie, etc ...

13. C'est-à-dire la proportion d'eau effectivement réinjectée dans le manteau profond relativement à celle contenue dans la plaque plongeante.

14. Cette pression est représentative de la zone de fusion des MORBs

trois ordres de grandeur sur une distance de 60 km dans un coin de manteau typique [Mei et al., 2002]. Dans la zone de transition, la **ringwoodite** 'hydratée' serait elle aussi plus ductile que son homologue sèche [Kavner, 2003].

Le coin de manteau surmontant les plaques en subduction est un lieu propice à la présence d'eau (cf. **Sec.** 1.2.1) comme le montre l'étude des xénolithes [Andersen and Neumann, 2001]. On peut détecter la chute de viscosité à travers des anomalies présentes dans la topographie et le champ de gravité. A titre d'exemple, on estime que la viscosité du coin de manteau de la zone de subduction Tonga-Kermadec est inférieure d'un ordre de grandeur à celle d'un manteau anhydre [Billen and Gurnis, 2001]. Des modèles numériques prenant en compte les variations de viscosité liées à la déshydratation révèlent que plus la vitesse de subduction est faible, plus l'eau est relâchée à faible profondeur [VanKeken et al., 2002]. Ito et al. [1999] évoquent l'importance de la déshydratation sur la dynamique du point chaud islandais. L'augmentation de la viscosité induite par la déshydratation empêche la poussée d'Archimède de contribuer à la montée du panache. Finalement, le point chaud génère moins de magma que les modèles "sans eau" le prédisent. On a aussi proposé que la formation de larges provinces volcaniques soit liée à un contenu élevé d' H_2O dans leurs sources [Jamtveit et al., 2001].

En proportion suffisante, l'eau modifie drastiquement les propriétés rhéologiques d'une roche: ce phénomène est évoqué sous le nom de 'water-weakening'. Chen et al. [1998b,a] nous donnent une estimation de cet 'amollissement'¹⁵ par l'eau' pour les polymorphes de l'**olivine** (α, β, γ) dans les conditions supposées de la lithosphère plongeante (10 GPa, 600°C pour l'**olivine** et la **wadsleyite** et 20 GPa, 1000°C pour la **ringwoodite**). Selon eux, l'eau amollit l'**olivine** beaucoup plus que ses polymorphes, une augmentation de température de 25 à 400°C provoque un amollissement de 39 % en condition sèche et 62 % en condition saturée; les propriétés plastiques des phases β et γ ne sont pratiquement pas modifiées. Au contraire, Kubo et al. [1998] décrivent une **wadsleyite** fortement amollie par 500 ppm d' H_2O au voisinage de la transition de phase (410 km, 13,5 GPa et 1030°C)¹⁶.

15. Il faudra des contraintes moins élevées pour obtenir la même déformation.

16. La différence proviendrait de la température des expériences.

Apport de la modélisation de la convection

A grande échelle, les implications du contenu en eau du manteau sont primordiales. Même la question de l'existence de réservoirs géochimiques différents liés à une convection stratifiée, Arlésienne de la géophysique, peut être abordée en terme d'eau. Comme beaucoup d'autres arguments, l'eau est évoquée comme actrice principale de l'histoire. Mibe et al. [2002] indiquent que la solubilité de composants silicatés dans des fluides hydratés interagissant avec de l'**enstatite** ou de la **forsterite** augmente avec la pression, de 30 % à 3 GPa jusqu'à 70 % à 8 GPa. Ils en déduisent que la migration de fluide vers le haut en dissolvant des silicates aurait pu former une stratification chimique en Mg/Si dans la Terre. Plus récemment, Bercovici and Karato [2003] proposent que la fusion induite par la déshydratation des courants montants 'hydratés' au passage du saut de solubilité à 410 km formerait un filtre chimique capable d'expliquer les différentes signatures géochimiques observées en surface.

Toutes ces hypothèses sont attirantes mais pas vraiment contraintes. La difficulté d'obtention de données solides sur le manteau profond rend floues les images que l'on peut se faire de la distribution de l'eau qu'il renferme. Pour lever un coin du voile, il faut prendre en compte la dynamique du manteau. Les modèles numériques sont le moyen de savoir ce qui est possible, pour de borner l'espace des hypothèses.

Au départ de toute modélisation, il faut faire le point sur les connaissances déjà établies pour pouvoir poser correctement le problème. Pour notre sujet, les contraintes sont essentiellement d'ordre minéralogique (**Sec. 1**). Sur cette base, nous avons vu l'importance de la variation de solubilité entre les minéraux mantelliques ainsi que son influence sur la diffusion de l'eau (H^+). Ainsi, nous avons caractérisé les effets de la convection sur la distribution induite par la diffusion qui sont loin d'être négligeables (**Sec. 2**). Une de leur conséquence majeure étant de suggérer l'existence d'eau sous une phase inédite dans le manteau inférieur. Ceci implique un nouveau mode de transport pour cette phase dont l'étude sera détaillée dans un troisième chapitre (**Sec. 3**). Les nombreux apports de la modélisation numérique à la problématique du cycle de l'eau à l'intérieur d'une planète tellurique seront rappelés en conclusion avant l'esquisse des nouvelles perspectives. En effet, il reste de nombreuses pistes prometteuses à explorer sur lesquelles nous ferons quelques pas.

Chapitre 1

Eau et minéralogie du manteau

D'où vient l'eau terrestre? Comment se fait la connection entre le cycle externe (Océans, sous-sols, atmosphère) et le cycle interne (manteau terrestre)? Dans quel région du manteau l'eau est-elle stockée, sous quelles formes?

De nombreuses études pétrologiques et minéralogiques ont été menées dans le but de répondre à ces questions. Que peut-on essayer d'extraire de cette prolifique littérature pour bien aborder l'étude du cycle interne de l'eau?

1.1 Les origines

Lors de la formation du système solaire, la nébuleuse proto-solaire s'est différenciée. Les éléments légers, dont l'hydrogène, ont été rejetés vers l'extérieur de la nébuleuse, soufflés par la pression radiative du jeune Soleil. Le résultat visible de nos jours est la classification de la composition des planètes en fonction de leur distance au Soleil, essentiellement en deux groupes. Sur des orbites lointaines, à partir de celle de Jupiter¹, gravitent les planètes géantes formées de gaz² et de glace³, mais très massives. Près du Soleil, on trouve des corps beaucoup plus petits et plus denses : les planètes telluriques.

Les planètes telluriques se forment par accréation de planétésimaux formés de minéraux qui ont pu dissoudre des traces d'éléments volatils parmi lesquels on trouve l'hydrogène nécessaire à la composition de l'eau. La quantité d'eau contenue dans la Terre primor-

1. A environ 5 Unités Astronomiques (1 U.A.= Distance Terre-Soleil = \sim 149 millions de kilomètres)

2. Jupiter, Saturne

3. Uranus, Neptune

diale et sa distribution sont des données très difficiles à appréhender [Levine, 1985]. Elles dépendent de nombreux paramètres que l'on a encore du mal à quantifier. En s'appuyant sur la composition de météorites qui n'a pas varié depuis leur formation, contemporaine de celle du système solaire, on peut estimer la quantité d'eau contenue dans les matériaux de construction de la Terre juvénile. Mais ses briques sont diverses et il est nécessaire de connaître également les proportions dans lesquelles elles ont participé à la construction de notre planète. On peut distinguer plusieurs types d'objets primordiaux 'hydratés'; les **chondrites** et les comètes. Les premières sont généralement pauvres en eau ($\sim 0.2\%$) mais peuvent en contenir jusqu'à 10% dans le cas de **chondrites** carbonées. Les secondes sont de glace et portent entre 20 et 60% d'eau [Lewis and Prinn, 1984]. Dans les autres, les météorites achondritiques ou riches en fer, l'eau est absente. A partir de ces briques élémentaires, deux scénarii de formation ont été proposés pour l'atmosphère terrestre. Ils sont antithétiques et la vérité doit certainement se trouver quelque part entre ces deux hypothèses [Ahrens, 1989; Dauphas et al., 2000; Williams and Hemley, 2001]. On peut envisager que la Terre se soit formée à partir de **chondrites** carbonées et qu'un dégazage rapide par volcanisme pendant la première centaine de millions d'années ait créé l'essentiel (80%) de l'hydrosphère [Allegre et al., 1986]. A l'inverse, sur une Terre d'origine achondritique, les océans auraient une origine cométaire [Javoy, 1997; Ozernoy and Ipatov, 2002].

On peut noter également que la question de la distribution de l'eau sur Terre est intimement liée à celle du mode de formation de la planète. L'analyse des éléments lithophiles et sidérophiles [Murthy, 1992] plaide pour l'existence, certainement courte [Mukhin and Pimenov, 2002], d'un océan magmatique global à la fin de l'accrétion terrestre. Étant fortement incompatible, l'eau se serait alors échappée des magmas au cours de leur cristallisation, et se serait associée à celle délivrée par le bombardement tardif (comètes, météorites) pour participer à la création de l'atmosphère naissante [Tajika, 1998]. Au contraire pour d'autres auteurs [Richter and Drake, 1999], elle a pu rester dans l'océan de magma. Williams and Hemley [2001] proposent quant à eux une fuite de l'eau (H^+) vers le noyau alors entièrement liquide. Notons aussi que la probable collision ayant donné naissance à la Lune a certainement dû avoir une grande influence sur le dégazage primordial.

Le début de l'histoire de l'eau sur Terre est spécifique. Sur ses soeurs telluriques du système solaire, l'eau ne connut pas le même destin. Mars, par exemple, semble avoir

un manteau plus sec depuis sa formation. L'eau contenue dans les planétésimaux, peu soluble dans les roches martiennes, pourrait s'être échappée dans l'atmosphère martien au cours du processus d'accrétion puis dans l'espace car le champ de gravité était trop faible pour la retenir [Carr and Wancke, 1992]. L'eau restante se situerait dans la croûte, piégée sous forme de glace dans un pergélisol. Mais la comparaison avec Vénus est plus troublante. Similaires en taille, en masse et certainement en composition⁴, la Terre et Vénus ont cependant connu des destins très différents. Sur Vénus, l'atmosphère est sèche, l'échappement hydrodynamique l'a vidée de son eau, on n'y voit pas d'océans. Cela laisse imaginer une planète pauvre en eau par rapport à la notre. L'eau pourrait tout de même y être présente dans des minéraux nominalement anhydres (sous forme H^+) dans des roches de surface [Zolotov et al., 1997] ou dans des minéraux hydratés de la croûte [Lecuyer et al., 2000].

La situation de l'eau dans le manteau terrestre au sortir de l'accrétion reste encore mal connue mais les conditions initiales ne sont peut-être pas un paramètre primordial.

1.2 Budget en eau : sources et puits

La convection du manteau est ou a été à le mode d'évacuation de la chaleur interne sur toutes les planètes telluriques, mais sur Terre son mode d'expression est d'une importance primordiale pour le cycle de l'eau. C'est en effet la tectonique des plaques absente sur les autres planètes, qui permet des échanges entre l'hydrosphère et le manteau. Là où les plaques subductent, l'eau pénètre dans le manteau, et s'en échappe au moment de leur formation. Ainsi le bilan en eau du manteau repose sur une connaissance aussi précise que possible des ces termes sources et puits.

1.2.1 L'eau aux zones de subduction

Lieux principaux de formation de la croûte continentale⁵[McCulloch and Bennet, 1994; Taylor and McLennan, 1995], les zones de subduction sont les portes d'entrée du manteau pour les plaques lithosphériques. Cette lithosphère océanique a été préalablement hydratée

4. Leurs densités moyennes sont très proches [Taylor, 1992].

5. Le lien étroit entre la formation de croûte tertiaire (continentale) et la présence d'eau pourrait être utilisé pour déterminer la présence d'eau sur d'autres planètes. Lorsque l'on sait l'importance de l'eau pour l'émergence de la vie, on comprend l'intérêt qui peut être porté à ce sujet.

par l'eau de mer à travers l'hydrothermalisme actif près des dorsales océaniques. Les **basaltes** et les **gabbros** qui composent la croûte et même certaines **péridotites** du manteau ont été profondément altérés par la circulation hydrothermale [Stein et al., 1995].

L'eau de mer conduit à la formation de minéraux spécifiques. Dans la plaque, on trouve dès lors des roches hydratées contenant de la **serpentine**, des **amphiboles**, du talc, des **chlorites**, ... La quantité d'eau piégée ($-OH$) peut aller jusqu'à 6 %*masse* (concentration massique). A titre d'exemple on trouve 3 %*masse* dans des **basaltes** hydratés (greenstones⁶) [Sleep, 1995]. Arrivée au niveau d'une zone de subduction, la plaque lithosphérique recouverte d'une couche de sédiments plus ou moins importante plonge dans le manteau. Une partie de cette eau va retourner à la surface et l'autre sera injectée dans le cycle interne.

A l'arrière de chaque zone de subduction, on observe une chaîne volcanique dite chaîne d'arc parfois suivie d'une seconde chaîne. Il est admis que l'eau libérée par les metabasaltes de la croûte et le manteau hydraté est le déclencheur de ce volcanisme d'arc [Yoder and Tilley, 1962; Morris et al., 1990] et d'arrière-arc [Kerrick and Connolly, 2001]. L'étude des magmas produits par ces volcans est la source d'information principale sur le comportement de l'eau dans cette zone. Une seconde approche est de reproduire les conditions de pression et température dans la croûte subductante en laboratoire et d'observer les transformations chimiques induites dans les roches.

L'eau (H_2O) contenue dans les sédiments sera la première à être expulsée [Saito and Goldberg, 2001]. Mais une grande partie ($\sim 50\%$) sera tout de même entraînée par la plaque [Moore and Vrolijk, 1992] et pourra être transportée en profondeur [Ono, 1998]. Des études sur l'isotope du ^{10}Be dans les laves d'arc montrent que cette eau 'sédimentaire' pouvait être relâchée assez profondément et participer au processus de fusion [Morris et al., 1990; Leeman et al., 1994]; on en retrouve les traces dans les 'rejets' volcaniques [Fischer et al., 1998]⁷. La croûte altérée contient à ce moment-là autour de 5 – 6 %*masse* d'eau ($-OH$). Sous les effets de la pression qui augmente avec la profondeur, commence alors

6. Pour être précis, on désigne par greenstone l'ensemble des roches volcaniques et plutoniques basiques et ultra-basiques des continents. On peut noter que parfois les greenstones sont de couleur rouge (Ophiolite d'Oman [Python and Ceuleneer, 2003]).

7. Pour expliquer certaines données, certains auteurs [Johnson and Planck, 1999] invoquent la nécessité de fondre des sédiments. Cela pourrait remettre en question les modèles thermodynamiques de zone de subduction qui prédisent des températures inférieures de 100° C au solidus des sédiments. Cependant, cette thèse attend toujours une confirmation.

la déshydratation de la lithosphère océanique (**Fig. 1.1**) et le métamorphisme des roches qui la composent.

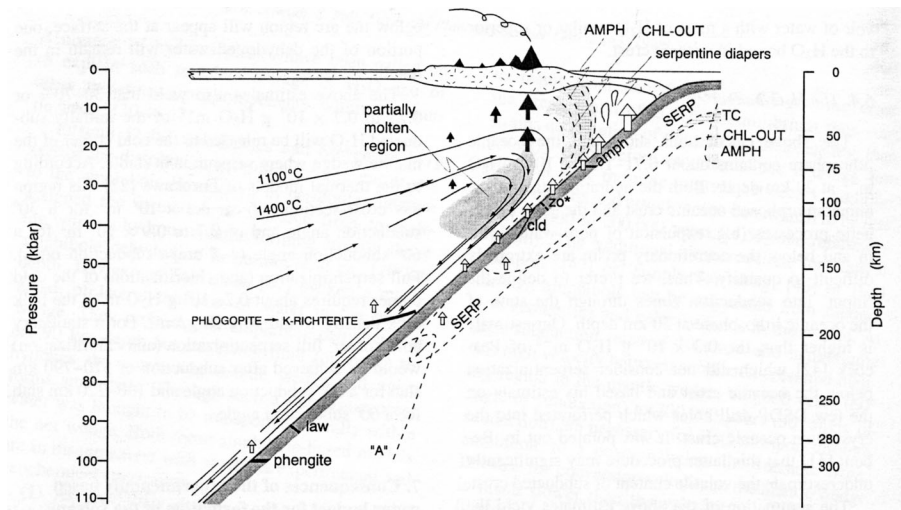


FIG. 1.1 – **Modèle de formation d'un arc volcanique** (D'après Schmidt and Poli [1998]) On peut voir ici la localisation des zones de stabilité des phases hydratées dans les **péridotites**: Zoisite (zo^*), Chloritoïde (cld), Amphibole ($amph$), Serpentine ($SERP$), Chlorites (CHL), Lawsonite (law), Talc (TC). Les flèches blanches représentent l'apparition de fluides et les noires le mouvement du magma.

Les paramètres contrôlant la déshydratation sont principalement la température et la pression. Sur Terre, on observe plusieurs types de subduction et donc plusieurs contextes thermiques associés. En fonction de l'âge de la plaque plongeante, on distingue (i) des subductions 'chaudes' de moins de 20 millions d'années, (ii) des subductions 'tièdes' de moins de 40 millions d'années, (iii) et des subductions 'froides' de plus de 50 millions d'années. En contexte chaud, l'eau (H_2O , $-OH$) sera libérée plus tôt, moins profondément qu'en contexte froid [Liu et al., 1996].

La déshydratation se déroule de manière continue à partir de 10 et jusqu'à 300 kilomètres de profondeur [Schmidt and Poli, 1998]. Entre 10 et 50 kilomètres, la croûte passe par le faciès métamorphique dit de "schistes bleus" (gabbros hydratés). On y trouve généralement une association de lawsonite, de glaucophane, de chlorite et d'albite/jadéite avec plus ou moins de phengite. A plus haute température, la lawsonite se transforme en épidote/zoisite, la chlorite en grenat et la composition des

amphiboles passe de celle d'un **glaucophane** à celle d'une **amphibole barrositique**⁸. Nous sommes dans un faciès dit "**schistes verts**". A 70-80 kilomètres, cette **amphibole** se déstabilise [Liu et al., 1996], la roche ne contient plus que 2 % *masse* d'eau⁹. Ce phénomène s'étale sur au moins 20 km [Pawley and Holloway, 1993]. L'**éclogite** à **lawsonite** (contexte froid) ou l'**éclogite** à **zoisite** (contexte chaud) renferment autour de 1 % *masse* d'eau. Notons qu'en contexte favorable (froid), la **lawsonite** peut rester stable jusqu'à environ 270 kilomètres et donc entraîner de l'eau plus profond que les sources du magmatisme d'arc¹⁰. La **serpentine** du manteau (antigorite) peut aussi rester stable à grande profondeur avant de se changer en un silicate magnésien hydraté dense (DHMS cf. **Tab.** 1.1), la **phase 'A'** [Ulmer and Trommsdorff, 1995].

Tatsumi [1986] déduit la localisation de la zone de fusion, de la position des arcs volcaniques. Mais la génération et le transport vers la surface des magmas n'est pas aussi évidente qu'il pourrait sembler de prime abord. Il est nécessaire de bien connaître la thermodynamique de la zone et la minéralogie complexe du système croûte-côin de manteau. On peut d'abord noter que la déshydratation d'une roche n'entraîne pas forcément l'apparition de fluide [Danyushevsky et al., 1993]. Cette apparition dépend essentiellement de la température dans la plaque. Dans une lithosphère jeune et donc chaude, les réactions de fusion semblent s'effectuer en l'absence de fluides [Poli and Schmidt, 2002]¹¹.

Davies [1994] et Davies and Stevenson [1992] expliquent l'apparente contradiction entre la profondeur de fusion déduite des expériences de laboratoire et la distance entre les arcs volcaniques et les fosses de subduction par un transport latéral de l'eau vers une zone de fusion plus chaude à l'écart de la zone de subduction. L'eau passerait tour à tour de l'état libre et ascendant par percolation (H_2O), à l'état lié ($-OH$), piégée dans les **amphiboles** et entraînée vers le bas par la dynamique de la plaque plongeante. Les modèles numériques de Iwamori [1998]; Iwamori and Zhao [2000] prédisent, eux, un passage de l'eau expulsée

8. A des pressions de 1.5 à 2.2 GPa et des températures supérieures à 600 degrés, on obtient une **éclogite** à **amphibole**.

9. Le liquide silicaté formé par la déstabilisation de l'**amphibole** a une faible viscosité, jusqu'à $10^2 Pa.s$ [Wolf and Willye, 1995], et il est moins riche en silice que celui éjecté plus tard par la **lawsonite** [Bureau and Keppler, 1999]; il sera donc plus mobile.

10. [Ono et al., 2002] proposent que le fluide hydraté libéré dans ce contexte (à 270 km) soit piégé dans les **grenats** de la croûte et transféré jusque dans le manteau inférieur.

11. L'apparition de fluide dépend de la définition thermodynamique de la saturation et par conséquent la présence d'eau ($-OH$, H^+) (ou d'un autre élément volatil comme le carbone) et la présence de fluide (H_2O) ne sont pas automatiquement liées. Par exemple la transformation **forsterite** + talc = **antigorite** + **enstatite** peut se dérouler sans expulsion ou consommation d' H_2O .

de la croûte vers le coin de manteau. Transportée par la **serpentine** et la chlorite formées par hydratation du manteau, l'eau ne sera libérée que vers 150 kilomètres de profondeur et déclenchera la fusion du manteau. Une autre possibilité de transport pour l'eau libérée (H_2O) est de se glisser dans des failles que l'excès de pression dû à la déshydratation pourrait ouvrir, [Davies, 1999; Kasahara, 2000] aidée peut-être par les forces élastiques liées au pliage de la plaque [Wang, 2002]. Ces failles, en suivant la direction de contrainte compressive maximum (σ_1), devraient transporter l'eau (H_2O) dans le coin de manteau.

Au delà de trois cents kilomètres de profondeur, le processus de déshydratation se ralentit. L'eau restante ($-OH$) est essentiellement contenue par les "Dense Hydrous Magnesium Silicates"¹² [Irifune et al., 1998] (cf. **Tab.** 1.1).

Phase	Composition	H_2O (% <i>masse</i>)
Phase A	$Mg_7Si_2O_8(OH)_6$	11.9
Phase B	$Mg_{12}Si_4O_{19}(OH)_2$	2.4
Phase B superhydratée (Phase C)	$Mg_{10}Si_3O_{14}(OH)_4$	5,8
Phase D (G,F)*	$Mg_2Si_3H_4O_{10}$	4,5-18
Phase E*	$Mg_{2.3}Si_{1.34}H_{2.4}O_6$	6-18

TAB. 1.1 – Compositions des principaux Silicates Magnésiens Denses Hydratés (DHMS) (D'après Ohtani et al. [2001]) * Ces phases sont de nature non-stoichiométrique et leur composition varie selon les conditions de leur synthèse. On peut consulter également Angel et al. [2001] pour avoir une vue d'ensemble de ces minéraux.

La **phase 'A'** peut contenir plus de 10 % *masse* d'eau ($-OH$). Il existe également des phases 'exotiques' riches en eau ($-OH$), comme la phase 10 Å [Fumagalli et al., 2001]. La figure 1.2 montre que toutes ces phases ne peuvent exister qu'à faible température, dans des zones de subduction 'froides'. Au dessous de 410 kilomètres, la lithosphère subductante pénètre dans la zone de transition¹³. Comme on l'a vu, les minéraux de la croûte sont

12. Les DHMS sont des phases synthétiques pôle purs de Mg-Si-O. Le diagramme **Fig.** 1.2 n'est valable qu'en l'absence d'autres éléments, comme le Fer (Fe) par exemple.

13. Entre le manteau supérieur ($\sim 10 - 410$ km) et le manteau inférieur (660-2900 km).

déjà complètement déshydratés, le peu d'eau restante étant contenue dans les roches du manteau sous forme H^+ . Du point de vue de l'eau, seule la température distingue la zone de subduction. Les hétérogénéités minérales liées à la croûte n'influent plus. La **wadsleyite** et probablement la **ringwoodite**, contrôlent la rétention d'eau (H^+) dans la plaque traversant la zone de transition [Angel et al., 2001].

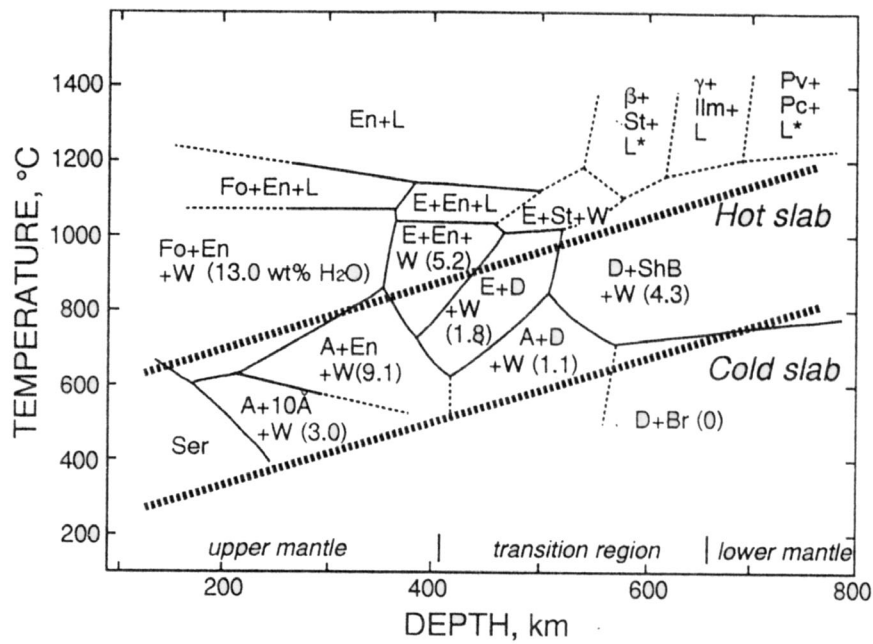


FIG. 1.2 – Stabilité des phases hydratées denses (DHMS) (D'après Irifune et al. [1998]) Phases magnésiennes hydratées DHMS (A, D, ShB, E), **Enstatite** (En), Magma (L), **Forsterite** (Fo), **Spinelles** (α et β), **Stishovite** (St), **Brucite** (Br), **Ilménite** (ilm), **Perovskite** (Pv), **Serpentine** (ser). Cette figure présente les produits issus de la déshydratation de la serpentine en fonction de la température et de la profondeur (pression). Les chiffres entre parenthèses indiquent les quantités d'eau (W) ($-OH$) en concentration massique (%masse) libérées lors de la disparition de la serpentine. Les lignes en pointillés matérialisent les géothermes représentatifs de lithosphères plongeantes jeune (hot slab) et vieille (cold slab). Dans un slab chaud (Hot slab), la serpentine perd 13 % d'eau ($-OH$) et se transforme en **Enstatite** (En) et en **Forsterite** (Fo). Dans le cas d'une subduction froide (Cold slab), les minéraux produits seront des DHMS.

On entre ensuite dans le champ de la subduction profonde¹⁴. Ici, la principale question

14. Un numéro spécial (127) de la revue 'Physics of the Earth and Planetary Interiors' en 2002 est consacré au sujet.

concerne la pénétration de la plaque plongeante dans le manteau inférieur. Dans le cas où la plaque pénètre dans le manteau inférieur, l'eau ($-OH$) qu'il contient pourra rester dans la **phase D** jusqu'à une limite d'environ 1200 kilomètres [Shieh et al., 1998], mais uniquement dans les zones de subduction très froides (cf. **Fig. 1.2**). La **phase D** ne reste stable qu'à des températures inférieures à $1300\text{ }^{\circ}C$ [Angel et al., 2001]. Comme on le verra plus tard, le manteau inférieur ne semble pas très accueillant pour l'eau (H^+) [Bolfan-Casanova et al., 2000, 2002] et son comportement lors de son passage de la discontinuité à 660 km sera une des principales questions abordées ici.

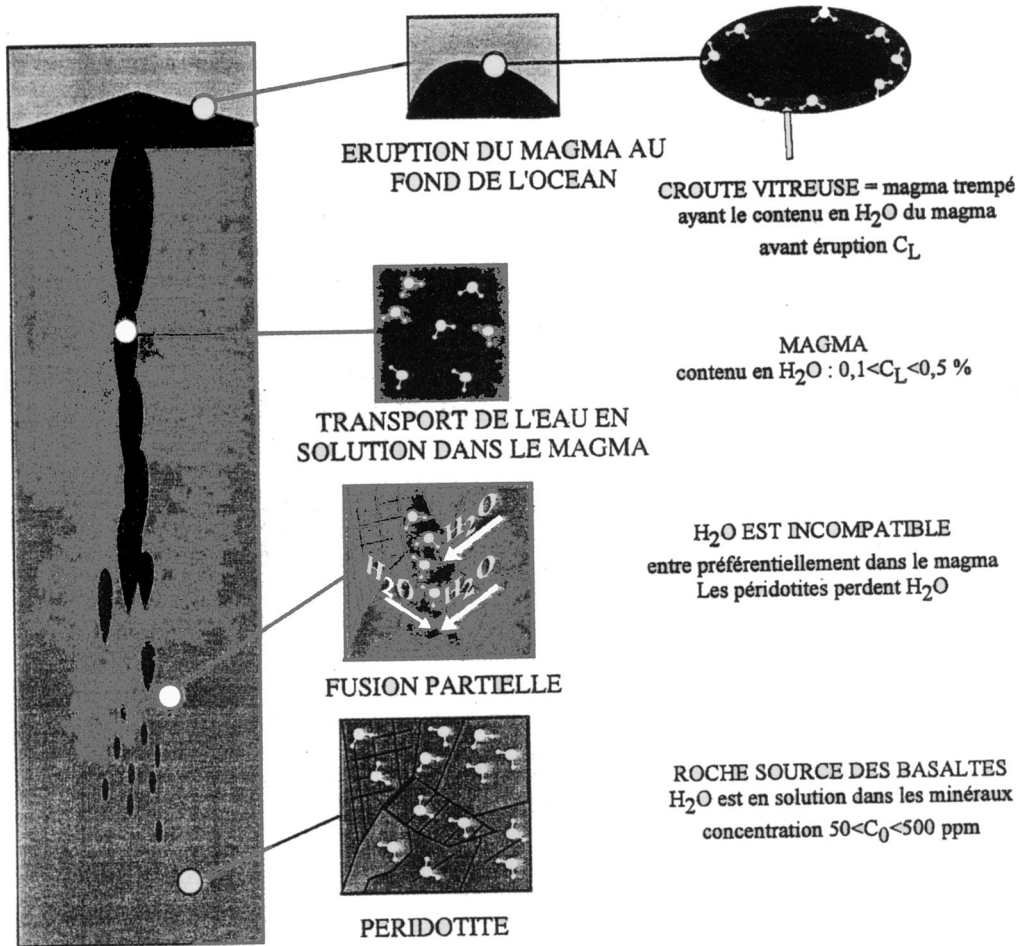
1.2.2 Eau et volcanisme

L'eau ne peut s'échapper du manteau que par l'intermédiaire du volcanisme. La majeure partie de l'eau fraîchement subductée va ressortir au niveau des chaînes de subduction après quelques millions d'années. Nous ne reviendrons pas là dessus (**Sec. 1.2.1**), mais retenons que le volcanisme d'arc est le principal terme puits pour le réservoir d'eau mantellique.

L'essentiel du volcanisme terrestre, en terme de quantité de magma produit, se trouve caché aux yeux des hommes. Il réside au fond des océans et forme de grandes chaînes volcaniques qui s'étendent sur des milliers de kilomètres : les dorsales océaniques. Même s'ils contiennent beaucoup moins d'eau que ceux produits à la verticale des zones de subduction [Sobolev and Chaussidon, 1996], les magmas générés aux dorsales participent au dégazage du manteau. L'eau est un élément très incompatible, son coefficient de partage au moment de la fusion est proche de 0.01 [Williams and Hemley, 2001]. L'eau du manteau sous les dorsales passera donc dans le magma dès le début de la fusion (**Fig. 1.3**). Que devient l'eau (H_2O) une fois dissoute dans le magma? Une réponse partielle nous est donnée par l'étude des boninites¹⁵. Le dégazage de l'eau contenue dans leur magma-parent entre le moment de sa capture dans les **orthopyroxènes** (OPX) et son éruption semble très faible [Dobson et al., 1995]. Si ce faible dégazage est également actif dans les MORBs 'normaux', on pourra tirer des conclusions plus solides à partir leur teneur en H_2O .

L'estimation de la quantité d'eau (H_2O) dans les Magmas de Basaltes Océaniques

15. Les boninites sont des roches volcaniques magnésiennes caractérisées par de forte teneur en Silicium, émise au niveau des chaînes d'arrière-arc. Elles sont plus riches en **pyroxènes** que les **basaltes** de dorsales (MORBs).



CONNAISSANT C_L ON DEDUIT C₀ PAR : $C_0 = (D + F(1 - D))C_L$
 où F est le taux de fusion et D le coefficient de partage de l'eau entre roche et magma

FIG. 1.3 – Extraction de l'eau du manteau (D'après Gillet [1999]) Lors de la fusion partielle des péridotites, l'eau passe préférentiellement dans le magma qui la remonte en surface. La pression due à la profondeur des océans limite le dégazage de la partie vitreuse des basaltes formés par trempe du magma.

(MORBs) (**Fig. 1.4**) rencontre une difficulté majeure : la pollution des magmas par l'eau de mer [Stein et al., 1995; Javoy et al., 1982]. En utilisant les rapports isotopiques, on peut cependant distinguer les inclusions ou les verres non-pollués [Michael, 1988; Sobolev and Chaussidon, 1996] et estimer le contenu en eau des produits de fusion à l'origine des MORBs. Suivant leur contenu en éléments incompatibles (dont l'eau), on peut séparer ces **basaltes** en trois catégories. Les **basaltes** normaux (N-MORB), les **basaltes** de transition (T-MORB) et enfin les **basaltes** enrichis (E-MORB). Leur quantité d'eau respective est de 0.12, 0.17 et 0.51 % *masse*. On peut alors, en supposant un taux de fusion partielle du manteau de 5 à 15 %, remonter à la quantité d'eau dans leur magma source : 80-330 ppm, 190-290 ppm et 200-950 ppm. Cette eau semble venir essentiellement de la fusion des minéraux nominalemeent anhydres (**NAMs**, **Sec. 1.4**), les analyses géochimiques des roches océaniques (MORB) révélant une faible quantité de potassium (K) et donc écartant les minéraux hydratés qui en contiennent, comme les **amphiboles** ou la **phlogopite** [Michael, 1988] du groupe des sources possibles.

On peut se faire une idée de la forme de la zone de fusion sous les dorsales (**Fig. 1.5**). Celle-ci dépend du type de dorsale étudiée. L'extension de cette zone pourrait être liée au taux d'écartement des plaques dans le cas de dorsales lentes [Robinson et al., 2001], ou plus généralement, au champ de température régnant sous la ride [Langmuir et al., 1992]. Des contraintes pétrologiques et dynamiques indiquent un démarrage de la fusion aux alentours de 115 km de profondeur pour des **péridotites** contenant $800 H / 10^6 Si$, soit environ 50 ppm ($5 \cdot 10^{-5} \% \text{masse}$) d'eau (H^+) [Hirth and Kohlstedt, 1996]. La mobilité des magmas produits dépend de leur teneur en éléments volatils. En cas de porosité connectée, s'ils sont riches et donc de faible viscosité et densité, ils pourront migrer dès que la porosité atteindra 0,1%. Au contraire, des magmas basaltiques pauvres en H_2O ne commenceront à percoler que lorsque la porosité dépassera 1% [Faul, 2001].

Le deuxième chemin de sortie du manteau pour l'eau est beaucoup plus étroite, toujours en terme de quantité de magma produit, et se trouve dans les **basaltes** liés au volcanisme d'îles océaniques (OIBs). Les échantillons relevés aux points chauds sont relativement riches en eau par rapport à ceux collectés aux dorsales [Schiano et al., 1992] mais laissent apparaître une grande variabilité [Hauri, 2002]. Par exemple, dans les verres trouvés dans les OIBs par Jambon and Zimmermann [1990], la quantité d' H_2O s'étale de 0,17 à 0,6%. On estime que le manteau source du volcanisme hawaïen renferme 450 ± 190

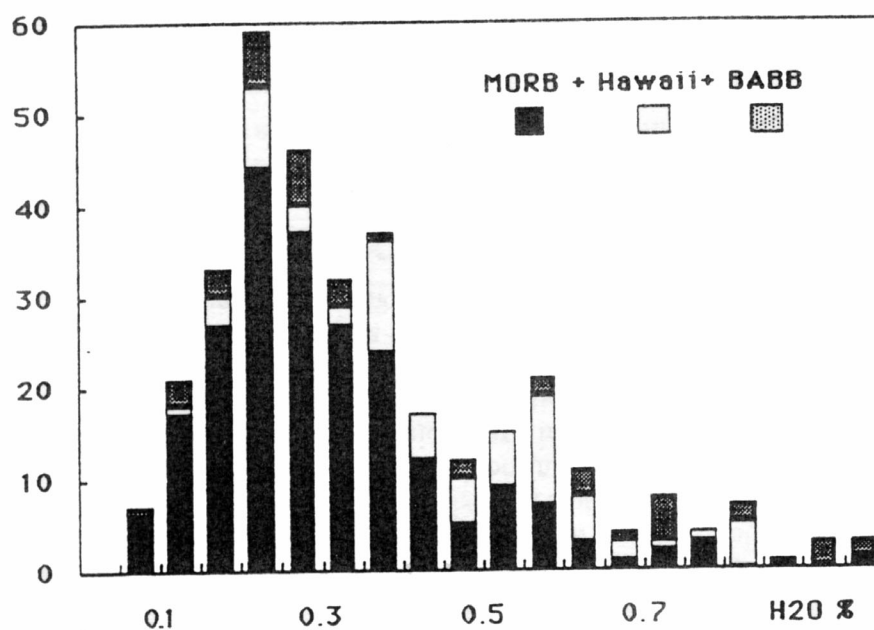


FIG. 1.4 – Abondances d' H_2O dans des verres océaniques (D'après Jambon [1994]). La majorité des échantillons renferment autour de 2000 ppm d' H_2O . Données tirées de Michael [1988]; Aggrey et al. [1988]; Byers et al. [1983, 1984, 1985, 1986]; Delaney et al. [1978]; Dixon et al. [1988]; Jambon and Zimmermann [1987, 1990]; Kyser and O'Neil [1984]; Moore [1970]; Moore and Schilling [1972]; Poreda [1985]; Poreda and Schilling [1986]

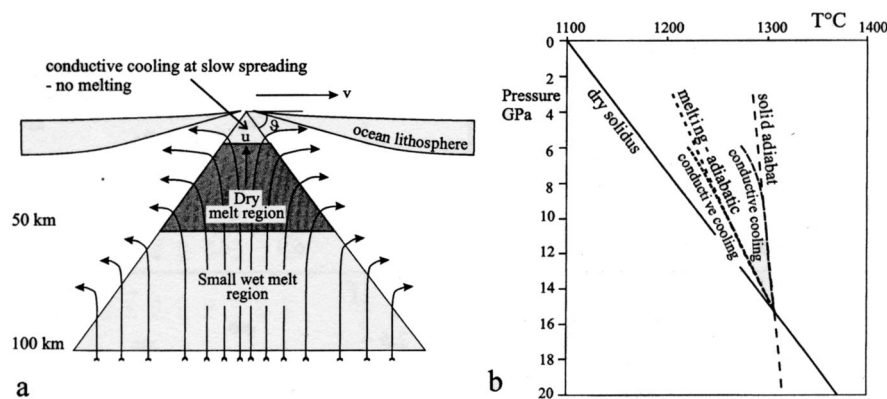


FIG. 1.5 – **Zone de fusion sous les dorsales** (D'après Robinson et al. [2001]) En abaissant le solidus, la présence d'eau entraîne la fusion à plus grande profondeur. Juste au dessous de la surface, la faible vitesse d'écartement permet un refroidissement par conduction et l'absence de fusion.

ppm [Wallace, 1998]. Le 'hotspot' des Açores, lui¹⁶, est soupçonné d'être un 'wet spot' (point humide) [Bonatti, 1990; Kingsley and Shilling, 1995]. Dans ce cas, la fusion du manteau entraînant le volcanisme serait plus liée à l'abaissement du point de fusion par l'eau (**Sec.**) qu'à l'anomalie de température attendue dans un panache thermique ascendant. A titre d'exemple, on croit pouvoir observer la déshydratation d'un panache montant en Islande à travers la forme en V spécifique de la dorsale à cet endroit [Ito, 2001] (cf. **Fig.** 1.6). Dans ce modèle, les pulsations du panache montant produisent des perturbations dans le champ de température du manteau autour de la zone de fusion partielle. A cause de la déshydratation, la viscosité de la zone de fusion devrait être plus élevée et permettre des variations d'épaisseur de croûte significatives en forme de V de part et d'autre de la dorsale. Ces variations empêcheraient le matériel du panache d'être concentré le long de l'axe de la dorsale.

La composition isotopique des OIBs est habituellement expliquée en arguant du fait qu'ils échantillonnent le manteau profond, que ce soit au niveau de la zone de transition (660 km) ou à la base du manteau¹⁷. Dans ce cas, on voit que l'analyse d'inclusions liées aux points chauds est un des moyens de connaître la distribution d'eau dans le manteau terrestre [Thompson, 1992]. Cependant, la rareté des échantillons et la forte diffusion de

16. On s'interroge également au sujet de Hawaï et de l'Islande [Karato, 2002; Nichols et al., 2002]

17. Core-Mantle Boundary (CMB)

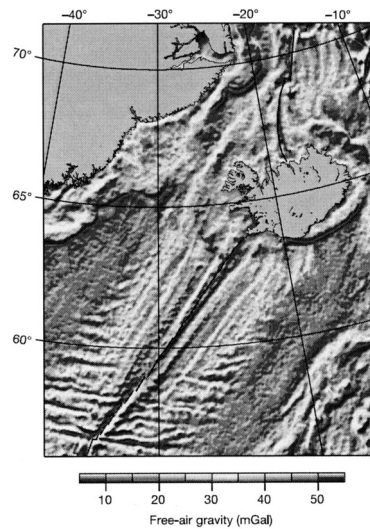


FIG. 1.6 – Anomalie de gravité à l’air libre autour de l’Islande. (D’après Ito [2001]). La dorsale de Reykjanes au sud et celle de Kobeinsey au nord sont mises en évidence par une ligne sombre. Les linéations en forme de ‘V’ que l’on aperçoit pourrait être liées à un phénomène de déshydratation. Voir le texte pour les détails.

l’eau rendent toutes conclusions difficiles [Mackwell and Kohlstedt, 1990]. L’incertitude sur l’origine des points chauds (660 km ou CMB) s’ajoute à cette difficulté.

1.2.3 Un petit bilan ?

L’estimation de la quantité d’eau ayant passé la barrière des volcans d’arc est une des principales informations extraites des études présentées dans cette partie (Sec. 1.2). Les expériences à haute-pression apportent un certains éclairage à la question. Schmidt and Poli [1998] donnent une fourchette de 15 à 35 % en poids de l’eau initialement subductée. Finalement, la concentration en eau est proche de 1 % pour les roches ayant dépassées le front de fusion du magmatisme d’arc (Poli and Schmidt [1995])¹⁸ (cf. Fig. 1.7). Ramenée au débit des zones de subduction, la quantité d’eau injectée dans le manteau profond serait du même ordre de grandeur que celle extraite au niveau des dorsales. Cela plaide pour un cycle interne stationnaire. Le taux de serpentinisation de la lithosphère et par conséquent

18. D’autres approches prédisent jusqu’à 2% comme taux de ré-injection actuel [Franck and Bounama, 2001]

la masse d'eau subductée pourrait être contrôlée par la pression de l'eau recouvrant les dorsales. Une variation de la pression d'eau en éloignant l'eau de son point critique diminuerait l'efficacité du transport convectif hydrothermal et donc de l'hydratation de la croûte. Il en découlerait un système auto-régulé stabilisant la masse de l'hydrosphère [Kasting and Holm, 1992].

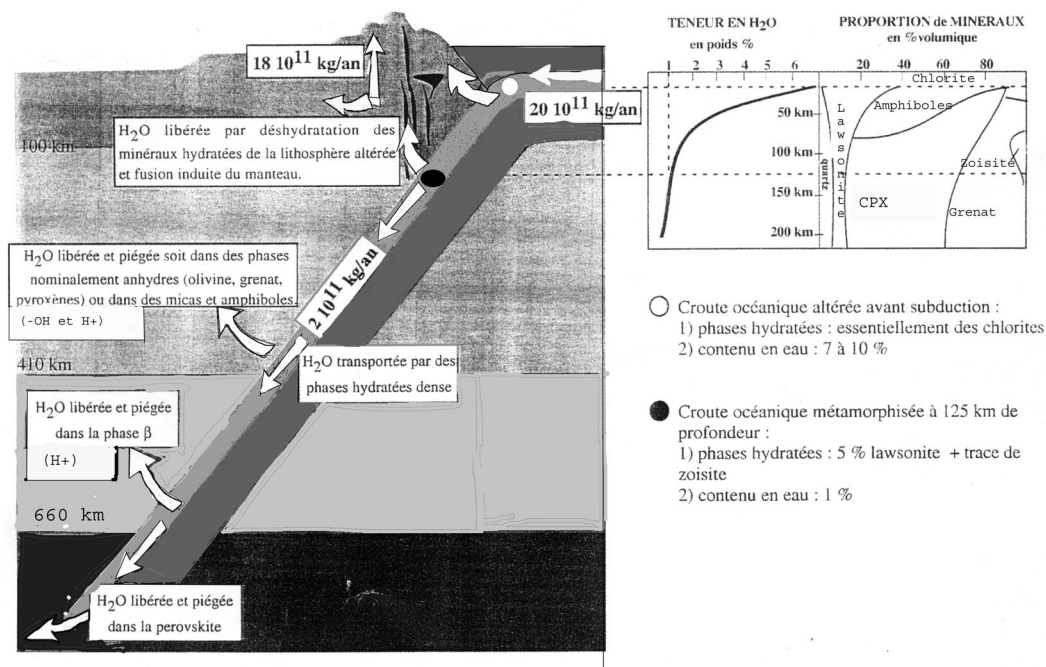


FIG. 1.7 – Schéma récapitulatif du recyclage de l'eau dans le manteau (D'après Poli and Schmidt [1995] et Gillet [1999]). Les détails se trouvent dans le texte.

Cependant, lorsque l'on fait la différence entre le volume d'eau entrant et sortant, on voit que, malgré les grandes incertitudes planant sur les mesures, la quantité d'eau extraite par le magmatisme d'arc est inférieure à celle injectée [Ito et al., 1983]. Si l'on veut garder un rapport B/H_2O (Bore/Eau) presque constant dans le manteau comme cela semble être le cas [Chaussidon and Jambon, 1994], on estime que 20 % de l'eau crustale doit être recyclée [Jambon, 1994]. La subduction serait alors un vecteur d'hydratation du manteau [Williams and Hemley, 2001]. Une dernière information est celle apportée par l'étude géochimique de la lithosphère subductée au moment de son rejet aux dorsales ou aux points chauds. L'interprétation de ces données par Dixon et al. [2002] indique que

plus de 92% de l'eau de départ a quitté la lithosphère à la fin d'un cycle. On en déduit que moins de 8% de l'eau injectée aux zones de subduction ne quitte jamais la lithosphère et est transportée avec celle-ci à travers le manteau jusqu'à son retour en surface près d'un milliard d'années plus tard.

La question reste donc ouverte. Un élément de réponse est peut-être donné par Kerrick and Connolly [2001] qui envisagent le coin de manteau serpentinsé comme un réservoir d'eau non négligeable¹⁹.

1.3 Le contenu en eau du manteau

1.3.1 La teneur actuelle des roches du manteau supérieur

L'évaluation du terme puits, c'est-à-dire à la quantité d'eau relâchée par les dorsales via l'analyse des MORBs est déjà une première source de renseignements sur le contenu en eau du manteau supérieur si on suppose que les dorsales l'échantillonnent au hasard. Néanmoins d'autres éléments fournissent des contraintes supplémentaires, notamment l'analyse des xénolithes, la tomographie et les données expérimentales sur les phases minéralogiques susceptibles de contenir de l'eau.

Les expérimentations démontrent la présence d'eau dans le manteau terrestre supérieur aussi bien en domaine océanique que continental [Watson et al., 1990](Sec. 1.2.1). L'eau peut s'y trouver dans des minéraux dits hydratés, sous forme $-OH$ (cf. Fig. 1.8)(**Serpentine**, **Brucite**, Clinohumite, **chondrodite**, **amphiboles**, **micas**, **phlogopites**, DHMS²⁰, ...) [Thompson, 1992; Ahrens, 1989]. La clinohumite, de par sa stabilité à relativement haute température par rapport aux autres, semble être la plus à même de transporter de l'eau en profondeur [Stalder and Ulmer, 2001]. A 14 GPa (proche du changement de phase $\alpha - \beta - \text{olivine}$), la phase E deviendrait le mode de transport principal.

On la trouve également sous forme de défaut H^+ . La majorité des minéraux du manteau supérieur (**olivine**, **pyroxènes**, **grenats**, ...) contiennent une petite quantité d'eau sous cette forme. Ces minéraux sont qualifiés de nominaleme^{nt} anhydres (**NAMs**²¹). De

19. Une zone de faible vitesse sismique avec un coefficient de Poisson supérieur à 0,3 a été observée dans le coin de manteau et attribuée à de la **péridotite** serpentinsée [Kamiya and Kobayashi, 2000]. On peut même en déduire la concentration en eau dans le coin de manteau [Carlson and Miller, 2003]

20. Voir la table 1.1

21. Nominally Anhydrous Minerals

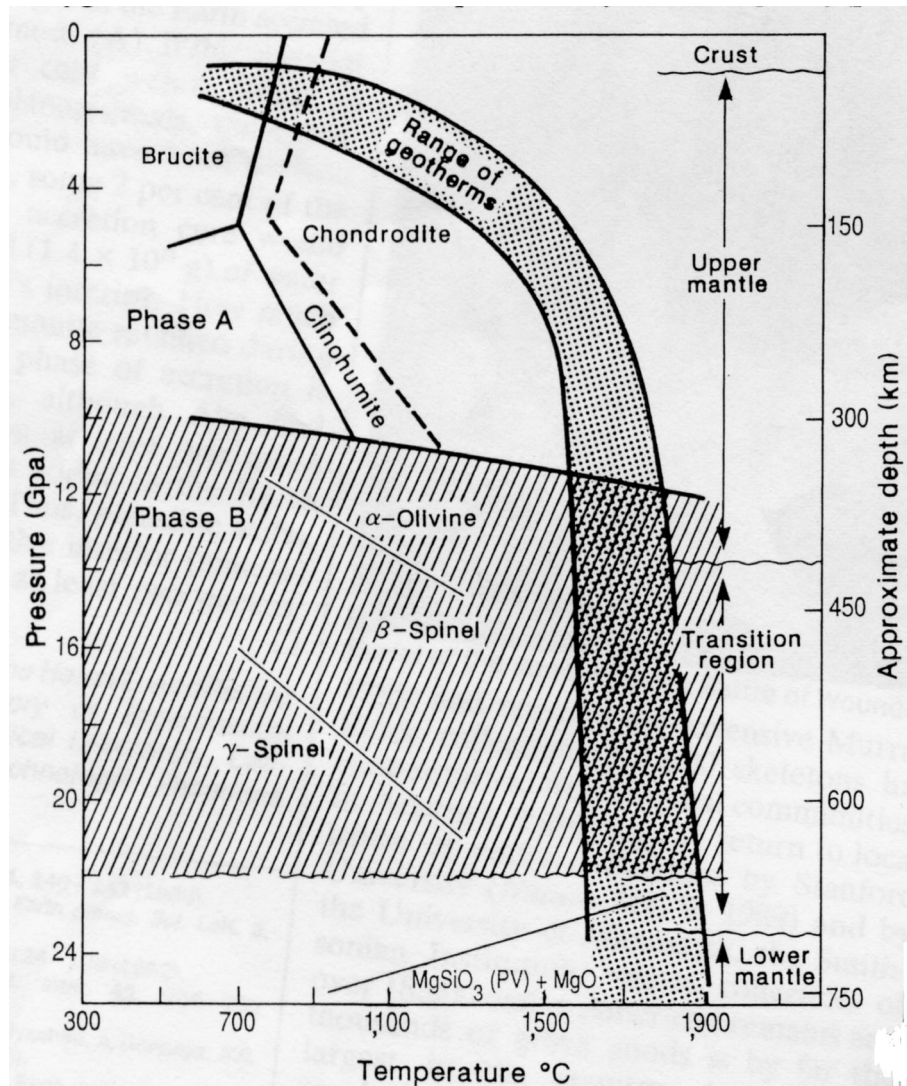


FIG. 1.8 – Champs de stabilité des minéraux hydratés et des NAMs dans le manteau terrestre (D'après Ahrens [1989]) L'enveloppe des géothermes (range of geotherms) délimite les trajets possibles d'une lithosphère océanique plongeante dans l'espace Pression-température. Les phases DHMS A et B sont présentées dans le tableau 1.1. Notons que l'appellation β -spinelle est erronée et que l'on parle aujourd'hui de Wadsleyite.

par leur grande quantité et les conditions spécifiques (**Sec.** 1.2.1) de stabilité des minéraux hydratés, ces **NAMs** (**Tab.** 1.2) semblent être les principaux hôtes de l'eau du manteau supérieur [Bell and Rossman, 1992].

Andalousite	Disthène (Kyanite)	Scapolite
Cordierite	Néphéline	Sillimanite
Feldspaths	Olivine	Sphène
<i>Sanidine</i>	Clinopyroxènes	Zircon
<i>Orthoclase</i>	<i>Aegirine</i>	
<i>Microline</i>	<i>Augite</i>	
<i>Plagioclase</i>	<i>Diopside</i>	
Grenats	<i>Heldenbergite</i>	
<i>Almandine</i>	<i>Omphacite</i>	
<i>Andradite</i>	Orthopyroxènes	
<i>Grossulaire</i>	<i>Enstatite</i>	
<i>Pyrope</i>	Quartz	
<i>Spessartine</i>	Rutile	

TAB. 1.2 – Listes des minéraux nominalement anhydres (NAMs) présents dans le manteau terrestre. (D'après Bell and Rossman [1992])

Les mesures effectuées par spectroscopie Infra-Rouge (**Fig.** 1.9), dans les xénolithes mantelliques²² nous donnent des fourchettes pour les principaux minéraux. On peut noter au passage que cette méthode de mesure demande une calibration spécifique pour chaque

²² roches 'étrangères' remontées du manteau par le magma sans avoir été fondues et donc peu modifiées.

minéral [Bell et al., 1995].

Intéressons nous d'abord au cas de l'**olivine** (OLV). Une compilation des nombreuses études [Ingrin and Skogby, 2000] évalue le contenu entre 0 et 140 ppm. Notons que les résultats par spectrométrie ionique (SIMS²³) reste dans cette fourchette [Kurosawa et al., 1997], même si elle donne des concentrations systématiquement supérieures lorsque l'**olivine** étudiée appartient à une **lherzolite**. On attend néanmoins avec impatience une calibration faite par une méthode indépendante faisant l'unanimité pour remplacer celle de Paterson [1982] de plus en plus critiquée.

Parmi tous, l'eau préfère les **pyroxènes** [Koga et al., 2003]. Peu d'études portent sur les **orthopyroxènes** (OPX) et celles précédant la nouvelle calibration de Bell et al. [1995] doivent être réévaluées. Leur contenu en eau (H^+) s'étend de 60 ppm au minimum dans des **lherzolites** à **spinelles** jusqu'à 650 ppm dans des **lherzolites** à **grenats** [Rossman, 1996]. La grande variabilité des quantités d'eau observées dans les xénolithes pourrait s'expliquer par la présence d'autres minéraux. En effet, des expériences de laboratoire ont montré qu'en présence de 1% d' Al_2O_3 la solubilité²⁴ de l'eau dans l'**enstatite** passe de 199 à 1100 ppm à 1,5 GPa [Rauch and Keppler, 2002]. Le cas des Clinopyroxènes (CPX) est plus documenté. La plupart des estimations de la solubilité de l'eau convergent pour le **diopside** et l'**augite** vers des valeurs comprises entre 400 et 600 ppm. L'**omphacite** est en manque de calibration spécifique mais l'on y trouve parfois 1300 ppm d' H_2O . Smyth et al. [1991] suggèrent que cette dernière valeur pourrait atteindre 2000 ppm à grande profondeur. Katayama and Nakashima [2003] prédisent que les **clinopyroxènes** contenus dans la croûte pourraient transporter des traces d' H_2O à plus de 150 km de profondeur lors d'un processus de subduction.

Restent les **grenats**²⁵. La plupart des échantillons renferment moins de 60 ppm mais on en trouve contenant jusqu'à 200 ppm. Les différences de concentration peuvent être corrélées au mode de formation des roches hôtes [Bell and Rossman, 1992].

Afin d'estimer le contenu moyen en eau dans ce réservoir, de nombreuses approches ont été utilisées. Elles sont malheureusement très peu convergentes. Une estimation de la quantité moyenne d'eau dans le manteau supérieur découlant de l'étude du rapport K_2O/H_2O des MORBs a été proposée par Jambon and Zimmermann [1990]. Le manteau

23. Second Ion Mass Spectrometry [Kurosawa et al., 1993]

24. Concentration à saturation.

25. voir Ingrin and Skogby [2000] pour une revue.

contiendrait entre 550 et 1900 ppm d'eau ($-OH$, H^+). Un second modèle (the integral Enstatite Chondrite model of the Earth [Javoy, 1998]) prédit une quantité moindre: seulement 1/5 de masse d'hydrosphère reposerait dans le manteau supérieur, soit ~ 280 ppm d' H_2O . L'interprétation des variations d'épaisseur de la discontinuité sismique liée au changement de phase **olivine-Wadsleyite** (410 km) suggère quant à elle un maximum de 200 ppm d'eau à cette interface [Wood, 1995]. Enfin, une récente analyse des éléments volatils contenus dans des MORBs avant leur éruption [Saal et al., 2002] suggère une concentration moyenne du manteau supérieur de ~ 150 ppm. On cherche toujours un consensus sur le contenu moyen en H_2O du manteau et on ne peut que donner une fourchette assez large. Le manteau supérieur au sens large (manteau supérieur et zone de transition) doit contenir entre 5 % et 5 fois la masse de l'hydrosphère²⁶.

1.3.2 L'évolution à long terme

Lorsqu'on aborde le sujet de l'évolution à long terme de la concentration en eau, la principale contrainte nous est fournie par les **komatiites**. Le contenu en H_2O de leur magma-parent était de l'ordre de 2 % *masse*, ce qui laisse supposer un manteau Archéen beaucoup plus hydraté qu'à l'heure actuelle [Parman et al., 1997] mais cet argument ne fait pas l'unanimité. En effet, le très fort taux de fusion $> 30\%$ nécessaire à leur formation pourrait simplement résulter des très fortes températures que l'on soupçonne pour le manteau Archéen.

L'histoire de la masse d'eau dissoute dans le manteau a pu être autrement plus complexe qu'une simple évolution monotone, dans un sens ou dans l'autre. D'autres approches peuvent être utilisées pour essayer de savoir si le manteau s'est vidé ou rempli d'eau au cours des temps. L'observation de la variation isotopique de l'hydrogène de l'eau des océans fournit une information complémentaire. L'étude isotopique des ophiolites et des couches sédimentaires volcaniques par Lecuyer et al. [1996] suggère que le rapport isotopique hydrogène-deuterium δD n'a pas varié de plus de 20‰ depuis l'Archéen²⁷. Il ressort également de cette étude qu'une diminution de la masse de l'hydrosphère de -20% correspondrait à une augmentation du δD de 10‰. Une variation positive du même ordre ferait s'abaisser δD de -20‰. Il est également intéressant de se pencher sur le cas²⁸ de ^{18}O .

26. 0,05-5 $1,4 \cdot 10^{21}$ kilogrammes

27. Il y a 2,5 milliards d'années.

28. La quantité d' ^{18}O dans l'eau de mer dépend de la température à laquelle elle réagit en contact avec

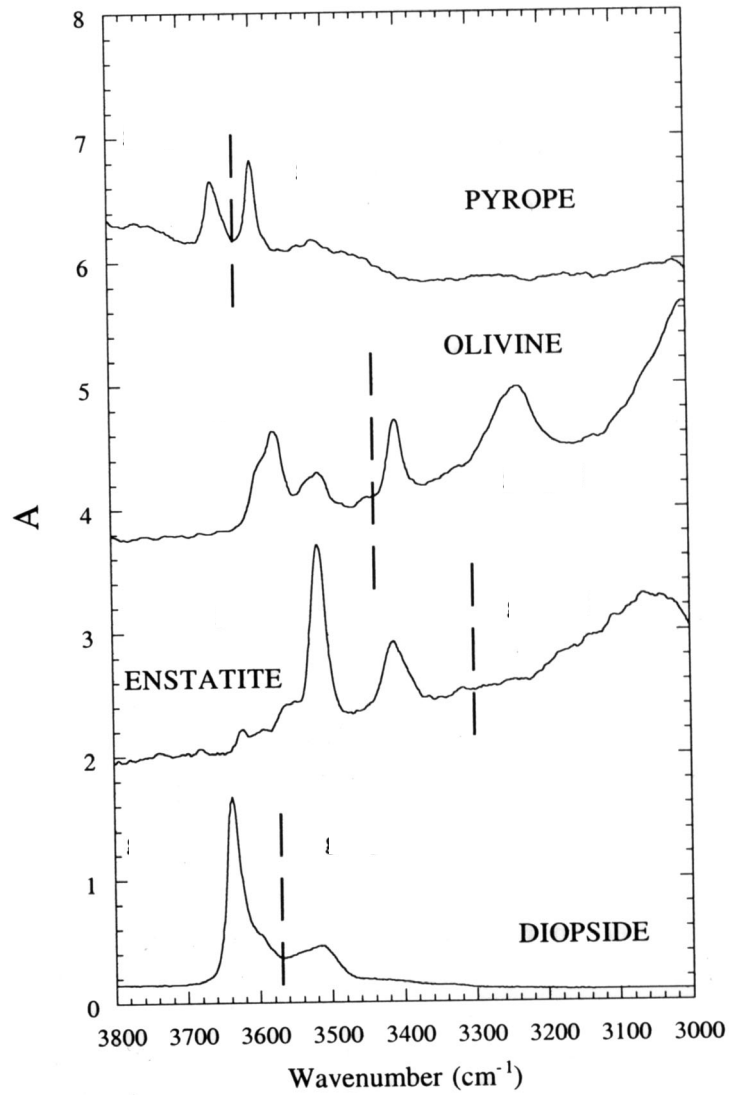


FIG. 1.9 – Exemples de bande OH dans les principaux NAMs du manteau (D'après Ingrin and Skogby [2000]). Chacun des spectres est décalé verticalement de 2.

Les mesures de variation du $\delta^{18}O$ de l'eau de mer indiquent que la masse de l'hydrosphère aurait tendance à diminuer, ce qui impliquerait que le cycle interne de l'eau ne soit pas à l'équilibre [Wallmann, 2001]. Le manteau terrestre est-il en train de se remplir? On verra que des modèles numériques peuvent apporter une contrainte supplémentaire à ce problème.

1.4 Les réservoirs d'eau du manteau

Il est intéressant de connaître la quantité maximum d'eau que peuvent accepter les minéraux du manteau. On utilise pour cela des expériences à haute-pression à saturation en eau. Il apparaît logique de penser que les capacités de stockage dépendent des différentes zones minéralogiques du manteau. Ces variations minéralogiques sont essentiellement dues à l'augmentations de pression lithostatique et sont séparées par des changements de phase que la sismologie permet de localiser. Habituellement, on divise le manteau terrestre en trois couches principales: le manteau supérieur (10-410 kilomètres), la zone de transition (410-660 kilomètres) et enfin dans le manteau inférieur (660-2900 kilomètres).

1.4.1 Le manteau supérieur

La solubilité de l'eau des minéraux du manteau supérieur augmente avec la pression en H_2O (**Fig. 1.10**). Aux pressions et températures correspondant à la limite inférieure du manteau supérieur (13 GPa, 1500 °C), l'**olivine** peut accepter 1510 ppm d' H_2O [Bai and Kohlstedt, 1992]. La solubilité maximum pour l'**olivine** a été réestimée à 1200 ppm par la même équipe [Kohlstedt et al., 1996].

A faible pression, la solubilité de l'eau dans les **pyroxènes** est plus importante que dans l'olivine (**Fig. 1.10**). A 2 GPa, 1050 °C un polycristal de **diopside** peut déjà en accepter 560 ppm; en présence d'aluminium on peut en trouver jusqu'à 1160 ppm [Kohn, 1996]. Les **orthopyroxènes** ont un comportement assez proche. A 7 GPa et 1100 °C, 1186 ppm d' H_2O peuvent être dissous dans un mono-cristal d'**enstatite**. En présence de

la croûte océanique, dans laquelle le $\delta^{18}O$ est fixe. Par conséquent lorsque l'on augmente la proportion de processus hydrothermaux à haute température à la dorsale par rapport à l'altération à basse température des fonds océaniques, on augmente le contenu en ^{18}O de l'eau de mer.

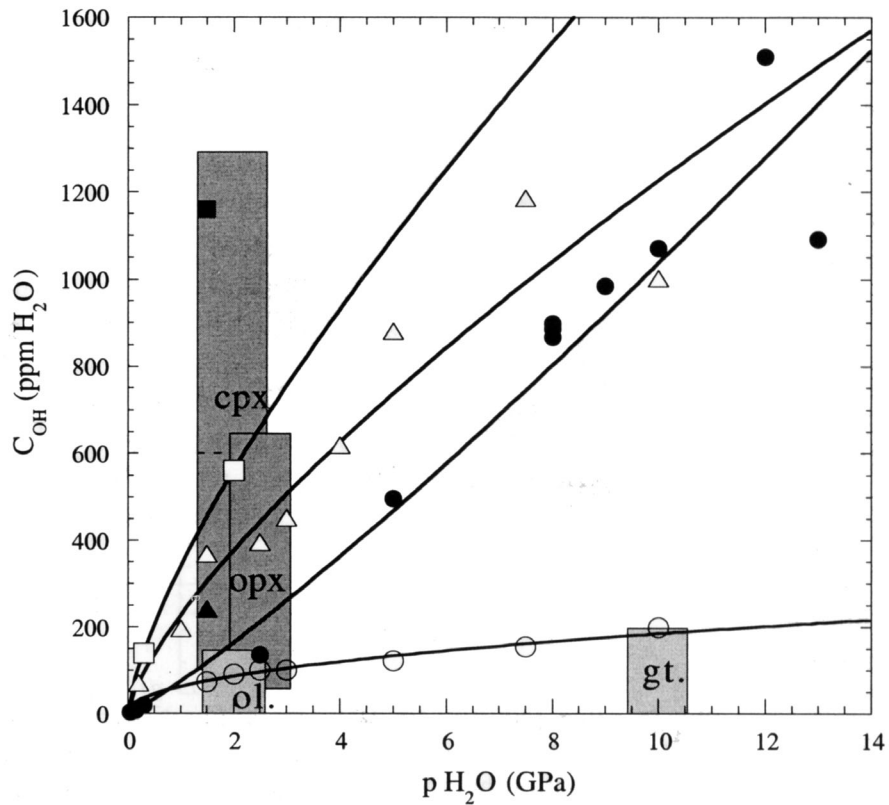


FIG. 1.10 – Solubilité de l'hydrogène en fonction de la pression en H_2O (D'après Ingrin and Skogby [2000]) cercles clairs : **pyrope**, cercles foncés : **olivine**, triangles clairs et foncés : **Enstatite**, carrés clairs : **diopside**, carrés foncés : **Al-diopside**. Les zones grisées nous renseignent sur l'étendue des concentrations mesurées dans les échantillons naturels.

fer la concentration pourrait être encore plus élevée.

Terminons cette revue de la solubilité de l'eau (H^+) dans les minéraux du manteau supérieur avec les **grenats**. Lu and Keppeler [1997] ont incorporé 200 ppm d'eau dans un mono-cristal de **pyrope** à 10 GPa. On remarque que c'est beaucoup moins que dans les autres phases minérales. Lorsque l'on se place en excès de SiO_2 , un cristal de **pyrope** synthétique peut contenir 1000 ppm d'eau à 5 GPa et $1000^\circ C$ [Withers et al., 1998]. A 7 GPa, la concentration en H_2O a diminué au point de n'être plus détectable. Si l'on se place dans des conditions représentatives du manteau supérieur, on s'aperçoit que le **pyrope** se déshydrate à partir de 250 km de profondeur et constitue un réservoir d'eau peu probable dans la zone de transition [Withers et al., 1998].

1.4.2 La zone de transition

La zone de transition possède de nombreuses caractéristiques spécifiques²⁹ qui en font un sujet de recherche attirant, et en ce qui concerne notre étude, la zone de transition est capitale. La solubilité de l'eau y est plus importante que nulle part ailleurs dans le manteau, ce qui en fait le plus probable réservoir d'eau du manteau.

Des phases hydratées magnésiennes denses (DHMS **Tab.** 1.1) peuvent être stables à cette profondeur, en contexte froid (**Fig.** 1.2). La phase E, formée à partir de la phase A suivant la réaction $A + \text{Enstatite} = E + H_2O$ apparaît comme stable jusqu'à au moins 15 GPa [Bose and Navrotsky, 1998]. La "Super-hydrous phase B" est stable à des températures inférieures à $1300^\circ C$ à 20 GPa. La **phase D** (= phase F et G) à la même pression disparaît à $1100^\circ C$ et reste stable jusqu'à $1200^\circ C$ à 25 GPa [Ohtani et al., 2001]. Des expériences et des calculs récents [Larsen et al., 2003] montrent que les deux phases B pourraient être les principaux réservoirs d'eau entre 400 et 520 km.

La zone de transition se compose en majorité de Ringwoodite (phase γ), de Wadsleyite³⁰, de **grenat** et de **Stishovite**. La concentration en eau (H^+) dans le **grenat** sous des conditions P-T représentatives est supérieure à 675 ppm [Bolfan-Casanova et al., 2000]. La **Stishovite** est un polymorphe de haute pression de la silice (SiO_2) et apparaît au delà de 300 km de profondeur. En présence d'Aluminium (Al), la concentration en

29. La viscosité de cette zone semble inférieure à celle du reste du manteau mais les incertitudes sont grandes et des modèles complètement opposés ont été proposés (voir King [1995] et Weidner et al. [2001] pour une revue)

30. parfois appelée à tort phase β -spinel.

eau (H^+) dans la **Stishovite** peut atteindre 550 ppm, c'est-à-dire 10 fois plus que dans un échantillon sans Aluminium [Pawley et al., 1993]. Notons que ces expériences ont été faites à 10 GPa (~ 300 km de profondeur) et $1200^\circ C$, ce qui correspond à une zone de subduction froide, et par conséquent restreint l'étendue de ce réservoir potentiel. La solubilité dans la Wadsleyite est supérieure à 24 000 ppm (à 14 GPa et $1100^\circ C$) et celle de la phase γ -**spinelle** pourrait s'élever jusqu'à 27 000 ppm (à 19.5 GPa et $1100^\circ C$) [Kohlstedt et al., 1996]³¹. La wadsleyite parfois nommée **spinelle** modifié pourrait même intégrer jusqu'à 30 000 ppm d'eau [Inoue et al., 1995]. Dans une zone riche en fer, la **wadsleyite** II pourrait être stable à $1400^\circ C$ et 17.5 GPa (~ 550 km) et constituer un réservoir de plus pour l'eau (H^+) [Smyth and Kawamoto, 1996].

La solubilité varie en fonction de la température. Il est donc difficile de donner une valeur moyenne pour toute la zone, cependant une grandeur semble rester constante : le coefficient de partition. Entre le manteau supérieur, mélange d'**olivine**, de **pyroxènes** et de **grenats**, et la zone de transition, il est de l'ordre de 10 [Kohlstedt et al., 1996]. Cela veut dire que si l'on assimile la solubilité de l'eau dans le manteau supérieur à sa solubilité dans l'**olivine** (1200 ppm), la solubilité moyenne de la zone de transition s'élèverait à 12 000 ppm (1.2 % *masse*). Bien qu'approximative, on peut garder cette valeur en tête comme ordre de grandeur.

1.4.3 Le manteau inférieur

Une fois le changement de phase **spinelle**-postspinelle dépassé (660 km, 23 GPa), le manteau se compose de **perovskite** et de magnésioiwüstite. La solubilité de l'eau (H^+) dans ces minéraux est un sujet de débat actuel³². Il semble cependant qu'elle soit très faible. Bolfan-Casanova et al. [2000] ont mesuré les coefficients de partition entre les phases de la zone de transition et celles du manteau³³. Ils en déduisent que l'eau est largement plus soluble dans la zone de transition que dans le manteau inférieur. Un coefficient de

31. En étudiant la variation du module de compressibilité élastique entre les phases β (Wadsleyite) et γ (Ringwoodite) et en les comparant, Yusa et al. [2000] estiment qu'une concentration de ~ 3 % *masse* H_2O serait en accord avec les observations sismologiques.

32. Murakami et al. [2002] prédisent, sur la base de mesures spectrométriques, que la **perovskite** naturelle (avec de l'Aluminium) pourrait dissoudre de l'ordre de 3000 ppm et la **Magnésioiwüstite** de l'ordre de 2000 ppm. Ces résultats restent discutables et attendent confirmation. On sait d'ores et déjà que l'ajout de fer devrait réduire la solubilité de la **perovskite**-Al-Mg-Fe aux alentours de 100 ppm [Litasov et al., 2003]

33. Entre des température de 1200 à $1600^\circ C$ et des pressions de 15 à 24 GPa.

partition moyen de 100 est souvent évoqué. De plus, Higo et al. [2001] ont montré que la **perovskite** n'acceptait au maximum que 500 ppm d'eau dans sa structure cristalline contre 10000 ppm pour la **ringwoodite**. La **Magnésioiwüstite** à 25 GPa ne dissoudrait que ~ 20 ppm [Bolfan-Casanova et al., 2002].

De nombreuses recherches ont été, et sont toujours menées, dans le but de trouver des minéraux hydratés (DHMS) stables à très haute pression. Ces phases prennent pour nom les lettres de l'alphabet. On a vu les phases DHMS-A, B et la **super-hydrous phase B**³⁴ dans la zone de transition (cf. **Fig.** 1.2), et l'on trouvera les phases D, E, F et G dans le manteau inférieur. Les phases D, F et G semblent très proches³⁵ et peuvent contenir jusqu'à 150000 ppm d'eau (phase G). Elles ne sont stables qu'à basse température (800-1300° C), c'est-à-dire dans les slabs froids. La **phase D**, qui provient de la **super-hydrous phase B**, se décompose autour de 1250 km de profondeur (44 GPa), ce qui semble être la limite inférieure de stabilité des DHMS [Shieh et al., 1998].

De manière anecdotique, on notera que les **grenats** de la croûte océanique, lorsqu'ils sont enrichis en Fer et en aluminium, peuvent rester stables profondément dans le manteau inférieur (50 GPa) [O'Neill and Jeanloz, 1994]. On conclura en énonçant le cas très rare d'une roche sédimentaire hydratée encore stable, pense-t-on, dans le manteau inférieur : la phase $\delta - AlOOH$ [Tsuchiya et al., 2002].

1.4.4 Et le noyau dans tout ça ?

L'eau (H^+) a pu parvenir dans le noyau de deux manières: soit au moment de l'accrétion hétérogène de la planète, soit par échange avec le manteau a posteriori. Les deux processus, l'un après l'autre, sont aussi envisageables. La question de l'affinité de l'hydrogène et du fer a été abordée dès 1935 [Vigner and Huntington, 1935]. Après une longue pause, essentiellement car l'eau et le fer ne sont pas compatibles à température et pression ambiantes, de nouvelles expériences ont été menées. En mesurant le contenu en hydrogène dans du fer fondu à 7,5 GPa et en déterminant le coefficient de partition entre les silicates et le fer liquide en fonction de la température, Okuchi [1997] a montré que dans un océan magmatique 95 % de l' H_2O présente aurait réagi avec le fer pour former le FeH .

34. On la nomme parfois phase C ...

35. Nous laisserons aux spécialistes le rôle de juges dans la controverse liée à leur détection [Ohtani et al., 1997; Liu and Irifune, 1998; Ohtani et al., 1998]

Ce groupe pourrait être resté stable lors de sa migration vers le centre de la planète. De plus 60% du déficit de densité du noyau pourrait être du à la présence d'hydrogène. Les autres éléments légers susceptibles d'être contenus dans le noyau sont le soufre et le carbone, et semblent n'être présents qu'en très faible quantité. Tout compte fait, le noyau pourrait contenir l'équivalent de 100 hydrosphères et être le réservoir d'eau interne le plus important [Williams and Hemley, 2001].

On distingue une zone de faible vitesse dont l'épaisseur varie latéralement, reposant sur le noyau. C'est la couche D". On distingue même parfois une couche de très faible vitesse à l'intérieur de la D" [Wen and Helmberger, 1998]. Cette zone pourrait être due à la présence d'un magma de type MORB dont la flottabilité se serait inversée [Ohtani and Maeda, 2001]. L'arrivée d'eau peut les déstabiliser [Richet et al., 2000] et générer des panaches. Les données sismologiques sont cohérentes avec une zone de fusion partielle à la base du manteau [Simmons and Grand, 2002]. La compréhension de cette zone constitue une étape essentielle pour répondre aux questions relatives à la perméabilité de la CMB.

1.5 En résumé

Les informations que nous livrent les nombreuses études présentées dans ce chapitre ne conduisent pas à un consensus sur la distribution d'eau dans le manteau. Certaines hypothèses semblent quand même un peu mieux fondées que d'autres.

Le paramètre le mieux contraint est la capacité de stockage des roches mantelliques. Les expériences de laboratoire décrivent un manteau terrestre composé de trois couches de solubilités différentes. On peut grossièrement dresser le tableau suivant: Une zone de forte solubilité de l'ordre du 1%*masse*, la zone de transition, coincée entre un manteau supérieur où l'eau (H^+) est 10 fois moins soluble et un manteau inférieur où elle l'est 100 fois moins. Le manteau supérieur et la zone de transition contiendrait une quantité d'eau, sous forme d'ions hydrogène H^+ , équivalente à quelques hydrosphères. On trouverait une concentration en eau (H^+) d'environ 500 ppm dans le manteau supérieur. Si le couplage du réservoir mantellique au cycle externe par l'intermédiaire de la lithosphère océanique grâce au processus de tectonique des plaques semble établi, l'imperméabilité de l'interface noyau-manteau n'est pas encore démontrée. A la lecture de ces données, on a souvent décrit la zone de transition comme une couche humide ayant piégé toute l'eau mantellique (H^+)

et proposé cette hypothèse pour répondre à de nombreuses questions.

L'objet de cette thèse est de questionner ce modèle en prenant en compte la convection du manteau en sus des contraintes minéralogiques connues (différence de solubilités, vitesse de diffusion, etc ...).

Chapitre 2

Eau et convection dans le manteau : La zone de transition est-elle un réservoir vide ?

Les études minéralogiques (**Sec. 1**) montrent que toutes les conditions sont réunies pour faire de la zone de transition le réservoir d'eau interne de la planète. Les variations de solubilité contraignent l'eau (H^+) à diffuser vers ce réservoir [Bolfan-Casanova et al., 2000; Kohlstedt et al., 1996]. La diffusivité de l'ion H^+ pourrait atteindre $10^{-6} m^2.s^{-1}$ aux joints de grain [Smyth and Frost, 2002]. C'est de loin la diffusivité la plus forte pour un élément chimique. Elle reste tout de même de l'ordre de grandeur de celle de la température $10^{-6} m^2.s^{-1}$ dont on sait qu'elle est transportée par advection plus que par diffusion. On peut donc s'attendre à ce que le transport de l'eau (H^+) soit lui aussi tributaire de la convection.

En fait, les modèles numériques présentés dans ce chapitre montrent que si l'on ne considère que la diffusion et l'advection comme moyens de transport, la distribution en eau (H^+) dans le manteau terrestre sera homogène quelque soit la condition initiale considérée, cela implique la présence d'eau dans le manteau inférieur où sa solubilité est supposée très faible [Bolfan-Casanova et al., 2000, 2002]. En conséquence, cette eau n'aura d'autre choix que de sortir des minéraux (**NAMs**) et de former une nouvelle phase, probablement un fluide interstitiel silicaté. La présence de cette nouvelle phase, que l'on a baptisé "phase libre" joue un rôle majeur dans la redistribution de l'eau à l'intérieur de la Terre (**Sec. 3**).

2.1 Introduction

Water is probably present everywhere in the Earth's mantle today, albeit sometimes at the parts per million (ppm) scale [Thompson, 1992]. The total water content of the inner Earth could be less than 10% or as high as 100 times the water contained in the hydrosphere. In this case, water will be essentially present in the core [Williams and Hemley, 2001] and the content of the mantle is estimated to be close to that of the hydrosphere. Nevertheless, water distribution within the mantle is not well known. The effects due to the presence of water in the mantle are numerous.

- (i) The melting processes are directly affected through a decrease of rocks solidus [Inoue, 1994; Hirth and Kohlstedt, 1996], a change in the resulting chemical differentiation [Kushiro, 1972] and a decrease of magma viscosity and density [Burnham, 1992].
- (ii) Water content can also alter the seismic wave velocities and anisotropy [Karato, 1995], by influencing the seismic discontinuity for example [Wood, 1995].
- (iii) Mantle dynamics should be affected by the variation of viscosity linked to the water content [Chopra and Paterson, 1984].
- (iv) Electrical conductivity is also water-dependent [Karato, 1990].

All these effects, if observable, could be used to constrain the water distribution in the mantle. Unfortunately, at present only the seismic information seems exploitable in terms of water distribution [Karato, 2002]. The problem of water in the Earth's mantle may be addressed in two different ways. The first concerns the global amount in the mantle and its evolution with time. Lecuyer and Allemand [1998] using sedimentary records, and Schubert and Reymer [1985] modeling continental growth suggest that the ocean volume has not changed by more than 20% during the last billion years, so we may infer that the global water content of the mantle did not vary more than this amount. The second one is related to the spatial distribution of water in the mantle. For instance, Bonatti [1990] infers that some hotspots may be more related to wet plumes than to hot plumes. In addition, the transition zone is suspected to behave as a water reservoir due to the high water solubility in minerals that compose it. To address these issues, we have to consider three important points.

- 1. Plate tectonics. It allows the internal water cycle to be connected to its external

cycle by way of the recycling of hydrated oceanic crust in the mantle: the input flux of the system. Volcanism, especially at ridge, creates the output flux, due to the high water partitioning coefficient between melt and rocks [Dixon et al., 1995].

- 2. The mobility of water. According to the minerals and to the pressure and the temperature conditions, water can be present in different forms: as free water, as H_2O form in hydrous minerals, or as point defects in nominally anhydrous minerals (NAMs). Below 100 km depth, hydrous minerals are no longer stable and NAMs are considered to be the main site for water storage [Bell and Rossman, 1992; Smyth et al., 1991]. Infrared (IR) spectroscopy shows that hydrogen occurs as proton H^+ and is closely associated with an oxygen ion O^{2-} to make an OH dipole. Mobility of water in NAMs is temperature-dependent but weakly phase-dependent [Ingrin and Skogby, 2000]. Conversely, solubility is dependent on the mineral phase: water partitioning between NAMs varies over a large range [Bolfan-Casanova et al., 2000]. Solubility of water in the mantle depends on the mineralogy of the mantle. This mineralogy is widely accepted [Stixrude, 1995], as having three main zones: the upper mantle (UM) consisting of garnet, **olivine**, Al-spinel and pyroxene, the transition zone (TZ) composed of α -phase, β -phase, majorite and the lower mantle (LM) with perovskite and magnesiowustite. The maximum amount of water that can be dissolved is different in these three zones. The partition coefficient of water between the upper mantle and the transition zone, $D_{UM/TZ}$, is estimated to be 1:10 [Kohlstedt et al., 1996]. On the other hand, Bolfan-Casanova et al. [2000] recently proposed a partition coefficient between lower mantle and transition zone, $D_{LM/TZ}$, higher than 1:100. As a consequence, it is expected that the transition zone is able to store a high amount of water in comparison with the other parts of the mantle [Ingrin and Skogby, 2000; Bolfan-Casanova et al., 2000; Inoue et al., 1995; Ohtani et al., 2001].
- 3. Mantle dynamics. Convection in the Earth's mantle results in its vigorous convection and many numerical models have investigated the repartition of trace elements in the mantle by using a technique of passive tracers. However, hydrogen is well known for its strong intracrystalline diffusivity in mantle minerals (κ_H), several orders of magnitude higher than those of other chemical elements, so that transport by diffusion must be considered in the modeling of the water cycle in the mantle. Nevertheless, κ_H remains small. It is estimated to be around $10^{-8} m^2 s^{-1}$ under the

pressure and temperature conditions of the upper mantle [Ingrin and Skogby, 2000], which is two orders of magnitude lower than the thermal diffusivity. The characteristic distance for the diffusion transport varies as the square root of the time scale we consider. In the case of the water, it is around 6 mm over 1 h and 60 cm over 1 year. At first glance, this appears much more than the rate of the convection, but at the time scale of the mantle dynamics, the water can diffuse only through 600 m during one million years and through less than 20 km during one billion years. As a consequence, we may expect that the transport by advection would play a major role in the distribution and the mixing of the water in the mantle, and that the diffusion acts mainly in the vicinity of the transition zone, where the high water solubility of the rocks may enhance its role. The aim of the present work is to highlight the balance between both processes.

2.2 The water equation

The first step is to give a conservation equation for the water content. As we will remain in the Boussinesq approximation, i.e. we will neglect the compressibility of rocks, we can use the water concentration $[H]$, instead of the water content $\rho_{[H]}$, ρ being the rock density. The terms describing the time variation and the transport by advection are classical, but the diffusion term requires special care. The diffusion flux is controlled by the spatial variation of the chemical potential W , so that a first general form of this equation would be:

$$\frac{\delta[H]}{\delta t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla}[H] = \vec{\nabla} \cdot \left(k_H \vec{\nabla} \frac{\mu}{RT} \right) + S \quad (2.1)$$

where $\mathbf{u} = (u_x, u_z)$ denotes the velocity vector of the rocks containing the water, T the temperature and R the gas constant. S is a generic term that allows us to include source or sink of water, as for example water injected at a subduction zone, or water released when melting occurs. k_H is a material property that relates the diffusion flux to the gradient of the chemical potential. As the chemical potential depends on the water concentration:

$$\mu = \mu^* + RT \ln[H] \quad (2.2)$$

with μ^* the pure material chemical potential, the diffusion term can be rewritten as:

$$\vec{\nabla} \cdot (k_H \vec{\nabla} \frac{\mu}{RT}) = \vec{\nabla} \cdot (\frac{k_H}{[H]} \vec{\nabla}[H] + k_H \vec{\nabla} \frac{\mu^*}{RT}) \quad (2.3)$$

It contains two parts: the first one is classical, describing the effects related to the spatial variation in water concentration, whereas the second one reflects the effects due to variations in chemical composition. In the first term, $k_H/[H]$ stands for the water diffusivity which we will note as κ_H , use hereafter instead of k_H , mainly because only the diffusivity is measured in laboratory experiments and appears independent of the water content. Replacing the diffusion term of **Eq. 2.1** by the relation in **Eq. 2.3** leads to our equation for water conservation law:

$$\frac{\delta[H]}{\delta t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla}[H] = \kappa_H \Delta[H] + \kappa_H \vec{\nabla} \cdot ([H] \vec{\nabla} \frac{\mu^*}{RT}) + S \quad (2.4)$$

when the diffusivity is assumed to be constant.

2.2.1 Water diffusivity and boundary conditions

In fact, intra-grain water diffusivity in the upper mantle is temperature-dependent and follows the empirical law $\kappa_H = 4 \cdot 10^{-4} e^{-149000/RT}$ [Ingrin and Skogby, 2000]. Accordingly, it varies from $410^{-9} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ to $1.6 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ when the temperature ranges from 1300°C to 1500°C , which would be expected in the upper mantle below the lithosphere. For a temperature of 500°C , κ_H lies around $10^{-14} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, so that the water flux away from the mantle through lithosphere can be neglected. As a consequence, the diffusivity may initially be assumed to be constant, the very low values of the diffusivity in the lithosphere being modeled through the boundary condition, stating a zero flux at the top surface. Unlike for the upper mantle, the intragrain water diffusivity is very poorly constrained for the lower mantle minerals, but since it only slightly depends on the mineral composition in the upper mantle, we will assume that it will be constant throughout the whole mantle. Lastly, the water conservation equation requires a lower boundary condition. Due to the large uncertainties of the water solubility in iron, we assume a zero flux at the core-mantle boundary. In our model, water cannot escape from or enter the mantle, except via the source term S .

2.2.2 Water solubility

The second term of the right-hand side of **Eq. 2.4** describes the diffusion effects due to the spatial variation of the chemical potential of pure mineral, μ^* . At the interface between two layers (the upper mantle, the transition zone or the lower mantle), the transition of mineral phase brings a variation in the chemical potential of pure minerals μ^* , inducing a partitioning of water content between both phases [De Groot and Mazur, 1994]. At equilibrium, the chemical potential must be identical in both layers [Landau and Lifchitz, 1967], which leads us to write that the water concentration ratio between both layers, $\frac{[H]_1}{[H]_2}$, is equal to the partition coefficient $D_{1/2}$:

$$[H]_1 = [H]_2 D_{1/2} \quad \text{with} \quad D_{1/2} = e^{\frac{\mu_2^* - \mu_1^*}{RT}} \quad (2.5)$$

This is introduced in the model through the description of the pure material chemical potential:

$$\mu^*(z) = RT \left(\frac{\ln D_{UM/TZ}}{2} \left(1 - \tanh\left(\frac{z - z_{UM/TZ}}{\sigma}\right) \right) + \frac{\ln D_{TZ/LM}}{2} \left(1 - \tanh\left(\frac{z - z_{TZ/LM}}{\sigma}\right) \right) \right) \quad (2.6)$$

where z denotes the depth, $z_{I/J}$ the position of the phase changes and σ the half thickness of the phase change. We see on Fig. 1, where μ^* is plotted as a function of depth, that the partition coefficient between the upper mantle and the transition zone, i.e. between olivine and spinel, is fixed to 1:10 ($D_{UM/TZ} = 10$) according to high-pressure experiments [Kohlstedt et al., 1996]. Between the transition zone and the lower mantle, i.e. between spinel and postspinel, the partition coefficient is fixed to 100:1 ($D_{TZ/LM} = 0.01$) according to [Bolfan-Casanova et al., 2000]. It is worth noting that the solubility does not affect the water diffusivity, but only the water concentration.

2.2.3 Simple 1-D analysis

Since the dependence of the water solubility on the mineral phases is central in this problem, it is important to revisit some basics, drawn from **Eq. 2.4**, which allow us to better understand it. If we neglect the horizontal variations and assume the system will reach a steady state, **Eq. 2.4** has an analytical solution when the pure material chemical

potential behave has a step function:

$$[H]/[H]_{\infty} = \begin{cases} 1 + \frac{1-D}{D} \exp\frac{u_z}{\kappa_H} z & \text{for } z < 0 \\ 1 & \text{for } z > 0 \end{cases} \quad (2.7)$$

where $[H]_{\infty}$ is the value for $[H]$ set when $z \rightarrow +\infty$.

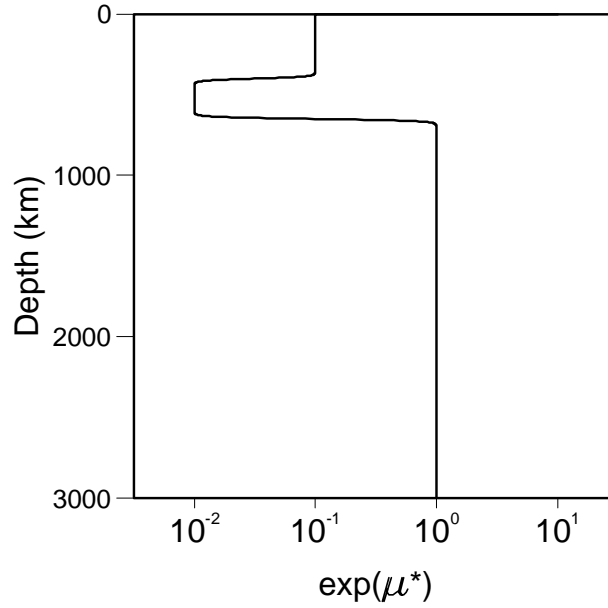


FIG. 2.1 – **Plot of the exponential value of the chemical potential of pure material as a function of depth** It can be related to water concentration following **Eq. 2.2**. In the case of pure diffusion, water concentration fits a specific profile at equilibrium induced by variation of solubility with mineral phases. We chose as the partition coefficient: 1:10 for the upper mantle/transition zone interface [Kohlstedt et al., 1996] and 1:100 for the lower mantle/transition zone interface [Bolfan-Casanova et al., 2000]

This solution is given for a single chemical potential step located at $z = 0$, in an infinite medium, where the vertical velocity, u_z , is positive (downward on **Eq. 2.2**). u_z is constant throughout the medium as to satisfy the mass conservation, $\vec{\nabla} \cdot u = 0$. Without advection transport, $u_z = 0$, the water concentration is described by a Heaviside function: $[H] = [H]_{\infty}/D$ above the chemical step and $[H] = [H]_{\infty}$ below.

This directly reflects the equilibrium of the chemical potential between both layers stated in **Eq. 2.5**. In presence of advection, $u_z \neq 0$, the conservation of water prescribes

that the water concentration should tend to the same value, $[H]_\infty$, when $z \rightarrow +\infty$. This analytical solution is shown by a thick curve on **Fig. 2.2**, where $D = 0.01$. The step in pure material chemical potential imposes that the contrast in water concentration across the interface should be maintained equal to D , so that there is an accumulation of water above the interface. By looking at **Eq. 2.4**, we can see that the second term of the right-hand side acts as a sink term just beneath the interface, transferring the water to a source term just above. Note that, if the velocity was negative, the solution would be characterized by a defect in water content below the interface, and a constant value above. This notable effect of the step in pure material chemical potential behaves as a barrier for the water. $\frac{\kappa_H}{u_z}$ has the dimension of a length and represents the characteristic thickness of the water accumulation. It is only 30 m for $u_z = 1$ cm/yr and $\kappa_H = 10^{-8} m^2 s^{-1}$. The amount of water stocked above the interface is directly proportional to this thickness:

$$\int_{-\infty}^0 ([H] - [H]_\infty) dz = [H]_\infty \frac{1 - D}{D} \frac{\kappa_H}{u_z} \quad (2.8)$$

It decreases as the velocity increases. The time necessary to transport the same amount of water across the interface is given by **Eq. 2.8** divided by the velocity, u_z . It lies in the range of a few thousand years for $u_z = 1$ cm/yr and $\kappa_H = 10^{-8} m^2 s^{-1}$, suggesting a water transport by advection larger than the diffusion transport by several orders of magnitude. Nevertheless, we might expect strong variations in water concentration at the boundary between two layers with different solubility, whatever the partitioning between both modes of transport.

In fact, the strength of this barrier effect depends on the sharpness of the variation in pure material chemical potential, μ^* , and therefore on the thickness of the phase change. In the Earth's mantle, the phase changes probably do not occur in a discontinuous way. In our model the phase change thickness is prescribed through the parameter σ . When μ^* is defined by **Eq. 2.6**, **Eq. 2.4** has to be solved numerically. The thin curves on **Fig. 2.2** show the solutions for σ ranging from $0.25 \times \kappa_H / u_z$ to $8 \times \kappa_H / u_z$. The barrier effect persists as long as the phase transition remains thinner than κ_H / u_z , but the amplitude of the water accumulation strongly decreases for thicker phase transition. It reduces by one order of magnitude when $\sigma = \kappa_H / u_z$ and two orders of magnitude when $\sigma = 8 \times \kappa_H / u_z$.

Seismic estimates of the width of the mantle discontinuities infer a very sharp phase

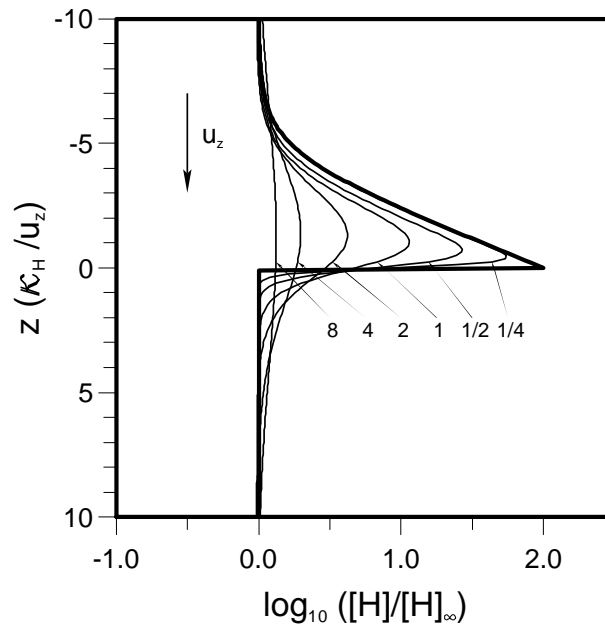


FIG. 2.2 – Influence of the normalized phase change half thickness σ on the shape of the water concentration above a phase change with a water partition coefficient of 100. The normalized water concentration is plotted as a function of κ_H/u_z . κ_H/u_z represents the characteristic thickness of the water accumulation. We see that the higher the value of σ , the less water is concentrated near the interface. Note also that an increase of κ_H and a decrease of u_z will play the same role and make the high concentration zone thicker.

transition at 400 km, less than 5-7 km, and a thicker one at 650 km, 20-30 km [Petersen et al., 1993]. They are globally lower than thermomechanical estimates [Smyth and Frost, 2002]. The 650 km phase transition is expected to have the larger influence on the water distribution, because of the two orders of magnitude contrast in the water solubility existing between transition zone and lower mantle minerals. Consequently, its thickness would strongly restrict the effect of the solubility variation. These effects should be only perceptible along parts of the discontinuity where the mantle vertical mass flux is almost non-existent: the vertical velocity should be less than $3 \cdot 10^2$ mm/yr ($\kappa_H/u_z > \sigma$, taking σ , the half thickness of the phase transition, equal to 10 km and $\kappa_H = 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$).

2.2.4 Time dependence

We will now neglect the advection term in **Eq. 2.4** and focus on the time-dependent solutions. **Fig. 2.3** displays the time evolution of water concentration under the effect of pure diffusion. The domain corresponds to the whole mantle and contains three layers: the upper mantle, the transition zone and the lower mantle associated with the variation in pure material chemical potential displayed in **Fig. 2.1**. We used 512 grid points along the depth so as to preserve a transition thickness in the range of 20 km, σ being at least equal to two mesh sizes ($dz = 5.9$ km, $\sigma = 11.8$ km for a transition thickness of 23.6 km).

Starting from a homogeneous water concentration, the equilibrium state is reached when the concentration ratio between layers equals the solubility ratio. This happens after a non-dimensional time in the order of 1. In the absence of mantle convection, the time scale is based on the water diffusivity and can be resized by the factor L^2/κ_H , where L is the length scale, i.e. the whole-mantle thickness. The intra-grain water diffusivity of the mantle, estimated to be around $10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ at 1400°C [Ingrin and Skogby, 2000], leads to a time scale of around 30 000 Gyr. A relaxation time comparable with the Earth's age would be obtained with a water diffusivity value four orders of magnitude higher. We may note that the upper mantle and the transition zone balance each other after a non-dimensional time of 10^{-2} , which corresponds to the characteristic time based on their own thickness.

In the light of these preliminary results, we may infer that, even if the diffusivity of water is several orders of magnitude larger than those of other chemical elements, it appears too small to affect strongly the mixing expected from the mantle convection.

As a consequence, a study including mantle dynamics is necessary to draw conclusions concerning the ability of the transition zone to trap a large amount of water.

2.3 Influence of mantle dynamics

2.3.1 Equations of convection

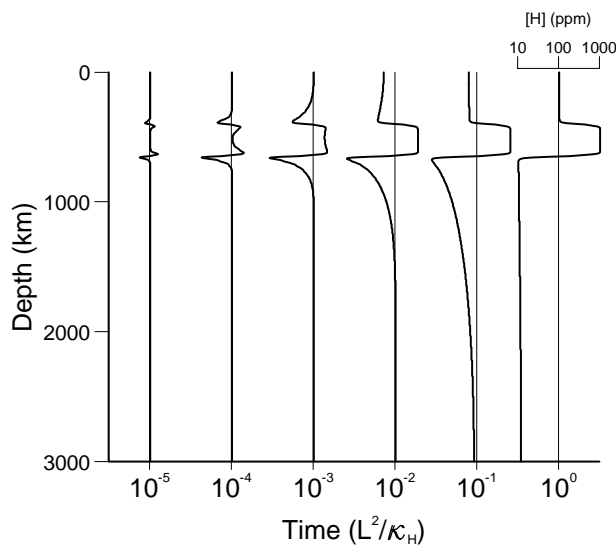


FIG. 2.3 – **Pure diffusion effect on mantle water distribution on the shape of the water concentration above a phase change with a water partition coefficient of 100.** Here we display the dimensionless temporal evolution of water concentration along the z -axis (depth), according to diffusion process alone. The initial water concentration condition is a homogeneous mantle. During evolution, water content of the upper mantle passes by a minimum that implies a transfer of water from the lower mantle to the upper mantle. Non-dimensional time is L^2/κ_H where $L=3000$ km is the thickness of the mantle and κ_H is the water diffusivity. With high diffusivity, $\kappa_H = 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$, distribution reaches steady state, the equilibrium profile, after 300 billion years; two orders of magnitude greater than Earth's age. This experiment shows the slowness of the diffusion process to enrich water in the transition zone.

The velocity field, u , used to solve the water conservation **Eq. 2.4** derives from a numerical model of mantle convection, which is based on the usual hydrodynamic equations

in the approximation of infinite Prandtl number:

$$\vec{\nabla} \cdot u = 0 \quad (2.9)$$

$$-\vec{\nabla} p - \rho \alpha T \vec{g} + \eta \Delta \vec{u} = 0 \quad (2.10)$$

$$\frac{\delta T}{\delta t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} T = \vec{\nabla} \kappa \cdot (\vec{\nabla} T) + \Phi \quad (2.11)$$

Here p denotes the pressure, ρ the mean density, α the thermal expansivity, \vec{g} the gravity, η the viscosity, T the temperature, κ the thermal diffusivity and Φ the internal heat generation.

The velocity field is expressed in terms of a stream function Ψ through:

$$u_x = \frac{\delta \Psi}{\delta z} \quad \text{and} \quad u_z = -\frac{\delta \Psi}{\delta x} \quad (2.12)$$

Introducing **Eq. 2.12** in the momentum **Eq. 2.10** leads to the fourth-order differential equation of the stream function:

$$\Delta^2 \Psi = -\frac{\rho g \alpha \delta T}{\eta \delta x} \quad (2.13)$$

The boundary conditions for both the energy and momentum equations will be explained in the next section, as they vary from one experiment to another. Every experiment has been performed with a stepwise increase in viscosity by a factor of 30 across the 650 km discontinuity. Such a viscosity variation has been put forward to account for the geoid-topography relationship at long wavelengths [Ricard and Vigny, 1989].

Using finite differences and the alternate direction implicit (ADI) scheme, the water and energy equations are solved over a regular grid using the method developed by Douglas and Rachford [1956]. The mesh size is $11.75 \text{ km} \times 5.875 \text{ km}$ (512 grid points along the vertical direction). The stream function is expanded in Fourier series and solved by finite differences along the vertical direction over 512 points.

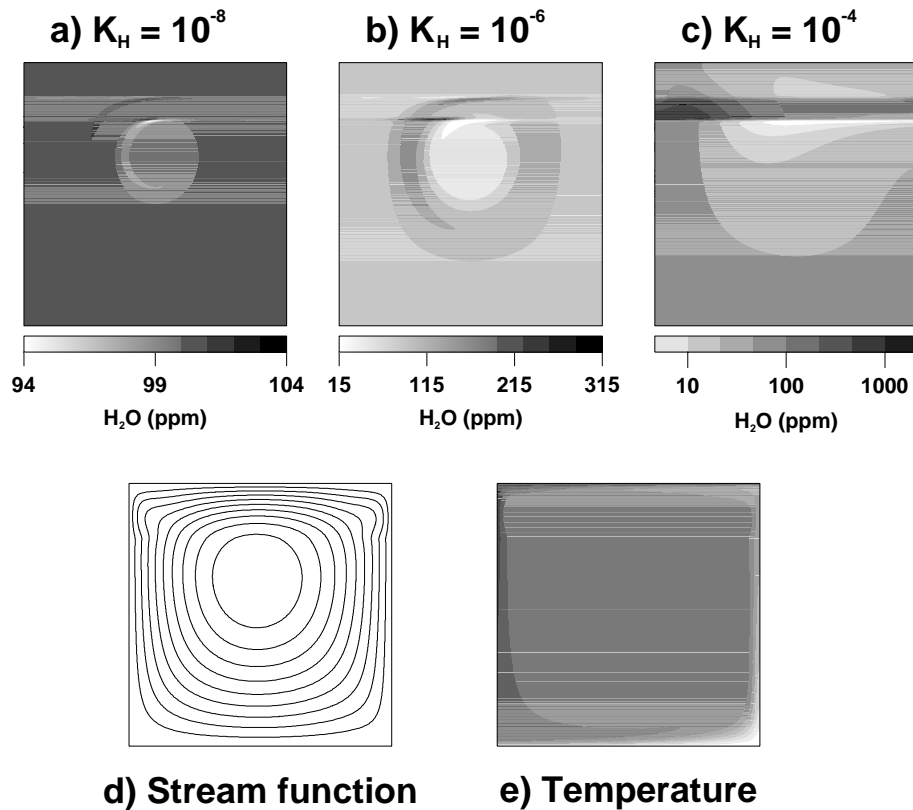


FIG. 2.4 – Influence of water diffusivity on water concentration variations. (a), (b), (c) display the snapshots of the water content in ppm after convergence is supplied for different water diffusivities, (d) is the stream function corresponding to the temperature field (e). A Rayleigh number of 106 and a free slip condition at the top of the box are applied to a homogeneous water content mantle. Concentration variation in the high diffusivity case $\kappa_H = 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ reaches a factor of 10 (b), but remains too low to be discernible for this range in the low diffusivity case $\kappa_H = 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (a). In these two cases, maximum variations settle near the center of the convection cell where the vertical velocities are the lowest. With very high water diffusivity $\kappa_H = 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (c) the enriched zone is localized in the downward flow area where the contrast reaches a value of 500 exceeding the maximum factor of 100 in the pure diffusion case (Fig. 2.3).

2.3.2 Influence of water diffusivity and water solubility

Now, we can proceed to a 2-D cartesian model, firstly by looking at the effects on the water distribution of the steady-state velocity field of a simple square convection cell (**Fig. 2.4 d**) and e)). Top and bottom boundaries are free slip, and there is no internal heating. The Rayleigh number is set to 1.1×10^{-6} so that the surface velocity reaches 3.5 cm/yr in average, which is comparable to the Earth's plate velocities. Note, on the stream function and the temperature field, the narrowing of the isolines due to the presence of the viscosity gradient at 650 km. **Fig. 2.4 a, b** and c displays the steady-state water distribution obtained for three different values of water diffusivity: 10^{-8} , 10^{-6} and $10^{-4} m^2 s^{-1}$ respectively, from a homogeneous content of around 100 ppm. In the three cases, the time required to reach the steady state is smaller ($\kappa_H = 10^{-8}$, $10^{-6} m^2 s^{-1}$) or of the same order ($\kappa_H = 10^{-4} m^2 s^{-1}$) than the time scale based on the water diffusivity (roughly 15 Gyr). For the smallest value of the water diffusion, $10^{-8} m^2 s^{-1}$ (**Fig. 2.4 a**), the variation in water content remains negligible below 10 ppm and the solubility jumps are likely to have no effect. For the intermediate value, $10^{-6} m^2 s^{-1}$ (**Fig. 2.4 b**), the distribution pattern looks similar to the former but with larger amplitude. The most water-enriched and depleted zones are focused on either side of the boundaries of the transition zone and horizontally restricted to the region where the vertical velocity is low enough to allow the diffusion process to act, i.e. at the horizontal middle part of the cell. The maximum contrast between high and low water content reaches a factor of 15 in low water content area (TZ-LM boundary). It is necessary to increase the water diffusivity up to $10^{-4} m^2 s^{-1}$ (**Fig. 2.4 c**) to observe strong variations in the water distribution. In this case, the pattern is quite different from the previous ones. The enriched zone is localized in the high solubility zone (the transition zone) of the downward flow region. Surprisingly, the range in the water content reaches around 5000 ppm. This exceeds the maximum contrast of 990 ppm expected in case of pure diffusion. In **Fig. 2.5**, this range has been plotted as a function of water diffusivity. It exhibits a maximum for a value of water diffusivity of $10^{-4} m^2 s^{-1}$, suggesting a resonance phenomenon between the convection and diffusion time scale. The preliminary conclusion of this first series of experiments is that a high water solubility zone seems efficient in storing a significant amount of water only for high water diffusivity; a diffusivity four orders of magnitude higher than the one determined from laboratory experiments. Nevertheless, mantle dynamics are much more complex than the case used

in this oversimplified experiment, and a more realistic model must be used to draw robust conclusions.

2.3.3 The role of mantle dynamics in water distribution through the Earth's mantle

The Earth's mantle dynamics are mostly controlled by plate tectonics [Monnereau and Quéré, 2001]. To simulate this system, a model of mantle convection would require a top boundary condition, which more closely represents plate dynamics than the free slip condition previously used. Such a boundary condition was proposed by Ricard and Vigny [1989] and will be adopted in the following experiment. The method consists of a piece-wise rigid condition: each part of the top boundary mimics a plate and is free to move in the positive or negative direction. The velocity of each plate is assumed to be constant over the first 80 km and is calculated at each iteration by balancing stresses exerted by the mantle convection with stresses induced by the plate motion. In this model, plate geometry remains fixed during the whole experiment. Additionally, the model will be performed with pure internal heating. In doing so, we focus the experiment on the dynamics of plates and subductions, neglecting the effect of a hot mantle plume. All other parameters have been chosen so that the surface velocities should be in the range of Earth's plate velocities, i.e. 4 cm/yr on average.

In the experiment displayed in **Fig. 2.6**, three tectonic plates constitute the top boundary. One extends over 7000 km, which is representative of the average plate length on Earth. The aspect ratio of the box is 5 (1280 × 512 grid points). In **Fig. 2.6**, a panel series displays the temperature field evolution over four billion years. The surface velocity is plotted above each panel. The subduction zone appears to jump from one plate boundary to an other with time. This switching is only derived from the 2-D framework of the model, and is not observed in 3-D spherical geometry, where the sinking currents slowly move around the plates [Monnereau and Quéré, 2001]. However, this artifact is useful to reproduce the unsteady behavior of mantle convection.

Using this model of mantle convection, we will now compare two evolutions starting with opposite distributions (**Fig. 2.7**): a homogeneous water content and the relaxed one obtained at the diffusion equilibrium, i.e. the distribution fits the partition coefficient 1:10 for UM/TZ and 1:100 for LM/TZ shown in **Fig. 2.1**. We assume there is no external

water source, so the total amount of water will remain constant in the box and will be fixed to the same value in both cases. To start with the same total amount in both cases, the initial condition is a water content of 100.3 ppm everywhere in the first case and an equilibrated distribution of 10 ppm in the lower mantle, 1000 ppm in the transition zone and 100 ppm in the upper mantle, in the second case. Lastly, to take into account possible grain boundary diffusion, the water diffusivity is set at a high value of $10^{-6} m^2 s^{-1}$ [Smyth and Frost, 2002]. It will emphasize the effect of the diffusion process and of the solubility variation that was very weak with κ_H of $10^{-8} m^2 s^{-1}$.

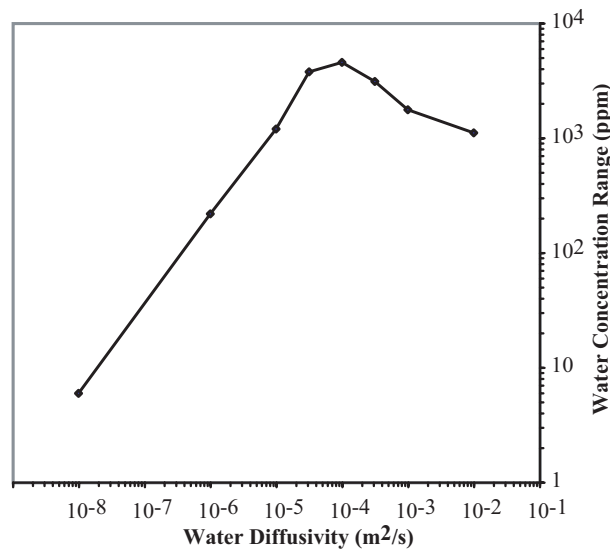


FIG. 2.5 – Maximum water concentration range reached at steady state as a function of water diffusivity (i.e. difference between maximum and minimum H₂O concentration) in model presented in Fig. 2.4. The contrast is maximum for a diffusivity value of $\kappa_H = 10^{-4} m^2 s^{-1}$. This value exceeds the one expected without convection and may correspond to a resonance between the effects of convection and diffusion.

The early evolution of the water content, depicted in Fig. 2.7, highlights the strong mixing induced by the convection and the inability of the diffusion process to concentrate or to keep the water in the high solubility region, i.e. the transition zone.

In the case where the initial condition is a homogeneous distribution (Fig. 2.7, left-hand side), only a weak variation appears after 100 Myr. In the region of the transition zone crossed by the subduction, the diffusion effect is erased. Elsewhere, the transition zone pumps water. Near the upper interface (UM/TZ) the concentration is a maximum but

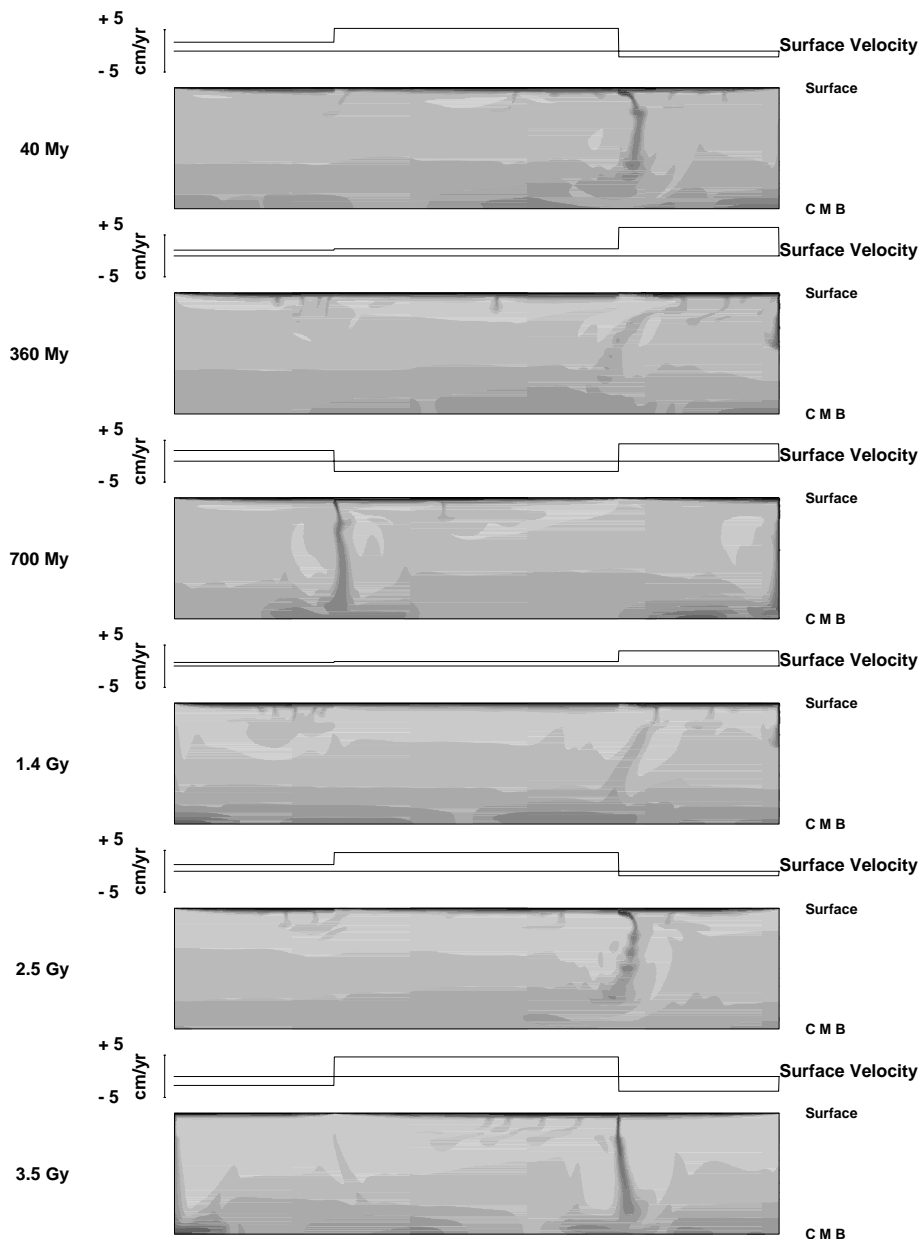


FIG. 2.6 – Snapshots of dimensionless temperature fields in a convecting mantle. Figures show the temporal evolution of the temperature in a 2-D cartesian box of 3000 km depth. Surface conditions are imposed as zero temperature and three tectonic plates velocity. Plate motion is controlled by stresses induced by the convection [Douglas and Rachford, 1956]. Bottom conditions are zero heat flux and free slip. The velocity field corresponding to this temperature field is used in H_2O transport calculations presented in Fig. 2.7, Fig. 2.8

remains less than 200 ppm. In the other case (**Fig. 2.7**, right-hand side), the horizontal stratification set at the beginning is completely removed by the subducting flow. The water present in the transition zone at the initial state is advected and dispersed in the lower mantle by the downward flow. Away from the subduction zone, the stratification is preserved during the first 30 Myr. After 100 Myr, this horizon has been stirred and dragged toward the upper mantle by the diffuse upward flow, especially at the ridges, and only some residual pockets of high water content remain in the vicinity of the transition zone.

Fig. 2.8 displays the evolution over billion-year intervals. If in the homogeneous case (**Fig. 2.8**, left hand side) the distribution evolves with time, the main features remain the same during four billion years. Some enriched regions remain close to the interfaces and the maximum contrast never exceeds a factor of 3, far from the factor of 100 imposed by the partition coefficients. In the second case (**Fig. 2.8**, right-hand side) some large lateral heterogeneity can still be observed but the horizontal layered distribution is no longer discernible. Finally, after four billions years, the water distribution appears quite homogeneous and the differences between higher and lower concentrations are comparable with the result obtained using the homogeneous initial condition. The comparison between these two experiments demonstrates that in a case with a relatively high water diffusivity, initial conditions of water distribution have no effect on the water distribution in the long term and that the mixing effect provided by mantle convection is a dominant process.

2.3.4 Effects of a source term

In previous experiment, because of the absence of a source term in the water equation, subduction zones are dry. Actually, subducting plates drag hydrated crust into the mantle. Most of this water is released in the mantle wedge when hydrous minerals leave their stability field, but the remaining part is driven deeper and constitutes a water source for the mantle. We handle with the positive source term by imposing a constant concentration equal to a dimensionless unit at the convergence of two plates. In this experiment, the initial state is zero water content everywhere in the mantle. **Fig. 2.9** shows from top to bottom: water concentration evolution during 60 Myr, a snapshot of the temperature field taken after 30 Myr of evolution and a snapshot of the corresponding vertical velocity field. This field is representative of Earth subduction, around 5 cm/yr. It is notable that

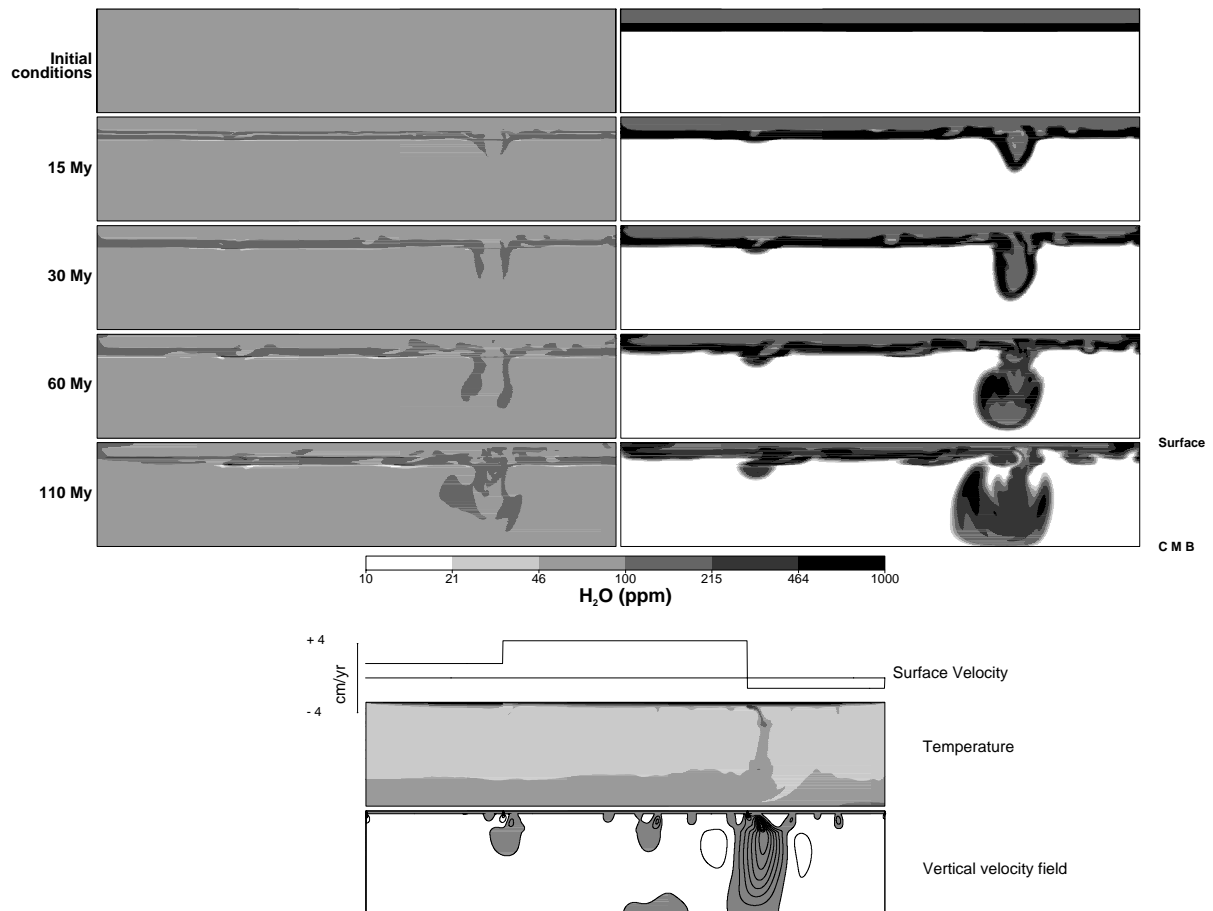


FIG. 2.7 – Evolution of water distribution in Earth’s mantle starting from two different initial conditions: a homogeneous initial mantle (left-hand side) and an initial mantle at diffusive equilibrium (right-hand side). Water contained in transition zone (TZ) is driven downward to the lower mantle by the advecting flow. Due to the very low solubility in lower mantle, water saturation can be expected and free water would be released just under the transition zone. The dimensionless temperature and vertical velocity fields corresponding to 30 Myr are also displayed to help the localization of the subduction zone. In the latter, the negative velocities area is shaded in dark and the positive in light. The step between isolines is 1 cm/yr.

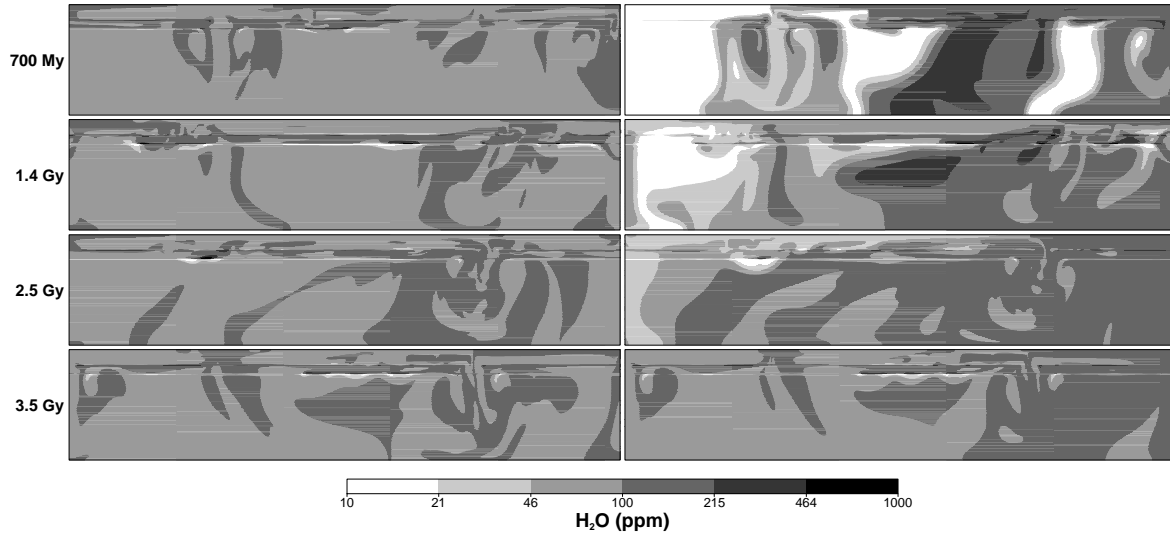


FIG. 2.8 – Long-term evolution of water distribution in Earth's mantle starting from two different initial conditions (next to Fig. 2.7) After three billion years, the water content variations in both cases are similar. The initial conditions are no longer discernible.

solubility variation has little effect on the water advected by subducting plates for a diffusivity of $10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. All the water is directly led to the core-mantle boundary and crosses the transition zone, as there is no solubility change. These experiments let us assume that, in the absence of transport processes other than diffusion and advection, subducted water will be driven to the core-mantle boundary and follow the path of the recycled oceanic crust.

2.4 Concluding remarks

The essential outcome of the experiments described here is that advection is likely to control water distribution, even with the assumption that grain boundary diffusion enhances the diffusion rate by two orders of magnitude ($10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$). The assumption we have made to neglect the temperature dependence of the water diffusivity is justified by this result, since its effect will be to decrease the diffusivity in some regions. Here, we did not take into account the 660 km phase changes in the convection model and so we did not approach the case of layered convection. In this case, a subducted slab or part

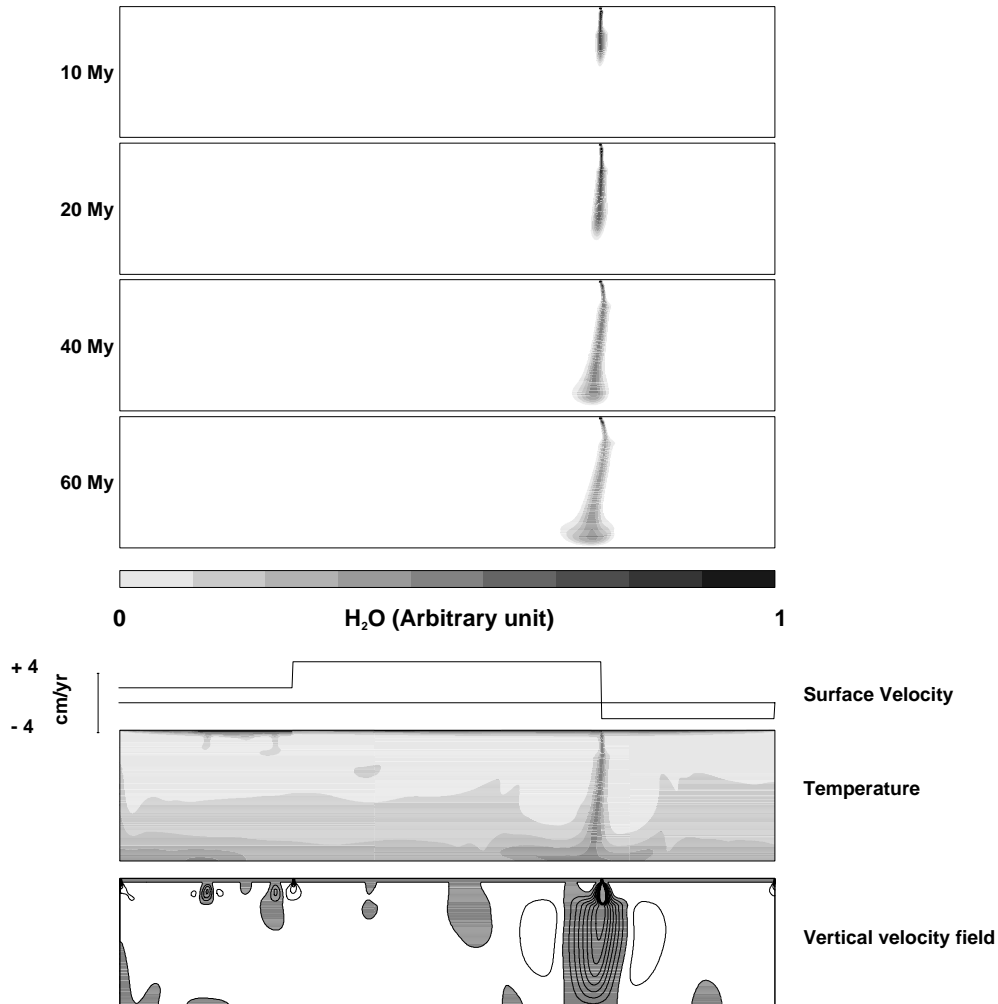


FIG. 2.9 – **Behavior of subducting water.** *The temporal evolution of water distribution in Earth's mantle with a water source at the trench. The two lower figures show temperature and vertical velocity fields corresponding to 30 million years and are representative of the entire evolution presented above. Water injected at the trench into an empty mantle is directly driven through the mantle to the core-mantle boundary (CMB). As the water crosses the TZ, the diffusion process (with $\kappa_H = 10^{-6} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$) is not efficient enough to pump water from the subducting flow to the TZ.*

of it can stay long enough in the transition zone [Karato et al., 2001]. When we force the convection to be stratified then the transition zone is water-enriched in a first stage and then water content of the transition zone and the upper mantle is homogenized. The effect of the 1:10 partition coefficient between UM and TZ is quite invisible like in the whole-mantle convection cases. In this one convection layer case, the transition zone is likely to have no influence on water dynamics. Indeed, water coming from the transition zone or from a subduction zone can be lead into the lower mantle (**Fig. 2.9**, right-hand side **Fig. 2.7**).

However, if no extra hydrous or hydrous rich minerals are stable in the lower mantle, as it is suggested by high-pressure experiments [Bolfan-Casanova et al., 2000], water solubility in lower mantle is very low. Therefore some parts of the lower mantle could be water supersaturated and so free water could be produced in these areas. We must ask what is the behavior of water driven by dynamic flows deeper than the transition zone? One possibility is that free water remains confined as fluid inclusions or as hydrous phases in rocks. In that case, water may be lead to the core-mantle boundary (**Fig. 2.9**) and stay there during several hundred million years. The presence of a significant amount of water at the core-mantle boundary could explain some seismic characteristics of the D'' layer. It could also explain the high water content of hot spot basalts since hotspots could appear at the core-mantle boundary. Here we must recall that our model assumes a zero water flux between core and mantle. A more probable possibility is the release of water by rocks during the transformation of spinel into perovskite plus magnesiowustite and then free water should be present at grain boundaries. This question can be related to the behavior of water contained in the hydrous minerals of a subducting slab. At lower depths, we know that water expelled from hydrous mineral is likely to migrate and to trigger melting which is the source of arc magmatism [Ulmer and Trommsdorff, 1995]. Actually, the behavior of water is probably the same in both cases and we can guess that free water is produced below subduction zones at the top of the lower mantle.

Further work is needed to establish the distribution induced by free water percolation, but we can guess that water in a porous medium will behave like magma described by Stevenson [1989]. Water or magma would migrate along the direction parallel to the axis of minimum compressive stress and accumulate in veins. Then buoyancy would drive the water back up to the transition zone. The distribution provided in a very high diffusivity experiment (right-hand side **Fig. 2.4**) is likely to give a good estimate of the distribution

induced by water percolation. Concentration should be very high above the TZ/ LM interface, water partitioning could be higher than the 1:100 expected from the solubility jump. It could be a very efficient way to concentrate water and to produce a water-rich zone in the Earth's mantle. But to decide between these two hypotheses, further high-pressure experiments must be performed to confirm if water cannot be effectively stored in the lower mantle NAMs. Finally, this study highlights the probable importance of free water behavior on water distribution in the Earth's mantle.

2.5 Acknowledgements

We thank Michel Rabinowicz and Marc Blanchard for early discussions and encouragements. We also thank Yanick Ricard for helpful comments on the first version of this paper. Finally, we are grateful to Ester Harris for her English review.[BW]

Annexes

We have used the high-resolution 1-D model to check the stability of the numerical solution computed on a coarser grid. **Fig. 2.2** shows that the numerical solution with 16 384 grid points tends to the analytical one (thick curve) when σ tends to zero. Furthermore, the accuracy of the solution can be checked with an internal criterion. At steady state **Eq. 2.4** gives:

$$\frac{\delta}{\delta z}(\kappa_H \frac{\delta}{\delta z}[H] + \kappa_H([H] \frac{\delta}{\delta z} \frac{\mu_i}{RT}) - u_z[H]) = 0 \quad (2.14)$$

that expresses the conservation of the water flux along z . When z tends toward $-\infty$, this flux is equal to $-u_z[H]_\infty$, so that:

$$\kappa_H(\frac{\delta}{\delta z} \ln[H] + \frac{\delta}{\delta z} \frac{\mu_i}{RT}) = u_z \frac{[H] - [H]_\infty}{[H]} \quad (2.15)$$

After integration over the whole domain, we find that:

$$\frac{u_z}{\kappa_H} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{[H] - [H]_\infty}{[H]} dz = \frac{\Delta\mu}{RT} \quad (2.16)$$

where $\Delta\mu$ is the difference in pure material chemical potential from $-\infty$ to $+\infty$. The notable interest of this quantity is that it does not depend on the σ, u_z or κ_H . We find an agreement remaining within 2%, which does not depend on the mesh size as long as $\sigma = 2 \times dz$.

Chapitre 3

Migration de fluides dans le manteau profond

3.1 Contexte de l'étude

La convection mantellique est un phénomène prépondérant par rapport à la diffusion dans le processus de transport de l'eau dans le manteau terrestre. Les ions H^+ contenus dans les NAMs¹ sont entraînés et pénètrent dans le manteau inférieur [Richard et al., 2002]². Une fois dans le manteau inférieur où la solubilité est supposée faible [Bolfan-Casanova et al., 2000, 2002], les NAMs ne sont plus stables et perdent leurs ions H^+ . Ceux-ci, en se recombinaut avec les minéraux reposant aux joints de grains, devraient former une nouvelle phase que nous avons supposé être un fluide.

La question abordée dans ce chapitre est celle du comportement de cette phase fluide. Sera-t-elle entraînée par la lithosphère dans le manteau inférieur? Ou au contraire se déplacera-t-elle de manière autonome par rapport au mouvement de convection global pour conduire à une distribution en eau hétérogène.

Trois modes de migration sont envisageables pour cette phase fluide : la percolation à travers des fractures (dikes) qu'elle aura ouverte au moment de son exsolution, la compaction déformant plastiquement la matrice ou encore un mouvement d'ensemble fluide-matrice sous l'effet de la poussée d'Archimède (diapirisme). Dans la zone de changement de

1. Nominally Anhydrous Minerals

2. Pour parodier le célèbre enthymème de Descartes, la zone de transition pourrait dire 'Je suis advectée donc je fuis'.

phase **spinelle**-postspinelle, ces trois modes sont probablement couplés. Il est nécessaire de comprendre leur fonctionnement propre avant de pouvoir se pencher sur leur effets combinés.

3.2 Formalisme mathématique

L'apparition de fluide dans le manteau est ici associé à un changement de phase minéralogique de la matrice conduisant à un changement de volume propre. Ainsi, la matrice peut exister sous deux formes ϕ_1 et ϕ_2 . Pour décrire le mouvement de la phase fluide par rapport à celui de la matrice rocheuse qui la contient, on doit considérer trois phases: la phase fluide ϕ et les deux phases solides de la matrice mantellique à travers laquelle le fluide percole. On peut écrire une équation de conservation de la masse pour chacune de ces phases. On se place en milieu poreux, visqueux et élastique, c'est-à-dire qu'on considère que la densité $\rho_{1,2,f}$ des différentes phases peut varier avec le temps. Le milieu peut se déformer de manière élastique, à l'instar des modèles de Wong et al. [1997], et de manière plastique [Bercovici et al., 2001; Ricard et al., 2001; Bercovici and Ricard, 2003]. Nous avons choisi de ne pas faire de simplifications a priori pour pouvoir juger de la prépondérance d'un phénomène sur l'autre. Les calculs les plus complexes de cette section sont détaillés en annexe **Sec. 3.4**.

3.2.1 Equations poro-visco-élastiques

a) Equations de conservation

La conservation de la masse s'écrit pour chacune des phases, fluide puis solides :

$$\frac{\partial \rho_f \phi}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\phi \rho_f \vec{v}) = \dot{\Gamma} \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \rho_1 \phi_1}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\phi_1 \rho_1 \vec{V}) = -\dot{\Gamma}_{12} - \dot{\Gamma} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \rho_2 \phi_2}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\phi_2 \rho_2 \vec{V}) = \dot{\Gamma}_{12} \quad (3.3)$$

On lit dans ces trois équations \vec{V} et $\rho_{1,2}$ la vitesse et la densité de la matrice sous ses deux phases ϕ_1, ϕ_2 . \vec{v} et ρ_f sont la vitesse et la densité de la phase fluide. Dans le membre de droite de chaque équation, on trouve les termes sources. $\dot{\Gamma}_{12}$ est le terme représentant la transformation de la matrice de phase 1 en phase 2 et $\dot{\Gamma}$ celui matérialisant l'exsolution d'eau. En toute rigueur, le terme source $\dot{\Gamma}$ devrait être multiplié par ϕ_1 la quantité de matrice hydratée, pour interdire l'exsolution de fluide lorsque que ϕ_1 est nul. Dans nos expériences, la concentration en fluide restant petite on considérera que le taux d'exsolution $\dot{\Gamma}$ reste constant tout au long du changement de phase $\phi_1 - \phi_2$. Formellement, il sera décrit par une fonction porte bornée dans le temps ou la profondeur puisque l'on se placera dans un repère qui suit la plaque plongeante.

On fait l'hypothèse que le changement de phase se fait sans apparition de vide, c'est-à-dire que la compaction est instantanée et totale, cela peut s'écrire :

$$\phi_1 + \phi_2 + \phi = 1 \quad (3.4)$$

Il est nécessaire de noter que cela implique que la divergence de la vitesse de la phase solide sera différente de zéro, $\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = \frac{(\rho_1 - \rho_2) \dot{\Gamma}_{12}}{\rho_1 \rho_2}$, le changement de volume lié au changement de phase pouvant être compensé par une variation de la vitesse \vec{V} de descente de la plaque.

En posant $\phi_m = 1 - \phi = \phi_1 + \phi_2$, $\rho_m \phi_m = \rho_1 \phi_1 + \rho_2 \phi_2$ et en additionnant **Eq. 3.2** et **Eq. 3.3**, on aboutit à :

$$\frac{\partial \rho_m \phi_m}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_m \phi_m \vec{V}) = -\dot{\Gamma} \quad (3.5)$$

En autorisant la discontinuité de la vitesse du solide \vec{V} , on peut donc se limiter à deux équations de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho_f \phi}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\phi \rho_f \vec{v}) = \dot{\Gamma} \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial \rho_m (1 - \phi)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot ((1 - \phi) \rho_m \vec{V}) = -\dot{\Gamma} \quad (3.7)$$

On ajoute deux équations exprimant la conservation de la quantité de mouvement pour la phase fluide et pour la matrice [Bercovici and Ricard, 2003]. Ces équations dépendent de $\eta, P_m, \bar{\tau}$ et $\mu, P_f, \bar{\tau}_f$, les viscosités, pressions et tenseurs des contraintes déviatoriques respectifs de la matrice et de la phase fluide.

$$-\phi(\vec{\nabla} P_f - \rho_f \vec{g}) + \vec{\nabla} \cdot [\phi \bar{\tau}_f] - \mu \frac{\phi^2}{k(\phi)} (\vec{v} - \vec{V}) = 0 \quad (3.8)$$

$$-(1 - \phi)(\vec{\nabla} P_m - \rho_m \vec{g}) + \vec{\nabla} \cdot [(1 - \phi) \bar{\tau}] + \mu \frac{\phi^2}{k(\phi)} (\vec{v} - \vec{V}) + \delta P \vec{\nabla} \phi + \vec{\nabla}(\sigma \alpha) = 0 \quad (3.9)$$

$\delta P = P_m - P_f$ exprime l'écart de pression lié à la variation de porosité, donc de concentration en fluide. La perméabilité $k(\phi) = k_0 \phi^n$ dépend évidemment de la porosité. La valeur de la puissance n sera discutée par la suite (**Sec.3.2.2**, 3.3). Le premier terme de chacune de ces équations exprime l'effet du gradient de pression et de la poussée d'Archimède sur le mouvement des deux phases et le second l'effet des contraintes. Le mouvement se fait par percolation dans un milieu poreux, ce qui explique la similitude entre le troisième terme de l'équation et un terme de Darcy classique. Les deux équations ne sont pas entièrement symétriques car on considère que les forces d'interfaces sont portées par le solide seul et cela compte tenu de sa forte viscosité par rapport au fluide [Bercovici and Ricard, 2003]. On voit donc apparaître dans l'équation de conservation du mouvement de la matrice deux termes supplémentaires liés à l'action des forces qui s'appliquent à l'interface. Bercovici et al. [2001] montrent qu'elles peuvent s'exprimer sous la forme $\delta P \vec{\nabla} \phi + \vec{\nabla}(\sigma \alpha)$. On peut y lire l'effet de la tension superficielle entre les deux phases $\vec{\nabla}(\sigma \alpha)$ où σ est la tension de surface (en $N.m^{-1}$) et α la densité d'aire d'interface par unité de volume (en m^{-1}).

b) Equation de fermeture

La forme de l'interface entre les phases solide et fluide peut être très complexe, et il n'est pas utile de la connaître dans les détails pour décrire notre système à grande échelle. La variable intéressante est la porosité ϕ , mais en l'introduisant, on introduit de fait une nouvelle inconnue. Il nous manque alors une équation pour clore notre système.

Pour traiter ce problème, certains auteurs réduisent le nombre de variables en supposant l'égalité des pressions dans le fluide et dans le solide [McKenzie, 1984], ce qui a priori n'est pas vrai. D'autres tirent cette équation supplémentaire de lois phénoménologique basée sur des comportements rhéologiques observés en laboratoire [Vasilyev et al., 1998]. Le problème lié à une telle démarche est que ces lois comportent en substance des phénomènes déjà présents dans les autres équations et que les auteurs qui les utilisent prennent le risque d'écrire plusieurs fois le même terme. Bercovici et al. [2001] empruntent un chemin différent que nous allons suivre. Leur démarche est de baser l'équation d'évolution de la porosité sur l'interaction entre le fluide et le solide à l'échelle du pore.

Supposons que, dans un élément de volume $\delta\mathcal{V}$ qui suit le champ de vitesse moyen, on observe une variation de porosité ϕ . Cette variation de porosité correspond à une variation du volume des pores, c'est-à-dire à un déplacement de l'interface fluide-solide \mathcal{S}_i , de sorte que:

$$\frac{D\phi}{Dt} = \frac{1}{\delta\mathcal{V}} \frac{D}{Dt} \left[\oint_{\mathcal{S}_i} \vec{X}_i \cdot d\vec{s} \right] = \frac{1}{\delta\mathcal{V}} \oint_{\mathcal{S}_i} \vec{v}_i \cdot d\vec{s} \quad (3.10)$$

où \vec{X}_i est un point de \mathcal{S}_i et \vec{v} la vitesse vraie du fluide ou du solide à l'interface. Ainsi la variation de porosité correspond au flux de la vitesse du fluide ou du solide à travers \mathcal{S}_i , comme si \mathcal{S}_i était fixe. Dans la mesure où on considère que la porosité est connectée, \mathcal{S}_i est une surface ouverte. Elle se referme sur un volume si on lui ajoute la partie de la surface délimitant l'élément de volume $\delta\mathcal{V}$ qui coupe le fluide ou le solide $\mathcal{S}_{\delta\mathcal{V}(f,m)}$ selon que l'on considère les pores ou la matrice. $\mathcal{S}_{\delta\mathcal{V}(f,m)}$ étant par définition immobile, on peut écrire:

$$\frac{D\phi}{Dt} = \frac{1}{\delta\mathcal{V}} \oint_{\mathcal{S}_i + \mathcal{S}_{\delta\mathcal{V}(f,m)}} \vec{v}_i \cdot d\vec{s} \quad (3.11)$$

On peut toujours considérer que ce flux de vitesse est induit par un champ de vitesse

à divergence non nulle et constante sur tout le volume des pores ou de la matrice et que l'on notera $\langle \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \rangle$ pour le fluide et $\langle \vec{\nabla} \cdot \vec{V} \rangle$ pour la matrice. On aura alors pour le fluide:

$$\frac{D\phi}{Dt} = \frac{1}{\delta\mathcal{V}} \oint_{\mathcal{S}_i + \mathcal{S}_{\delta\mathcal{V}f}} \vec{v}_i \cdot d\vec{s} = \frac{1}{\delta\mathcal{V}} \int \langle \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \rangle d\mathcal{V} = \phi \langle \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \rangle \quad (3.12)$$

et pour la matrice:

$$\frac{D\phi}{Dt} = -\frac{1}{\delta\mathcal{V}} \oint_{\mathcal{S}_i + \mathcal{S}_{\delta\mathcal{V}m}} \vec{v}_i \cdot d\vec{s} = -\frac{1}{\delta\mathcal{V}} \int \langle \vec{\nabla} \cdot \vec{V} \rangle d\mathcal{V} = -(1 - \phi) \langle \vec{\nabla} \cdot \vec{V} \rangle \quad (3.13)$$

Dans cette relation, l'apparition du signe négatif vient du changement d'orientation de la surface quand on passe du fluide au solide, une augmentation de la porosité correspondant à une "dilatation" du fluide et une "compression" du solide. On peut montrer pour des cas de géométrie simple que:

$$\langle \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \rangle = \frac{2}{E(\phi)} \frac{\partial(\vec{v}_i \cdot \vec{n})}{\partial x_n} \Big|_f, \quad \langle \vec{\nabla} \cdot \vec{V} \rangle = \frac{2}{F(\phi)} \frac{\partial(\vec{v}_i \cdot \vec{n})}{\partial x_n} \Big|_m \quad (3.14)$$

où \vec{n} est le vecteur unitaire normal à l'interface fluide-solide et où $E(\phi)$ et $F(\phi)$ sont des fonctions qui dépendent de la géométrie de l'interface. Ainsi, le gradient de vitesse du fluide et du solide normal à l'interface s'exprime simplement en fonction de la variation de porosité:

$$2 \frac{\partial(\vec{v}_i \cdot \vec{n})}{\partial x_n} \Big|_f = \frac{E(\phi)}{\phi} \frac{D\phi}{Dt}, \quad 2 \frac{\partial(\vec{v}_i \cdot \vec{n})}{\partial x_n} \Big|_m = -\frac{F(\phi)}{1 - \phi} \frac{D\phi}{Dt} \quad (3.15)$$

Le déplacement de l'interface résulte de l'équilibre des contraintes normales de part et d'autre de cette interface:

$$2\mu \frac{\partial(\vec{v}_i \cdot \vec{n})}{\partial x_n} \Big|_f - P_f = 2\eta \frac{\partial(\vec{v}_i \cdot \vec{n})}{\partial x_n} \Big|_f - P_m \quad (3.16)$$

En introduisant les relation **Eq. 3.15** et **Eq. 3.16**, on trouve:

$$\frac{D\phi}{Dt} = -\frac{\phi(1 - \phi)}{E'(\phi)\mu + F'(\phi)\eta} (P_m - P_f) \quad (3.17)$$

Cette relation est identique à celle proposée par Bercovici et al. [2001], quand on pose $E'(\phi) = F'(\phi) = 1$, mais avec la différence notable que l'hypothèse de l'incompressibilité du fluide et de la matrice n'a jamais été faite. Ainsi, aucun terme de compressibilité n'est nécessaire dans l'équation d'évolution de la porosité, les effets élastiques seront pris en compte dans l'équation de pression.

A l'opposé de notre conclusion, on trouve dans la littérature [Connolly and Podladchikov, 1998; Vasilyev et al., 1998; Wong et al., 1997], l'équation sous une forme qui contient explicitement un terme de compressibilité:

$$\frac{D\phi}{Dt} = -\phi(1-\phi)\left[\frac{P_m - P_f}{\eta + \mu} + \frac{1}{\kappa} \frac{DP_m - P_f}{Dt}\right] \quad (3.18)$$

Au delà de la présence de ce terme, son signe est vraiment discutable. Il semble que ces auteurs se soient basés sur une relation donnée par Walder and Nur [1984] qui exprime la partie réversible de la variation de porosité au cours du temps

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial t}\right)_{rev} = \phi\beta_\phi\left(\frac{\partial P_f}{\partial t}\right). \quad (3.19)$$

Dans cette expression, $\beta_\phi = \frac{1}{\phi} \frac{\partial\phi}{\partial P_f}$, défini comme la compressibilité du pore, est considérée comme positive. Il est juste de penser que l'augmentation de la pression du fluide induise une augmentation de la porosité, c'est ce qu'exprime le terme visqueux dans la relation 3.17. En revanche, les effets de compressibilité vont jouer dans le sens inverse. Dans le cas d'un fluide incompressible, l'augmentation de la pression fluide conduira à une augmentation maximum de la porosité, mais si le fluide est compressible, seule une partie de cette augmentation de pression contribuera à augmenter la porosité, l'autre à comprimer le fluide, de sorte que la variation de porosité sera moins importante. Ainsi les termes visqueux et élastiques devraient être de signes opposés.

Prenons le cas d'une bulle de fluide compressible dont la pression est supérieure à celle de la matrice environnante, elle aussi compressible ($P_f > P_m$). Le comportement attendu est une dilatation de la bulle et une compression de la matrice. Au cours de ce retour à l'équilibre, la pression du fluide P_f diminuera pour tendre vers la pression solide P_m , qui elle augmentera. Ainsi, l'augmentation de la porosité au cours du temps $\frac{D\phi}{Dt}$ correspond à une augmentation de l'écart de pression $\delta P = P_m - P_f$ (une diminution de la pression du fluide par rapport à celle du solide). Les **Eq.** 3.18 et **Eq.** 3.19 conduisent à

une comportement inverse, à savoir une diminution de la taille de la bulle lors du retour à l'équilibre. En fait dans l'**Eq.** 3.19 la compressibilité telle qu'elle est définie devrait être négative. En effet, le module d'incompressibilité κ se définit comme $\kappa = \rho \frac{DP}{D\rho}$ de sorte que l'on peut écrire

$$\frac{1}{\kappa} \frac{DP}{Dt} = \frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = -\frac{1}{\mathcal{V}} \frac{D\mathcal{V}}{Dt}$$

où \mathcal{V} est le volume aussi bien que la porosité. En outre, cette erreur de signe conduit au doublement de l'intensité de l'effet élastique ($\frac{1}{\kappa} \frac{D\delta P}{Dt}$) lorsque l'on fera la substitution de $\frac{D\phi}{Dt}$ par son expression pour écrire l'équation de pression (**Eq.** 3.26). Notons que si nous conservions ce terme dans l'équation 3.20, mais avec le signe opposé, les effets élastiques disparaîtraient de l'équation de pression (**Eq.** 3.26). Nous avons en effet vérifié que des modèles tests où le terme de compressibilité est introduit dans l'équation de porosité ne montrent aucun effet élastique.

L'équation d'évolution de la porosité doit aussi prendre en compte le terme source. Au cours de l'exsolution, la masse de fluide qui apparaît et celle de matrice qui disparaît est la même, $\dot{\Gamma}$. Elles correspondent toutefois à des volumes différents, $\frac{\dot{\Gamma}}{\rho_f}$ pour le fluide et $\frac{\dot{\Gamma}}{\rho_m}$ pour la matrice. Seul le plus petit de ces volumes correspondra à un déplacement sans effort de l'interface fluide-solide. En revanche, la différence entre ces deux volumes exerce des contraintes sur l'interface. De la même façon que pour le terme de compressibilité, l'effet de cet écart de volume sera pris en compte par l'équation de pression via le terme visqueux $-\frac{\phi(1-\phi)(P_m - P_f)}{E(\phi)\mu + F(\phi)\eta}$. On verra en écrivant l'équation de pression apparaître un terme source proportionnel à la différence des densités qui induira une augmentation de la pression du fluide et par rétro-action une augmentation de la porosité. Dans notre problème, le terme de création de porosité sera $\frac{\dot{\Gamma}}{\rho_m}$ car ρ_m est supposé supérieur à ρ_f . Ainsi, l'équation que l'on écrit pour décrire la variation de porosité est:

$$\frac{D\phi}{Dt} = -\phi(1-\phi) \frac{\delta P}{\eta + \mu} + \frac{\dot{\Gamma}}{\rho_m} \quad (3.20)$$

où $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{C} \cdot \vec{\nabla}$ représente la dérivée particulaire totale, où $\vec{C} = \phi\vec{v} + (1-\phi)\vec{V}$ est appelé champ moyen. Le membre de gauche nous donne la variation de la porosité (concentration en phase fluide dans le volume \mathcal{V}) au cours du temps. Dans celui de droite, on voit apparaître la réponse visqueuse des deux phases (solide et liquide) sous l'effet de l'écart de pression δP et le terme source $\frac{\dot{\Gamma}}{\rho_m}$. On peut remarquer que cette formulation

est proche de celle de Wong et al. [1997] qui fait apparaître deux termes sources différents pour la pression et pour la porosité.

c) Equation de pression

On peut déduire la valeur de $\vec{\nabla} \cdot \vec{C}$ en notant que $\vec{V} = \vec{C} - \vec{S}$ et $\vec{v} = \vec{C} + \frac{1-\phi}{\phi}\vec{S}$ puis en additionnant les **Eq. 3.6** et **Eq. 3.7**:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{C} = \frac{\delta\rho}{\rho_f \rho_m} \dot{\Gamma} - \left[\frac{\phi}{\kappa_f} \frac{DP_f}{Dt} + \frac{1-\phi}{\kappa_m} \frac{DP_m}{Dt} \right] - (1-\phi)\vec{S} \cdot \left[\frac{\vec{\nabla} P_f}{\kappa_f} - \frac{\vec{\nabla} P_m}{\kappa_m} \right] \quad (3.21)$$

On y fait apparaître la vitesse de séparation $\vec{S} = \phi(\vec{v} - \vec{V})$ pour simplifier l'énoncé des équations. En combinant³ les équations **Eq. 3.8** et **Eq. 3.9** et en se souvenant que $\delta P = P_m - P_f$, on obtient une équation d'action-réaction [Bercovici et al., 2001], rappelant celle de Darcy :

$$\vec{S} = \phi(\vec{v} - \vec{V}) = \frac{k(\phi)}{\mu} \{ (1-\phi)[\vec{\nabla} \delta P - \delta\rho \vec{g} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{\tau}_f - \vec{\tau})] - \delta P \vec{\nabla} \phi - \vec{\nabla} \sigma \alpha \} \quad (3.22)$$

Avec $\delta\rho = \rho_m - \rho_f$

Dans notre étude, la concentration en fluide ϕ va rester petite ($\phi \ll 1$), ce qui permet d'écrire que $\vec{\nabla} \cdot (1-\phi)\vec{\tau} = (1-\phi)\vec{\nabla} \cdot \vec{\tau}$ et que $\vec{\nabla} \cdot \phi\vec{\tau}_f = \phi\vec{\nabla} \cdot \vec{\tau}_f$.

On peut considérer que les contraintes déviatoriques dans le fluide sont négligeables par rapport à celles qui ont lieu dans le solide ($\vec{\tau}_f \ll \vec{\tau}$). L'**Eq. 3.22** devient :

$$\vec{S} = \frac{k(\phi)}{\mu} \{ (1-\phi)[\vec{\nabla} \delta P - \delta\rho \vec{g} - \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau}] - \delta P \vec{\nabla} \phi - \vec{\nabla} \sigma \alpha \} \quad (3.23)$$

On va maintenant mettre en équation le comportement de l'écart de pression δP au cours du temps.

On repart de la conservation de la masse de la matrice (**Eq. 3.7**) où l'on remplace

3. On soustrait de l'une (**Eq. 3.8**) multipliée par $(1-\phi)$ avec l'autre (**Eq. 3.9**) multipliée par ϕ .

$\vec{\nabla} \cdot \vec{C}$ par sa valeur exprimée dans l'**Eq.** 3.21. On obtient après quelques lignes⁴:

$$\begin{aligned} \frac{D\phi}{Dt} - \frac{(1-\phi)\phi}{\kappa} \left[\frac{D\delta P}{Dt} - \vec{S} \cdot \vec{\nabla} \delta P \right] + \frac{(1-\phi)}{\kappa} \vec{S} \cdot \vec{\nabla} P_f + \vec{\nabla} \cdot (1-\phi) \vec{S} \\ = \frac{(1-\phi)\rho_m + \phi\rho_f}{\rho_m\rho_f} \dot{\Gamma} \end{aligned} \quad (3.24)$$

Ensuite, on intègre dans l'**Eq.** 3.24, la valeur de $\frac{D\phi}{Dt}$ tirée de l'**Eq.** 3.20.

$$\begin{aligned} (1-\phi)\phi \left[\frac{\delta P}{\eta} + \frac{1}{\kappa} \frac{D\delta P}{Dt} \right] - \frac{(1-\phi)\vec{S}}{\kappa} \cdot [\phi \vec{\nabla} \delta P + \vec{\nabla} P_f] - \vec{\nabla} \cdot (1-\phi) \vec{S} \\ = -\frac{(1-\phi)\delta\rho}{\rho_m\rho_f} \dot{\Gamma} \end{aligned} \quad (3.25)$$

La porosité restant petite ($\phi \ll 1$), on peut écrire $(1-\phi) = 1$. De plus, l'incompressibilité est très grande pour les matériaux du manteau $\kappa \sim 10^{11}$, on négligera donc le terme $\frac{(1-\phi)\vec{S}}{\kappa} \cdot [\phi \vec{\nabla} \delta P + \vec{\nabla} P_f]$. Une fois ces simplifications faites, on fait disparaître \vec{S} de l'**Eq.** 3.25 grâce à l'**Eq.** 3.23 et l'on obtient une équation décrivant l'évolution de δP dans le temps.

$$\begin{aligned} \phi \left[\frac{\delta P}{\eta} + \frac{1}{\kappa} \frac{D\delta P}{Dt} \right] - \vec{\nabla} \cdot \frac{k(\phi)}{\mu} \{ \vec{\nabla} \delta P - \delta\rho \vec{g} - \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau} - \delta P \vec{\nabla} \phi - \vec{\nabla} \sigma \alpha \} \\ = -\frac{(1-\phi)\delta\rho}{\rho_m\rho_f} \dot{\Gamma} \end{aligned} \quad (3.26)$$

où l'on voit que la surpression induite par l'apparition de fluide dépend de la différence de densité comme on pouvait s'y attendre. Il est important de noter que dans le cas de matériaux compressibles les densités ρ_m et ρ_f dépendent de la pression. Ainsi dans l'**Eq.** 3.26 dite de pression comme dans l'**Eq.** 3.20 dite de porosité, $\rho_m = \rho_{m0}(1 + \phi \frac{\delta P}{\kappa})$ et $\rho_f = \rho_{f0}(1 - (1-\phi) \frac{\delta P}{\kappa})$. On doit pour écrire ces égalités supposer la conservation de la pression totale $P = \phi P_f + (1-\phi)P_m = cste$ et dire que dans notre système $P = 0$ est l'état de référence.

4. On suppose l'égalité des incompressibilités $\kappa_m = \kappa_f = \kappa$ pour regrouper les termes.

3.2.2 Equations adimensionnelles

Comme on le voit, de nombreux paramètres entrent en jeu dans le problème. L'adimensionnalisation permettra de mieux quantifier leurs effets respectifs et de simplifier l'expression des équations. Les échelles que l'on utilise pour le faire sont décrites dans la **Tab. 3.1**.

Échelles	Expressions	Unités
Longueur d'onde de compaction	$L = \sqrt{\frac{\eta k(\phi_0)}{\mu \phi_0}}$	m
Temps	$\tau = \frac{\phi_0 \rho_f \sigma}{\Gamma_0}$	s
Taux d'exsolution	$\dot{\Gamma}_0 = \Gamma_0$	$kg.m^3.s^{-1}$
Pression	$P_0 = \frac{\eta}{\tau}$	Pa
Porosité	ϕ_0	-

TAB. 3.1 – **Échelles de grandeurs utilisées pour adimensionner le problème.**

La longueur d'onde de compaction correspond, comme son nom l'indique, à la longueur caractéristique d'une onde de porosité se développant dans un milieu biphasique qui se compacte [McKenzie, 1984]. L'échelle de temps τ^5 représente le temps nécessaire pour voir apparaître une concentration ϕ_0 de fluide dans un élément de volume. Sachant que pour nous, ϕ_0 est la concentration maximale de fluide injectable, ce temps correspond à la traversée de la zone de transition de phase par une roche de la lithosphère plongeante. Il dépend donc de la vitesse de subduction et de l'épaisseur du changement de phase.

Une fois adimensionnée⁶ et simplifiée ($B = \frac{\rho_f \sigma}{\rho_m \sigma}$, $\phi \ll 1$, $\eta \ll \mu$), l'équation de la porosité (**Eq. 3.20**) devient :

$$\frac{D\phi}{Dt} = -\phi \delta P + B \frac{\dot{\Gamma}}{1 + De \phi_0 \phi \delta P} \quad (3.27)$$

En faisant l'hypothèse que la densité d'aire d'interfaces de porosité [Bercovici et al., 2001] vérifie $\alpha = \alpha_0 \phi^a (1 - \phi)^b$, où a et b sont deux constantes positives, l'équation de la

5. A ne pas confondre avec le tenseur des contraintes déviatoriques $\bar{\tau}$

6. Toutes les grandeurs que l'on y trouve sont sans dimensions.

pression (**Eq.** 3.26) devient;

$$\begin{aligned} & \phi[\delta P + De \frac{D\delta P}{Dt}] - \vec{\nabla} \cdot \phi^n \vec{\nabla} \delta P + G \vec{\nabla} \cdot \phi^n \vec{g} + \vec{\nabla} \cdot (\phi^n \vec{\nabla} \cdot \bar{\tau}) \\ & + Ts \vec{\nabla} \cdot \phi^{n+a-1} (1-\phi)^{b-1} (1 - \frac{\phi(a+b)}{a}) \vec{\nabla} \phi + \phi_0 \vec{\nabla} \cdot \phi^n \delta P \vec{\nabla} \phi = -(\frac{1}{1 - (1 - \phi_0 \phi) De \delta P} - \frac{B}{1 + \phi_0 De \phi \delta P}) \dot{\Gamma} \end{aligned} \quad (3.28)$$

De est le nombre de Deborah et vaut $\frac{\eta}{\tau \kappa}$ (**Tab.** 3.2), il exprime le rapport entre la réponse élastique et plastique des matériaux.

Pour $\phi \ll 1$, on a $\frac{d\alpha}{d\phi} = \alpha_0 a \phi^{a-1}$. On développe le terme de tension superficielle

$$\vec{\nabla}(\sigma\alpha) = \sigma \frac{d\alpha}{d\phi} \vec{\nabla} \phi + \alpha \vec{\nabla} \sigma$$

On néglige le second terme $\alpha \vec{\nabla} \sigma$ devant le premier car pour ϕ petit α devient minuscule. De plus, dans les magmas silicatés a est petit devant 1 [Bercovici et al., 2001]. On obtient donc finalement:

$$\vec{\nabla}(\sigma\alpha) = \sigma \alpha_0 a \frac{1}{\phi} \vec{\nabla} \phi$$

On note également que l'on peut négliger le dernier terme $\phi_0 \vec{\nabla} \cdot \phi^n \delta P \vec{\nabla} \phi$ car il est proportionnel à ϕ_0 qui restera lui aussi petit dans nos modèles. Une fois simplifiée l'**Eq.** 3.28 s'écrit:

$$\begin{aligned} & \phi[\delta P + De \frac{D\delta P}{Dt}] - \vec{\nabla} \cdot \phi^n \vec{\nabla} \delta P + G \vec{\nabla} \cdot \phi^n \vec{g} + \vec{\nabla} \cdot (\phi^n \vec{\nabla} \cdot \bar{\tau}) + Ts \vec{\nabla} \cdot \phi^{n-1} \vec{\nabla} \phi \\ & = -(\frac{1}{1 - (1 - \phi_0 \phi) De \delta P} - \frac{B}{1 + \phi_0 De \phi \delta P}) \dot{\Gamma} \end{aligned} \quad (3.29)$$

On peut lire dans l'**Eq.** 3.29 plusieurs nombres adimensionnels qui sont regroupés avec leur valeur dans la table (**Tab.** 3.2). On voit que les quatre derniers termes dépendent tous de ϕ^n . Les expériences sur les roches en fusion ont montré que n valait probablement 2 ou 3. Une valeur de deux représente la perméabilité dans un milieu poreux connecté par des chenaux localisés au joint de grains [Maaloe and Scheie, 1982] et une de trois celle dans un milieu plus complexe prenant en compte la présence de films intergranulaires et de lentilles de fluide [Faul, 1997]. Dans nos modèles $n = 3$.

En définitive, nous avons résolu le système formé des équations adimensionnelles suivantes:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{D\phi}{Dt} = B \frac{\dot{\Gamma}}{1 + De \phi_0 \phi \delta P} \\ \phi \delta P - \vec{\nabla} \cdot \phi^n \vec{\nabla} \delta P + \vec{\nabla} \cdot (\phi^n \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau}) + G \vec{\nabla} \cdot \phi^n \vec{g} + Ts \vec{\nabla} \cdot \frac{\phi^n}{\phi} \vec{\nabla} \phi = - \left(\frac{1}{1 - (1 - \phi_0 \phi) De \delta P} - \frac{B}{1 + \phi_0 De \phi \delta P} \right) \dot{\Gamma} \end{array} \right. \quad (3.30)$$

Noms	Symboles	Valeurs
Nombre de Deborah	De	$\frac{\eta}{\tau \kappa}$
Nombre de compaction	G	$\frac{\delta \rho g L \tau}{\eta}$
Nombre de tension superficielle	Ts	$\frac{\sigma a \alpha_0 \tau}{\eta}$
Nombre de Source	B	$\frac{\rho_m 0}{\rho_f 0}$

TAB. 3.2 – Nombres adimensionnels caractéristiques de notre système

La résolution de ces équations se fait dans un repère lagrangien lié à une particule de roche entraînée par le flux convectif. La porosité ϕ étant petite, nous avons assimilé le champ moyen $\vec{C} = \phi \vec{v} + (1 - \phi) \vec{V}$, au champ convectif à grande échelle, c'est-à-dire la vitesse de la matrice \vec{V} . Pour que les résultats soient plus facilement lisibles, ils seront projetés dans un repère fixe via \vec{V} avant d'être présentés. Pour cette projection, on suppose que la vitesse de la matrice est une constante et l'on néglige les déformations du repère eulérien (fixe) liées à $\vec{\nabla} \cdot \vec{C}$. On se souvient que la divergence de \vec{C} n'est pas nulle (**Eq.** 3.21). Elle dépend essentiellement de la variation de densité de la roche au cours du changement de phase. Cette variation est de 10% à la 660 km. Elle dépend également du taux d'injection d'eau dans le système (terme source) multiplié par la différence de densité $\frac{\delta \rho}{\rho_m \rho_f} \dot{\Gamma}$. Dans nos expériences ce rapport restera petit ($\ll 1$), ce qui permet de justifier l'approximation faite.

3.3 Les trois processus de migration de l'eau dans le manteau

A haute pression, l'eau "fluide" peut se déplacer selon trois processus que nous allons étudier dans le détail. En jouant sur la valeur des nombres adimensionnels, on peut facilement inhiber des termes dans les équations pour regarder comment le système réagit à chacun des effets pris isolément.

3.3.1 Conséquences du changement de volume

Nous allons commencer par étudier le comportement du système le plus simple en écartant l'action gravitationnelle $g = 0$ donc $G = 0$. Nos modèles étant uni-dimensionnels, cela revient à se placer sur une coupe horizontale⁷ dans le manteau. La vitesse de la matrice \vec{V} dans la lithosphère est essentiellement due au champ convectif à grande échelle. Par conséquent, on peut considérer que les gradients horizontaux de vitesse sont petits et donc que les contraintes déviatoriques peuvent être négligées.

Plaçons-nous dans une zone de manteau sec traversée par une lithosphère hydratée en train de subir une transition de phase (**Fig. 3.1**). La vitesse de la plaque lithosphérique est localement constante et son contenu en eau ($-OH, H^+$) uniforme. Il en résulte que le taux d'apparition de fluide $\dot{\Gamma}$ est constant jusqu'à ce que les minéraux de la lithosphère aient expulsé toute l'eau (H^+) qu'ils contiennent.

Pour cette première expérience, concentrons-nous sur le rôle du terme source, le nombre de Deborah est nul $De = 0$. Le système que l'on va résoudre est le suivant :

$$\begin{cases} \frac{D\phi}{Dt} = -\phi \delta P + B\dot{\Gamma} \\ \phi \delta P - \vec{\nabla} \cdot \phi^n \vec{\nabla} \delta P = -(1 - B)\dot{\Gamma} \end{cases} \quad (3.31)$$

Si l'apparition de fluide se fait sur un temps assez long pour que le changement de volume puisse être encaissé par la déformation visqueuse de la matrice à grande échelle⁸ $\vec{V} \neq 0$, on s'aperçoit que le terme source en pression est nul. Dans ce cas, on voit que la différence de pression entre le fluide et le solide δP ne varie pas. En effet, le changement de

7. Pour être plus précis, sur une équipotentielle du champ de gravité.

8. Le terme $\vec{\nabla} \cdot (\phi^n \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau})$ de l'**Eq. 3.30** qui exprime l'effet des contraintes déviatoriques, n'est plus négligeable dans ce cas.

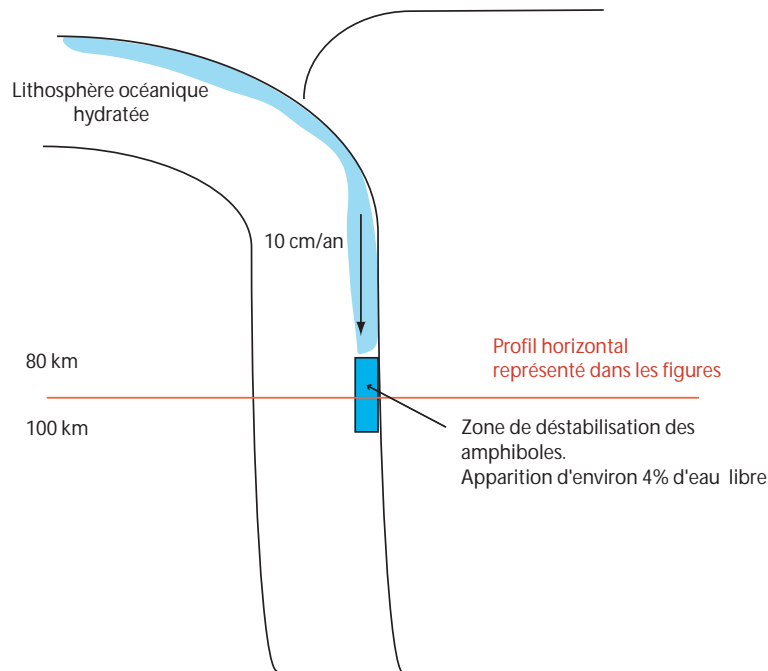


FIG. 3.1 – Position du repère pour les modèles horizontaux

densité de la matrice laisse assez d'espace pour l'eau expulsée des minéraux et la pression ne peut que rester nulle. Sans différence de pression, la migration de la phase fluide n'a plus de moteur. Seule la porosité augmente de manière constante jusqu'à atteindre sa valeur maximale ϕ_0 . L'eau extraite va rester piégée aux joints de grains et être entraînée par le flux advectif plus profond dans le manteau.

Dans le cas où la variation de volume liée à l'apparition de fluide se fait de manière très rapide devant le temps de relaxation visqueux $(1 - B) = \frac{\delta\rho}{\rho_m \rho_f} = \frac{4000 - 2000}{4000} = \frac{1}{2}$, la surpression δP atteint immédiatement une valeur supérieure à la limite de fracturation hydraulique des roches $\sim 50 \text{ MPa} = 500 \text{ bars}$ (cf. **Fig. 3.2**). Les roches hydratées de la lithosphère (**amphiboles**) pourraient être dans cette situation lors de leur déshydratation aux alentours de 80 km de profondeur. La pression différentielle δP_{max} diminue exponentiellement à partir de son maximum 4000 GPa ($250 \delta P$). Elle dépend du taux d'injection $\dot{\Gamma}$, lui-même constant dans notre cas et de l'inverse de la porosité ϕ qui augmente. On voit que la déformation plastique est incapable de créer de la porosité en dehors de la

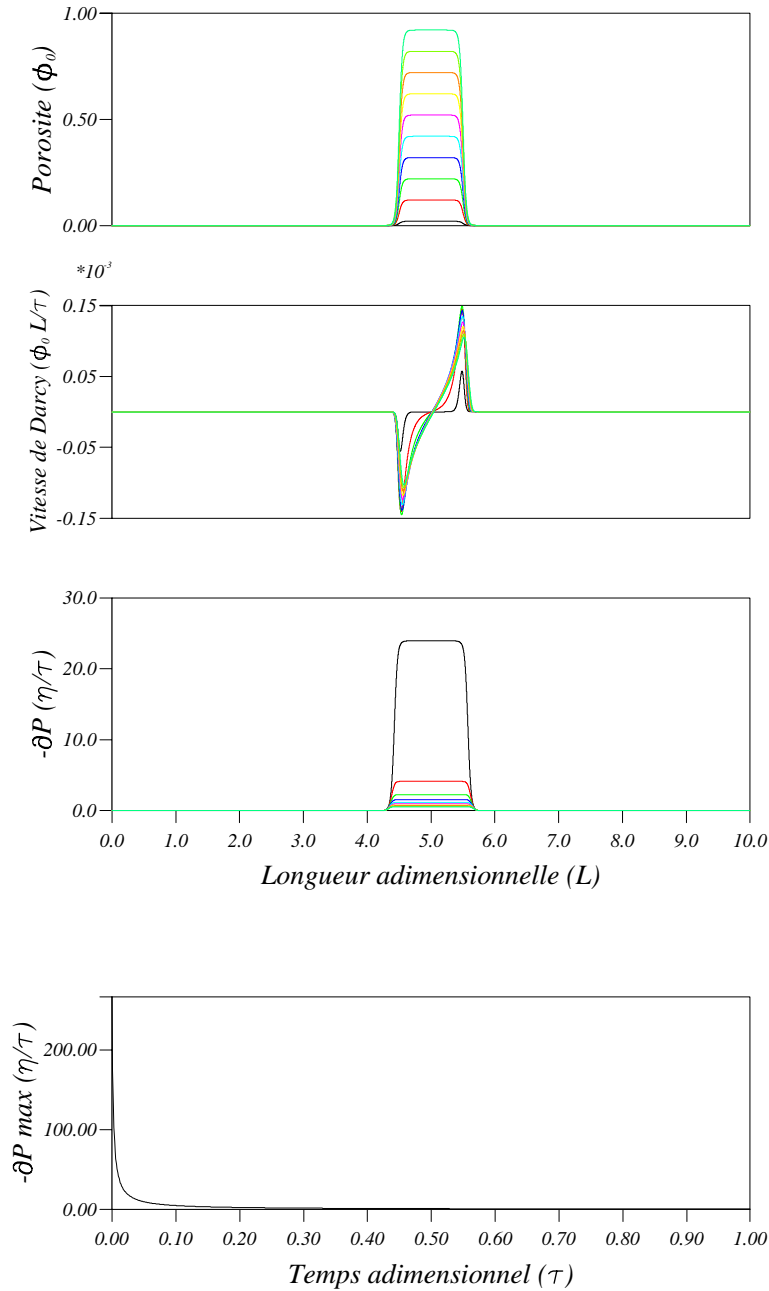


FIG. 3.2 – Comportement d'un milieu visqueux subissant une transition de phase avec création de volume. $B = 1/2$. L'unité de longueur est la longueur d'onde de compaction (**Tab.** 3.1). On modélise ici la déshydratation d'une **amphibole** à 80 km de profondeur (**Fig.** 3.1), $L = \sqrt{\frac{\eta k(\phi_0)}{\mu \phi_0}} = \sqrt{\frac{10^{23} \cdot 10^{-16}}{14 \cdot 10^{-2}}} \sim 10$ km. La valeur de perméabilité choisie 10^{-16} m^2 est au centre de la gamme définie par les études de [Maaloe and Scheie, 1982] et [Faul, 1997] et une viscosité de $1 \text{ Pa} \cdot \text{s}^{-1}$ est représentative de celle d'un jus de fusion de roches du manteau supérieur [Kushiro, 1986]. Le temps adimensionnel $\tau = 200\,000$ ans correspond au temps nécessaire à la roche pour expulser toute son eau (20 km traversé [Pawley and Holloway, 1993] à 10 cm/an). La porosité ϕ , la vitesse de Darcy $\phi \vec{v}$ et l'écart de pression δP sont donnés en unités adimensionnelles, $\phi_0 = 4\%$, $\phi \vec{v} = \phi_0 \frac{L}{\tau} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ cm/an}$, $\delta P = \frac{\eta}{\tau} = 16 \text{ GPa}$. Le commentaire des résultats est fait dans le texte.

zone source⁹. La vitesse de Darcy augmente du centre vers l'extérieur de la zone d'injection mais reste négligeable. La concentration augmente constamment avant d'atteindre son maximum $\phi_0 = 4\%$ lorsque toute l'eau a été extraite des minéraux après 200 000 ans ($\tau = 1$). Dans ce cas, l'expulsion d'eau générera automatiquement et instantanément une microfissure, qui modifiera de manière drastique la perméabilité du milieu.

a) Effets élastiques

Dans une lithosphère en train de subduiter, la température est assez froide pour que les roches gardent une certaine fragilité en dépit des fortes pressions, $B < 1$. Cette hypothèse a été avancée par Davies [1999] pour expliquer les tremblements de terre de moyenne profondeur. Les zones de déshydratation des minéraux hydratés de la lithosphère possèdent en effet toutes les caractéristiques nécessaires à ce phénomène : forte quantité d'eau produite (quelques %), faible changement de densité des minéraux lors de leur déshydratation, forte viscosité de la matrice (car la plaque est froide) et certainement de nombreuses fractures préexistantes ne demandant qu'à être réactivées. Dans un matériau visco-élastique, l'augmentation de pression induite par la production de fluide sera dans un premier temps encaissée par une déformation élastique de la matrice. Le temps nécessaire pour atteindre l'écart de pression d'équilibre δP , que l'on avait rejoint de manière instantanée dans l'expérience précédente (**Fig. 3.2**), dépend directement du nombre de Deborah (De). Cette écart sera inférieur à l'écart δP d'un matériau non-élastique car la baisse de pression liée à l'augmentation de la porosité aura le temps d'avoir un effet.

$$\begin{cases} \frac{D\phi}{Dt} = -\phi\delta P + B\frac{\dot{\Gamma}}{1+De\phi_0\phi\delta P} \\ \phi[\delta P + De\frac{D\delta P}{Dt}] - \vec{\nabla} \cdot \phi^n \vec{\nabla} \delta P = -\left(\frac{1}{1-(1-\phi_0\phi)De\delta P} - \frac{B}{1+\phi_0De\phi\delta P}\right)\dot{\Gamma} \end{cases} \quad (3.32)$$

L'écart de pression fluide-solide produit va dépasser le seuil de rupture au bout d'un temps dépendant des propriétés intrinsèques des phases en présence. Les paramètres importants sont contenus dans le nombre de Deborah ($De = \frac{\eta}{\tau\kappa}$). Dans la lithosphère plongeante, pour une viscosité η de $10^{23} Pa.s^{-1}$, un module d'incompressibilité κ de $10^{11} Pa$ [Diewonski and Anderson, 1981] et un temps de traversée de la zone de déshydratation de

⁹ La concentration d'eau dissoute dans les NAMs n'est, elle, pas nulle en dehors de la zone d'injection, elle a pu y pénétrer par diffusion. Mais la phase fluide ne 'voit' pas la phase liée.

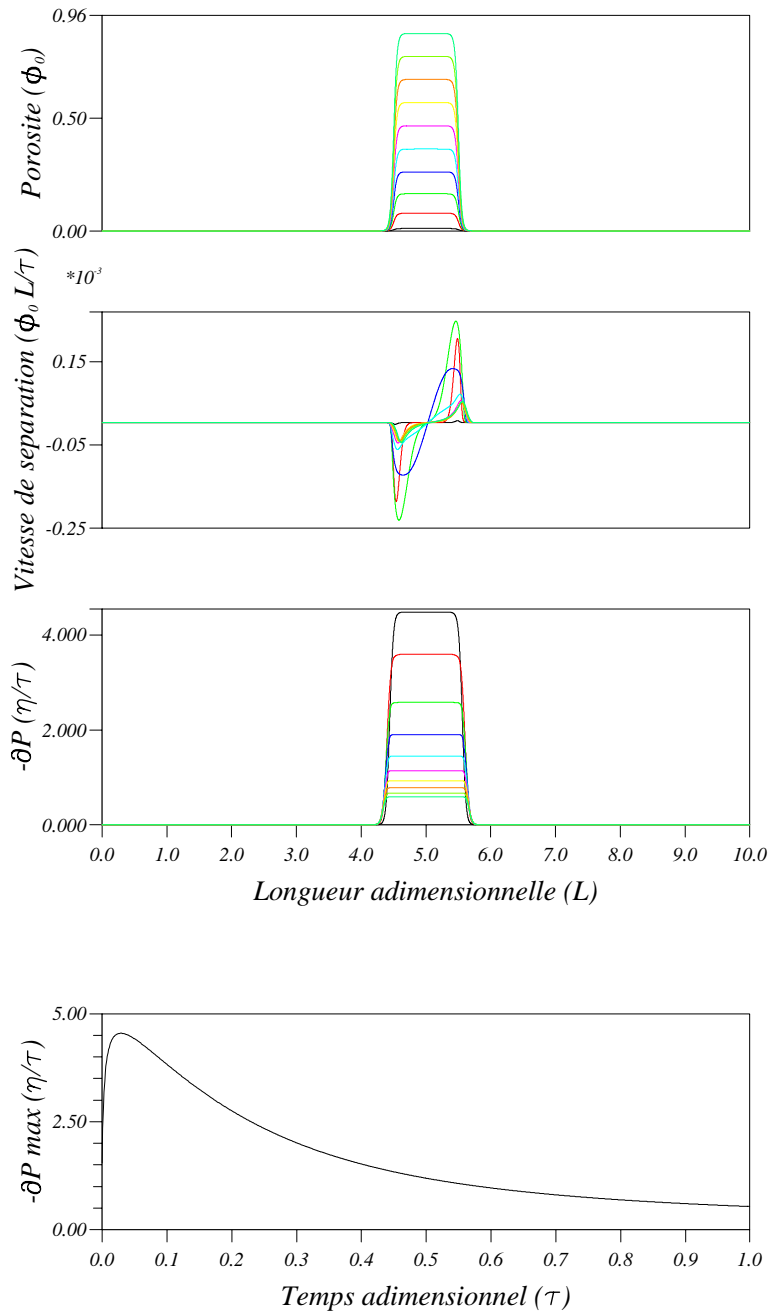


FIG. 3.3 – Comportement d'un milieu visco-élastique subissant une transition de phase avec création de volume. $B = 1/2$ Les unités et paramètres sont les mêmes que celles de la **Fig. 3.2**. Le nombre de Deborah vaut $De = \frac{\eta}{\tau_R} = 0.16$. La surpression créée par l'apparition d'eau fluide est encaissée élastiquement par le matrice lithosphérique et augmente jusqu'à atteindre sa valeur maximale 72 GPa qui est largement inférieure à celle dans un milieu non-élastique (cf. **Fig. 3.2**) au bout d'un temps adimensionnel de 0,04 (8 000 ans). Le seuil de rupture (~ 50 MPa) est atteint au bout d'un temps adimensionnel de 0,00005 (10 ans). La vitesse de Darcy passe par son maximum ($4 \cdot 10^{-6}$ cm/an) en retard par rapport au maximum de pression (courbe vert clair $\tau = 0,3$) au bout de 60 000 ans.

200 000 ans (ce qui équivaut à 20 km traversés [Pawley and Holloway, 1993] à 10 cm/an), on obtient un De d'environ 0.16. Dans la **Fig. 3.3**, on peut lire que le seuil de rupture est atteint au bout d'un temps adimensionnel de 10^{-5} , c'est-à-dire 2 ans. Ce délai serait plus important si l'on considérait une plus grande viscosité pour la plaque, ce qui pourrait être le cas pour des lithosphères plongeantes plus âgées (froides). On peut également noter que la porosité augmente de moins en moins rapidement, pendant que l'écart de pression δP diminue.

b) Effets de tension superficielle

Dans notre modèle, il n'existe qu'un seul moyen pour la phase fluide produite de migrer : c'est de mouiller les joints de grains. Ce phénomène a été observé dans certains cas pour des minéraux en train de fondre [Faul, 1997]. Dans un milieu biphasique, les forces de tension superficielle tendent toujours à regrouper les phases et non à les disperser¹⁰. $Ts = \frac{\sigma a \alpha_0 \tau}{\eta}$ est toujours négatif. Pour rendre compte de l'effet de mouillage, il est nécessaire de considérer des différences de tension superficielle qui existe dans le manteau car il est composé de grains de géométrie différentes. Deux grains sont différenciables par une frontière que l'on peut concevoir comme une troisième phase de volume nul (du "vide") qui sépare les grains. Dans ce cas, le nombre de tension superficielle Ts peut être positif. Les autres termes sont ignorés, $De = 0$ et le terme source en pression aussi. Les équations à résoudre sont :

$$\begin{cases} \frac{D\phi}{Dt} = -\phi\delta P + B\dot{\Gamma} \\ \phi\delta P - \vec{\nabla} \cdot \phi^n \vec{\nabla} \delta P + Ts \vec{\nabla} \cdot \frac{1}{\phi} \vec{\nabla} \phi = 0 \end{cases} \quad (3.33)$$

Ici, une fois que la porosité n'est plus nulle, le fluide peut déformer la matrice de manière plastique à petite échelle ($\vec{v} \neq 0$) et remplir les joints. La vitesse de migration dépend de la valeur de $Ts = \frac{\sigma a \alpha_0 \tau}{\eta}$ qui ne peut pas être très importante dans le manteau étant donné la forte viscosité du manteau η .

Dans l'expérience présentée (**Fig. 3.4**), $Ts = 1$ pour que l'on puisse mieux visuali-

10. Lorsque l'on mélange de l'eau et de l'huile et qu'on laisse notre mélange au repos, on va d'abord voir se former des petites gouttes d'huile qui vont finir par se regrouper et laisser apparaître un milieu complètement stratifié.

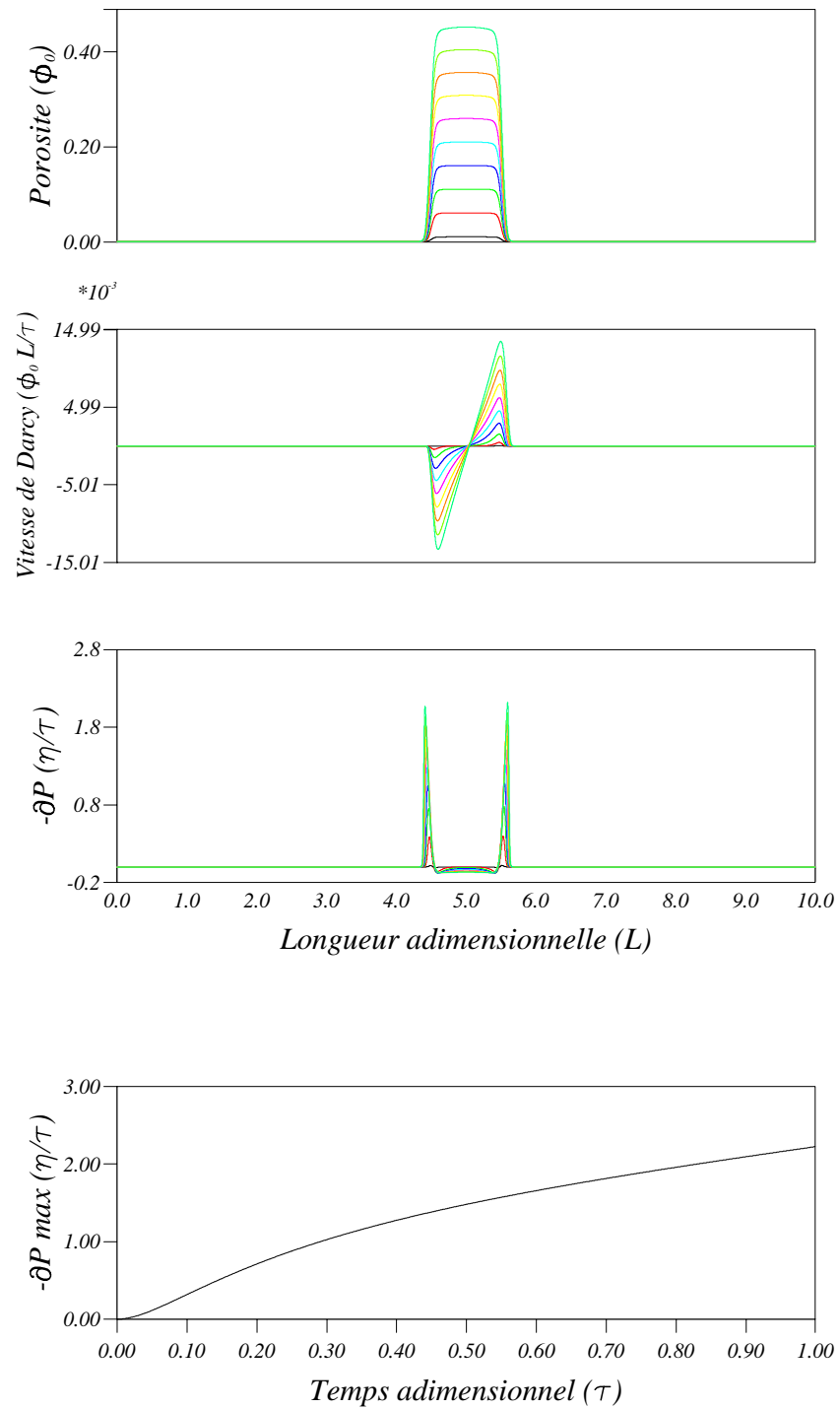


FIG. 3.4 – Effets de la prise en compte de la tension superficielle sur la migration d'eau dans un milieu visqueux subissant une injection de fluide (coupe horizontale) Les unités sont les mêmes que celles de la **Fig.** 3.2. Le nombre de tension superficielle a une valeur maximale de $Ts = 1$. Voir le texte pour les détails.

ser l'évolution des différentes variables du système $(\phi, S, \delta P)$. Cette valeur est une valeur maximum et correspond au cas où les forces de tension superficielle balancent exactement les forces engendrées par la surpression δP , ce qui est vrai si les deux phases sont immobiles. Comme on l'attendait, les forces de tension superficielle permettent à la porosité de s'étaler hors de sa zone source. L'écart de pression δP est concentré sur l'interface solide-fluide, ce qui y localise également les vitesses de Darcy maximum. Elles restent néanmoins très petites ($1,5 \cdot 10^{-3} \text{ mm/an}$) devant la vitesse de la matrice liée à la convection (quelques cm/an). L'intensité de la surpression produite, $> 35 \text{ GPa}$, après 200 000 ans est gigantesque. Cet effet de concentration de l'écart de pression laisse à penser que les forces de tension superficielle jouent un rôle important dans la génération de cracks dans le manteau profond [Bercovici and Ricard, 2003].

3.3.2 Migration par compaction

La force qui contrôle la migration de fluides par compaction est la gravité. Dans nos équations, le paramètre contrôlant l'intensité de la compaction est $G = \frac{\delta \rho g L \tau}{\eta}$. On le désigne comme le nombre de compaction (cf. **Tab.** 3.2). Le repère des modèles 1D présentés dans cette section seront donc portés par la direction de \vec{g} , c'est-à-dire la profondeur z (cf. **Fig.** 3.5).

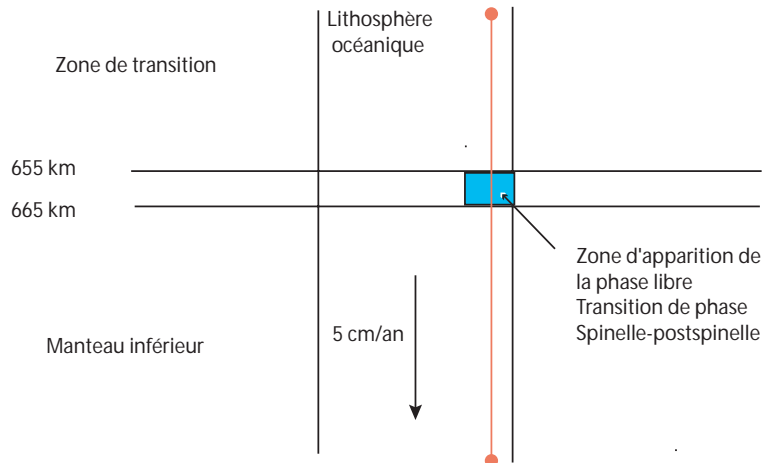


FIG. 3.5 – Position du repère pour les modèles verticaux

Dans la zone du manteau qui nous intéresse, c'est-à-dire l'endroit où la lithosphère

subductée entre dans le manteau inférieur (660 km) et expulse son eau (H^+), la matrice subit un changement de phase qui s'accompagne d'un changement de densité de l'ordre de 10%. La diminution de volume induite est beaucoup plus grande que celle produite par l'exsolution de fluide (de l'ordre du 1%). La prise en compte de cet effet implique que le terme source en pression doit être supprimé car le fluide a plus de place qu'il n'en faut pour apparaître et ne doit donc pas avoir d'effet sur l'écart de pression δP .

$$\begin{cases} \frac{D\phi}{Dt} = -\phi\delta P + B\dot{\Gamma} \\ \phi\delta P - \vec{\nabla} \cdot \phi^n \vec{\nabla} \delta P + G \vec{\nabla} \cdot \phi^n \vec{g} = 0 \end{cases} \quad (3.34)$$

Le phénomène de compaction dépend fortement de la longueur d'onde de compaction L (cf. **Tab.** 3.1). Des paramètres importants se cachent dans cette longueur $L = \frac{\eta k(\phi_0)}{\mu \phi_0}$ et leurs valeurs, sont sujettes à des incertitudes énormes. L'eau expulsée des minéraux dans ce contexte peut avoir des comportements forts divers. Dans les expériences suivantes, la viscosité du manteau inférieur a été fixée à $\eta = 10^{23} Pa.s^{-1}$. Les observations sismologiques [Petersen et al., 1993] prédisent une épaisseur d'environ 20 km pour le changement de phase **spinelle**-postspinelle, tandis que les études minéralogiques l'estime à 4 km [Ringwood, 1991]. Dans nos modèles, elle sera épaisse de 10 km. On imagine une exsolution d'un volume ϕ_0 de 1%, ce qui correspond à l'estimation de la concentration d'eau maximum qui peut être conservée à l'intérieur des minéraux jusqu'à la transition de phase à 660 km [Schmidt and Poli, 1998].

Commençons par supposer que la longueur d'onde de compaction est très grande devant l'épaisseur de la transition de phase. Si la perméabilité du milieu est élevée $k(\phi_0) = 10^{-14}$ et la viscosité du fluide faible $\mu = 0,1 Pa.s^{-1}$ comme c'est le cas pour les kimberlites [Rabinowicz et al., 2003], on obtient une longueur d'onde de compaction de l'ordre de 1000 kilomètres ($L = 1000 km$).

La porosité augmente au cours du temps, son maximum se stabilise à environ 150 km ($0.25 L$) sous le changement de phase qui est également la zone de production de phase fluide. Au bout de 50 millions d'années (50τ), la porosité atteint 2% (**Fig.** 3.6 trait bleu pâle) et dépasse le 1% initial sur près de 250 km ($0.1-0.35 L$). La vitesse de Darcy de la phase fluide est de l'ordre de $10^{-2} cm/an$. La surpression δP induite par la poussée d'Archimède se concentre au sommet de la zone humide, dans la zone d'injection. Elle

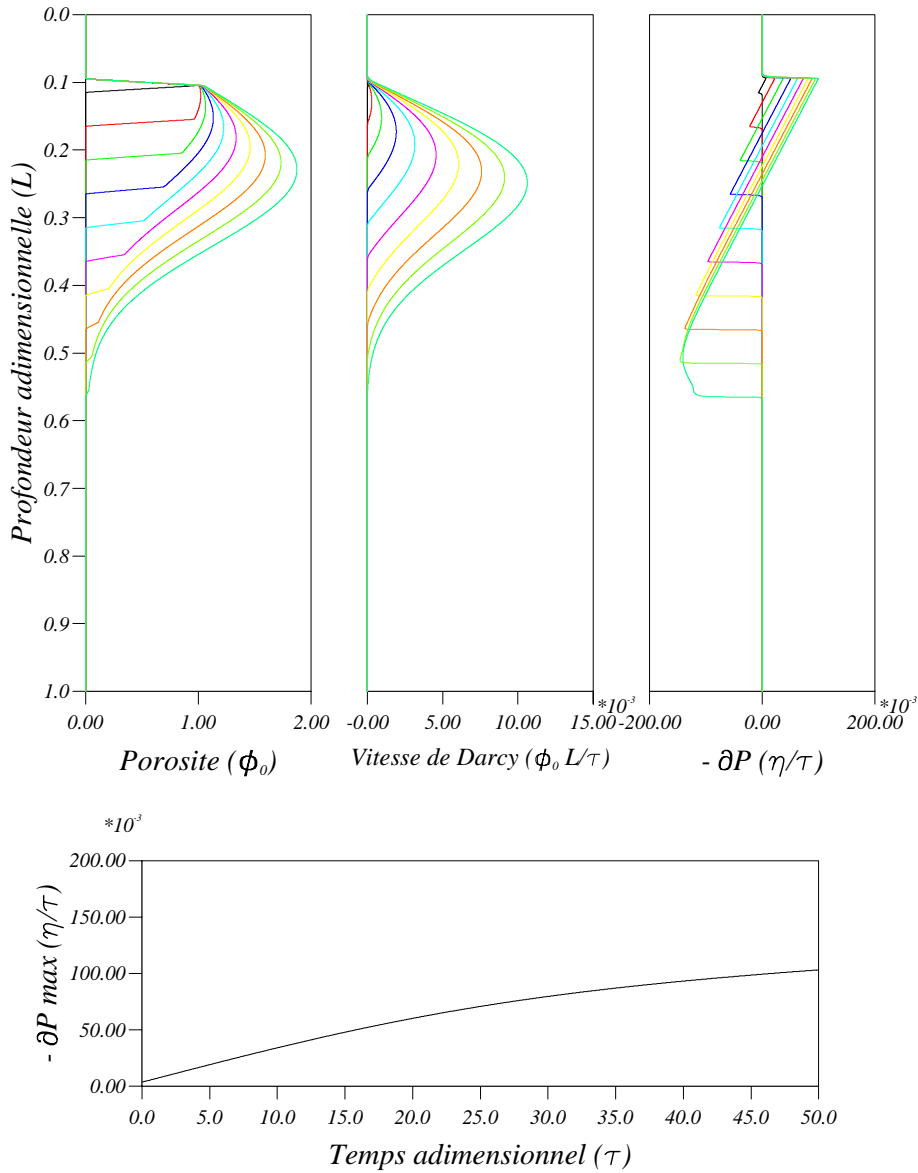


FIG. 3.6 – Migration de la phase fluide par compaction dans un milieu plastique. Cas où la longueur d'onde de compaction est très grande ($L = 1000$ km) devant la longueur de la zone source (10 km). Le changement de phase est localisé entre $0.095L$ et $0.105L$. Le nombre de compaction vaut $G = 0.63$. L'échelle de temps adimensionnel est le temps nécessaire à la lithosphère pour expulser toute son eau $\phi_0 = 1\%$ et vaut $\tau = 1$ Ma ans, ce qui équivaut à 10 km traversés à 1 cm/an. Les valeurs des autres échelles adimensionnelles sont $\delta P = 3$ GPa, $\phi_0 \vec{v} = 1$ cm/an. Dans les trois graphiques supérieurs, chacune des courbes de couleurs représente la grandeur exprimée (de gauche à droite : la porosité ϕ , la vitesse de Darcy $\phi(\vec{v})$ et la surpression $\delta P = P_m - P_f$) à un temps différent. En ordre de temps croissant allant de 5 unités de temps adimensionnel τ à 50τ par pas de 5τ , les couleurs choisies sont le noir, le rouge, le vert, le bleu roi, le bleu, le rose, le jaune, l'orange, le vert pâle et le bleu pâle. Les résultats sont commentés dans le texte.

tend vers une valeur de $\delta P_{max} = 0,3 \text{ GPa} = 3 \text{ kbar}$. Le seuil de fracturation hydraulique $50 \text{ MPa} = 500 \text{ bars}$ est atteint en 1 million d'années (1τ).

La situation $L=100 \text{ km}$ correspond à une perméabilité $k(\phi_0)$ du milieu de 10^{-15} m^2 pour une porosité $\phi_0 = 1\%$ et une viscosité de la phase fluide μ de 1 Pa.s^{-1} . Une viscosité de 1 Pa.s^{-1} est celle d'un jus de fusion de **péridotites** dans le manteau supérieur [Kushiro, 1986].

$k(\phi) = 10^{-15} \text{ m}^2$ est une valeur haute par rapport à la loi de perméabilité dans une roche en fusion $k(\phi) = \frac{\phi^3 d^2}{100}$ donnée par Faul [1997]. Elle correspond à une taille de grain d de l'ordre de quelques millimètres dans la loi de Maaloe and Scheie [1982], $k(\phi) = \frac{\phi^2 d^2}{64000}$. Dans ces lois, on voit l'importance de la taille moyenne des grains d qui est la principale source d'incertitude sur la perméabilité de la matrice à cette profondeur. En effet, au niveau du changement de phase **spinelle**-postspinelle, la taille des grains pourrait subir de grandes variations [Solomatov, 2001]. La valeur du nombre de compaction est $G = \frac{\delta \rho g L \tau}{\eta} = 0.63$ dans cette expérience.

Si, dans le manteau, la longueur d'onde de compaction est supérieure d'un ordre de grandeur à l'épaisseur de la transition de phase (cf. **Fig. 3.7**), l'eau libérée s'accumule une centaine de kilomètres sous sa zone source (zone de changement de phase). Une partie est entraînée dans le manteau inférieur $0,05\%$ et pourra s'accumuler à la base du manteau inférieur par effet de densité [Ohtani and Maeda, 2001]. Au bout de 50 millions d'années (50τ), l'épaisseur de la zone "mouillée" est de 160 kilomètres ($1,6 L$), la porosité maximale de $4,5\%$ ($4,5 \phi_0$). Le maximum de la vitesse de Darcy est entraîné comme l'eau (la porosité) et augmente jusqu'à $0,04 \text{ cm/an}$. Cette vitesse reste donc plus d'un ordre de grandeur inférieur à celle de la matrice (1 cm/an). La différence de pression entre le fluide et le solide δP est maximum au niveau du changement de phase. Sa profondeur change peu au cours du temps. A l'inverse, le minimum (lieu où la pression dans le solide est la plus grande par rapport à celle dans le fluide) descend avec la plaque. Après 50 millions d'années, il se trouve à près de 200 km ($3 L$) au dessous du changement de phase. Il est intéressant de noter que la valeur absolue du minimum augmente mais va finir par diminuer en s'étalant vers le bas, après 60 millions d'années ($> 60 \tau$). Le champ de pression ne reste pas symétrique. L'écart de pression maximum tend de manière asymptotique vers une valeur proche de 1.4 GPa ($0.40 \delta P$). Notons en passant que cette valeur se situe bien au dessus du seuil de rupture hydraulique des roches $\sim 50 \text{ MPa}$. Cette aspect sera

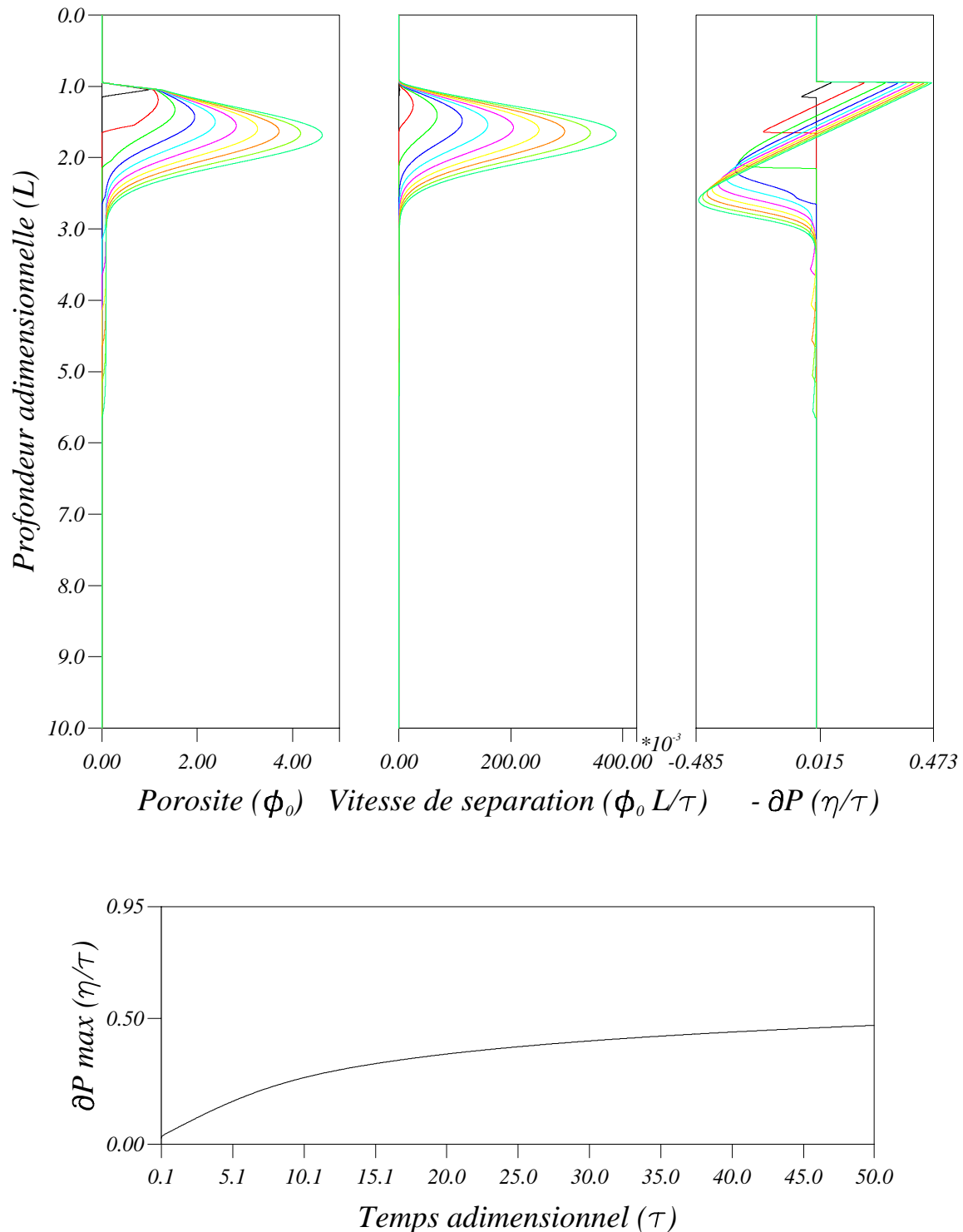


FIG. 3.7 – Migration de la phase fluide par compaction dans un milieu plastique. Cas où la longueur d’onde de compaction est grande ($L = 100 \text{ km}$) par rapport à la longueur de la zone source (10 km). Par rapport au cas précédent (Fig. 3.6) seules les échelles adimensionnelles de longueur $L = 1000 \text{ km}$ et de vitesse changent $\vec{v} = 10^{-1} \text{ cm/an}$. La représentation est la même, une couleur par pas de temps de 5τ . Les résultats sont commentés dans le texte.

développé par la suite (**Sec.** 3.4).

Si l'on considère que la viscosité de notre phase fluide est proche de celle d'un magma basaltique, $\eta = 10 \text{ Pa.s}^{-1}$, et que sa perméabilité est dans la moyenne de la gamme possible à 660 km, $k(\phi) = 10^{-16}$ pour $\phi = 0,01$, on trouve une longueur d'onde de compaction comparable à celle de la zone d'injection d'eau (phase fluide), $L=10$ km.

Dans cette expérience (**Fig.** 3.8), on constate que presque toute l'eau est advectée. La concentration de l'eau dans les roches reste juste supérieure à son taux d'injection $\phi_0 = 1\%$. Le pic de surpression est toujours localisé dans la zone d'injection (660 km) et atteint son maximum 150 MPa ($0,05 \delta P$) au bout de 3 millions d'années. Au bout du même délai, la vitesse de séparation se fixe à la très faible valeur de 5.10^{-4} cm/an.

On évoque souvent l'effet sur la variation de la taille des grains du changement de phase **spinelle**-postspinelle [Solomatov, 2001]. Cette variation pourrait être à l'origine de la baisse de viscosité des roches dans cette zone [Kubo et al., 2000]. Cette chute de viscosité pourrait aller jusqu'à trois ordres de grandeur [Panasyuk and Hager, 1998]. Si on y ajoute la présence d'un fluide ou d'un magma, tout laisse à penser que l'on va créer une zone super-plastique [Panasyuk and Hager, 2000; Paterson, 2001]. Si l'on imagine que la viscosité dans cette zone est de $\eta = 10^{18} \text{ Pa.s}^{-1}$, et la perméabilité de 10^{-14} m^2 , on obtient une longueur d'onde de compaction de 1 km dans cette zone. Il est intéressant de regarder l'effet de la présence d'une telle zone plus ductile¹¹ placée au sommet du manteau inférieur. Dans la **Fig.** 3.9, la longueur d'onde de compaction principale est celle du manteau inférieur $L = 100 \text{ km}$ et on considère que la couche molle, zone d'injection d'eau (transition de phase), fait 10 km d'épaisseur.

Par rapport au cas sans couche molle (**Fig.** 3.7), on s'aperçoit que le pic de concentration est plus proche de la zone source molle d'une vingtaine de kilomètres. La concentration maximale au bout de 50 millions d'années est plus élevée (5%). En effet, la matrice est plus facilement déformable dans cette zone et l'eau y pénètre plus facilement. Une autre conséquence est la réduction de l'écart de pression matrice-fluide asymptotique $\delta P = 1 \text{ GPa}$. La concentration d'eau entraînée jusqu'au noyau est toujours de l'ordre de 0,1%.

11. Certains utilisent abusivement le terme superplastique pour la décrire

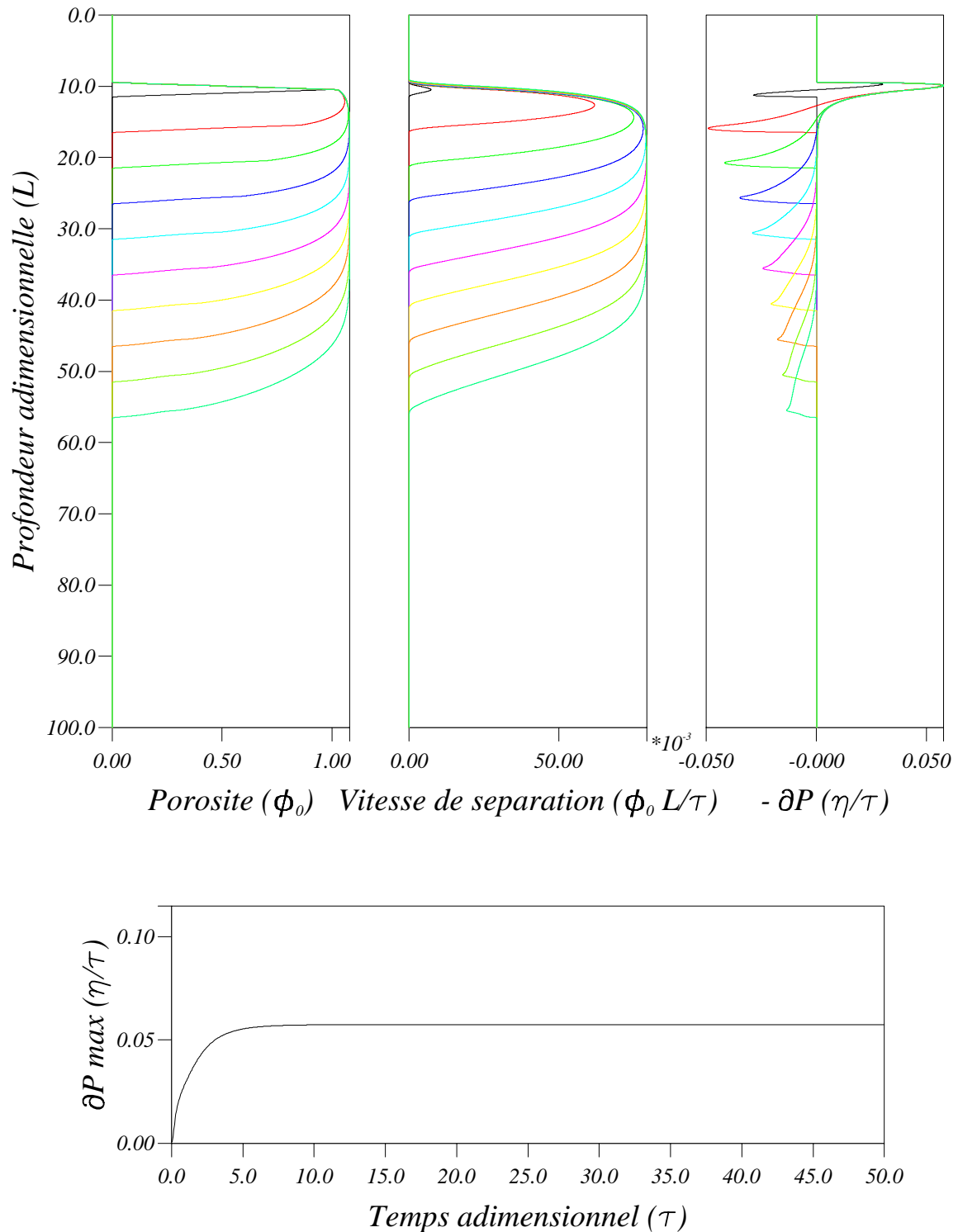


FIG. 3.8 – Migration de la phase fluide par compaction dans un milieu plastique. Cas où la longueur d'onde de compaction est du même ordre ($L = 10 \text{ km}$) que la longueur de la zone source (10 km). Le nombre de compaction vaut $G = 6,3 \cdot 10^{-3}$. L'échelle de temps adimensionnel $\tau = 1 \text{ Ma}$ ans et le type de représentation sont les mêmes que pour l'expérience de la **Fig.** 3.7. Les valeurs des autres échelles adimensionnelles sont $\delta P = 3 \text{ GPa}$, $\vec{v} = 10^{-2} \text{ cm/an}$. Les résultats sont commentés dans le texte.

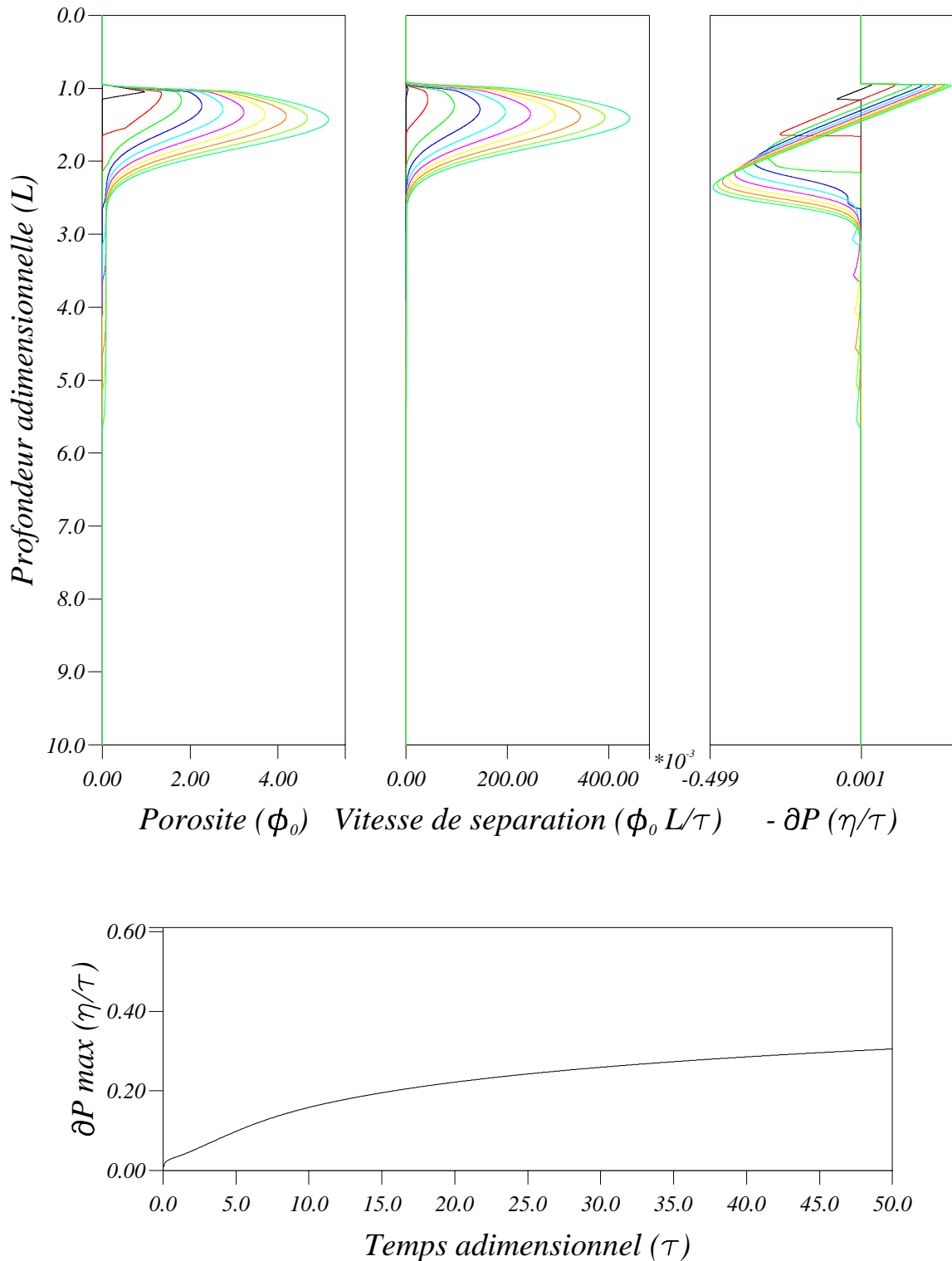


FIG. 3.9 – Migration de la phase fluide par compaction dans un milieu plastique de viscosité variable. La longueur d'onde de compaction vaut ($L = 100$ km). La viscosité dans la zone source (10 km) est 5 ordres de grandeur plus petite que celle du manteau inférieur $\eta_{660} = 10^{18}$ Pa.s⁻¹. Les unités et la représentation sont les mêmes que celles de la **Fig. 3.7**. L'analyse des résultats est donnée dans le texte.

3.3.3 Mouvements à grande échelle

On vient de voir que dans certains cas, la compaction est à même de concentrer la phase fluide dans la zone de changement de phase à la base de la zone de transition (660 km). La première conséquence est l'augmentation de l'écart de pression fluide-solide δP au sommet de la zone humide connectée. Si la viscosité du manteau inférieur est de l'ordre de $10^{23} Pa.s^{-1}$, cette surpression est probablement suffisante ($> 50 MPa$) pour générer des fractures. Dans ce cas, la phase fluide se concentre dans la microfissure ouverte et lorsqu'elle sera assez pleine la fissure formée par la connexion de ces "cracks" remontera en suivant la direction du champ de contraintes compressives maximum σ_1 [Rubin, 1995]. Elle pompera toute l'eau qu'elle trouvera à moins d'une longueur d'onde de compaction L de son lieu de passage [Sleep, 1988]. On connaît mal le champ de contrainte à l'oeuvre au niveau de la discontinuité 660 km mais en considérant une cellule convective dans un manteau composé de deux couches de viscosités différentes $\frac{\eta_1}{\eta_2} = 30$, on peut en donner une idée au premier ordre (**Fig. 3.10**).

On s'aperçoit que les fissures (dikes) vont avoir tendance à laisser ou à ramener l'eau vers l'endroit où elle a été produite, le centre de la plaque. Si le champ de contraintes n'est pas complètement différent de notre calcul à cause d'effets particuliers liés au changement de phase¹², la percolation dans des fractures ne sera pas un moyen de distribuer la phase fluide loin de sa source.

Il est donc probable qu'un autre processus agisse, il pourra peut-être même se déclencher avant la fracturation et l'inhiber. Globalement la densité de la zone enrichie en eau va diminuer et on peut imaginer que la poussée d'Archimède pourra alors faire son office. La bulle de matière (phase fluide + matrice) plus légère tendra à remonter par diapirisme. Son mouvement s'opposera à celui de la convection. La question essentielle est donc de savoir si le mouvement convectif s'en trouvera ralenti ou stoppé. La vitesse de cette bulle moins dense est une composante avec l'advection convective de la vitesse globale matrice-fluide, c'est-à-dire sur le champ moyen \vec{C} . Dans les modèles précédents, \vec{C} était assimilé à la vitesse convective de la matrice \vec{V} et donc fixé à une valeur représentative du manteau inférieur (1 cm/an). Ici, cette vitesse globale doit être corrigée de la vitesse de la bulle qui remonte. La **Fig. 3.11** montre la forme des lignes de courant générées par une anomalie de densité dans un manteau composé de deux couches de viscosités différentes. Le saut

12. La superplasticité par exemple.

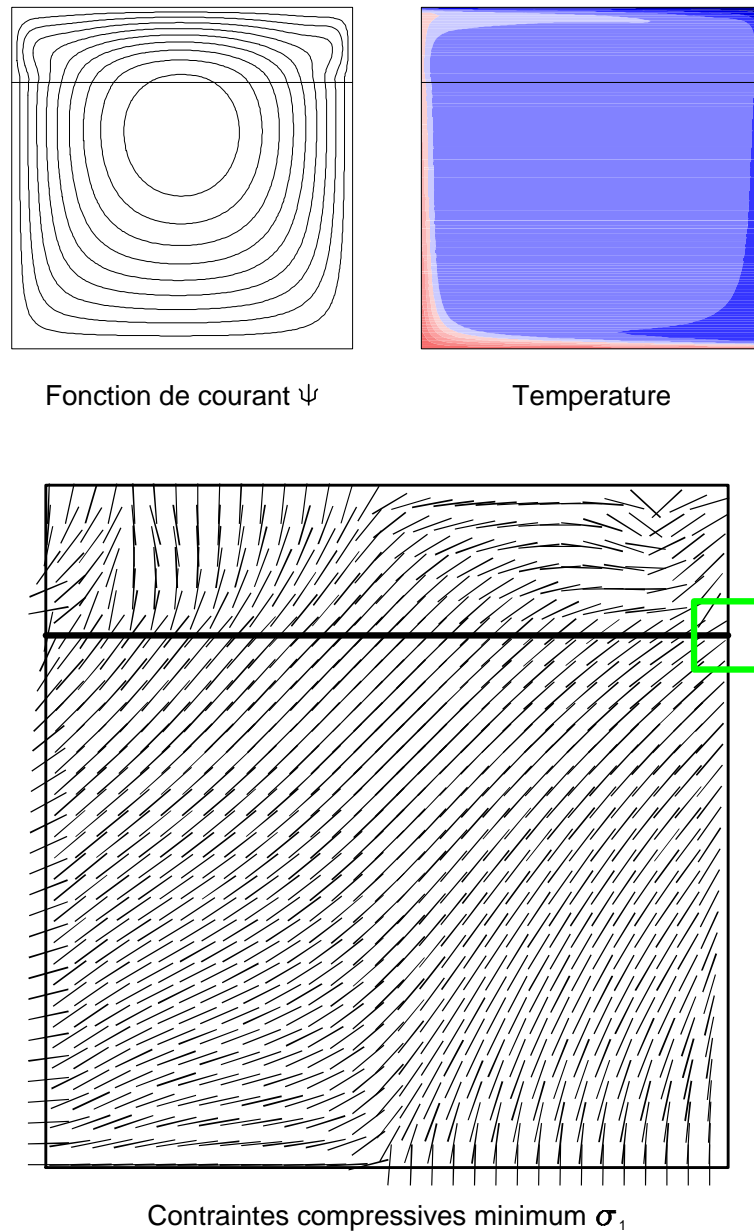


FIG. 3.10 – **Champ de contraintes compressives minimales σ_1 .** La figure présente le champ de température (bleu=froid, rouge=chaud) à l'origine de la cellule de convection et les lignes courant correspondantes. Le flux convectif descend le long du bord droit de la boîte et remonte de l'autre côté. L'augmentation de la viscosité due au changement de phase (matérialisé par un trait noir épais) dans le manteau inférieur freine le slab descendant qui se comprime dans sa direction de déplacement. En conséquence, le σ_1 dans la zone qui nous intéresse (localisée par un carré vert) est horizontale au centre du slab et redescend symétriquement de chaque côté du slab. L'eau prisonnière dans des dikes se déplaçant selon ces directions sera ramenée vers le centre du slab, là où elle est apparue.

de viscosité est celui supposé du manteau terrestre ($\frac{\eta_{\text{manteau-inf}}}{\eta_{\text{manteau-sup}}} = \frac{10^{23}}{3 \cdot 10^{21}} \sim 30$). La vitesse maximale donnée par le modèle pour une anomalie de densité correspondant à 4% d'eau étalée sur 150 km, comme le prédisent les modèles de compaction (cf. **Fig. 3.7**), est de 0,23 cm/an, ce qui n'est pas négligeable devant le centimètre par an de la convection dans le manteau inférieur.

Pour une couche de viscosité constante, la vitesse moyenne¹³ du modèle (0,09 cm/an) est en accord avec celle établie par Stokes pour une bulle de rayon R de densité inférieure au milieu environnant ($\delta\rho$) dans un milieu de viscosité η , $V_S = \frac{2\delta\rho g R^2}{9\Pi\eta} \sim 0.1 \text{ cm/a}$.

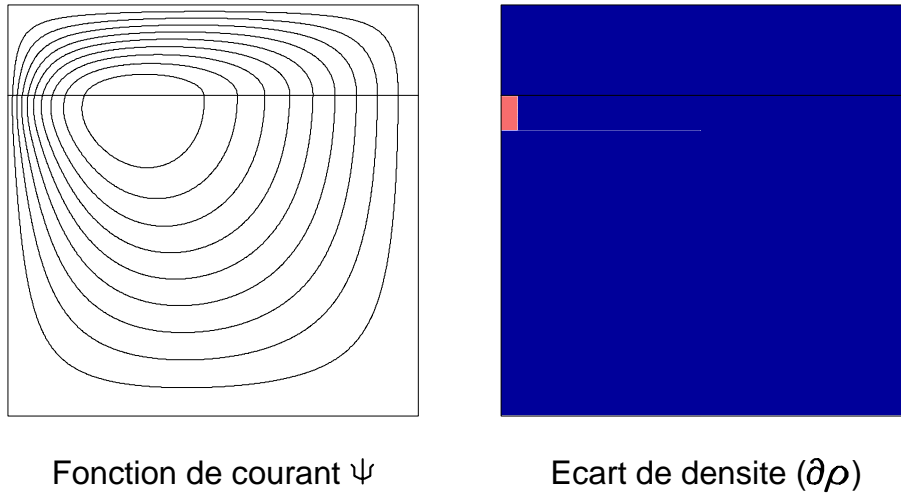


FIG. 3.11 – Montée d'une bulle de faible densité dans un manteau de hauteur $H=3000$ km, à 2 couches de viscosité différentes. La viscosité du manteau inférieur (0-2340 km) est de $\eta_{\text{manteau-inf}} = 10^{23} \text{ Pa}\cdot\text{s}^{-1}$ et celle du manteau supérieur (2340-3000 km) de $\eta_{\text{manteau-sup}} = 3 \cdot 10^{21} \text{ Pa}\cdot\text{s}^{-1}$. L'anomalie de densité induite par la présence de 4% d'eau est de 80 kg/m^3 (en rouge). La vitesse maximum de montée de la bulle est de 0,23 cm/an.

Dans la **Fig. 3.12**, on imagine une couche molle $\eta_{\text{manteau-sup}} = 10^{18}$ de 20 km glissée entre les deux couches précédemment décrites [Panasyuk and Hager, 1998, 2000]. La forme des lignes de courant est affectée et la vitesse de remontée de la bulle augmente un petit peu car le saut de viscosité est plus important. Elle passe de 0,23 cm/an à 0,25 cm/an.

Le champ de vitesse induit par le diapirisme entre en concurrence avec le champ convectif. La **Fig. 3.13** montre les lignes de courants correspondant à la superposition du

13. On fait la moyenne sur la verticale contenant le centre de l'anomalie de densité.

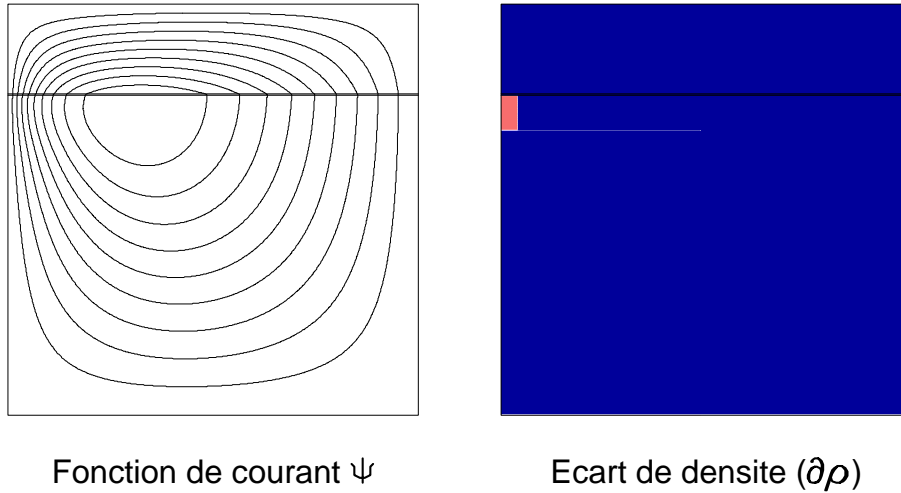


FIG. 3.12 – Montée d’une bulle de faible densité dans un manteau à 3 couches de viscosités différentes. La viscosité du manteau inférieur est de $\eta_{\text{manteau-inf}} = 10^{23} \text{ Pa}\cdot\text{s}^{-1}$ et celle du manteau supérieur de $\eta_{\text{manteau-sup}} = 3\cdot 10^{21} \text{ Pa}\cdot\text{s}^{-1}$. On a glissé une couche de très faible viscosité ($10^{18} \text{ Pa}\cdot\text{s}^{-1}$) entre les deux. La vitesse maximum de montée de la bulle est 0.25 de cm/an.

champ de vitesse créé par une anomalie de densité formée par 8% de fluide piégé sur 150 km au champ convectif lui même forcé par une vitesse de plaque de 3 cm/an en surface.

3.4 Mise en perspective des résultats

Au vu des résultats des modèles, la percolation liée à la compaction est le seul moyen efficace de transport de la phase fluide dans les conditions du manteau inférieur, les effets de tension superficielle étant probablement négligeables. Les paramètres influant sur le processus de compaction sont mal connus dans le manteau inférieur. Le rapport perméabilité/viscosité du fluide $\frac{k(\phi_0)}{\mu}$ devrait cependant être compris entre 10^{-14} et $10^{-18} \text{ Pa}^{-1}\cdot\text{m}^2\cdot\text{s}$ [Maaloe and Scheie, 1982; Faul, 1997]. La viscosité du manteau inférieur est estimée à $10^{22} - 10^{23} \text{ Pa}\cdot\text{s}^{-1}$. La gamme de ces valeurs laisse envisager 3 ordres de grandeurs de variation pour la longueur d’onde de compaction possible $L = \sqrt{\frac{\eta k(\phi_0)}{\mu \phi_0}}$. L’autre grandeur adimensionnelle importante est l’échelle de temps $\tau = 1$ million d’années. Elle est fixée par la vitesse de subduction dans le manteau inférieur (1 cm/an). Elle est basée sur le temps nécessaire à une roche donnée pour expulser toute son eau, c’est-à-dire traverser

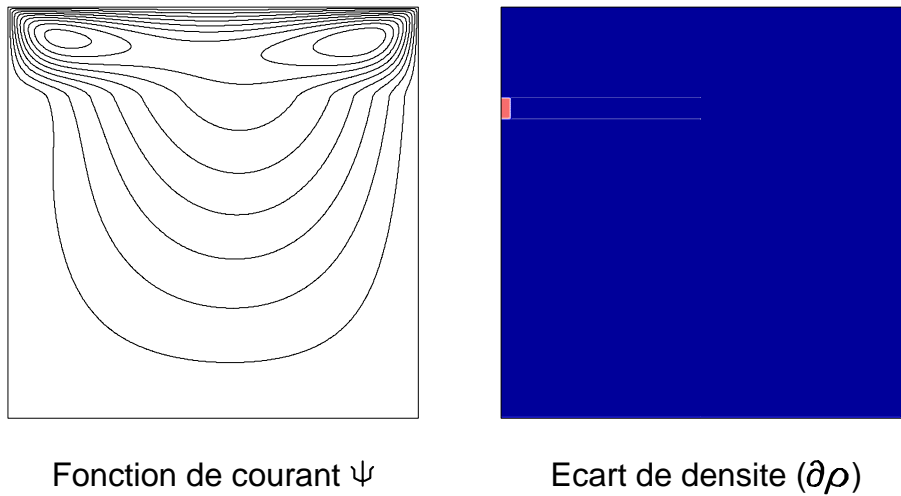


FIG. 3.13 – **Forme de courants résultant de l'interaction entre une zone de faible densité montante et un courant convectif plongeant.** *La vitesse maximum de montée de la bulle est 0,46 de cm/an et celle du courant convectif plongeant de 0,45 cm/an juste au dessous de la zone de transition. Les lignes de courants contournent la zone de faible densité pour entrer dans le manteau inférieur. En d'autres termes, le slab "flotte" dans la zone de transition. La hauteur de la boîte est celle du manteau, 3000 km.*

les changements de phase (10 km).

En partant de l'hypothèse que la viscosité du manteau inférieur est $\eta = 10^{23} Pa.s^{-1}$, on s'aperçoit que les effets de compaction sont maximum pour une longueur d'onde de compaction de 100 km, la zone humide s'étend sur 150 km et la porosité atteint 4% en 50 millions d'années. Si la longueur d'onde de compaction est plus petite 10km, le phénomène de concentration n'a pas le temps de se développer. La vitesse de Darcy reste très faible ($5.10^{-4} cm/an$) et presque toute la phase fluide est entraînée par la circulation convective. On obtient, après 50 millions d'années, une zone avec 1% de porosité longue de 550 km. La surpression plafonne à 150 MPa (0,05 U.A.¹⁴). Si $L = 1000 km$ est plus grande, la phase fluide se concentre un peu, 2% dans les 300 premiers kilomètres sous la zone de transition de phase, et la surpression grimpe jusqu'à 300 MPa (3 kbars). Si on suppose que la zone de transition de phase est molle, de très faible viscosité ($\eta_{660} = 10^{18} Pa.s^{-1}$), le pic de porosité sera plus proche de cette zone et plus important.

Dans les trois cas, la surpression δP produite par la poussée d'Archimède dépasse le

14. Unités Adimensionnelles

seuil de rupture des roches (environ 50 MPa, 500 bars). La percolation à l'intérieur des fractures formées ne semble pas être un vecteur de distribution de l'eau fluide, mais au contraire de confinement au centre du slab, là où elle est produite. On peut noter que si la viscosité du manteau inférieur est de l'ordre de $10^{22} Pa.s^{-1}$, le seuil de rupture n'est plus atteint que dans l'expérience $L = 100 km$ et demande quelques millions d'années d'accumulation de fluide.

On voit donc apparaître des zones humides de taille supérieure à la centaine de kilomètres. Le phénomène de diapirisme, c'est-à-dire la remontée par effet de densité, ne semble pas pouvoir être écarté. Il aura pour effet de modifier le champ de vitesse global (champ moyen \vec{C}). Ainsi la combinaison des processus de compaction et de diapirisme auront tendance à accumuler de l'eau dans la zone de transition de phase (cf. **Fig. 3.14**).

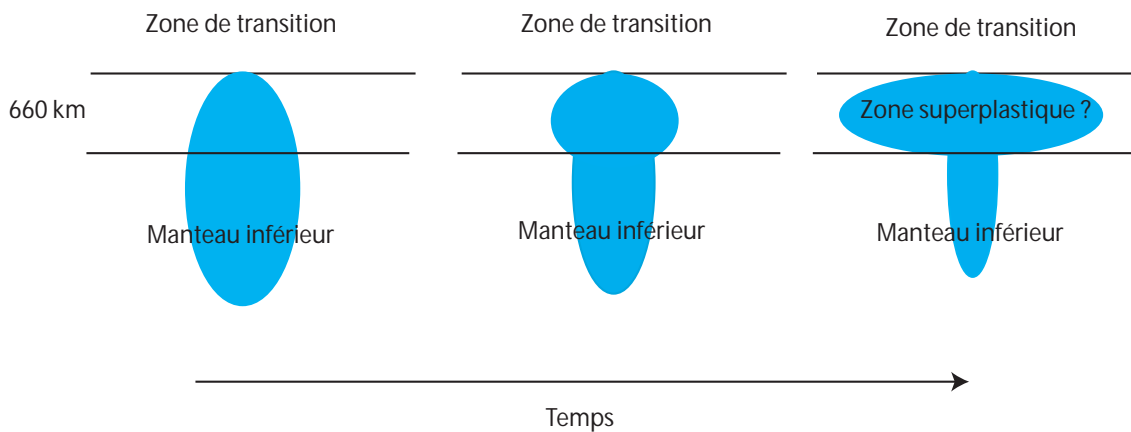


FIG. 3.14 – **Migration de la phase fluide par un mouvement d'ensemble** Schéma de principe de la remontée par diapirisme d'une zone de faible densité en bleu, créée par accumulation de phase fluide. L'évolution dans le temps montre l'étalement de cette "bulle" dans la zone de faible viscosité (super-plastique) liée au changement de phase spinelle-postspinelle.

La première conséquence sera de créer une zone humide d'une dizaine de kilomètres à la base de la zone de transition qui pourrait expliquer l'anisotropie sismique observée par Wookey et al. [2002]. La seconde pourrait être de contrarier la lithosphère plongeante. Celle-ci, au moment de sa rencontre avec une zone humide de faible densité essayant de remonter par diapirisme, devra la contourner et flotter pendant un temps dans la zone de transition. Cette hypothèse donne une nouvelle explication de ce phénomène observé par

la tomographie sismique [van der Hilst, 1995] et attribué à un effet couplé [Cizkova et al., 2002] du recul de la fosse de subduction et de l'amollissement de la plaque lithosphérique [Karato et al., 2001].

Ce mécanisme où la surpression crée par une accumulation d'eau verticale peut produire un mouvement de fluide horizontal est de nature bidimensionnelle et demandera de nouveaux modèles pour être plus précisément décrit. Il est possible que le comportement final soit différent de la simple addition de modèles 1D dans chacune des directions que nous avons faite.

Annexe : détails des calculs de la Sec. 3.2.1

Equation de pression

Les **Eq. 3.7** **Eq. 3.6** de conservation de la masse peuvent s'écrire:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\phi \vec{v}) + \frac{\phi}{\rho_f} \frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \frac{\phi}{\rho_f} \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \rho_f = \frac{\dot{\Gamma}}{\rho_f} \quad (3.35)$$

$$\frac{\partial(1-\phi)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot ((1-\phi)\vec{V}) + \frac{(1-\phi)}{\rho_m} \frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{(1-\phi)}{\rho_m} \vec{V} \cdot \vec{\nabla} \rho_m = \frac{\dot{\Gamma}}{\rho_m} \quad (3.36)$$

En notant que $\vec{V} = \vec{C} - \vec{S}$ et $\vec{v} = \vec{C} + \frac{1-\phi}{\phi} \vec{S}$, où $\vec{S} = \phi(\vec{v} - \vec{V})$ est la vitesse de séparation, on peut les ré-écrire:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{C} \cdot \vec{\nabla} \phi + \phi \vec{\nabla} \cdot \vec{C} + (1-\phi) \vec{\nabla} \cdot \vec{S} + \frac{\phi}{\rho_f} \left(\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \vec{C} \cdot \vec{\nabla} \rho_f \right) \\ - \vec{S} \cdot \vec{\nabla} \phi + \frac{(1-\phi)}{\rho_f} \vec{S} \cdot \vec{\nabla} \rho_f = \frac{\dot{\Gamma}}{\rho_f} \end{aligned} \quad (3.37)$$

$$\begin{aligned} - \frac{\partial \phi}{\partial t} - \vec{C} \cdot \vec{\nabla} \phi + (1-\phi) \vec{\nabla} \cdot \vec{C} - (1-\phi) \vec{\nabla} \cdot \vec{S} + \frac{(1-\phi)}{\rho_m} \left(\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \vec{C} \cdot \vec{\nabla} \rho_m \right) \\ + \vec{S} \cdot \vec{\nabla} \phi - \frac{(1-\phi)}{\rho_m} \vec{S} \cdot \vec{\nabla} \rho_m = - \frac{\dot{\Gamma}}{\rho_m} \end{aligned} \quad (3.38)$$

On peut simplifier l'écriture en introduisant la dérivée totale $\frac{DX}{Dt} = \frac{\partial X}{\partial t} + \vec{C} \cdot \vec{\nabla} X$:

$$\frac{D\phi}{Dt} + \phi \vec{\nabla} \cdot \vec{C} + (1 - \phi) \vec{\nabla} \cdot \vec{S} + \frac{\phi}{\rho_f} \frac{D\rho_f}{Dt} + \frac{(1 - \phi)}{\rho_f} \vec{S} \cdot \vec{\nabla} \rho_f - \vec{S} \cdot \vec{\nabla} \phi = \frac{\dot{\Gamma}}{\rho_f} \quad (3.39)$$

$$- \frac{D\phi}{Dt} + (1 - \phi) (\vec{\nabla} \cdot \vec{C} - \vec{\nabla} \cdot \vec{S}) + \frac{(1 - \phi)}{\rho_m} \left(\frac{D\rho_m}{Dt} - \vec{S} \cdot \vec{\nabla} \rho_m \right) + \vec{S} \cdot \vec{\nabla} \phi = - \frac{\dot{\Gamma}}{\rho_m} \quad (3.40)$$

On les additionnent et on obtient:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \vec{C} + \frac{\phi}{\rho_f} \left[\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \vec{C} \cdot \vec{\nabla} \rho_f + \frac{(1 - \phi)}{\phi} \vec{S} \cdot \vec{\nabla} \rho_f \right] \\ + \frac{(1 - \phi)}{\rho_m} \left[\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \vec{C} \cdot \vec{\nabla} \rho_m + \vec{S} \cdot \vec{\nabla} \rho_m \right] = \frac{\delta \rho}{\rho_f \rho_m} \dot{\Gamma} \end{aligned} \quad (3.41)$$

En se souvenant que $\frac{D\rho}{\rho} = \frac{DP}{\kappa}$, on peut déduire la valeur de $\vec{\nabla} \cdot \vec{C}$:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{C} = \frac{\delta \rho}{\rho_f \rho_m} \dot{\Gamma} - \left[\frac{\phi}{\kappa_f} \frac{DP_f}{Dt} + \frac{1 - \phi}{\kappa_m} \frac{DP_m}{Dt} \right] - (1 - \phi) \vec{S} \cdot \left[\frac{\vec{\nabla} P_f}{\kappa_f} - \frac{\vec{\nabla} P_m}{\kappa_m} \right] \quad (3.42)$$

En combinant les équations de Navier-Stokes (conservation de la quantité de mouvement) - en fait on soustrait l'**Eq. 3.8** multipliée par $(1 - \phi)$ de l'**Eq. 3.9** multipliée par ϕ - on obtient une équation d'action-réaction [Bercovici et al., 2001], rappelant celle de Darcy:

$$-\phi(1 - \phi)(\vec{\nabla} P_f - \rho_f \vec{g}) + (1 - \phi) \vec{\nabla} \cdot [\phi \vec{\tau}_f] - (1 - \phi) \mu \frac{\phi^2}{k(\phi)} (\vec{v} - \vec{V}) = 0 \quad (3.43)$$

$$-\phi(1 - \phi)(\vec{\nabla} P_m - \rho_m \vec{g}) + \phi \vec{\nabla} \cdot [(1 - \phi) \vec{\tau}] + \phi \mu \frac{\phi^2}{k(\phi)} (\vec{v} - \vec{V}) + \phi \delta P \vec{\nabla} \phi + \phi \vec{\nabla}(\sigma \alpha) = 0 \quad (3.44)$$

Dans (**Eq. 3.44** - **Eq. 3.43**), on trouve $\delta P = P_m - P_f$ et $\delta \rho = \rho_m - \rho_f$. On peut considérer que les contraintes déviatoriques dans le fluide sont négligeables par rapport à celles qui

ont lieu dans le solide ($\bar{\tau}_f \ll \bar{\tau}$):

$$- \phi(1 - \phi)(\vec{\nabla}\delta P - \delta\rho\vec{g}) + \phi(\vec{\nabla} \cdot [(1 - \phi)\bar{\tau}] + \delta P\vec{\nabla}\phi + \vec{\nabla}(\sigma\alpha)) + \mu\frac{\phi^2}{k(\phi)}(\vec{v} - \vec{V}) = 0 \quad (3.45)$$

Dans notre étude, la concentration en fluide ϕ va rester petite ($\phi \ll 1$), ce qui permet d'écrire que $\vec{\nabla} \cdot (1 - \phi)\bar{\tau} = \vec{\nabla} \cdot \bar{\tau}$, l'**Eq.** 3.45 devient:

$$- \phi(1 - \phi)(\vec{\nabla}\delta P - \delta\rho\vec{g}) + \phi(\vec{\nabla} \cdot \bar{\tau} + \delta P\vec{\nabla}\phi + \vec{\nabla}(\sigma\alpha)) + \mu\frac{\phi^2}{k(\phi)}(\vec{v} - \vec{V}) = 0 \quad (3.46)$$

On fait finalement apparaître l'expression de \vec{S} .

$$\vec{S} = \phi(\vec{v} - \vec{V}) = \frac{k(\phi)}{\mu}\{(1 - \phi)[\vec{\nabla}\delta P - \delta\rho\vec{g}] - \vec{\nabla} \cdot \bar{\tau} - \delta P\vec{\nabla}\phi - \vec{\nabla}\sigma\alpha\} \quad (3.47)$$

On va maintenant mettre en équations le comportement de l'écart de pression δP au cours du temps.

On repart des équations la conservation de la masse et on fait la même combinaison $((1 - \phi) \times \mathbf{Eq. 3.39} - \phi \times \mathbf{Eq. 3.40})$ pour faire disparaître $\vec{\nabla} \cdot \vec{C}$:

$$\begin{aligned} \frac{D\phi}{Dt} + (1 - \phi)\vec{\nabla} \cdot \vec{S} + (1 - \phi)\phi\left[\frac{1}{\rho_f}\frac{D\rho_f}{Dt} - \frac{1}{\rho_m}\frac{D\rho_m}{Dt}\right] + (1 - \phi)\left[\frac{(1 - \phi)}{\rho_f}\vec{S} \cdot \vec{\nabla}\rho_f + \frac{\phi}{\rho_m}\vec{S} \cdot \vec{\nabla}\rho_m\right] - \vec{S} \cdot \vec{\nabla}\phi \\ = \left[\frac{(1 - \phi)}{\rho_f} + \frac{\phi}{\rho_m}\right]\dot{\Gamma} \end{aligned} \quad (3.48)$$

On fait apparaître les modules d'incompressibilité des deux phases avec $\frac{D\rho_i}{\rho_i} = \frac{DP_i}{\kappa_i}$ et on suppose leur égalité $\kappa_m = \kappa_f = \kappa$ pour regrouper les termes:

$$\begin{aligned} \frac{D\phi}{Dt} - \frac{(1 - \phi)\phi}{\kappa}\left[\frac{D\delta P}{Dt} - \vec{S} \cdot \vec{\nabla}\delta P\right] + \frac{(1 - \phi)}{\kappa}\vec{S} \cdot \vec{\nabla}P_f + \vec{\nabla} \cdot (1 - \phi)\vec{S} \\ = \frac{(1 - \phi)\rho_m + \phi\rho_f}{\rho_m\rho_f}\dot{\Gamma} \end{aligned} \quad (3.49)$$

Ensuite, on intègre dans l'**Eq.** 3.49, la valeur de $\frac{D\phi}{Dt}$ tirée de l'équation de fermeture

Eq. 3.20:

$$(1 - \phi)\phi\left[\frac{\delta P}{\eta} + \frac{1}{\kappa}\frac{D\delta P}{Dt}\right] - \frac{(1 - \phi)\vec{S}}{\kappa} \cdot [\phi\vec{\nabla}\delta P + \vec{\nabla}P_f] - \vec{\nabla} \cdot (1 - \phi)\vec{S} = -\frac{(1 - \phi)\delta\rho}{\rho_m\rho_f}\dot{\Gamma} \quad (3.50)$$

La porosité restant petite ($\phi \ll 1$), on peut écrire $(1 - \phi) = 1$. De plus, l'incompressibilité est très grande pour les matériaux du manteau $\kappa \sim 10^{11}$, on négligera donc le terme $\frac{(1-\phi)\vec{S}}{\kappa} \cdot [\phi\vec{\nabla}\delta P + \vec{\nabla}P_f]$. Une fois ces simplifications faites, on fait disparaître \vec{S} de l'**Eq. 3.50** grâce à l'**Eq. 3.47** et l'on obtient une équation décrivant l'évolution de δP dans le temps.

$$\phi\left[\frac{\delta P}{\eta} + \frac{1}{\kappa}\frac{D\delta P}{Dt}\right] - \vec{\nabla} \cdot \frac{k(\phi)}{\mu}\{\vec{\nabla}\delta P - \delta\rho\vec{g} - \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau} - \delta P\vec{\nabla}\phi - \vec{\nabla}\sigma\alpha\} = -\frac{(1 - \phi)\delta\rho}{\rho_m\rho_f}\dot{\Gamma} \quad (3.51)$$

où l'on voit que la surpression induite par l'apparition de fluide dépend de la différence de densité comme on pouvait s'y attendre.

Conclusion

Résumé

Au vu du nombre et de l'importance des implications dues à la présence d'eau dans les roches du manteau terrestre, il est apparu essentiel de connaître la distribution d'eau à grande échelle à l'intérieur de la Terre. Les contraintes disponibles pour initier cette étude sont d'ordre minéralogique. Au moyen d'expériences de laboratoire on peut estimer les formes possibles pour l'eau sous les conditions de pression et de température du manteau.

Dans le manteau terrestre l'eau se cache essentiellement dans les minéraux dit Nominalement Anhydres [Bell and Rossman, 1992] sous forme de protons H^+ intercalés dans des défauts du réseau cristallin, le plus souvent pour équilibrer la charge électrique locale. La diffusion de ces protons H^+ est la plus importante que l'on puisse mesurer pour un élément chimique, elle dépend de la température et est estimée à $10^{-8} m^2.s^{-1}$ [Ingrin and Skogby, 2000] au niveau de la zone de transition. Elle pourrait atteindre $10^{-6} m^2.s^{-1}$ dans les joints de grains [Smyth and Frost, 2002]. La solubilité de l'eau est elle aussi assez bien connue, même s'il y a encore débat en ce qui concerne les minéraux du manteau inférieur [Murakami et al., 2002]. Dans les minéraux composant la zone de transition (entre 410-660 km de profondeur), elle est supérieure d'un ordre de grandeur à celle du manteau supérieur [Kohlstedt et al., 1996] et de deux ordres de grandeur à celle du manteau inférieur [Bolfan-Casanova et al., 2000; Higo et al., 2001]. Le parallèle entre cette zone de forte solubilité et un réservoir d'eau est tentant, et le pas a été parfois franchi [Bolfan-Casanova et al., 2000; Ohtani et al., 2001].

L'intérêt premier de la modélisation numérique est de pouvoir aborder la question de la distribution d'eau interne (H^+) à l'échelle du manteau. A cette échelle, le principal processus de transport de matière est l'advection liée à la convection. Nous avons mis en évidence que le mélange convectif était un phénomène prépondérant devant l'action

de concentration d'eau par diffusion dans cette zone de forte solubilité qu'est la zone de transition [Richard et al., 2002]. Deux implications directes de ce résultat peuvent être mises en avant. La vitesse de mélange est assez rapide pour faire disparaître toutes informations sur les conditions initiales attenantes au système. En d'autres termes, la distribution d'eau dans le manteau au sortir de l'accrétion terrestre, qui n'est pas encore bien contrainte, n'aurait plus d'influence sur la distribution actuelle. D'autre part, la faible diffusivité de l'eau relativement aux vitesses des flux advectifs ne peut s'opposer à l'entraînement de l'eau dans le manteau inférieur. Si l'on accepte l'hypothèse de faible solubilité de l'eau dans les conditions de pression et de température qui y règne [Bolfan-Casanova et al., 2000, 2002], on ne peut qu'envisager une déshydratation des minéraux et la formation d'un fluide composé de cette eau (H^+) et des minéraux qu'elle aura dissouts.

Les difficultés de modélisation des processus de migration d'une phase fluide apparaissant au moment du changement de phase **spinnelle**-postspinnelle qui marque l'entrée de la lithosphère dans le manteau inférieur se trouvent sur deux plans. Le premier plan est habituel, c'est celui de la connaissance des valeurs des paramètres contrôlant le système. Dans le manteau inférieur, toutes les grandeurs ne sont connues qu'avec de grandes incertitudes, cela conduira à une gamme étendue de comportements possibles de la phase fluide. Le second plan est celui de la mise en équation du problème. En effet, l'extension à des phases compressibles de l'équation d'évolution de la porosité ϕ proposée par [Bercovici et al., 2001], qui permet de prendre en compte dans une seule variable la forme très complexe de l'interface solide-fluide qu'il est inutile de connaître à l'échelle du manteau, est au coeur de la deuxième partie de cette étude (cf. **Sec. 3**).

Les modèles montrent l'importance des phénomènes de compaction dans la migration de fluide dans le manteau profond à l'instar d'autres études récentes [Rabinowicz et al., 2002]. Deux variables contrôlent ce phénomène: la longueur d'onde de compaction et le temps de traversée de la zone de déshydratation. La valeur de la perméabilité $k(\phi_0)$ dans le manteau inférieur est incertaine. Des expériences statiques¹⁵ ont été menées en laboratoire [Faul, 1997; Maaloe and Scheie, 1982]. Elles donnent une valeur minimum car la déformation de la matrice a tendance à augmenter la perméabilité [Paterson, 2001]. La viscosité du fluide μ peut être estimée par comparaison avec celle d'un magma [Kushiro, 1986]. L'addition de ces données permet de proposer une gamme de valeurs possibles

15. Les contraintes appliquées aux roches sont isotropes.

pour leur rapport ($\frac{k(\phi_0)}{\mu} \in [10^{-14}, 10^{-18}] m^2 \cdot s^{-1}$). La constante de temps adimensionnelle $\tau = 1 Ma$ est imposée par la vitesse de la lithosphère plongeante dans le manteau inférieur (1 cm/an) et l'épaisseur de la transition de phase $d = 10 km$.

Pour une viscosité du manteau inférieur $\eta = 10^{23}$, une concentration maximum de fluide produit $\phi_0 = 1\%$ et un rapport $\frac{k(\phi_0)}{\mu} = 10^{-15} m^2 \cdot s \cdot Pa^{-1}$, on obtient $L = 100 km$. Dans cette configuration, la compaction provoque, en 50 millions d'années, la formation d'une zone humide $\phi > 4\%$ étendue sur 200 km au dessous du changement de phase (660 km). La pression générée par le fluide au sommet de cette zone de porosité connectée est probablement capable de fracturer la roche mais la direction des fractures [Rubin, 1995] devrait concentrer l'eau et non pas la disperser. La forte concentration en eau devrait faire chuter la viscosité de cette zone ainsi que sa densité. Il est alors probable que la circulation diapirique induite interagisse avec la circulation convective. En résumé, on peut s'attendre à ce que l'effet conjoint de la compaction et du diapirisme soit un mécanisme efficace 'd'hétérogénéisation' de la distribution d'eau interne en induisant la création d'une zone très humide au niveau du changement de phase **spinelle**-postspinelle. Cette hypothèse est étayée par les mesures d'anisotropie sismique de Wookey et al. [2002]¹⁶ (cf. **Fig. 3.15**).

Discussion et perspectives

La conséquence première de la formation d'une zone humide au sommet du manteau inférieur à l'aplomb des zones de subduction pourrait être de stopper momentanément la descente de la lithosphère. On peut donc proposer la présence d'une poche de fluide (liquide silicaté ou melt) de faible densité comme cause de la deflection et de la flottaison de morceau de lithosphère au sommet du manteau inférieur. Ce phénomène est observé par la tomographie sismique [van der Hilst, 1995] et pour l'instant expliqué par une combinaison subtile [Cizkova et al., 2002] d'amollissement de la lithosphère [Karato et al., 2001] et de recul de la fosse de subduction. Ce processus ne semble concerner que des slabs rapides et relativement fixes (Tonga, Izu-Bonin, Kouriles), ce qui pourrait permettre à 'la poche humide' de se former (Il lui faut $\sim 50 Ma$ d'après nos modèles).

L'autre aspect important est le volet de conséquences géochimiques. Les effets de l'eau sur les processus de fusion des roches et par conséquent sur ceux de différenciation

16. Une doute plane sur le mode de traitement utilisée dans cette étude mais je ne suis pas qualifié pour mettre en doute les conclusions proposées.

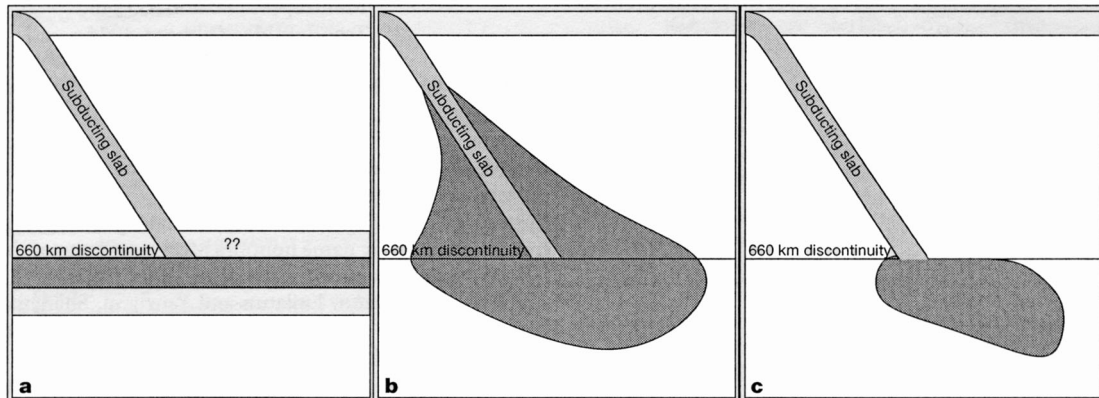


FIG. 3.15 – **Trois modèles expliquant l’anisotropie présente sous la discontinuité sismique 660 km.** (D’après Wookey et al. [2002]) **a** Une couche anisotrope, globale ou non, sous la ‘660’. **b** Une zone anisotrope générée par le champ de contrainte associé à la lithosphère plongeante. **c** Anisotropie associée à l’étalement de matériaux du slab dans le manteau inférieur. Notre étude est un argument à favorable au scénario **c**.

chimique sont de premier ordre. La partition des éléments traces (REE^{17}) est contrôlée par la température et la concentration en eau [Wood and Blundy, 2002]. Bonatti [1990] a proposé la présence d’une région de manteau riche en eau modifiant le processus de fusion pour expliquer la spécificité des **basaltes** du point chaud des Açores en terme de rapports isotopiques: enrichissement en Terres Rares Légères (LREE^{18}) et en Éléments lithophiles (LILE^{19}) par rapport à ceux produits sur la dorsale voisine. On a aussi évoqué la naissance des panaches à la base du manteau (CMB) dans une couche D'' pleine de morceaux de lithosphère et donc enrichie en eau [Hofmann and White, 1982]. D’après nos modèles, des roches contenant environ 500 ppm d’eau (H^+) pourraient être entraînées jusqu’à la CMB et y rester piégées.

L’action de l’eau est également invoquée pour expliquer la différence de signature chimique observée globalement entre les **basaltes** de dorsales (MORBs) et ceux d’Îles Océaniques (OIBs) [Bercovici and Karato, 2003]. Elle permettrait d’éviter d’avoir à faire appel à l’existence de plusieurs réservoirs distincts. Bercovici and Karato [2003] terminent leur publication par cette phrase: ‘ For now, we leave the transition zone water filter

17. Rare Earth Elements

18. Light Rare Earth Elements

19. Large Ion Lithophile Elements

(**Fig. 3.16**) as an alternative hypothesis to layered convection that can be elaborated on and tested by future geodynamical, seismological, mineralogical and geochemical studies'²⁰. Nous n'avons pas pu nous empêcher de les prendre au mot.

Ce modèle, résumé dans la **Fig. 3.16**, propose que les roches de la zone de transition contiennent plus d'eau (H^+) que la valeur de saturation du manteau supérieur ($> 1300 \text{ ppm}$ dans l'**olivine**). Portées par le courant de retour convectif, ces roches vont remonter dans le manteau supérieur et leur déshydratation devrait déclencher leur fusion. La fusion va jouer le rôle de filtre en séparant les éléments incompatibles des autres. La phase solide sèche et appauvrie va continuer de monter et servir de source aux MORBs. Le résidu fluide plus dense restera piégé à la base du manteau supérieur et sera de nouveau entraîné vers le bas au niveau des zones de subduction. Par ce biais, l'eau serait donc réinjectée dans la zone de transition. Au contraire, les roches contenues dans les panaches montants nés à la CMB traverseraient la discontinuité 440 km sans subir les effets du filtre car leur vitesse et leur température sont plus importantes. Il semble en effet que la solubilité de l'eau dans les minéraux de la zone de transition baisse avec la température [Williams and Hemley, 2001; Ohtani et al., 2000]. Cet effet de la température aurait également eu lieu pour la zone de transition du manteau archéen et donc inhiber le mécanisme filtrant à cette période.

La principale hypothèse de ce modèle est faite sur la concentration en eau de la zone de transition qui doit être supérieure aux 1300 ppm solubles dans l'**olivine** du manteau supérieur et cela sur toute la planète. La diffusion étant incapable de retenir l'eau dans la zone de transition [Richard et al., 2002], il reste à savoir si la percolation le peut. Nos modèles (cf. **Sec. 3**) semblent montrer qu'il est possible d'accumuler beaucoup d'eau (plusieurs %*masse*) à la base de la zone de transition dans le voisinage des zones de subduction mais aucun mécanisme de transport de cette eau dans l'ensemble de la zone de transition n'a encore été proposé. La diffusion ne semble pas être en mesure de le faire et la percolation dans des fractures non plus. Il est possible que des modèles bi-dimensionnels apportent une autre réponse à cette question mais tout permet de croire que la concentration en eau dans la zone de transition est généralement trop basse pour que le 'filtre à eau' soit actif. Souvenons-nous que la valeur déduite de l'analyse des variations

20. 'Nous laissons donc le filtre à eau de la zone de transition comme une hypothèse alternative à la convection stratifiée qui pourra être utilisée et testée par de futures études sismologiques, minéralogiques ou géochimiques.'

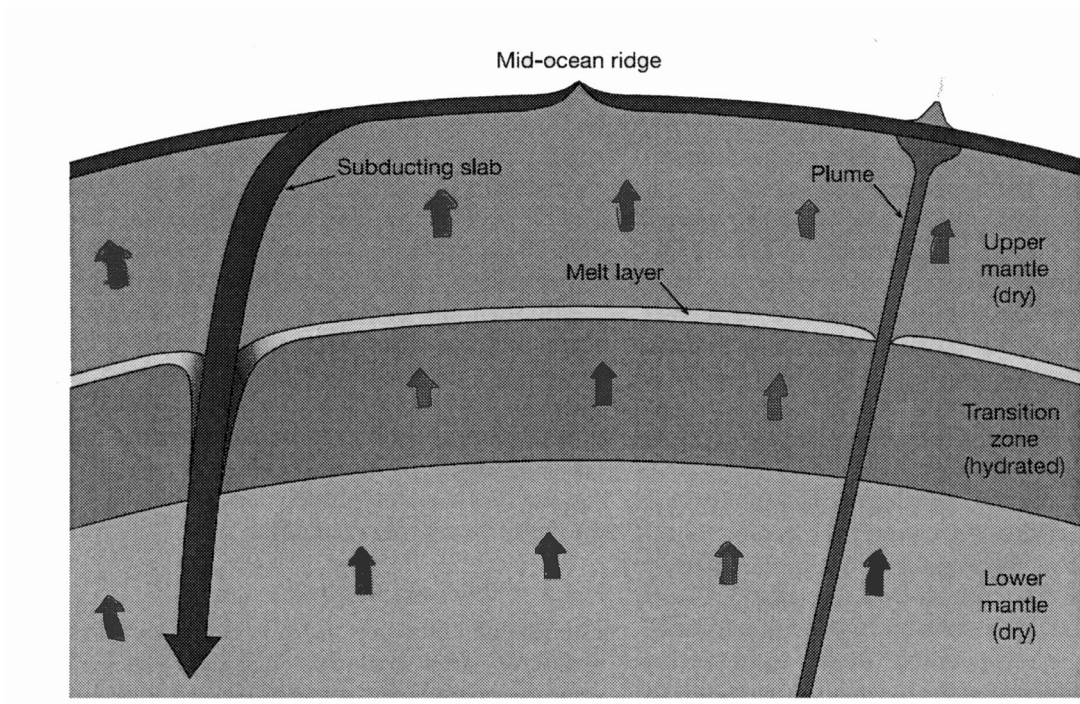


FIG. 3.16 – Croquis du modèle de filtre à eau de la zone de transition (D'après Bercovici and Karato [2003]). Voir le texte pour les détails.

d'épaisseur de la discontinuité 440 km est de 200 *ppm* [Wood, 1995; Smyth and Frost, 2002].

Il existe d'autres hypothèses reposant sur les effets de l'eau interne et la poursuite des travaux initiés dans cette thèse devrait permettre de distinguer celles qui sont raisonnables des autres.

Glossaire

Albite

Minéral pôle sodique de la famille des plagioclases. Le pôle calcique est l'anorthite. On le trouve dans les roches plutoniques de basse pression. $NaAlSi_3O_8$

Amphiboles

Famille de minéraux hydratés. On les trouve dans les suites magmatiques en fin de cristallisation et dans tous les contextes. $X_{0-1}Y_2Z_5T_8O_{22}(OH,F)_2$

Antigorite

Serpentine en lamelles, voir serpentine

Augite

Minéral de la famille des pyroxènes. Il se trouve dans les roches magmatiques pauvres en silice (basique). $(Ca,Na)(Mg,Fe,Al,Ti)(Si,Al)_2O_6$

Basalte

Roche magmatique basique. On en trouve dans pratiquement toute les zones volcaniques.

Brucite

Minéral magnésien hydraté se trouvant souvent associé à la serpentine $Mg(OH)_2$

Chloritoïde

Les chlorites forment une famille de minéraux ferro-magnésiens hydratés. Le chloritoïde est souvent associée à la chlorite et au grenat en contexte métamorphique.

$(Fe,Mg,Mn)_2Al_4Si_2O_{10}(OH)_4$

Chlorite

Groupe de minéraux abondant dans les faciès métamorphiques de basse pression, basse température. Ils dérivent aussi des roches ignées en contexte hydrothermal.

$(Fe,Mg,Mn,Al)_{12}(Si,Al)_8O_{20}(OH)_{16}$

Clinopyroxène

Sous famille de minéraux de la famille des pyroxènes de structure monoclinique. Ils sont riches en calcium. On les trouve dans les roches basique et ultra-basiques du manteau (lherzolites) et de la croûte (gabbros). Les pôles en sont le diopside (pôle magnésien) et l'hedenbergite (pôle ferreux).

Chondrodite

Minéral ferromagnésien. Pôle intermédiaire en magnésium du groupe des humites. Il apparaît essentiellement dans des roches sédimentaires métasomatisés en contexte hydrothermal.

Chondrites

Roches météoritiques. Elles sont représentatives des roches primordiales du système solaire. Elles auraient formé les planétésimaux.

Diopside

Minéral pôle pur magnésien de la famille des clinopyroxènes. $CaMgSi_2O_6$

DHMS

Dense Hydrous Magnesium Silicates. Silicates magnésiens hydratés denses (**Tab.** 1.1).

Éclogite

Faciès métamorphique de haute pression haute température caractérisé par un assemblage omphacite-grenat.

Enstatite

Pôle pur magnésien de la famille des orthopyroxènes. $Mg_2Si_2O_6$

Épidote

Famille de minéraux hydratés. Ils sont caractéristiques des faciès de schistes verts où ils sont associés entre autres avec la chlorite et l'albite. On y trouve par exemple la zoisite.

$Ca_2(Al,Fe)_3(SiO_4)_3(OH)$

Forstérite

Minéral pôle pur magnésien de l'olivine.

Gabbros

Roches de la croûte océanique essentiellement formé de plagioclases et de clinopyroxènes.

Glaucophane

Minéral pôle magnésien de la famille des amphiboles issue du métamorphisme basse température-haute pression de roches basaltiques. Ils sont parfois nommées schistes bleus.

$Na_2Mg_3Al_2Si_8O_{22}(OH,F)_2$

Grenats

Famille de minéraux de structure $X_3Y_2Si_3O_{12}$. On y trouve en outre le pyrope (pôle Mg) et le grossulaire (pôle Ca).

Jadéite

Minéral sodo-alumineux de la famille des pyroxènes. Il se forme à haute température dans les roches magmatiques serpentinisées et dans certains schistes. $Na(AL,Fe)Si_2O_6$

Kimberlites

Roches magmatiques ultra-basiques riches en minéraux ferro-magnésiens (pyroxènes, grenat, olivine, ...). La majorité ont été mises en place au crétacé (70-130 Ma) et elles sont donc visibles dans les vieux cratons. On y trouve souvent des gisements diamantifères.

Komatiites

Roches volcaniques ultra-basiques très riches en magnésium. Leur composition impliquerait un taux de fusion très important (40%) donc des températures très élevées ou en présence d'eau un taux plus classique de 20%.

Lawsonite

Minéral hydraté de basse pression-haute température présent dans les roches basiques (gabbros). Il est souvent accompagnée du glaucophane. $CaAl - 2(Si_2O_7)(OH)_2, H_2O$

Lherzolite

Pôle riche en olivine des péridotites. Caractéristique du manteau terrestre supérieur.

Micas

Famille de minéraux hydratés caractérisé par leur structure en feuillets.

Magnésiwüstite

La présence de cet oxyde est probable dans le manteau inférieur. Il est synthétisé en laboratoire.

NAMs

Nominally Anhydrous Minerals. Minéraux nominalement anhydres. Minéraux ne contenant pas d'eau dans leur formule structurale mais pouvant intégrer un ion hydrogène sous forme de défauts ponctuels. **Tab.** 1.2

Olivine

Minéral composant principal du manteau supérieur. Son pôle pur magnésien est la forstérite et sont pôle ferreux la fayalite. $Fe_2SiO_4 - Mg_2SiO_4$

Omphacite

Minéral de la famille des pyroxènes intermédiaire entre la Jadéite et le diopside. Il est caractéristique du faciès éclogitique.

Orthopyroxènes

Sous-famille des pyroxènes pauvre en calcium de structure orthorombique.

Paragonites

Minéral de la famille des micas. Micas blanc.

Péridotites

Désignation générique de toutes les roches ultra-basiques. Elle regroupe entre autres les lherzolites, les dunites, les harzburgites. On les trouve essentiellement dans le manteau supérieur.

Phase "A"

Silicates magnésiens hydratés denses (**Tab.** 1.1). $Mg_7Si_2O_8(OH)_6$

Phase B

Silicates magnésiens hydratés denses (**Tab.** 1.1). $Mg_{12}Si_4O_{19}(OH)_2$

Super-hydrous phase B (phase C)

Silicates magnésiens hydratés denses (**Tab.** 1.1). $Mg_{10}Si_3O_{14}(OH)_4$

Phase E

Silicates magnésiens hydratés denses (**Tab.** 1.1). $Mg_{2,3}Si_{1,3}H_{2,4}O_6$

Phase D,F,G

Silicates magnésiens hydratés denses. Ces trois lettres désignent le même minéral. (**Tab.** 1.1).

$Mg_2Si_3H_4O_{10}$

Phengite

Minéral de la famille des micas. Micas blanc

Phlogopite

Minéral de la famille des micas. Micas noir

Perovskite

a) Minéral de la famille des oxydes de calcium et de titane. $CaTiO_3$

b) Par extension on utilise aussi ce terme pour désigner le polymorphe de l'olivine que l'on pourrait trouver dans le manteau inférieur car il a la même structure. On l'évoque aussi parfois sous le nom de postspinel. $(Mg,Fe)SiO_3$.

Pyroxènes

Famille de minéraux ferromagnésiens communs à la grande majorité des roches magmatiques. Les 4 pôles purs principaux sont le diopside, l'hedenbergite, l'enstatite et la ferrosilite. $Ca(FeMg)_2Si_2O_6$

Ringwoodite

Phase de haute pression de la forsterite (olivine) aussi nommée olivine- γ . Elle est stable dans les conditions P-T de la zone de transition (550-660 km).

Schistes bleus

Faciès métamorphique basse pression-basse température. Il est caractérisé par la glaucophane.

Schistes verts

Faciès métamorphique suivant le faciès schiste bleu quand la pression augmente. Il est caractérisé par l'assemblage de minéraux de type épidotes-chlorite-albite.

Serpentine

Minéral hydraté riche en magnésium dérivant de l'olivine que l'on associe souvent à du manteau hydraté. Sa forme la plus abondante est la lizardite. $Mg_3Si_2O_5(OH)_4$

Spinelles

- a) Minéraux de structure cubique. Ce sont des oxydes. $MgAl_2O_4$
- b) Nom générique regroupant les polymorphes de l'olivine de la zone de transition car on a cru qu'ils avaient une structure proche de celle des minéraux spinelles. Cette terminologie erronée à la vie dure.

Stishovite

Polymorphe de haute pression de la silice (SiO_2), il apparaît au delà de 300 km de profondeur. Citons pour l'exemple d'autres polymorphes de la silice: Le quartz, la coésite, ...

Wadsleyite

Néosilicates. Phase de haute pression de l'olivine aussi nommée olivine- β . Elle est stable dans les conditions P-T de la zone de transition (410-550 km).

Bibliographie

- Aggrey, K., Muenow, D., and Batiza, R. (1988). Volatile abundances in basaltic glasses from seamounts flanking the East Pacific Rise at $21^{\circ}N$ and $12 - 14^{\circ}N$. *Geochim. Cosmochim. Acta.*, 52:2115–2119.
- Ague, J., Park, J., and Rye, D. (1998). Regional metamorphic dehydration and seismic hazard. *Geophys. Res. Lett.*, 25(22):4221–4224.
- Ahrens, T. J. (1989). Planetary Origins - Water Storage in the Mantle. *Nature*, 342:122–123.
- Allegre, C., Staudacher, T., and Sarda, P. (1986). Rare gas systematics: Formation of the atmosphere, evolution and structure of the Earth's mantle. *Earth and Planetary Science Letters*, 81:127–150.
- Andersen, T. and Neumann, E.-R. (2001). Fluid inclusions in mantle xenoliths. *Lithos*, 55:301–320.
- Angel, R., Frost, D., Ross, N., and Hemley, R. (2001). Stabilities and equations of state of dense hydrous magnesium silicates. *Phys. Earth Planet. Int.*, 127:181–196.
- Asimow, P. and Langmuir, C. (2003). The importance of water to mantle melting regimes. *Nature*, 421:815–820.
- Bai, Q. and Kohlstedt, D. (1992). Substantial hydrogen solubility in olivine and implications for water storage in the mantle. *Nature*, 357:672–674.
- Bailey, D. (1982). Mantle metasomatism-continuing chemical within the Earth. *Nature*, 296:525+–.
- Beckman Fritzel, T. and Bass, J. (1997). Sound velocities of clinohumite, and implications for water in Earth's upper mantle. *Geophys. Res. Lett.*, 24(9):1023–1026.
- Bell, D., Ihinger, P., and Rossman, G. (1995). Quantitative analysis of trace OH in garnet and pyroxenes. *Am. Mineral.*, 80:465–474.

- Bell, D. and Rossman, G. (1992). Water in the Earth's mantle: The role of Nominally Anhydrous Minerals. *Science*, 255:1391–1397.
- Bercovici, D. and Karato, S.-I. (2003). Whole-mantle convection and the transition-zone water filter. *Nature*, 425:39–43.
- Bercovici, D. and Ricard, Y. (2003). Energetics of a two-phase model of lithospheric damage, shear localization and plate-boundary formation. *Geophys. J. Int.*, 152:581–596.
- Bercovici, D., Ricard, Y., and Schubert, G. (2001). A two-phase model for compaction and damage. 1 General Theory. *J. Geophys. Res.*, 106:8887–8906.
- Billen, M. and Gurnis, M. (2001). A low viscosity wedge in subduction zones. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 193:227–236.
- Bolfan-Casanova, N., Keppler, H., and Rubie, D. (2000). Water partitioning between nominally anhydrous minerals in the $MgO - SiO_2 - H_2O$ system up to 24 GPa: implications for the distribution of water in the Earth's mantle. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 182:209–221.
- Bolfan-Casanova, N., Mackwell, S., Keppler, H., McCammon, C., and Rubie, D. (2002). Pressure dependence of H solubility in magnesiowstite up to 25 GPa: Implication for the storage of water in the Earth's lower mantle. *Geophys. Res. Lett.*, 129:10.
- Bonatti, E. (1990). Not so hot "Hot Spots" in the oceanic mantle. *Science*, 250:107–111.
- Bose, K. and Navrotsky, A. (1998). Thermochemistry and phase equilibria of hydrous phases in the system $MgO - SiO_2 - H_2O$: Implications for volatile transport to the mantle. *J. Geophys. Res.*, 103:9713–9720.
- Bureau, H. and Keppler, H. (1999). Complete miscibility between silicate melts and hydrous fluids in the upper mantle: experimental evidence and geochemical implications. *Earth Planet Sci. Lett.*, 165:187–196.
- Burnham, C. (1992). In Barnes, H., editor, *Geochemistry of hydrothermal ore deposit*. Wiley.
- Byers, C., Christie, D., Muenow, D., and Sinton, J. (1984). Volatile contents and ferric-ferrous ratios of basalt ferrobasalt andesite and rhyodacite glasses from the Galapagos 95°W propagating rift. *Geochim. Cosmochim. Acta.*, 48:2239–2245.
- Byers, C., Garcia, M., and Muenow, D. (1985). Volatiles in pillow rims glasses from loihi and Kilauea volcano, Hawa. *Geochim. Cosmochim. Acta.*, 49:1887–1896.

- Byers, C., Garcia, M., and Muenow, D. (1986). Volatiles in basaltic glasses from East Pacific Rise 21°N: Implications for MORB sources and submarine lava flow morphology. *Earth Planet Sci. Lett.*, 79:9–20.
- Byers, C., Muenow, D., and Garcia, M. (1983). Volatile in basalts from the Galapagos spreading center 85°W to 86°N. *Geochim. Cosmochim. Acta.*, 47:1551–1558.
- Carlson, R. and Miller, D. (2003). Mantle wedge water contents estimated from seismic velocities in partially serpentinized peridotites. *Geophys. Res. Lett.*, 30(5):54.
- Carr, M. and Wancke, H. (1992). Earth and Mars: Water inventories as clues to accretional histories. *Icarus*, 98:61–71.
- Chaussidon, M. and Jambon, A. (1994). Boron content and isotopic composition of oceanic basalts: Geochemical and cosmological implications. *Earth Planet Sci. Lett.*, 121:277–291.
- Chen, J., Inoue, T., Weidner, D. J., Wu, Y., and Vaughan, M. T. (1998a). Correction to "Strength and water weakening of mantle minerals, olivine, wadsleyite and ringwoodite". *Geophys. Res. Lett.*, 25:1103–+.
- Chen, J., Inoue, T., Weidner, D. J., Wu, Y., and Vaughan, M. T. (1998b). Strength and water weakening of mantle minerals, olivine, wadsleyite, and ringwoodite. *Geophys. Res. Lett.*, 25:575–578.
- Chen, J., Inoue, T., Yurimoto, H., and Weidner, D. J. (2002). Effect of water on olivine-wadsleyite phase boundary in the $(Mg,Fe)_2SiO_4$ system. *Geophys. Res. Lett.*, 29(18):22.
- Chopra, P. and Paterson, M. (1984). The role of water in the deformation of dunite. *J. Geophys. Res.*, 89:7861–7876.
- Cizkova, H., van Hunen, J., van den Berg, A., and Vlaar, N. (2002). The influence of rheological weakening and yield stress on the interaction of slabs with the 670 km discontinuity. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 199:447–457.
- Connolly, J. and Podladchikov, Y. Y. (1998). Compaction-driven fluid flow in viscoelastic rock. *Geodyn. Acta*, 11:55–84.
- Danyushevsky, L., Falloon, T., Sobolev, A., Crawford, A., Carroll, A., and Price, R. (1993). The H_2O content of basalt glasses from SouthWest Pacific back-arc basins. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 117:347–362.

- Dauphas, N., Robert, F., and Marty, B. (2000). The late asteroidal and cometary bombardment of Earth as recorded in water deuterium to protium ratio. *Icarus*, 148:508–512.
- Davies, J. H. (1994). Lateral water transport across a dynamic mantle wedge: a model for subduction zone magmatism. In Ryan, M. P., editor, *Magmatic Systems*. Academic Press.
- Davies, J. H. (1999). The role of hydrolic fractures and intermediate-depth earthquakes in generating subduction-zone magmatism. *Nature*, 398:142–144.
- Davies, J. H. and Stevenson, D. (1992). Physical model of source region of subduction zone volcanics. *J. Geophys. Res.*, 97(B2):2037–2070.
- De Groot, S. R. and Mazur, P. (1994). *Non-Equilibrium thermodynamics*. Dover Publication.
- Delaney, J., Muenow, D., and Graham, D. (1978). Abundance and distribution of water carbon and sulfur in the glassy rims of pillow basalts. *Geochim. Cosmochim. Acta.*, 48:581–594.
- Diewonski, A. M. and Anderson, D. L. (1981). Preliminary Reference Earth Model. *Phys. Earth Planet. Int.*, 25:297–356.
- Dixon, J., Stolper, E., and Delaney, J. (1988). Infrared spectroscopic measurements of CO_2 and H_2O in Juan de Fuca ridge basaltic glasses. *Earth Planet Sci. Lett.*, 90:87–104.
- Dixon, J., Stolper, E., and Holloway, J. (1995). An experimental study of water and carbon dioxide solubilities in mid ocean ridge basaltic liquids. Calibration and solubility models. *J. Petrol.*, 36:1607–1631.
- Dixon, J. E., Leist, L., Langmuir, C., and Schilling, J.-G. (2002). Recycled dehydrated lithosphere observed in plume-influenced mid-ocean-ridge basalt. *Nature*, 420:385–389.
- Dobson, P., Skogby, H., and Rossman, G. (1995). Water in boninite glass end coexisting orthopyroxene: concentration and partitioning. *Contrib. Mineral. Petrol.*, 118(4):414–419.
- Douglas, J. and Rachford, G. (1956). On the numerical solution of heat conduction problems in two and three space variables. *Trans. Am. Math. Soc.*, 82:421–439.
- Eiler, J., McInnes, B., Valley, J., Graham, C., and Stolper, E. (1998). Oxygen isotope evidence for slab-derived fluids in the sub-arc mantle. *Nature*, 393:777–781.
- Eluard, P. (1929). *L'Amour, la Poésie*.

- Faul, U. (1997). Permeability of partially molten upper mantle rocks from experiments and percolation theory. *J. Geophys. Res.*, 102(B5):10299–10311.
- Faul, U. (2001). Melt retention and segregation beneath mid-ocean ridges. *Nature*, 410:920–923.
- Fischer, T., Giggenbach, W., Sano, Y., and Williams, S. (1998). Fluxes and sources of volatiles discharged from Kudryavy, a subduction zone volcano, Kurile Islands. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 160:81–96.
- Franck, S. and Bounama, C. (2001). Global water cycle and Earth's thermal evolution. *J. Geodyn.*, 32:231–246.
- Freeze, R. A. and Cherry, J. A. (1979). *Groundwater*. Prentice Hall.
- Fumagalli, P., Stixrude, L., Polvi, S., and Snyder, D. (2001). The 10 Å phase: a high pressure expandable sheet silicate stable during subduction of hydrated lithosphere. *Earth Planet Sci. Lett.*, 186:125–141.
- Gaetani, G. A. and Grove, T. L. (1998). The influence of a Water on melting of Mantle Peridotite. *Contrib. Min. Petro.*, 103:323–346.
- Gillet, P. (1999). L'Eau sur Terre : réservoir et cycle. *Bull. Soc. géol. France, n° Spéc.*:21–33.
- Godard, G. (2001). Melt and fluid inclusions in basalts and xenoliths from Tahaa Island, Society archipelago: evidence for a metasomatized upper mantle . *J. Geodyn.*, 32:165–203.
- Guillot, S., Hattori, K., de Sigoyer, J., Nagler, T., and auzende, A.-L. (2001). Evidence of hydration of the mantle wedge and its role in tthe exhumation of eclogites. *Earth Planet Sci. Lett.*, 193:115–127.
- Hauri, E. (2002). SIMS analysis of volatiles in silicate glasses, 2: isotopes and abundances in Hawaiian melt inclusions. *Chem. Geol.*, 183:115–141.
- Higo, Y., Inoue, T., Irifune, T., and Yurimoto, H. (2001). Effect of water on the spinel-postspinel transformation in Mg_2SiO_4 . *Geophys. Res. Lett.*, 28(18):3505–3508.
- Hirose, K. and Kawamoto, T. (1995). Hydrous partial melting of lherzolite at 1 GPa: The effects of H_2O on the genesis of basaltic magmas. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 133:463–473.
- Hirth, G. and Kohlstedt, D. L. (1996). Water in the oceanic upper mantle: implications for rheology, melt extraction and the evolution of the lithosphere. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 144:93–108.

- Hofmann, A. and White, W. (1982). Mantle plumes from ancient oceanic crust. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 57:421–436.
- Hubbert, M. and Rubey, W. (1959). Fluid pressure in overthrust faulting. *Bull. Geol. Soc. Am.*, 70(2):7219–7229.
- Ingrin, J. and Skogby, H. (2000). Hydrogen in nominally anhydrous upper-mantle minerals: concentration levels and implications. *Eur. J. Mineral.*, 12:543–570.
- Inoue, E., Yurimoto, H., and Kudoh, Y. (1995). Hydrous modified spinel $Mg_{1.5}SiH_{0.5}O_4$: a new water reservoir in the mantle transition region. *Geophys. Res. Lett.*, 22(2):117–120.
- Inoue, T. (1994). Effect of water on melting phase relations and melt composition in the system $Mg_2SiO_4 - MgSiO_3 - H_2O$ up to 15 GPa. *Phys. Earth Planet. Int.*, 85:234–264.
- Inoue, T. and Sawamoto, H. (1992). High pressure melting of pyrolite under hydrous condition and its geophysical implications. American Geophysical Union.
- Irifune, T., Kubo, N., Isshiki, M., and Yamasaki, Y. (1998). Phase transformation in serpentine and transportation of water into lower mantle. *Geophys. Res. Lett.*, 25(2):203–206.
- Ito, E., Harris, D., and Anderson, A. (1983). Alteration of oceanic crust and geologic cycling of chlorine and water. *Geochim. Cosmochim. Acta.*, 47:1613–1624.
- Ito, G. (2001). Reykjanes 'V'-shaped ridges originating from a pulsing and dehydrating mantle plume. *Nature*, 411:681–684.
- Ito, G., Shen, Y., Hirth, G., and Wolfe, C. (1999). Mantle flow, melting, and dehydration of the Iceland mantle plume. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 165:81–96.
- Iwamori, H. (1998). Transportation of H_2O and Melting in subduction Zones. *Earth Planet Sci. Lett.*, 160:65–80.
- Iwamori, h. and Zhao, D. (2000). Melting and seismic structure beneath the northeast Japan arc. *Geophys. Res. Lett.*, 27(3):425–428.
- Izraeli, E., Harris, J., and Navon, O. (2001). Brine inclusions in diamonds: a new upper mantle fluid. *Earth Planet Sci. Lett.*, 187:323–332.
- Jambon, A. (1994). Earth degassing and volatile cycling. *Reviews in Mineralogy: Volatiles in Magmas*, 30:479–517.
- Jambon, A. and Zimmermann, J. (1987). Major volatiles from the North Atlantic MORB glass and calibration to He; a size fraction analysis. *Chem. Geol.*, 62:177–189.

- Jambon, A. and Zimmermann, J. (1990). Water in oceanic basalts: evidence for dehydration of recycled crust. *Earth Planet Sci. Lett.*, 101:323–331.
- Jamtveit, B., Brooker, R., Brooks, K., Larsen, L., and Pedersen, T. (2001). The water content of olivines from the North Atlantic Volcanic Province. *Earth Planet Sci. Lett.*, 186:401–415.
- Javoy, M. (1997). The major volatiles elements of the Earth's: their origin, behaviour and fate. *Geophys. Res. Lett.*, 24:177–180.
- Javoy, M. (1998). The birth of the Earth's atmosphere: the behaviour and fate of its major elements. *Chem. Geol.*, 147:11–25.
- Javoy, M., Pinault, F., and Allegre, C. (1982). Carbon Geodynamic Cycle. *Nature*, 300:171–173.
- Johnson, M. and Planck, T. (1999). Dehydration and melting experiments constrain the fate of subducted sediments. *Geochim. Geophys. Geosyst.*, 1:1999GC000014.
- Jung, H. and Karato, S. (2001). Water-induced fabric transition in Olivine. *science*, 293:1460–1463.
- Kagi, H., Lu, R., Davidon, P., Goncharov, A., Mao, H., and Hemley, R. (2000). Evidence for ice VI as an inclusion of cuboid diamonds from high P-T near infrared spectroscopy. *Miner. Mag.*, 64:1089–97.
- Kaminsky, E. (2002). The influence of water on the development of lattice preferred orientation in olivine aggregates. *Geophys. Res. Lett.*, 29(12):17.
- Kamiya, S.-I. and Kobayashi, Y. (2000). Water and partial melting in mantle plumes: Inferences from the dissolved H_2O concentrations of Hawaiian basaltic magmas. *Geophys. Res. Lett.*, 27(6):819–822.
- Karato, S. (1990). The role of hydrogen in the electrical conductivity of the upper mantle. *Nature*, 347:272–273.
- Karato, S. (1995). ?? *Proc. Jpn. Acad. Ser.*, B71:61–66.
- Karato, S. (2002). Mapping water content in the upper mantle. *Subduction Factory*, In press:?
- Karato, S. and Jung, H. (1998). Water, partial melting and the origin of the seismic low velocity and high attenuation zone in the upper mantle. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 157:193–207.

- Karato, S., Riedel, M., and Yuen, D. A. (2001). Rheological structure and deformation of subducted slabs in the mantle transition zone: implications for mantle circulation and deep earthquakes. *Phys. Earth Planet. Int.*, 127:83–108.
- Kasahara, J. (2000). Introduction to the special issue on 'the water in the slab and the material circulation in the mantle'. *J. Geography*, 109:495–496.
- Kasting, J. and Holm, N. (1992). What determine the volume of the oceans? *Earth Planet Sci. Lett.*, 109:507–515.
- Katayama, I. and Nakashima, S. (2003). Hydroxyl in clinopyroxene from the deep subducted crust :Evidence for H_2O Transportat into the Mantle. *Am. Mineral.*, 88:229–234.
- Kavner, A. (2003). Elasticity and strength of hydrous ringwoodite at high pressure. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 214:645–654.
- Kawamoto, T., Hervig, R., and Holloway, J. (1996). Experimental evidence for a hydrous transition zone in the early Earth's mantle. *Earth Planet Sci. Lett.*, 142:587–592.
- Kawamoto, T. and Holloway, J. (1997). Melting temperature and partial melt chemistry of H_2O -supersaturated mantle peridotite to 11 GPa. *Science*, 276:240–243.
- Kerrick, D. M. and Connolly, J. A. D. (2001). Metamorphic devolatilization of subducted oceanic metabasalts: implication for seismicity, arc magmatism and volatile recycling. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 189:19–29.
- King, S. (1995). The viscosity structure of the mantle. *Rev. Geophys.*, 33 Suppl.
- Kingsley, R. and Shilling, J. (1995). Carbon in mid-Atlantic ridge basalt glasses from 28°N to 63°N: evidence for a carbon-enriched Azores mantle plume. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 129:31–53.
- Koga, K. T., Hauri, E. H., Hirschmann, M. M., and Bell, D. (2003). Hydrogen concentration analyses using SIMS and FTIR: Comparison and calibration for nominally anhydrous minerals. *Geochim. Geophys. Geosyst.*, 4(2):2002GC000378.
- Kohlstedt, D., Keppler, H., and Rubie, D. (1996). Solubility of water in the alpha, beta and gamma phases of $(Mg,Fe)(2)SiO_4$. *Contrib. Mineral. Petrol.*, 123(4):345–357.
- Kohn, S. (1996). Solubility of H_2O in nominally anhydrous mantle minerals using 1HMASNMR . *Am. Mineral.*, 81:1523–1526.
- Koper, K., Wiens, D., Dorman, L., Hildebrand, J., and Webb, S. (1998). Modeling the Tonga slab: Can travel time data resolve a metastable olivine wedge? *J. Geophys. Res.*, 103(B12):30,079–30,100.

- Kubo, T., Ohtani, E., Kato, T., Shinmei, T., and Fujino, K. (1998). Effect of water on the $\alpha - \beta$ transformation kinetics in San Carlos Olivine. *Science*, 281:85–87.
- Kubo, T., Ohtani, E., Kato, T., Urakawa, S., Suzuki, A., Kanbe, Y., Funakoshi, K.-I., Utsumi, W., and Fujino, K. (2000). Formation of metastable assemblages and mechanisms of the grain-size reduction in the postspinel transformation of Mg_2SiO_4 . *Geophys. Res. Lett.*, 27(6):807–810.
- Kurosawa, M., Yurimoto, H., and Sueno, S. (1993). Water in Earth's Mantle: Hydrogen Analysis of Mantle Olivine, Pyroxenes and Garnet Using the SIMS. In *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, volume 24, pages 839–+.
- Kurosawa, M., Yurimoto, M., and Sueno, S. (1997). Patterns in the hydrogen and trace element composition of mantle olivines. *Phys. Chem. Minerals*, 24:385–395.
- Kushiro, I. (1972). Effect of water on composition of magmas formed at high pressures. *J. Petrol.*, 13:71–136.
- Kushiro, I. (1986). Viscosity of partial melts in the upper mantle. *J. Geophys. Res.*, 91(B9):9343–9350.
- Kyser, T. and O'Neil, J. (1984). Hydrogen isotope systematics of submarine basalts. *Geochim. Cosmochim. Acta.*, 48:2123–2133.
- Landau, L. and Lifchitz, E. (1967). *Physique Statistique*. Edition MIR.
- Langmuir, C., Klein, T., and Planck, T. (1992). Heat flow and hydrothermal circulation. In Phipps Morgan, J., Blackman, D., and Sinton, J., editors, *Geophysical Monograph 71: Mantle flow and melt generation at Mid-Ocean Ridges*. American Geophysical Union.
- Larsen, J., Knittle, E., and Williams, Q. (2003). Constraints on speciation of hydrogen in Earth's transition zone. *Phys. Earth Planet. Int.*, 136:93–105.
- Lecuyer, C. and Allemand, P. (1998). Modelling of the oxygen evolution of the sea water: implications for the climate interpretation of the ^{18}O of marine sediments. *Geochim. Cosmochim. Acta*, 63:351–362.
- Lecuyer, C., Gruau, G., Frh-Green, G., and Picard, C. (1996). Hydrogen isotope composition of Paleo-proterozoic seawater. *Geology*, 24:291–294.
- Lecuyer, C., Simon, L., and Guyot, F. (2000). Comparison of carbon, nitrogen and water budgets on Venus and the Earth. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 181:33–40.
- Leeman, W., Carr, M., and Morris, J. D. (1994). Boron geochemistry of the Central

- American arc: constraints on the genesis of the subduction related magmas. *Geochim. Cosmochim. Acta.*, 58:149–168.
- Levine, J. S. (1985). *The photochemistry of atmospheres*. Academic Press.
- Lewis, J. S. and Prinn, R. G. (1984). *Planets and their atmospheres: Origin and evolution*. FL: Academic.
- Litasov, K. and Ohtani, E. (2002). Phase relations and melt compositions in CMAS-pyrolite- H_2O system up to 25 GPa. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 134:105–127.
- Litasov, K., Ohtani, E., Langenhorst, F., Yurimoto, H., Kubo, T., and Kondo, T. (2003). Water solubility in Mg-perovskites and water storage capacity in the lower mantle. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 211:189–203.
- Liu, J., Bohlen, S., and Ernst, W. (1996). Stability of hydrous phases in subducting oceanic crust. *Earth and Planetary Science Letters*, 143:161–171.
- Liu, L. and Irifune, T. (1998). Comment on "A new hydrous silicate, a water reservoir, in the upper part of the lower mantle" by E. Ohtani, H. Mizobata, Y. Kudoh, T. Nagase, H. Arashi, H. Yurimoto, and I. Miyagi. *Geophys. Res. Lett.*, 25:979–+.
- Lu, R. and Keppler, H. (1997). Water solubility in pyrope to 100 kbar. *Contrib. Mineral. Petrol.*, 129:35–43.
- Müntener, O., Kelemen, P., and Grove, T. (2001). The role of H_2O during crystallization of primitive arc magmas under uppermost mantle conditions and genesis of igneous pyroxenites: an experimental study. *Computer*, 141:643–658.
- Maaloe, S. and Scheie, A. (1982). The permeability controlled accumulation of primary magma. *Contrib. Min. Petrol.*, 81:350–357.
- Mackwell, S. and Kohlstedt, D. (1990). Diffusion of Hydrogen in Olivine: Implications for water in the mantle. *J. Geophys. Res.*, 95(B4):5079–5088.
- McCulloch, M. T. and Bennet, V. C. (1994). Progressive growth of the Earth's continental crust and depleted mantle: Geochemical constraints. *Geochim. Cosmochim. Acta*, 58(21):4717–4738.
- McGovern, P. and Schubert, G. (1989). Thermal evolution of the Earth: effects of volatile exchange between atmosphere and interior. *Earth and Planetary Science Letters*, 96:27–37.

- McKenzie, D. (1984). The generation and compaction of partially molten rock. *J. Petrol.*, 25(3):713–765.
- Meade, C. and Jeanloz, R. (1991). Deep-focus earthquakes and recycling of water into the Earth mantle. *Science*, 252:68–72.
- Mei, S., Bai, W., Hiraga, T., and Kohlstedt, D. (2002). Interconnectivity of carbonate melt at low melt fraction. *Earth Planet Sci. Lett.*, 201:491–507.
- Mibe, K., Fuji, T., and Yasuda, A. (2002). Composition of aqueous fluid coexisting with mantle minerals at high pressure and its bearing on the differentiation of the Earth's mantle. *Geochim. Cosmochim. Acta*, 66(12):2273–2285.
- Michael, P. (1988). The concentration, behavior and storage of H_2O in the suboceanic upper mantle: implication for mantle metasomatism. *Geochim. Cosmochim. Acta.*, 52:555–556.
- Miller, S., van der Zee, W., Olgaard, D., and Connolly, J. (2003). A fluid-pressure feedback model of dehydration reactions: experiments, modelling, and application to subduction zones. *Tectonophysics*, 370:241–251.
- Monnereau, M. and Quéré, S. (2001). Spherical shell models of mantle convection with tectonic plates. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 184:575–587.
- Moore, J. (1970). Water content of basalt erupted on the ocean floor. *Contrib. Mineral. Petrol.*, 28:272–279.
- Moore, J. and Schilling, J. (1972). Vesicles water and sulfur in Reykjanes ridge basalt. *Contrib. Mineral. Petrol.*, 41:105–108.
- Moore, J. and Vrolijk, P. (1992). Fluids in accretionary prisms. *Rev. Geophys.*, 30:113–135.
- Morris, J. D., Leemann, W., and Tera, F. (1990). The subducted component in island arc lavas: constraints from Be isotopes and B-Be systematics. *Nature*, 344:31–36.
- Mosenfelder, J., Ross, I., Kerschhofer, L., and Rubie, D. (2001). Subduction zone rheology. *Phys. Earth Planet. Int.*, 127:82–90.
- Mukhin, L. and Pimenov, K. (2002). Impact hot spots on the cold surface of the early Earth. *Planet. Spa. Sci.*, 50:41–43.
- Murakami, M., Hirose, K., Yurimoto, H., Nakashima, S., and Takafuji, N. (2002). Water in Earth's Lower Mantle. *Science*, 295:1885–1887.
- Murthy, V. R. (1992). Geochemical evidence for an initially molten Earth. *Phys. Earth Planet. Int.*, 71:46–51.

- Nichols, A., Carroll, M., and Hskuldsson (2002). Is the Iceland hot spot also wet? Evidence from the water contents of undegassed submarine and subglacial pillow basalts. *Earth Planet Sci. Lett.*, 202:77–87.
- Ohtani, E. and Maeda, M. (2001). Density of basaltic melt at high pressure and stability of the melt at the base of the lower mantle. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 193:69–75.
- Ohtani, E., Mizobata, H., Kudoh, Y., Nagase, T., Arashi, H., Yurimoto, H., and Miyagi, I. (1997). A new hydrous silicate, a water reservoir, in the upper part of the lower mantle. *Geophys. Res. Lett.*, 24:1047–+.
- Ohtani, E., Mizobata, H., Kudoh, Y., Nagase, T., Arashi, H., Yurimoto, H., and Miyagi, I. (1998). Reply to Comment by L. Liu and T. Irifune on "A new hydrous silicate, a water reservoir, in the upper part of the lower mantle" by E. Ohtani, H. Mizobata, Y. Kudoh, T. Nagase, H. Arashi, H. Yurimoto, and I. Miyagi. *Geophys. Res. Lett.*, 25:981–+.
- Ohtani, E., Mizobata, H., and Yurimoto, H. (2000). Stability of dense hydrous magnesium silicate phases in the system $Mg_2SiO_4 - H_2O$ and $MgSiO_3 - H_2O$ at pressures up to 27 GPa. *Phys. Chem. Minerals*, 27:533–544.
- Ohtani, E., Toma, M., Litasov, K., Kubo, T., and Suzuki, A. (2001). Stability of dense hydrous magnesium silicate phases and water storage capacity in the transition zone and lower mantle. *Phys. Earth Planet. Int.*, 124:105–117.
- Okuchi, T. (1997). Hydrogen partitioning into molten iron at high pressure: implication for Earth core. *Science*, 278:1781–1784.
- O'Neill, B. and Jeanloz, R. (1994). $MgSiO_3 - FeSiO_3 - Al_2O_3$ in the Earth's mantle: Perovskite and garnet at 1200 km depth. *J. Geophys. Res.*, 99:19901–19915.
- Ono, S. (1998). Stability limits of hydrous minerals in sediments and mid-ocean ridge basalt composition: Implications for water transport in subduction zones. *J. Geophys. Res.*, 103:18,253–18,267.
- Ono, S., Mibe, K., and Yoshino, T. (2002). Aqueous fluid connectivity in pyrope aggregates: water transport into the deep mantle by a subducted oceanic crust without any hydrous minerals. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 203:895–903.
- Ozernoy, L. and Ipatov, S. (2002). Origins of the water on Mars, Earth, and Venus: Evaluating the supply from the outer solar system. *AAS 199th meeting, Washington, DC*.

- Panasyuk, S. and Hager, B. (1998). A model of transformational superplasticity in the upper mantle. *Geophys. J. Int.*, 133(3):741–755.
- Panasyuk, S. and Hager, B. (2000). Inversion for mantle viscosity profiles constrained by dynamic topography and the geoid, and their estimated errors. *Geophys. J. Int.*, 143(3):821–836.
- Parman, S., Dann, J., Grove, T., and de Wit, M. (1997). Emplacement conditions of komatiite magmas from the 3.49 Ga Komati formation, Barberton Greenstone Belt South Africa. *Earth Planet Sci. Lett.*, 193:227–236.
- Paterson, M. (1982). The determination of hydroxyl by infrared absorption in quartz, silicate glasses, and similar materials. *Bull. Mineral.*, 105:20–29.
- Paterson, M. (2001). A granular flow theory for the deformation of partially molten rock. *Tectonophysics*, 335:51–61.
- Pawley, A. R. and Holloway, J. R. (1993). Water Sources for subduction zone volcanism: New experimental constraints. *Science*, 260:664–667.
- Pawley, A. R., McMillan, P. F., and Holloway, J. R. (1993). Hydrogen in stishovite, with implications for mantle water content. *Science*, 261:1024–1026.
- Peslier, A. H., Lurh, J. F., and Post, J. (2002). Low water contents in pyroxenes from spinel-peridotites of the oxidized, sub-arc mantle wedge. *Earth Planet Sci. Lett.*, 201:69–86.
- Petersen, N., Vinnik, L., Kosarev, G., Kind, R., Oreshin, S., and Stammer, K. (1993). Sharpness of the mantle discontinuities. *Geophys. Res. Lett.*, 20(9):859–862.
- Poli, S. and Schmidt, M. (1995). H_2O transport and release in subduction zone: experimental constraints on basaltic and andesitic systems. *J. Geophys. Res.*, 100:22299–22314.
- Poli, S. and Schmidt, M. (1997). The high-pressure stability of hydrous phases in orogenic belts: an experimental approach on eclogite-forming processes. *Tectonophysics*, 273:169–184.
- Poli, S. and Schmidt, M. (2002). Petrology of subducted slabs. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 30:207–235.
- Poreda, R. (1985). Helium-3 and Deuterium in back-arc basalts: Lau basin and the Mariana trough. *Earth Planet Sci. Lett.*, 73:244–254.

- Poreda, R. and Schilling, J. (1986). Helium and Hydrogen isotopes in ocean-ridge basalts north and south of Iceland. *Earth Planet Sci. Lett.*, 78:1–17.
- Prouteau, G., Scaillet, B., Pichavant, P., and Maury, R. (2001). Evidence for mantle metasomatism by hydrous silicic melts derived from subducted oceanic crust. *Nature*, 410:197–200.
- Python, M. and Ceuleneer, G. (2003). Nature and distribution of dykes and related melt migration structures in the mantle section of the Oman ophiolite. *Geochim. Geophys. Geosyst.*, 4(7):2002GC000354.
- Rabinowicz, M., Gregoire, M., and Janse, A. (2003). Mantle mush compaction: a key to understand the occurrence and distribution of kimberlites . *Geology*, Submitted:??
- Rabinowicz, M., Ricard, Y., and Gregoire, M. (2002). Compaction in a mantle with a very small melt concentration: Implication for the generation of carbonatitic and carbonate-bearing high alkaline mafic melt impregnations. *Earth Planet Sci. Lett.*, 203:205–220.
- Rauch, M. and Keppler, H. (2002). Water solubility in orthopyroxene. *Contrib. Min. Petro.*, 143:525–536.
- Ricard, Y., Bercovici, D., and Schubert, G. (2001). A two-phase model for compaction and damage. 2 Application to compaction, deformation and the role of interfacial surface tension. *J. Geophys. Res.*, 106:8907–8924.
- Ricard, Y. and Vigny, C. (1989). Mantle dynamics with induced plate tectonics. *J. Geophys. Res.*, 94:17543–17559.
- Richard, G., Monnereau, M., and Ingrin, J. (2002). Is the transition zone an empty water reservoir? Inferences from numerical model of mantle dynamics. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 205:37–51.
- Richet, P., Whittington, F., Holtz, F., Behrens, H., Ohlhost, S., and Wilke, M. (2000). Water and the density of silicate glasses. *Contrib. Mineral. Petrol.*, 138:337–347.
- Righter, K. and Drake, M. (1999). Effect of water on metal-silicate partitioning of siderophile elements: a high pressure and temperature terrestrial magma ocean and core formation. *Earth Planet Sci. Lett.*, 171:383–399.
- Ringwood, A. (1991). Phase transformations and their bearing on the constitution and dynamics of the mantle. *Geochim. Cosmochim. Acta.*, 55:2083–2110.
- Robinson, C., Bickle, M., Minshull, T., White, R., and Nichols, A. (2001). Low degree

- melting under the Southwest Indian Ridge : the roles of mantle temperature, conductive cooling and wet melting. *Earth Planet Sci. Lett.*, 118:383–398.
- Rossman, G. (1996). Studies of OH in Nominally Anhydrous Minerals. *Phys. Chem. Minerals*, 23:299–304.
- Rubin, A. M. (1995). Propagation of magma-filled cracks. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 23:287–336.
- Saal, A., Hauri, E., Langmuir, C., and Perfit, M. (2002). Vapour undersaturation in primitive mid-ocean ridge basalt and the volatile content of Earth's upper mantle. *Nature*, 419:451–455.
- Saito, S. and Goldberg, D. (2001). Comparaison and dewatering process of the oceanic sediments in the Costa rica and Barbados subduction zones: estimates from in situ physical property measurements. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 191:283–293.
- Scambelluri, M. and Philippot, P. (2001). Deep fluids in subduction zones. *Lithos*, 55:213–227.
- Schiano, P., Clochiatti, R., and Joron, J. (1992). Melt and fluid inclusions in basalts and xenoliths from Tahaa Island, Society archipelago: evidence for a metasomatized upper mantle . *Earth Planet Sci. Lett.*, 111:69–82.
- Schmidt, M. and Poli, S. (1998). Experimentally based water budgets for dehydrating slab and consequences for arc magma generation. *Earth Planet Sci. Lett.*, 163:361–379.
- Schubert, G. and Reymer, A. (1985). Continental volume and freeboard through geological time. *Nature*, 316:336–339.
- Shieh, S. R., Mao, H.-k., Hemley, R. J., and Ming, L. C. (1998). Decomposition of phase D in the lower mantle and the fate of dense hydrous silicates in subducting slabs. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 159:13–23.
- Simmons, N. and Grand, S. (2002). Partial melting in the deepest mantle. *Geophys. Res. Lett.*, 29(11):47.
- Sinogeikin, S. and Bass, J. (1999). Single-cristal elastic properties of chondrodite: implications for water in the upper mantle. *Phys. Chem. Minerals*, 26:297–303.
- Sisson, T. and Grove, T. (1993). Temperature and H_2O contents of low-MgO high-alumina basalts. *Contrib. Mineral. Petrol.*, 113:167–184.
- Sleep, N. (1988). Tapping of melt by veins and dikes. *J. Geophys. Res.*, 93(B9):10,255–10,272.

- Sleep, N. H. (1995). Plate tectonics and the evolution of climate. *Rev. Geophys.*, 33 Suppl.
- Smyth, J., Bell, D., and Rossman, G. (1991). Incorporation of hydroxyl in upper-mantle clinopyroxenes. *Nature*, 351:732–735.
- Smyth, J. and Frost, D. (2002). The effect of water on the 410-km discontinuity: An experimental study. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 329(10):123.
- Smyth, J. and Kawamoto, T. (1996). Wadsleyite II: a new high pressure hydrous phase in peridotite- H_2O . *Earth Planet. Sci. Lett.*, 146:9–16.
- Sobolev, A. V. and Chaussidon, M. (1996). H_2O concentrations in primary melts from supra-subduction zones and mid-ocean ridges: Implications for H_2O storage and recycling in the mantle. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 137:45–55.
- Solomatov, V. (2001). Grain size-dependent viscosity convection and the thermal evolution of the Earth. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 191:203–212.
- Stalder, R. and Ulmer, P. (2001). Phase relations of a serpentine composition between 5 to 14 GPa: Significance of clinohumite and phase E as water carriers into the transition zone. *Contrib. Mineral. Petrol.*, 140:670–679.
- Stein, C. A., Stein, S., and Pelayo, A. (1995). Heat flow and hydrothermal circulation. volume 91. American Geophysical Union.
- Stevenson, D. (1989). Spontaneous small-scale melt segregation in partial melt undergoing deformation. *Geophys. Res. Lett.*, 16(9):1067–1070.
- Stixrude, L. (1995). Mineral physics of the mantle. *Rev. Geophys.*, 33 Suppl.
- Stolper, E. and Newman, S. (1994). The role of water in the petrogenesis of Mariana trough magmas. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 121:293–325.
- Tajika, E. (1998). Mantle degassing of major and minor volatile elements during Earth's history. *Geophys. Res. Lett.*, 25(21):3991–3994.
- Tatsumi, Y. (1986). Formation of the volcanic front in subduction zones. *Geophys. Res. Lett.*, 17:717–720.
- Taylor, S. R. (1992). *Solar System Evolution*. Cambridge University press.
- Taylor, S. R. and McLennan, S. M. (1995). The geochemical evolution of the continental crust. *Rev. Geophys.*, 32:241–265.
- Thompson, A. (1992). Water in the Earth's mantle. *Nature*, 358:295–302.
- Tsuchiya, J., Tsuchiya, T., Tsuneyuki, S., and Yamanaka, T. (2002). First principles calculation of a high-pressure hydrous phase, δ - $AlOOH$. *Geophys. Res. Lett.*, 29(19):15.

- Ulmer, P. (2001). Partial melting in the mantle wedge—the role of the H_2O in the genesis of mantle-derived "arc-related" magmas. *Phys. Earth Planet. Int.*, 127:215–232.
- Ulmer, P. and Trommsdorff, V. (1995). Serpentine stability to mantle depths and subduction-related magnetism. *Science*, 268:858–861.
- van der Hilst, R. (1995). Complex morphology of subducted lithosphere in the mantle beneath the Tonga trench. *Nature*, 374:154–157.
- VanKeken, P. E., Kiefer, B., and Peacock, S. (2002). High-resolution models of subduction zones: Implications for mineral dehydration reactions and the transport of water into the deep mantle. *Geochim. Geophys. Geosyst.*, 3(10):2001GC000256.
- Vasilyev, O., Podladchikov, Y., and Yuen, D. (1998). Modeling of compaction driven flow in poro-viscoelastic medium using adaptive wavelet collocation method. *Geophys. Res. Lett.*, 25(17):3239–3242.
- Vignier, E. and Huntington, H. (1935). Effect of chemical environment on the solubility and incorporation mechanism for hydrogen in olivine. *J. Chem. Phys.*, 3:764–770.
- Walder, J. and Nur, A. (1984). Porosity reduction and crustal pore pressure development. *J. Geophys. Res.*, 89(B13):11,539–11,548.
- Wallace, P. (1998). Water and partial melting in mantle plumes: Inferences from the dissolved H_2O concentrations of Hawaiian basaltic magmas. *Geophys. Res. Lett.*, 25(19):3639–3642.
- Wallmann, K. (2001). The geological water cycle and the evolution of marine $\delta^{18}O$ values. *Geochim. Cosmochim. Acta.*, 65:2469–2485.
- Wang, K. (2002). Unbending combined with dehydration embrittlement as a cause for double and triple seismic zones. *Geophys. Res. Lett.*, 29(18):36.
- Watson, E. B., Brenan, J. M., and Baker, D. R. (1990). Distribution of fluids in the continental mantle. *Oxford Monographs on geology and geophysics: Continental Mantle*.
- Weidner, D. J., Chen, J., Xu, Y., Wu, Y., Vaughan, M., and Li, L. (2001). Subduction zone rheology. *Phys. Earth Planet. Int.*, 127:67–81.
- Wen, L. and Helmberger, D. (1998). Ultra-low viscosity zone near the core-mantle boundary from broadband PKP precursors. *Science*, 279:1701–1703.
- Williams, Q. and Hemley, R. J. (2001). Hydrogen in the deep Earth. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 29:365–418.

- Wilson, A., Shirey, S., and Carlson, R. (2003). Archaean ultra-depleted komatiites formed by hydrous melting of cratonic mantle. *Nature*, 423:858–861.
- Withers, A. C., Wood, B. J., and Carroll, M. R. (1998). The OH content of pyrope at high pressure. *Chem. Geol.*, 147:161–171.
- Wolf, M. and Willye, P. (1995). Liquid segregation parameters from amphibolite dehydration melting experiments. *J. Geophys. Res.*, 100(B8):15,611–15,621.
- Wong, T.-F., Ko, S.-C., and Olgaard, D. (1997). Generation and maintenance of pore pressure excess in a dehydrating system. 2 Theoretical analysis. *J. Geophys. Res.*, 102(B1):841–852.
- Wood, B. (1995). The effect of H₂O on the 410-kilometer Seismic Discontinuity. *Science*, 268:74–76.
- Wood, B. and Blundy, J. (2002). The effect of H₂O on crystal-melt partitioning of trace elements. *Geochim. Cosmochim. Acta*, 66(20):3647–3656.
- Wookey, J., Kendall, J.-M., and Baruol, G. (2002). Mid-mantle deformation inferred from seismic anisotropy. *Nature*, 415:777–780.
- Yoder, H. and Tilley, C. (1962). Origin of basalt magmas: an experimental study of natural and synthetic rocks system. *J. Petrol.*, 3:342–532.
- Yogodzinski, G., Lees, J., Churikova, T., Dorendorf, F., Werner, G., and Volynets, O. (2001). Geochemical evidence for the melting of subducting oceanic lithosphere at plate edges. *Nature*, 409:500–504.
- Yusa, H., Inoue, T., and Yasuo, O. (2000). Isothermal compressibility of hydrous ringwoodite and its relation to the mantle discontinuity. *Geophys. Res. Lett.*, 27(3):413–416.
- Zhao, D., Mishra, O., and Sanda, R. (2002). Influence of fluids and magma on earthquakes: seismological evidence. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 132:249–267.
- Zolotov, M., Fegley, B., and Lodders, K. (1997). Hydrous silicates and water on Venus. *Icarus*, 130:475–494.

Table des figures

- 1.1 **Modèle de formation d'un arc volcanique** (*D'après Schmidt and Poli [1998]*) On peut voir ici la localisation des zones de stabilité des phases hydratées dans les **péridotites**: Zoisite (*zo**), Chloritoïde (*cld*), Amphibole (*amph*), **Serpentine** (*SERP*), Chlorites (*CHL*), Lawsonite (*law*), Talc (*TC*). Les flèches blanches représentent l'apparition de fluides et les noires le mouvement du magma. 13
- 1.2 **Stabilité des phases hydratées denses (DHMS)** (*D'après Irifune et al. [1998]*) Phases magnésiennes hydratées DHMS (*A, D, ShB, E*), **Enstatite** (*En*), Magma (*L*), **Forsterite** (*Fo*), **Spinelles** (α et β), **Stishovite** (*St*), **Brucite** (*Br*), Ilménite (*ilm*), Perovskite (*Pv*), **Serpentine** (*ser*). Cette figure présente les produits issus de la déshydratation de la **serpentine** en fonction de la température et de la profondeur (pression). Les chiffres entre parenthèses indiquent les quantités d'eau (*W*)(*-OH*) en concentration massique (%masse) libérées lors de la disparition de la **serpentine**. Les lignes en pointillés matérialisent les géothermes représentatifs de lithosphères plongeantes jeune (*hot slab*) et vieille (*cold slab*). Dans un slab chaud (*Hot slab*), la **serpentine** perd 13 % d'eau (*-OH*) et se transforme en **Enstatite** (*En*) et en **Forsterite** (*Fo*). Dans le cas d'une subduction froide (*Cold slab*), les minéraux produits seront des DHMS. . . . 16
- 1.3 **Extraction de l'eau du manteau** (*D'après Gillet [1999]*) Lors de la fusion partielle des **péridotites**, l'eau passe préférentiellement dans le magma qui la remonte en surface. La pression due à la profondeur des océans limite le dégazage de la partie vitreuse des **basaltes** formés par trempe du magma. 18

- 1.4 **Abondances d' H_2O dans des verres océaniques** (*D'après Jambon [1994]*). La majorité des échantillons renferment autour de 2000 ppm d' H_2O . Données tirées de Michael [1988]; Aggrey et al. [1988]; Byers et al. [1983, 1984, 1985, 1986]; Delaney et al. [1978]; Dixon et al. [1988]; Jambon and Zimmermann [1987, 1990]; Kyser and O'Neil [1984]; Moore [1970]; Moore and Schilling [1972]; Poreda [1985]; Poreda and Schilling [1986] 20
- 1.5 **Zone de fusion sous les dorsales** (*D'après Robinson et al. [2001]*) En abaissant le solidus, la présence d'eau entraîne la fusion à plus grande profondeur. Juste au dessous de la surface, la faible vitesse d'écartement permet un refroidissement par conduction et l'absence de fusion. 21
- 1.6 **Anomalie de gravité à l'air libre autour de l'Islande.** (*D'après Ito [2001]*). La dorsale de Reykjanes au sud et celle de Kobeinsey au nord sont mises en évidence par une ligne sombre. Les linéations en forme de 'V' que l'on aperçoit pourrait être liées à un phénomène de déshydratation. Voir le texte pour les détails. 22
- 1.7 **Schéma récapitulatif du recyclage de l'eau dans le manteau** (*D'après Poli and Schmidt [1995] et Gillet [1999]*). Les détails se trouvent dans le texte. 23
- 1.8 **Champs de stabilité des minéraux hydratés et des NAMs dans le manteau terrestre** (*D'après Ahrens [1989]*) L'enveloppe des géothermes (*range of geotherms*) délimite les trajets possibles d'une lithosphère océanique plongeante dans l'espace Pression-température. Les phases DHMS A et B sont présentées dans le tableau 1.1 . Notons que l'appellation β -spinel est erronée et que l'on parle aujourd'hui de Wadsleyite. 25
- 1.9 **Exemples de bande OH dans les principaux NAMs du manteau** (*D'après Ingrin and Skogby [2000]*). Chacun des spectres est décalé verticalement de 2. 29
- 1.10 **Solubilité de l'hydrogène en fonction de la pression en H_2O** (*D'après Ingrin and Skogby [2000]*) cercles clairs : **pyrope**, cercles foncés : **olivine**, triangles clairs et foncés : **Enstatite**, carrés clairs : **diopside**, carrés foncés : **Al-diopside**. Les zones grisées nous renseignent sur l'étendue des concentrations mesurées dans les échantillons naturels. 31

2.1 **Plot of the exponential value of the chemical potential of pure material as a function of depth** *It can be related to water concentration following **Eq. 2.2**. In the case of pure diffusion, water concentration fits a specific profile at equilibrium induced by variation of solubility with mineral phases. We chose as the partition coefficient: 1:10 for the upper mantle/transition zone interface [Kohlstedt et al., 1996] and 1:100 for the lower mantle/transition zone interface [Bolfan-Casanova et al., 2000]* . . . 43

2.2 **Influence of the normalized phase change half thickness σ on the shape of the water concentration above a phase change with a water partition coefficient of 100.** *The normalized water concentration is plotted as a function of κ_H/u_z . κ_H/u_z represents the characteristic thickness of the water accumulation. We see that the higher the value of σ , the less water is concentrated near the interface. Note also that an increase of κ_H and a decrease of u_z will play the same role and make the high concentration zone thicker.* 45

2.3 **Pure diffusion effect on mantle water distribution on the shape of the water concentration above a phase change with a water partition coefficient of 100.** *Here we display the dimensionless temporal evolution of water concentration along the z-axis (depth), according to diffusion process alone. The initial water concentration condition is a homogeneous mantle. During evolution, water content of the upper mantle passes by a minimum that implies a transfer of water from the lower mantle to the upper mantle. Non-dimensional time is L^2/κ_H where $L=3000$ km is the thickness of the mantle and κ_H is the water diffusivity. With high diffusivity, $\kappa_H = 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$, distribution reaches steady state, the equilibrium profile, after 300 billion years; two orders of magnitude greater than Earths age. This experiment shows the slowness of the diffusion process to enrich water in the transition zone.* 47

2.4 **Influence of water diffusivity on water concentration variations.**
*(a), (b), (c) display the snapshots of the water content in ppm after convergence is supplied for different water diffusivities, (d) is the stream function corresponding to the temperature field (e). A Rayleigh number of 106 and a free slip condition at the top of the box are applied to a homogeneous water content mantle. Concentration variation in the high diffusivity case $\kappa_H = 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ reaches a factor of 10 (b), but remains too low to be discernible for this range in the low diffusivity case $\kappa_H = 10^{-8} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ (a). In these two cases, maximum variations settle near the center of the convection cell where the vertical velocities are the lowest. With very high water diffusivity $\kappa_H = 10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ (c) the enriched zone is localized in the downward flow area where the contrast reaches a value of 500 exceeding the maximum factor of 100 in the pure diffusion case (**Fig. 2.3**)* 49

2.5 **Maximum water concentration range reached at steady state as a function of water diffusivity (i.e. difference between maximum and minimum H2O concentration) in model presented in Fig. 2.4**
The contrast is maximum for a diffusivity value of $\kappa_H = 10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$. This value exceeds the one expected without convection and may correspond to a resonance between the effects of convection and diffusion. 52

2.6 **Snapshots of dimensionless temperature fields in a convecting mantle**
*Figures show the temporal evolution of the temperature in a 2-D cartesian box of 3000 km depth. Surface conditions are imposed as zero temperature and three tectonic plates velocity. Plate motion is controlled by stresses induced by the convection [Douglas and Rachford, 1956]. Bottom conditions are zero heat flux and free slip. The velocity field corresponding to this temperature field is used in H2O transport calculations presented in **Fig. 2.7, Fig. 2.8*** 53

2.7 **Evolution of water distribution in Earth’s mantle starting from two different initial conditions: a homogeneous initial mantle (left-hand side) and an initial mantle at diffusive equilibrium (right-hand side).** *Water contained in transition zone (TZ) is driven downward to the lower mantle by the advecting flow. Due to the very low solubility in lower mantle, water saturation can be expected and free water would be released just under the transition zone. The dimensionless temperature and vertical velocity fields corresponding to 30 Myr are also displayed to help the Localization of the subduction zone. In the latter, the negative velocities area is shaded in dark and the positive in light. The step between isolines is 1 cm/yr.* 55

2.8 **Long-term evolution of water distribution in Earths mantle starting from two different initial conditions (next to Fig. 2.7)** *After three billion years, the water content variations in both cases are similar. The initial conditions are no longer discernible.* 56

2.9 **Behavior of subducting water.** *The temporal evolution of water distribution in Earth’s mantle with a water source at the trench. The two lower figures show temperature and vertical velocity fields corresponding to 30 million years and are representative of the entire evolution presented above. Water injected at the trench into an empty mantle is directly driven through the mantle to the core-mantle boundary (CMB). As the water crosses the TZ, the diffusion process (with $\kappa_H = 10^{-6}m^2s^{-1}$) is not efficient enough to pump water from the subducting flow to the TZ.* 57

3.1 **Position du repère pour les modèles horizontaux** 75

- 3.2 **Comportement d'un milieu visqueux subissant une transition de phase avec création de volume.** $B = 1/2$. L'unité de longueur est la longueur d'onde de compaction (**Tab. 3.1**). On modélise ici la déshydratation d'une **amphibole** à 80 km de profondeur (**Fig. 3.1**), $L = \sqrt{\frac{\eta k(\phi_0)}{\mu \phi_0}} = \sqrt{\frac{10^{23} \cdot 10^{-16}}{14 \cdot 10^{-2}}} \sim 10$ km. La valeur de perméabilité choisie 10^{-16} m^2 est au centre de la gamme définie par les études de [Maaloe and Scheie, 1982] et [Faul, 1997] et une viscosité de $1 \text{ Pa} \cdot \text{s}^{-1}$ est représentative de celle d'un jus de fusion de roches du manteau supérieur [Kushiro, 1986]. Le temps adimensionnel $\tau = 200\,000$ ans correspond au temps nécessaire à la roche pour expulser toute son eau (20 km traversé [Pawley and Holloway, 1993] à 10 cm/an). La porosité ϕ , la vitesse de Darcy $\phi \vec{v}$ et l'écart de pression δP sont donnés en unités adimensionnelles, $\phi_0 = 4\%$, $\phi \vec{v} = \phi_0 \frac{L}{\tau} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ cm/an}$, $\delta P = \frac{\eta}{\tau} = 16 \text{ GPa}$. Le commentaire des résultats est fait dans le texte. 76
- 3.3 **Comportement d'un milieu visco-élastique subissant une transition de phase avec création de volume.** $B = 1/2$ Les unités et paramètres sont les mêmes que celles de la **Fig. 3.2**. Le nombre de Deborah vaut $De = \frac{\eta}{\tau \kappa} = 0.16$. La surpression créée par l'apparition d'eau fluide est encaissée élastiquement par le matrice lithosphérique et augmente jusqu'à atteindre sa valeur maximale 72 GPa qui est largement inférieure à celle dans un milieu non-élastique (cf. **Fig. 3.2**) au bout d'un temps adimensionnel de 0,04 (8 000 ans). Le seuil de rupture ($\sim 50 \text{ MPa}$) est atteint au bout d'un temps adimensionnel de 0,00005 (10 ans). La vitesse de Darcy passe par son maximum ($4 \cdot 10^{-6} \text{ cm/an}$) en retard par rapport au maximum de pression (courbe vert clair $\tau = 0,3$) au bout de 60 000 ans. 78
- 3.4 **Effets de la prise en compte de la tension superficielle sur la migration d'eau dans un milieu visqueux subissant une injection de fluide (coupe horizontale)** Les unités sont les mêmes que celles de la **Fig. 3.2**. Le nombre de tension superficielle a une valeur maximale de $Ts = 1$. Voir le texte pour les détails. 80
- 3.5 **Position du repère pour les modèles verticaux** 81

3.6 **Migration de la phase fluide par compaction dans un milieu plastique. Cas où la longueur d’onde de compaction est très grande ($L = 1000 \text{ km}$) devant la longueur de la zone source (10 km).** *Le changement de phase est localisé entre $0.095L$ et $0.105L$. Le nombre de compaction vaut $G = 0.63$. L’échelle de temps adimensionnel est le temps nécessaire à la lithosphère pour expulser toute son eau $\phi_0 = 1\%$ et vaut $\tau = 1 \text{ Ma}$ ans, ce qui équivaut à 10 km traversés à 1 cm/an . Les valeurs des autres échelles adimensionnelles sont $\delta P = 3 \text{ GPa}$, $\phi_0 \vec{v} = 1 \text{ cm/an}$. Dans les trois graphiques supérieurs, chacune des courbes de couleurs représente la grandeur exprimée (de gauche à droite : la porosité ϕ , la vitesse de Darcy $\phi(\vec{v})$ et la surpression $\delta P = P_m - P_f$) à un temps différent. En ordre de temps croissant allant de 5 unités de temps adimensionnel τ à 50τ par pas de 5τ , les couleurs choisies sont le noir, le rouge, le vert, le bleu roi, le bleu, le rose, le jaune, l’orange, le vert pâle et le bleu pâle. Les résultats sont commentés dans le texte.* 83

3.7 **Migration de la phase fluide par compaction dans un milieu plastique. Cas où la longueur d’onde de compaction est grande ($L = 100 \text{ km}$) par rapport à la longueur de la zone source (10 km).** *Par rapport au cas précédent (**Fig. 3.6**) seules les échelles adimensionnelles de longueur $L = 1000 \text{ km}$ et de vitesse changent $\vec{v} = 10^{-1} \text{ cm/an}$. La représentation est la même, une couleur par pas de temps de 5τ . Les résultats sont commentés dans le texte.* 85

3.8 **Migration de la phase fluide par compaction dans un milieu plastique. Cas où la longueur d’onde de compaction est du même ordre ($L = 10 \text{ km}$) que la longueur de la zone source (10 km).** *Le nombre de compaction vaut $G = 6,3 \cdot 10^{-3}$. L’échelle de temps adimensionnel $\tau = 1 \text{ Ma}$ ans et le type de représentation sont les mêmes que pour l’expérience de la **Fig. 3.7**. Les valeurs des autres échelles adimensionnelles sont $\delta P = 3 \text{ GPa}$, $\vec{v} = 10^{-2} \text{ cm/an}$. Les résultats sont commentés dans le texte.* 87

- 3.9 **Migration de la phase fluide par compaction dans un milieu plastique de viscosité variable.** *La longueur d'onde de compaction vaut ($L = 100$ km). La viscosité dans la zone source (10 km) est 5 ordres de grandeur plus petite que celle du manteau inférieur $\eta_{660} = 10^{18}$ Pa.s⁻¹. Les unités et la représentation sont les mêmes que celles de la **Fig. 3.7**. L'analyse des résultats est donnée dans le texte. 88*
- 3.10 **Champ de contraintes compressives minimales σ_1 .** *La figure présente le champ de température (bleu=froid, rouge=chaud) à l'origine de la cellule de convection et les lignes courant correspondantes. Le flux convectif descend le long du bord droit de la boîte et remonte de l'autre côté. L'augmentation de la viscosité due au changement de phase (matérialisé par un trait noir épais) dans le manteau inférieur freine le slab descendant qui se comprime dans sa direction de déplacement. En conséquence, le σ_1 dans la zone qui nous intéresse (localisée par un carré vert) est horizontale au centre du slab et redescend symétriquement de chaque côté du slab. L'eau prisonnière dans des dikes se déplaçant selon ces directions sera ramenée vers le centre du slab, là où elle est apparue. 90*
- 3.11 **Montée d'une bulle de faible densité dans un manteau de hauteur $H=3000$ km, à 2 couches de viscosité différentes.** *La viscosité du manteau inférieur (0-2340 km) est de $\eta_{\text{manteau-inf}} = 10^{23}$ Pa.s⁻¹ et celle du manteau supérieur (2340-3000 km) de $\eta_{\text{manteau-sup}} = 3.10^{21}$ Pa.s⁻¹. L'anomalie de densité induite par la présence de 4% d'eau est de 80 kg/m³ (en rouge). La vitesse maximum de montée de la bulle est de 0,23 cm/an. 91*
- 3.12 **Montée d'une bulle de faible densité dans un manteau à 3 couches de viscosités différentes.** *La viscosité du manteau inférieur est de $\eta_{\text{manteau-inf}} = 10^{23}$ Pa.s⁻¹ et celle du manteau supérieur de $\eta_{\text{manteau-sup}} = 3.10^{21}$ Pa.s⁻¹. On a glissé une couche de très faible viscosité (10^{18} Pa.s⁻¹) entre les deux. La vitesse maximum de montée de la bulle est 0.25 de cm/an. 92*

- 3.13 **Forme de courants résultant de l'interaction entre une zone de faible densité montante et un courant convectif plongeant.** *La vitesse maximum de montée de la bulle est 0,46 de cm/an et celle du courant convectif plongeant de 0,45 cm/an juste au dessous de la zone de transition. Les lignes de courants contournent la zone de faible densité pour entrer dans le manteau inférieur. En d'autres termes, le slab "flotte" dans la zone de transition. La hauteur de la boite est celle du manteau, 3000 km.* 93
- 3.14 **Migration de la phase fluide par un mouvement d'ensemble** *Schéma de principe de la remontée par diapirisme d'une zone de faible densité en bleu, créée par accumulation de phase fluide. L'évolution dans le temps montre l'étalement de cette "bulle" dans la zone de faible viscosité (superplastique) liée au changement de phase spinelle-postspinelle.* 94
- 3.15 **Trois modèles expliquant l'anisotropie présente sous la discontinuité sismique 660 km.** *(D'après Wookey et al. [2002]) a Une couche anisotrope, globale ou non, sous la '660'. b Une zone anisotrope générée par le champ de contrainte associé à la lithosphère plongeante. c Anisotropie associée à l'étalement de matériaux du slab dans le manteau inférieur. Notre étude est un argument à favorable au scénario c.* 102
- 3.16 **Croquis du modèle de filtre à eau de la zone de transition** *(D'après Bercovici and Karato [2003]). Voir le texte pour les détails.* 104

Liste des tableaux

1.1	Compositions des principaux Silicates Magnésiens Denses Hydratés (DHMS) (D'après Ohtani et al. [2001]) * Ces phases sont de nature non-stoichiométrique et leur composition varie selon les conditions de leur synthèse. On peut consulter également Angel et al. [2001] pour avoir une vue d'ensemble de ces minéraux.	15
1.2	Listes des minéraux nominalement anhydres (NAMs) présents dans le manteau terrestre. (D'après Bell and Rossman [1992])	26
3.1	Échelles de grandeurs utilisées pour adimensionner le problème.	71
3.2	Nombres adimensionnels caractéristiques de notre système	73

Abstract

**TITLE: The Earth's mantle Water cycle :
A numerical approach**

Water is probably present everywhere in the Earth's mantle today. The effects due to its presence in the mantle are numerous. The large scale water distribution question is tackled by using numerical models.

Mantle convection mixing is shown to avoid water diffusing to high water-solubility zones. It implies a fluid phase rise in the low solubility zone, the lower mantle.

The fluid phase can migrate by percolation and concentrates water at the top of the lower mantle (660 km depth) despite the convective downward flow. Contrary to hydrogen diffusion, the percolation process seems to be able to concentrate water in the Earth's mantle. A water reservoir would form at the upper edge of the lower mantle in the spinel-postspinel phase transition near the subduction zone.

AUTEUR : Guillaume RICHARD

TITRE: Le cycle de l'eau dans le manteau terrestre: apport de la modélisation numérique

DIRECTEURS DE THESE: Marc MONNEREAU et Michel RABINOWICZ

LIEU ET DATE DE SOUTENANCE:

Université Toulouse III, Observatoire Midi-Pyrénées, le 17 décembre 2003

RÉSUMÉ

L'eau est présente dans le manteau terrestre. Elle peut avoir des effets importants sur la plupart des processus qui s'y déroulent. La distribution à grande échelle de l'eau (sous forme d'ions hydrogène) est approchée à l'aide de modèles numériques.

La prise en compte de la convection mantellique montre que la diffusion de l'eau vers les zones de forte solubilité en eau (la zone de transition) n'est pas assez rapide pour empêcher le mélange convectif. On prédit donc la présence d'une phase fluide dans le manteau inférieur où la solubilité de l'eau dissoute est très faible.

La phase fluide percole vers le haut sous les effets de la poussée d'Archimède et permet l'accumulation d'eau au sommet du manteau inférieur à la verticale des zones de subduction en dépit du mouvement convectif descendant. Contrairement à la diffusion de l'eau dissoute dans les minéraux, la percolation d'une phase fluide semble être un moyen possible de concentrer de l'eau dans le manteau terrestre. Ce réservoir serait localisé au niveau de la frontière entre la zone de transition et le manteau inférieur (Changement de phase spinelle-postspinelle) au voisinage des zones de subduction.

MOTS CLEFS: Eau, Convection mantellique, Percolation, Zone de transition

DISCIPLINE: Géophysique interne, Géodynamique

Laboratoire Dynamique Terrestre et Planétaire (LDTP), UMR 5562

Observatoire Midi-Pyrénées

14, Avenue E. Belin 31400 Toulouse, France
