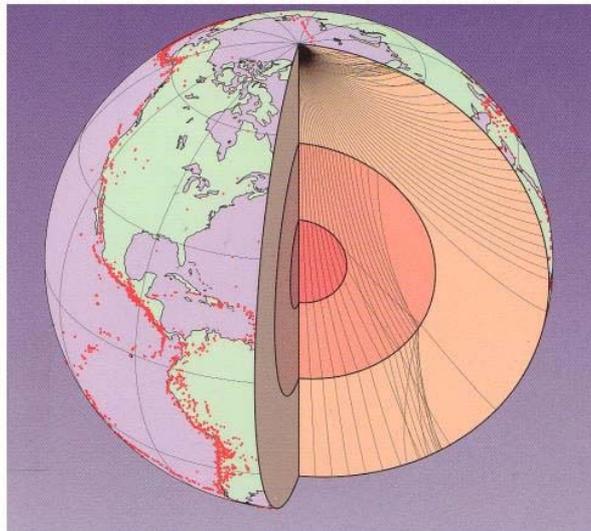


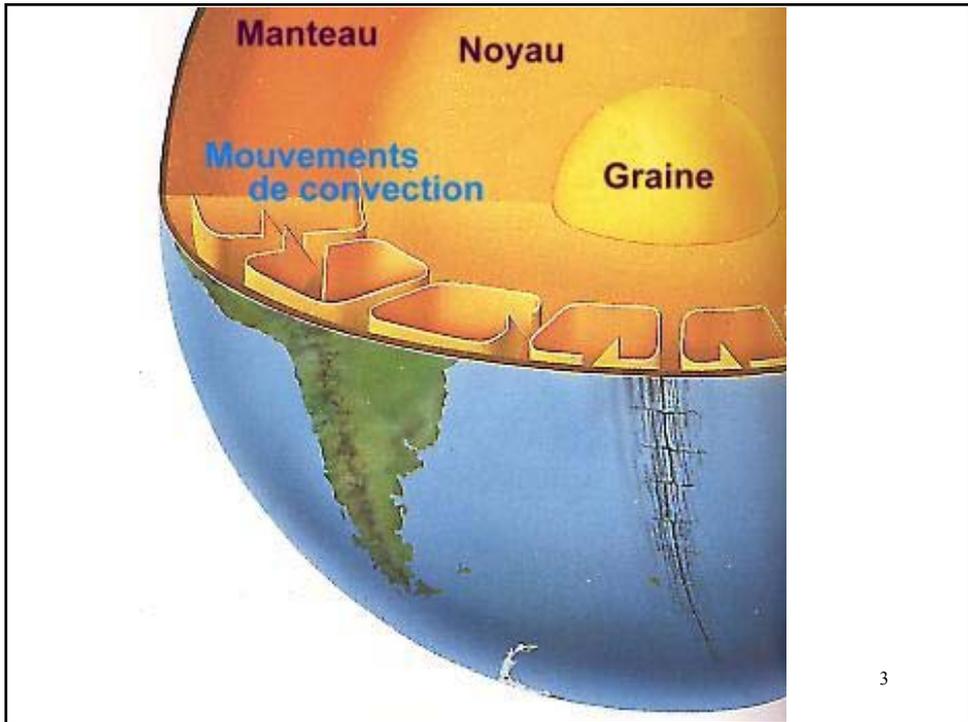
3.La convection thermique dans le manteau.

Mécanique des Fluides Géophysiques - TUE408 - 2005/2006

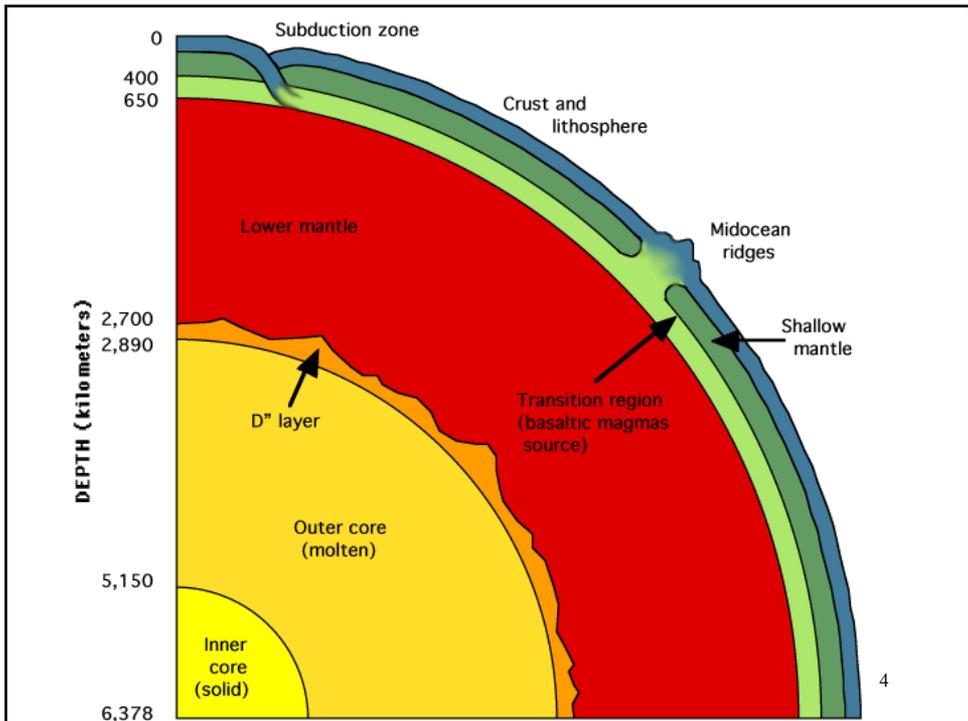
Sismologie

- Structure
radiale au 1^{er}
ordre

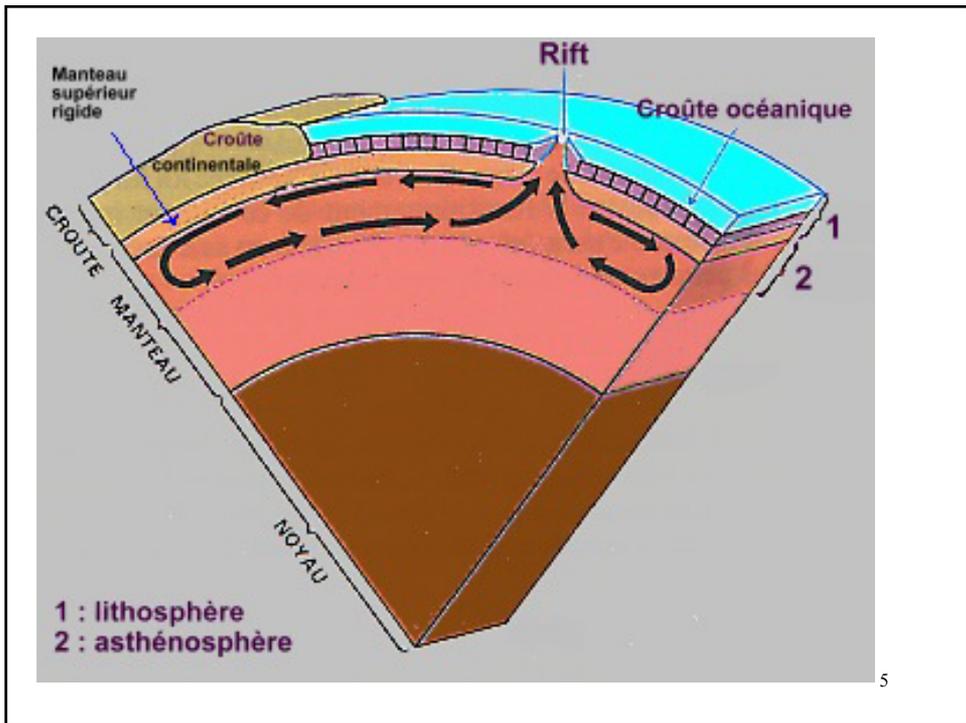




3

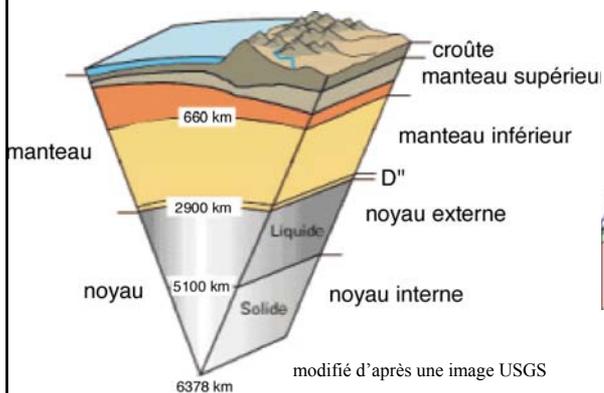


4

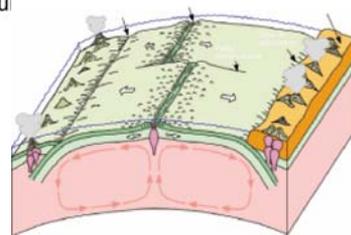


Le manteau terrestre

Structure interne

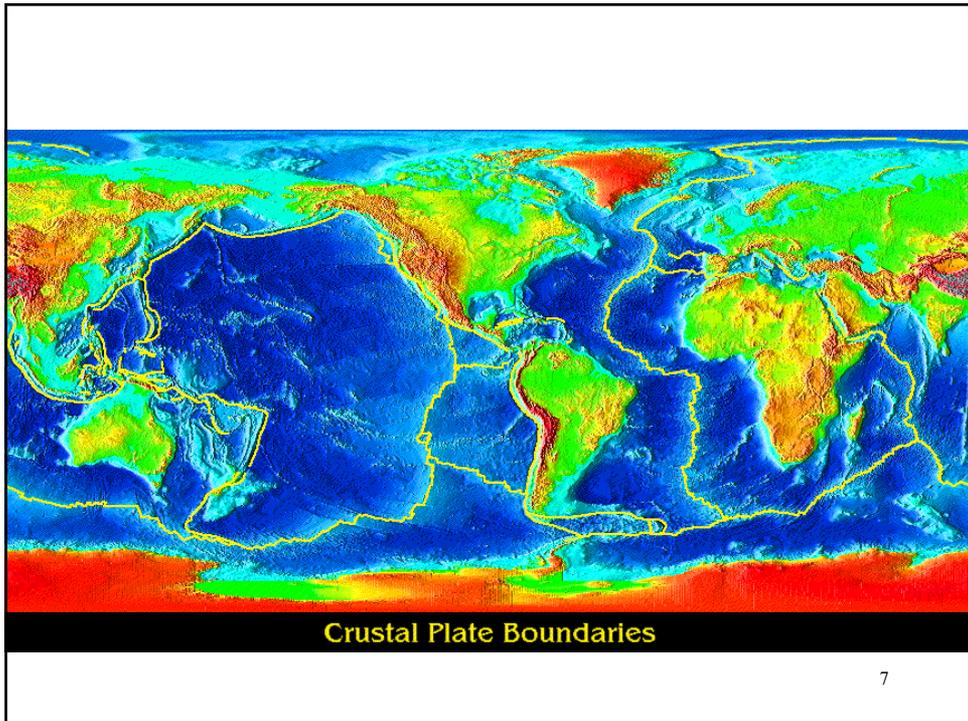


Tectonique des plaques



'ordre 0' de la convection

Roches solides
mais $Ra=10^5-10^8 \Rightarrow$ convection...



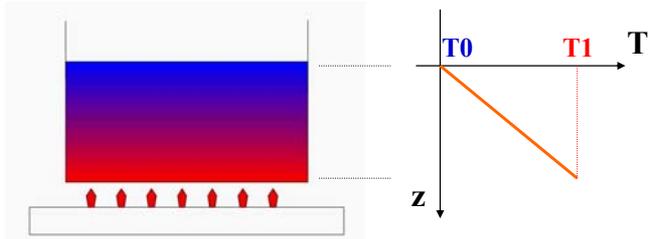
7

Rappel: Transport de la chaleur

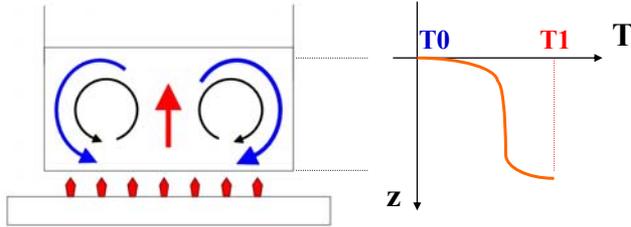
- Conduction
- Convection

8

CONDUCTION & CONVECTION



•Transport de chaleur par **CONDUCTION**



•Transport de chaleur par **CONVECTION**

9

•Convection de Rayleigh-Benard.

Observations expérimentales

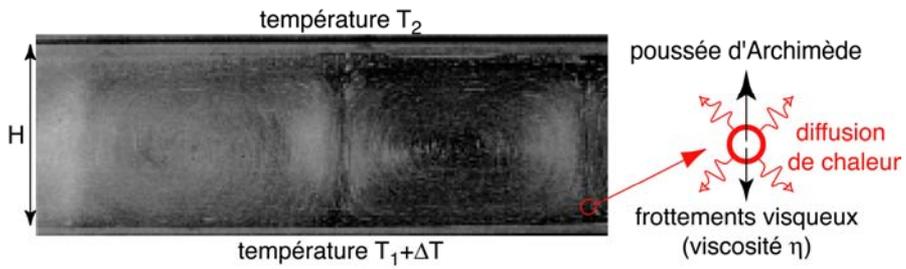
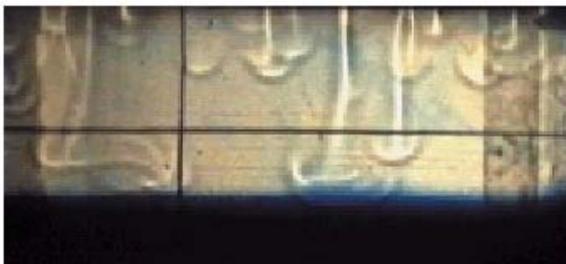


photo de L. Guillou et C. Jaupart, IPGP



10

•CONDUCTION

L'agitation thermique des atomes se transmet de proche en proche, des températures les plus fortes vers les températures les plus basses.

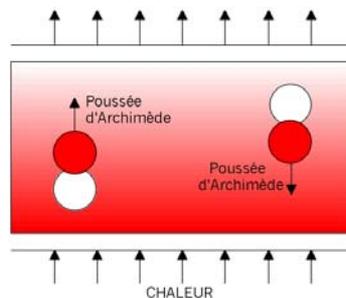
Loi de Fourier

$$\vec{q} = -k \overrightarrow{\text{grad}}T = -k \overrightarrow{\nabla}T$$

11

•CONVECTION

Sous l'effet de la dilatation thermique, le fluide devient plus léger en bas (car plus chaud) qu'en haut (plus froid). La couche de fluide est alors instable: la force d'Archimède fait monter le fluide le moins dense et descendre le fluide le plus dense.



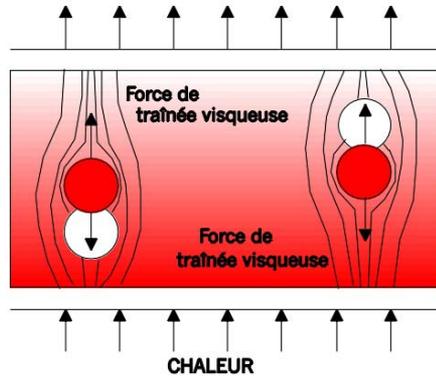
La force motrice est la force d'Archimède.

12

•CONVECTION

Les phénomènes qui s'opposent à la convection, qui s'opposent au mouvement (termes freins) sont:

1. Les forces visqueuses (forces de cohésion)



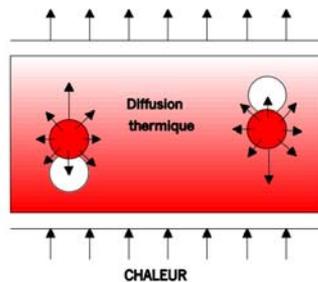
13

•CONVECTION

2. La conduction de la température, réduisant les hétérogénéités de température.

Le flux de chaleur, qui se propage par transfert d'énergie thermique de molécule à molécule voisine, donne de la chaleur à un environnement plus froid. Réciproquement, une goutte froide qui tend à descendre vers le fond de la couche reçoit de la chaleur. Ce transfert de chaleur contribue à la diminution du gradient de température, et donc à la réduction de la poussée d'Archimède.

L'équilibre thermique d'une goutte de fluide avec son environnement est atteint à partir d'un certain temps dépendant de la diffusivité thermique du fluide. Si ce temps de diffusion thermique est inférieur ou égal au temps nécessaire pour que la goutte effectue un déplacement d'une longueur caractéristique, la poussée d'Archimède et la traînée visqueuse se compensent et l'écoulement convectif n'est pas entretenu.



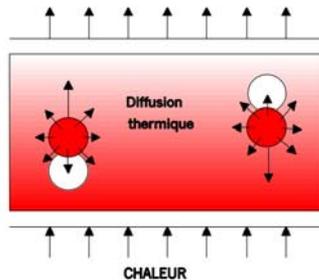
14

•CONVECTION

2. La conduction de la température, réduisant les hétérogénéités de température.

Le flux de chaleur, contribue à la diminution du gradient de température, et donc à la réduction de la poussée d'Archimède.

L'équilibre thermique d'une goutte de fluide avec son environnement est atteint à partir d'un certain temps dépendant de la **diffusivité thermique** du fluide. Si ce temps de diffusion thermique est inférieur ou égal au temps nécessaire pour que la goutte effectue un déplacement d'une longueur caractéristique, la poussée d'Archimède et la traînée visqueuse se compensent et l'écoulement convectif n'est pas entretenu.



15

•CONVECTION

Equation d'état

$$\rho(T) = \rho_0 [1 - \alpha (T - T_0)]$$

ρ_0 est la masse volumique à $T=T_0$, T_0 étant la température de référence.

$$\vec{F}_A = (\rho(T) - \rho_0) \vec{g} = \delta\rho(T) \vec{g} = -\rho_0 \alpha \delta T \vec{g}$$

δT est la différence de température entre la particule et l'encaissant.

⇒ C'est la force de volume à ajouter dans l'équation de Navier-Stokes.

Équations gouvernant le problème de la convection thermique

1. *Équation de conservation de la masse (incompressibilité du fluide...).*
2. *Équation de la conservation de quantité de mouvement (Navier-Stokes).*
3. *Équation de la chaleur (nouvelle).*

17

1. *Équation de conservation de la masse (incompressibilité du fluide..).*

• On suppose que le fluide peut se dilater ou se contracter en fonction de la température (force d'Archimède) mais on ne prend en compte cette compressibilité que dans la force d'Archimède. Pour les autres termes, on considère que le fluide est incompressible: c'est l'approximation de BOUSSINESQ.

• **Équation générale de la conservation de la masse.**
$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\text{div}(\rho \vec{u})$$

• **Puisque l'on considère fluide incompressible**

(sauf pour le terme d'Archimède qui n'intervient pas ici):

$$\text{div}(\vec{u}) = 0$$

18

**2. Équation de la conservation de quantité de mouvement
(Navier-Stokes).**

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = \rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} \right) = -\vec{\nabla} P + \mu \vec{\Delta} \vec{u} + \vec{\mathcal{F}}_V$$

On a vu TD que pour le manteau les effets visqueux dominant, i.e. $Re \ll 1$. Or, en adimensionné :

$$\left(\frac{\partial \vec{u}^*}{\partial t^*} + (\vec{u}^* \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}^* \right) = -\frac{P_0}{\rho U_0^2} \vec{\nabla} P^* + \frac{1}{Re} \vec{\Delta} \vec{u}^*$$

On peut alors réécrire NS sans le membre de gauche (termes inertiels) : (N.S. avec $Re \ll 1$)

$$\vec{\mathcal{F}}_V - \vec{\nabla} P + \mu \vec{\Delta} \vec{u} = \vec{0}$$

**2. Équation de la conservation de quantité de mouvement
(Navier-Stokes).**

NS avec $Re \ll 1$

$$\vec{\mathcal{F}}_V - \vec{\nabla} P + \mu \vec{\Delta} \vec{u} = \vec{0}$$

•Réécrivons cette équation en tenant compte de l'état de base, équilibre hydrostatique:

$$-\vec{\nabla} P_0 + \rho_0 \vec{g} = \vec{0} \quad \bullet \text{Posons } P = P_0 + P'$$

$$\rho(T) \vec{g} - \vec{\nabla} P + \mu \vec{\Delta} \vec{u} = \vec{0}$$

$$\rho_0 (1 - \alpha (T - T_0)) \vec{g} - \vec{\nabla} P + \mu \vec{\Delta} \vec{u} = \vec{0} \Leftrightarrow$$

$$\rho_0 \vec{g} - (\rho_0 \alpha (T - T_0)) \vec{g} - \vec{\nabla} P_0 - \vec{\nabla} P' + \mu \vec{\Delta} \vec{u} = \vec{0} \Leftrightarrow$$

**2. Équation de la conservation de quantité de mouvement
(Navier-Stokes).**

$$\rho_0 \vec{g} - (\rho_0 \alpha (T - T_0)) \vec{g} - \vec{\nabla} P_0 - \vec{\nabla} P' + \mu \overline{\Delta} \vec{u} = \vec{0} \Leftrightarrow$$

$$-\vec{\nabla} P' - (\rho_0 \alpha (T - T_0)) \vec{g} + \mu \overline{\Delta} \vec{u} = \vec{0} \Leftrightarrow$$

En posant $\theta = T - T_0$

$$-\vec{\nabla} P' - (\rho_0 \alpha \theta) \vec{g} + \mu \overline{\Delta} \vec{u} = \vec{0}$$

Équation de NS pour un fluide visqueux dans l'approximation de Boussinescq, avec $Re \ll 1$.

21

Équations gouvernant

le problème de la convection thermique

- 1. Équation de conservation de la masse
(incompressibilité du fluide).**

$$\text{div}(\vec{u}) = 0$$

- 2. Équation de la conservation de quantité de mouvement (Navier-Stokes).**

$$-\vec{\nabla} P' - (\rho_0 \alpha \theta) \vec{g} + \mu \overline{\Delta} \vec{u} = \vec{0}$$

- 3. Équation de la chaleur (à déterminer).**

22

Équations gouvernant

le problème de la convection thermique

Jusqu'à présent, pas de dépendance temporelle:

$$\text{div}(\vec{u}) = 0$$
$$-\vec{\nabla} P' - (\rho_0 \alpha \theta) \vec{g} + \mu \Delta \vec{u} = \vec{0}$$

C'est l'équation de la chaleur qui va amener la dépendance de la temporelle en fonction du temps (système qui se chauffe ou qui se refroidit au cours du temps).

C'est l'équation destinée à résoudre le champ de TEMPERATURE.

23

3. Équation de la chaleur.

Principe de la démonstration:

La variation d'énergie thermique interne dans un élément de fluide est égale à la chaleur apportée dans l'élément par conduction et par convection, et éventuellement la chaleur produite dans le volume par radioactivité ou cisaillement visqueux ou autres...

On utilise 1. La loi de Fourier:

$\vec{q} = -k \vec{\nabla} T$ où k est la conductivité thermique du manteau : $k = 3.1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$

2. L'énergie thermique par unité de volume:

$\rho C_p T$ où C_p est la capacité calorifique à P constant du fluide en $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$

3. Équation de la chaleur.

... on fait le bilan sur un petit volume cubique de la quantité d'énergie qui rentre moins ce qui sort...

On obtient:

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) T \right) - k \Delta T = A$$
$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) T \right) - \kappa \Delta T = \frac{A}{\rho C_p}$$

Équation de la chaleur

T est le champ de température en K, $\kappa = k/\rho C_p$, diffusivité thermique en m^2/s , $\kappa \simeq 8 \cdot 10^{-7} m^2/s$ dans le manteau, A est la production de chaleur interne en W/m^3 .

3. Équation de la chaleur.

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) T \right) - \kappa \Delta T = \frac{A}{\rho C_p}$$

Variation explicite du champ de température au cours du temps

Advection ou entraînement du champ de température par le champ de vitesse U.

Diffusion de la température destinée à gommer les hétérogénéités de température

Production de chaleur interne du système.

Équations gouvernant

le problème de la convection thermique mantellique

1. Équation de conservation de la masse (incompressibilité du fluide..).

$$\operatorname{div}(\vec{u}) = 0$$

2. Équation de la conservation de quantité de mouvement (Navier-Stokes).

$$-\vec{\nabla} P' - (\rho_0 \alpha \theta) \vec{g} + \mu \vec{\Delta} \vec{u} = \vec{0}$$

3. Équation de la chaleur.

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) T \right) - \kappa \Delta T = \frac{A}{\rho C_p}$$

• **Conclusion:** c'est un système d'équations couplées, où il faut résoudre simultanément le champ de vitesse \vec{u} et le champ de température T .

La convection thermique dans le manteau.

Les équations sont posées.

$$\operatorname{div}(\vec{u}) = 0$$

$$-\vec{\nabla} P' - (\rho_0 \alpha \theta) \vec{g} + \mu \vec{\Delta} \vec{u} = \vec{0}$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) T \right) - \kappa \Delta T = \frac{A}{\rho C_p}$$

Il reste à:

Se donner les **contraintes** observationnelles du manteau (valeurs de A , nombre sans dimensions, etc...)

Évaluer les conséquences pour le manteau, **modélisation** de la dynamique des fluides, théoriques, expérimentales et numériques.

Contraintes sur la convection mantellique, nombres sans dimensions

29

Contraintes pour l'équation de la chaleur $\left(\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) T\right) - \kappa \Delta T = \frac{A}{\rho C_p}$

• Production de chaleur interne, chaleur radioactive, valeurs de A dans l'équation de la chaleur.

Partie substantielle de la chaleur évacuée à la surface, concentration la plus grande dans la croûte continentale.
éléments principaux: U^{238} , U^{235} , Th^{232} , K^{40} .

• Réchauffement adiabatique; il existe une variation de la température de référence avec la profondeur liée à la compression et/ou dilatation du fluide: c'est la gradient adiabatique (environ $0.5 \text{ }^\circ\text{C/km}$)

• Travail des forces visqueuses (frottement) libère de la chaleur (à prendre en compte dans A).

30

Adimensionnons les équations

I. NS sans termes inertiels $-\vec{\nabla} P' - (\rho_0 \alpha \theta) \vec{g} + \mu \vec{\Delta} \vec{u} = \vec{0}$

1. Les variables d'espace sont adimensionnées par la hauteur H de la couche de fluide soumise à un écart de température δT .

$$x=H.x^*, y=H.y^*, z=H.z^*.$$

2. La température est adimensionnée par δT , soit $\theta = \delta T. \theta^*$

3. Le temps t est adimensionnée par le temps caractéristique de la diffusion thermique à travers la couche de fluide H^2/κ soit:

$$t = H^2/\kappa t^*$$

4. La vitesse est adimensionnée par une grandeur basée sur la taille caractéristique de la couche H et le temps de diffusion thermique, soit:

$$U = \kappa/H U^*$$

4. La pression est adimensionnée de tel sorte que $\nabla P'$ soit du même ordre que le terme d'Archimède $(\rho_0 \alpha g)$, on en déduit $P = (\rho_0 \alpha \delta T H g) P^*$

31

$$-\vec{\nabla} P' - (\rho_0 \alpha \theta) \vec{g} + \mu \vec{\Delta} \vec{u} = \vec{0}$$

$$x=H.x^*, y=H.y^*, z=H.z^*. x=H.x^*$$

$$\theta = \delta T. \theta^*$$

$$t = H^2/\kappa t^*$$

$$U = \kappa/H U^*$$

$$P = (\rho_0 \alpha \delta T H g) P^*$$

Devient:

$$\Leftrightarrow -(\rho_0 \alpha \delta T H g) \frac{1}{H} \frac{\partial P'^*}{\partial z^*} - (\rho_0 \alpha \theta^*) \delta T g + \mu \frac{\kappa}{H} \frac{1}{H^2} \frac{\partial^2 u^*}{\partial z^{*2}} = 0$$

$$\Leftrightarrow -\frac{\partial P'^*}{\partial z^*} - \theta^* + \frac{\mu \kappa}{(\rho_0 \alpha) \delta T g H^3} \frac{\partial^2 u^*}{\partial z^{*2}} = 0$$

en généralisant aux trois composantes

$$-\vec{\nabla} P'^* - \theta^* \vec{e}_z + \frac{1}{Ra} \vec{\Delta} \vec{u}^* = \vec{0}$$

avec $Ra = \frac{\rho_0 \alpha \delta T g H^3}{\mu \kappa} = \frac{\alpha \delta T g H^3}{\nu \kappa}$ le nombre de Rayleigh.

$$Ra = \frac{\alpha \delta T g H^3}{\nu \kappa} \text{ le nombre de Rayleigh}$$

caractérise le vigueur de la convection. C'est le terme moteur (Archimède) sur les termes freins (dissipation visqueuse et diffusion thermique). Plus ce nombre est grand, plus la convection est vigoureuse et « efficace » en terme de transport de chaleur.

33

Navier–Stokes avec termes inertiels

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = \rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} \right) = -\nabla P' - (\rho_0 \alpha \theta) \vec{g} + \mu \Delta \vec{u} = \vec{0}$$

On reprend l'adimensionnement précédent en adimensionnant cette fois les termes d'inertie.

$$\Rightarrow -\nabla P'^* - \theta^* \vec{e}_z + \frac{1}{Ra} \Delta \vec{u}^* = \frac{1}{Ra P} \frac{d\vec{u}^*}{dt}$$

avec $P = \frac{\mu}{\rho_0 \kappa} = \frac{\nu}{\kappa}$ le nombre de Prandtl.

Ce nombre (rapport de la viscosité sur la diffusion thermique), contrairement au nombre de Rayleigh, ne dépend que des propriétés du fluide et pas de l'écoulement.

$$P = \frac{\mu}{\rho_0 \kappa} = \frac{\nu}{\kappa} \text{ le nombre de Prandtl.}$$

Le nombre de Prandtl des roches du manteau est de l'ordre de 10^{24} (roches extrêmement visqueuses!)

D'après l'équation adimensionnée précédente, cela ne fait que confirmer que les termes d'inertie sont négligeables dans le manteau (cf démonstration avec Re).

$$-\vec{\nabla} P'^* - \theta^* \vec{e}_z + \frac{1}{Ra} \vec{\Delta} \vec{u}^* = \frac{1}{Ra} \frac{1}{P} \frac{d\vec{u}^*}{dt}$$

Remarque: le nombre de Prandtl de l'eau est de l'ordre de 7.

35

Résumé

Lors de la mise en place de la convection thermique, la force d'Archimède (motrice) lutte contre la diffusion thermique et la diffusion visqueuse. Dans le manteau, l'inertie est infiniment petite (on la néglige).

Navier–Stokes adimensionné (sans l'inertie $Re \ll 1$)

$$-\vec{\nabla} P'^* - \theta^* \vec{e}_z + \frac{1}{Ra} \vec{\Delta} \vec{u}^* = \vec{0}$$

avec $Ra = \frac{\rho_0 \alpha \delta T g H^3}{\mu \kappa} = \frac{\alpha \delta T g H^3}{\nu \kappa}$ le nombre de Rayleigh.

Adimensionnement avec le temps de diffusion thermique :

$$t = \frac{H^2}{\kappa} t^*$$

Résumé

Navier–Stokes avec les terme d'inertie

$$-\vec{\nabla} P'^* - \theta^* \vec{e}_z + \frac{1}{Ra} \vec{\Delta} \vec{u}^* = \frac{1}{Ra P} \frac{d\vec{u}^*}{dt}$$

$$\text{avec } P = \frac{\mu}{\rho_0 \kappa} = \frac{\nu}{\kappa} \text{ le nombre de Prandtl.}$$

Adimensionnement toujours avec le temps de diffusion thermique :

$$t = \frac{H^2}{\kappa} t^*$$

Pour le manteau , $P \simeq 10^{21} - 10^{24}$

Adimensionnons l'équation de la température sans le terme de chauffage en volume :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) T \right) - \kappa \Delta T = 0$$

Avec les même adimensionnements que ceux utilisés pour Navier–Stokes :

$$\left(\frac{\partial T^*}{\partial t^*} + (\vec{u}^* \cdot \vec{\nabla}) T^* \right) - \kappa \Delta T^* = 0$$

Pas de nouveau nombre sans dimension qui apparaît.

L'équation de la continuité n'apporte pas non plus de nouveau nombre sans dimension.

Modélisation de la dynamique des fluides du manteau.

39

Objectif

Se fixer un type d'écoulement à **caractériser**.

Lui attribuer des nombres sans dimension et essayer ensuite de respecter lors de la modélisation le bon équilibre des forces.

Se donner par exemple pour la modélisation du manteau un grand nombre de Rayleigh (de l'ordre de 10^8), un grand nombre de P.

Plusieurs approches:

- . **Théorique** (en particulier pour déterminer le seuil de convection et la convection très proche du seuil).
- . **Numérique** (On se donne des nombres sans dimensions caractéristiques et on programme les équations).
- . **Expérimentale** (avec les bons nombres sans dimension en utilisant différents fluides).

40

Démarche

ENTREE

Se donner des paramètres d'entrée:

Taille du système, géométrie

Nombre sans dimensions (qui fixent le taux de chauffage ainsi que les caractéristiques du fluide à utiliser via Ra)...

SORTIE

Analyser les différents champs physiques qui résultent de la modélisation:

U, T etc...

Mesurer la vigueur de la convection à travers le nombre sans dimension de NUSSELT

41

NOMBRE DE NUSSELT

Ce nombre mesure l'efficacité de la convection : c'est le rapport adimensionné entre le flux de chaleur vertical en surface du fluide et le flux que l'on mesurerait s'il n'y avait pas de convection dans la couche de fluide.

$$\text{Nu} = \frac{q_{\text{mesurée}}}{q_{\text{conductif}}} \text{ nombre de Nusselt}$$

$$\text{Nu} = \frac{H q_{\text{mesurée}}}{k \delta T}$$

Si Nu=1, pas de convection

Plus Nu est grand, plus le refroidissement par convection est efficace.

En tirer des lois d'échelle du type Nu=f(Ra, Pr..) et les comparer aux observables se la convection du manteau terrestre.

42

Instabilité convective du fluide

Il existe une valeur particulière du nombre de Rayleigh, le **Rayleigh critique** en-dessous duquel la convection ne se développe pas, les forces visqueuses et la diffusion thermique s'opposant trop efficacement au développement de la convection.

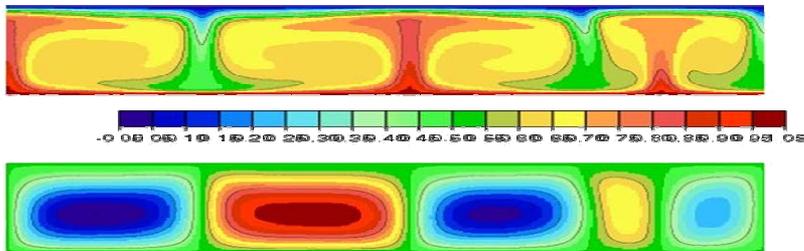
Lorsque $Ra > Ra_c$ (**Rayleigh critique** ~ 1000), il y a **CONVECTION**.

Ce nombre Ra_c dépend de chaque configuration (casserole d'eau, manteau terrestre..)

C'est l'écart par rapport à ce Ra_c qui donne les indications sur la géométrie de la convection.

⇒ Stabilité linéaire d'un écoulement convectif 2D.
(cf document Rac.pdf)

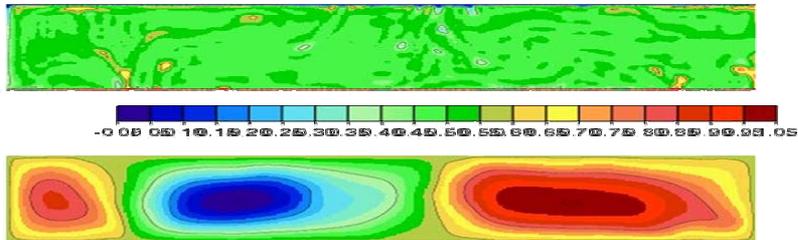
Lorsque $Ra \approx Ra_c$



Calcul numérique de convection isovisqueuse cartésienne à 2D:

La convection est stationnaire, instabilités en rouleaux.
A tout temps, la convection est identique. $\left(\frac{\partial T}{\partial t} = 0\right)_{44}$

Lorsque $Ra \uparrow$

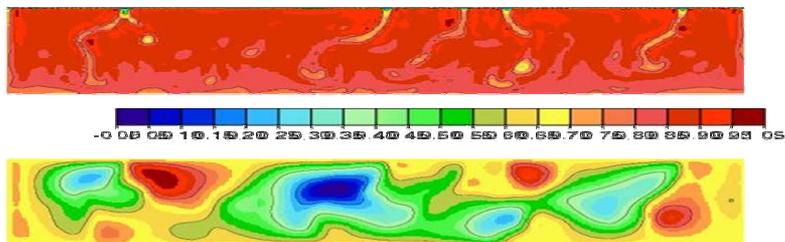


Calcul numérique de convection isovisqueuse cartésienne à 2D:

La géométrie de l'écoulement devient plus compliqué;
des panaches chauds montent au centre et des feuillets
redescendent aux bord.

45

Lorsque $Ra \uparrow \uparrow$



Calcul numérique de convection isovisqueuse cartésienne à 2D:

La géométrie de l'écoulement devient très irrégulière;
des instabilités se développent au hasard des *couches*
limites thermiques et le dépendance en temps devient
forte. L'écoulement est **TURBULENT**.

46

Couches limites thermiques

Lorsque la convection existe dans un volume, deux couches limites de forment, en haut et en bas du volume. Le transfert de chaleur à travers ces couches ne se fait que par **conduction**, l'intérieur de la cellule **convective** étant bien homogénéisée à une température quasi-constante. Les plus gros contrastes de température se font à travers ces couches limites.

L'épaisseur de ces couches limites dépendent principalement de la vigueur de la convection, i.e. du nombre de Rayleigh. Les panaches montants et descendants sont issus de ces couches.

Le flux thermique surfacique (voir nombre de Nusselt) varie en fonction de la structure et de l'épaisseur de ces couches limites, donc du nombre de Rayleigh.

47

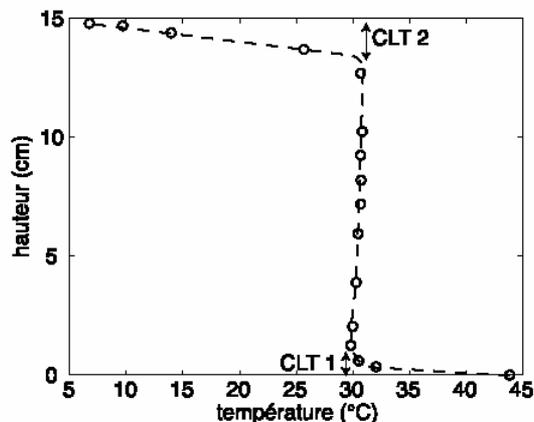
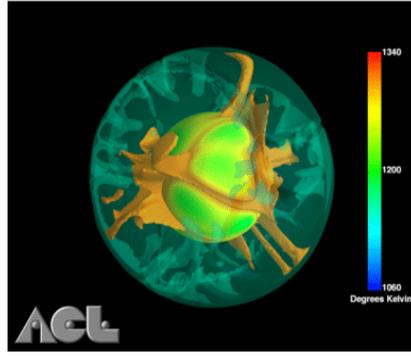
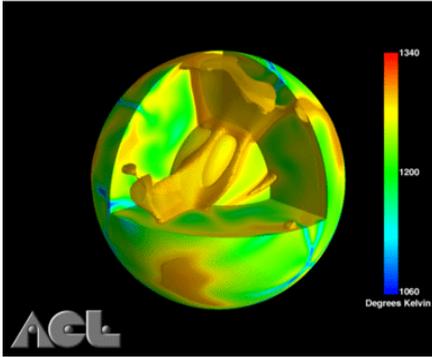
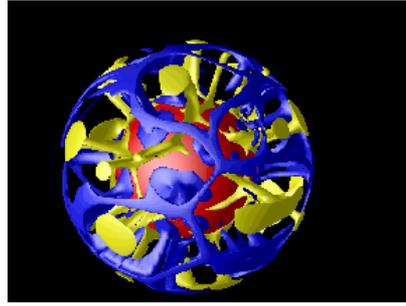


FIG. 1.3 - Profil vertical de température typique d'une convection à haut nombre de Rayleigh ($Ra = 2.6 \times 10^6$).

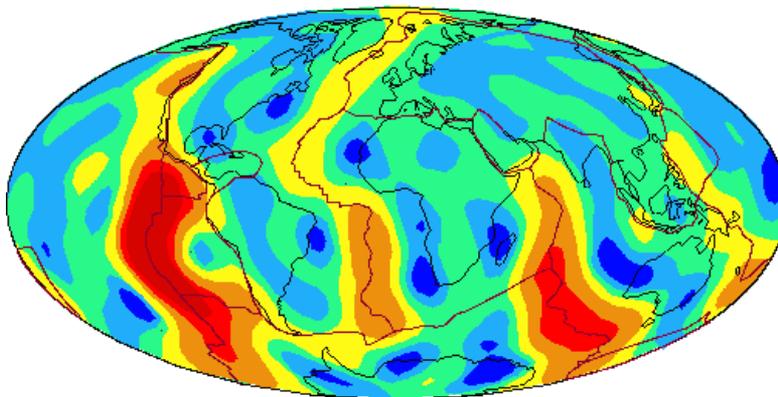
(Le Bars, 2003)

48

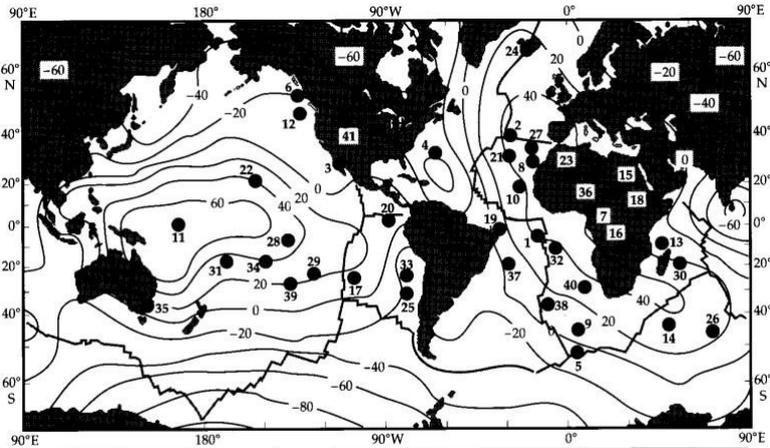
Exemples de résultats obtenus
par modélisation numérique
à géométrie sphérique et avec
une viscosité constante



Heat Flow



mW m⁻²

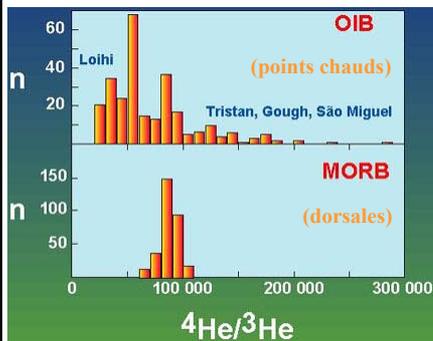


HOTSPOT INDEX:		
1. ASCENSION	7. CAMEROON	14. CROZET
2. AZORES	8. CANARY	15. DARFUR
3. BAJA	9. CAPE	16. EAST AFRICA
4. BERMUDA	10. CAPE VERDE	17. EASTER
5. BOLUVET	11. CAROLINE	18. ETHIOPIA
6. BOWIE	12. COBB	19. FERNANDO
	13. COMORO	20. GALAPAGOS
		21. GREAT METEOR
		22. HAWAII
		23. HOGGAR
		24. ICELAND
		25. JUAN FERNANDEZ
		26. KERGUELEN
		27. MADEIRA
		28. MARQUESAS
		29. PITCAIRN
		30. REUNION
		31. SAMOA
		32. ST. HELENA
		33. SAN FELIX
		34. SOCIETY
		35. S.E. AUSTRALIA
		36. TIBESTI
		37. TRINIDADE
		38. TRISTAN
		39. TUBUAI
		40. VEMA
		41. YELLOWSTONE

51

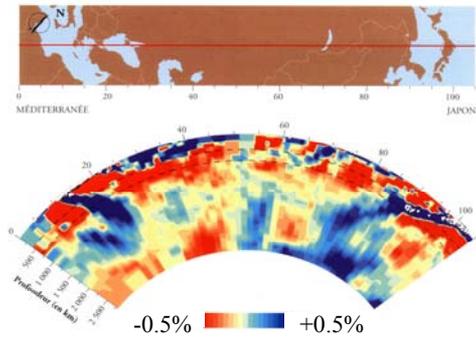
La controverse

Géochimie
différents réservoirs



Compilation de Manuel Moreira, IPGP

Sismologie
mouvements à l'échelle globale



Bijwaard, Spakman & Engdahl (1998)

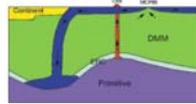
52

Régimes convectifs du manteau

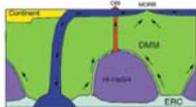
2 couches



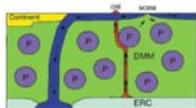
ondulations



dômes



blobs



1 couche

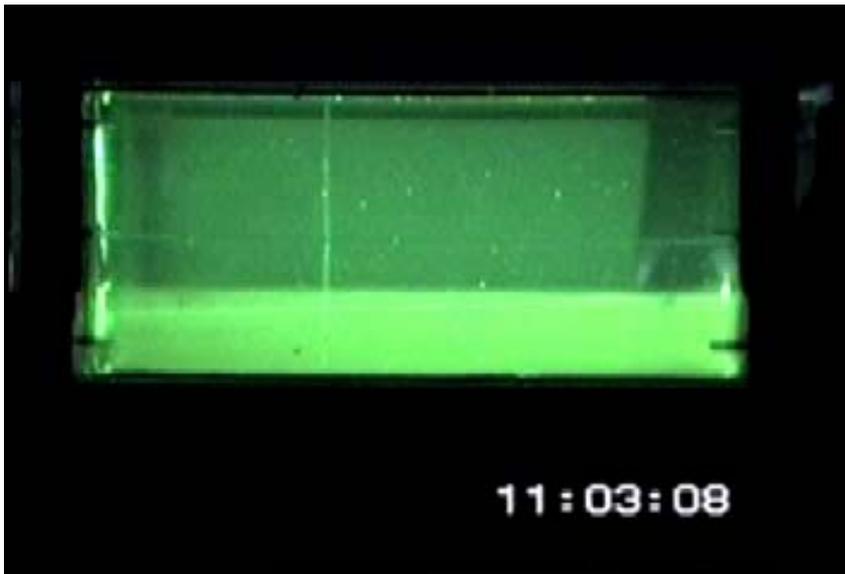


Étude systématique de la convection dans un système hétérogène simple
=> deux réservoirs.

Étude expérimentale : 3D et évolution dans le temps.

Schémas : Tackley (2000)

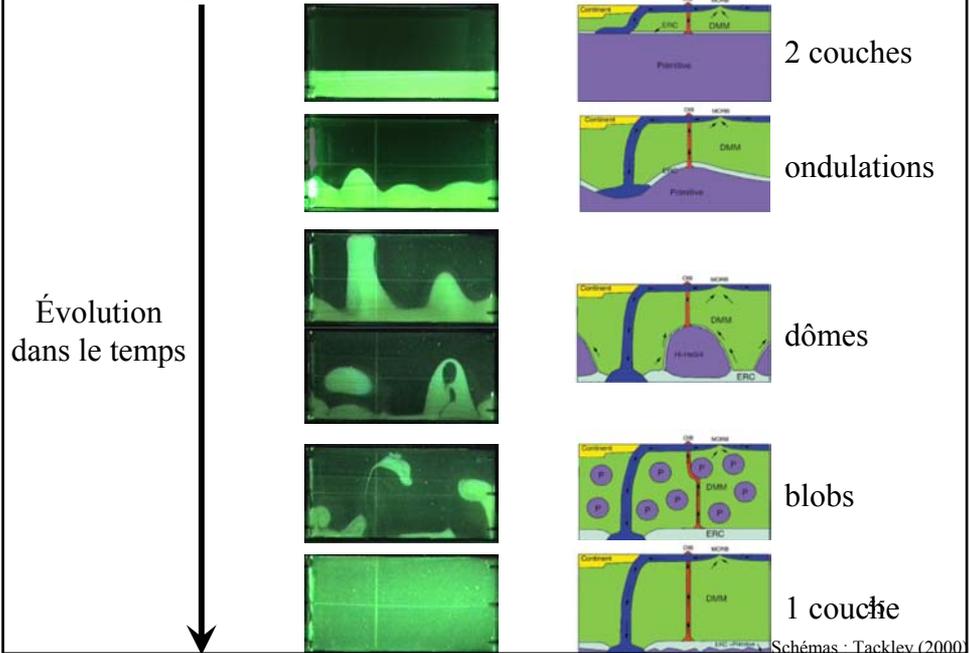
53



Le Bars, 2004.

54

Régimes convectifs du manteau



Une liste de problèmes persistant

- **Viscosité variable:** le comportement des roches peut être non-newtonien (la viscosité pouvant dépendre de beaucoup de paramètres physiques ...)
- **Tectonique des plaques:** comment faire bouger des plaques en surface.. (Venus et Mars...)
- **Transition de phase à 660 km.**
- **Profondeur des séismes**

Viscosité dynamique ou cinématique ?

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \vec{U} \right) = \vec{f} - \nabla p + \eta \Delta \vec{U}$$

Viscosité dynamique η

Unités : Pa.s

Viscosité cinématique $\nu = \eta / \rho$

Unités : m²/s