



Modélisation numérique de la naissance des déformations localisées : exemple du flambage lithosphérique

Gerbault Muriel

► To cite this version:

Gerbault Muriel. Modélisation numérique de la naissance des déformations localisées : exemple du flambage lithosphérique. Sciences de la Terre. Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, 1999. Français. NNT : . tel-00522321

HAL Id: tel-00522321

<https://theses.hal.science/tel-00522321>

Submitted on 25 Oct 2010

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.

UNIVERSITE DE MONTPELLIER II
SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC

T H E S E

présentée pour obtenir le diplôme de DOCTORAT

Discipline : Physique et Chimie de la Terre
Formation doctorale : Structure et évolution de la lithosphère
Ecole doctorale : Géosciences

**Modélisation numérique de la naissance des déformations
localisées : exemple du flambage lithosphérique**

p a r

Muriel GERBAULT

Soutenue le 22 janvier 1999, devant le Jury suivant :

David Mainprice	Directeur de Recherche CNRS, Univ. Montpellier II	Président du Jury
Marc Daignières	Professeur, Univ. Montpellier II	Directeur de Thèse
Sierd Cloetingh	Professeur, Vrije Univ. Amsterdam	Rapporteur
Joseph Martinod	Maître de Conférences, Univ. Grenoble	Rapporteur
Eugénie Burov	Chargé de Recherche B.R.G.M., Orléans	Examineur
Jacques Malavieille	Directeur de Recherche CNRS, Univ. Montpellier II	Examineur
Alexei Poliakov	Chargé de Recherche CNRS, Univ. Montpellier II	Examineur

Remerciements

Je voudrais remercier Marc Daignières, qui m'a accordé sa confiance tout le long de ce travail, et m'a beaucoup encouragé. Merci à Alexei Poliakov, pour l'inimitable touche scientifique russe, et son enseignement précieux. A Génia aussi un grand merci pour sa disponibilité, ce fut un réel plaisir de travailler avec lui. Je remercie les membres du Jury. Evidemment merci à mes parents, ma grand-mère et tous ces ancêtres connus et inconnus. Je tiens également à remercier les nombreuses personnes formidables, intra et extra bâtiment 22, que j'ai rencontré pendant ces 4 années à Montpellier; Walid et Avto, Cathy et la cité de Malambrac pour leur mémorable bonne humeur. Enfin j'avais un formidable camarade de bureau, Séb.

Tout se passe à peu près comme

Si l'on reprochait à la pomme

D'être bonne à manger.

Mais il reste d'autres dangers:

Celui de la laisser sur l'arbre,

Celui de la sculpter en marbre,

et le dernier, le pire:

De lui en vouloir d'être en cire.

J.M. Rilke

Table des matières

1 Rhéologie de la lithosphère - Modélisation du processus de localisation

élasto-plastique	9
1.1 Lois de comportement	10
1.1.1 Introduction	10
1.1.2 Elasticité	11
1.1.3 Elasto-plasticité	11
1.1.4 Visco-élasticité	13
1.1.5 Comportement élasto-visco-plastique	14
1.2 La localisation par la plasticité non-associée	15
1.2.1 La dilatance	15
1.2.2 Déformation localisée	16
1.2.3 Orientation des failles	18
1.3 Résistance de la lithosphère	21
1.3.1 <i>Définitions d'une lithosphère</i>	21
1.3.2 <i>Stratification</i>	21
1.3.3 <i>Extrapolation essais - nature</i>	23
1.3.4 <i>Température</i>	26
1.3.5 <i>Enveloppes de contraintes</i>	28

1.4	Méthode numérique FLAC	30
1.4.1	L'algorithme	30
1.4.1.1	Procédure de remaillage.	35
1.4.2	Modèle de réduction de la densité.	36
1.5	Théories de l'élasticité et de la plasticité, quelles sont les limites ?	38
1.6	Exemple : modélisation de la déformation dans les prismes d'accrétion	39
1.6.1	Prédiction analytique basée sur la théorie de la plasticité	39
1.6.2	Modélisation numérique	42
1.6.2.1	Base horizontale de forte friction : avec et sans fluides	42
1.6.2.2	Base inclinée : à forte et faible friction.	43
1.6.3	Conclusions	43
2	Déformations localisées de grande échelle : compression d'une lithosphère	
	océanique	44
2.1	Données acquises sur l'Océan Indien	46
2.1.1	Une frontière de plaque diffuse	46
2.1.2	Estimation du raccourcissement	49
2.1.3	Corrélation ondulations-failles	50
2.2	Les modèles du processus de flambage	58
2.2.1	Théorie de la longueur d'onde dominante	58
2.2.1.1	Cas d'une plaque élastique	58
2.2.1.2	Cas d'une plaque visqueuse	60
2.2.1.3	Application à l'échelle lithosphérique	61
2.2.2	Méthode des perturbations et rhéologie non-newtonienne	62
2.2.3	La stabilité des prédictions analytiques	67

2.2.4	La fracturation ET le flambage	68
2.2.4.1	A l'échelle de la croûte supérieure	68
2.2.4.2	A l'échelle lithosphérique	72
2.2.5	Conclusion:	76
2.3	Scénario de flambage par fracturation : modélisation numérique	78
2.3.1	Conditions initiales du modèle	78
2.3.2	Scénario développé par le modèle numérique	80
2.3.2.1	Etape 1 : Fracturation diffuse	85
2.3.2.2	Etape 2 : Flambage	85
2.3.2.3	Etape 3 : Localisation de la déformation aux points d'inflexion	86
2.3.3	Discussion	86
2.4	Etude des paramètres	92
2.4.1	Stabilité du modèle	92
2.4.2	Paramètres agissants sur la longueur d'onde	94
2.4.2.1	L'âge de la lithosphère	94
2.4.2.2	Influence du taux de compression	94
2.4.2.3	L'épaisseur de la couche ductile	96
2.4.2.4	Importance des forces de gravité	99
2.4.3	Rôle des comportements élastique, visqueux, et fragile	100
2.4.3.1	Propriétés élastiques	100
2.4.3.2	Lithosphère visco-élastique	100
2.4.3.3	Lithosphère élasto-fragile	101
2.4.4	Rôle de l'angle de friction	103
2.4.4.1	Critère de rupture indépendant de la friction	103
2.4.4.2	Rôle de l'adoucissement ("strain-softening")	105

2.4.4.3	Modification de l'angle de friction	107
2.4.5	Rôle d'une charge de type sédimentaire	111
2.5	Conclusion	112

Introduction

Les comportements élastique, fragile et visqueux permettent de décrire macroscopiquement les mécanismes élémentaires selon lesquels les roches se déforment. Le développement de modèles mécaniques, efficaces à interpréter et prédire les déformations de la lithosphère, dépend de l'efficacité de cette description des comportements. Or l'un des problèmes majeurs à gérer est la description de la déformation localisée.

Qu'est ce qu'une zone de cisaillement localisé ? Selon les régions et la profondeur, elle peut résulter de comportements très diverses, et l'étroitesse d'une zone de cisaillement est très variable. En domaine fragile, on parle de failles: on s'accorde à définir qu'une faille est composée de plusieurs plans de glissements de microfissures très rapprochées, et dont l'épaisseur est négligeable par rapport à sa taille. La déformation fragile peut être diffuse, c'est à dire qu'à l'échelle considérée l'ensemble du milieu est parsemé de failles, mais elle peut aussi être localisée le long d'une bande de cisaillement unique qui accomode l'ensemble de la déformation, alors que le reste du milieu se déforme peu.

L'évolution d'un milieu dans lequel des zones de cisaillement intense se développent devient d'autant plus difficile à décrire que les déformations deviennent importantes. C'est pourquoi un programme numérique capable de reproduire l'initiation et la propagation de la déformation localisée peut être un outil très puissant pour expliquer certains processus lithosphériques. La motivation de cette thèse fut d'apporter quelques éléments de réponse, à l'aide d'un tel outil numérique, aux problèmes suivants :

- Dans le cadre du comportement élasto-fragile de la croûte supérieure, comment améliore-t-on la connaissance d'un champ de déformation localisée, lorsqu'on prend en compte la propriété de plasticité non-associée que possèdent les roches ? Dans quelle mesure les estimations analytiques plus directes, comme celles utilisant une approche purement

élastique ou purement plastique, restent-elles valables ?

- Par opposition à la déformation localisée, le plissement de certaines couches composant la lithosphère traduit une réponse beaucoup plus distribuée et "continue" du milieu sollicité. Certains ensembles de plis présentent une géométrie quasiment périodique que l'on associe à la croissance d'instabilités de flambage. Il ya flambage lorsque, dans certaines conditions, le contraste de résistance entre une couche et son environnement provoque une déflexion verticale périodique, au lieu de produire une déformation homogène.

Plusieurs observations prouvent qu'un processus de flambage affecte la lithosphère océanique au Sud de l'Inde. De nombreux modèles ont été élaborés et rendent compte du phénomène. Cependant on observe aussi une intense activité sismique, non seulement en surface mais aussi à 40 km de profondeur; l'interaction entre la déformation continue et quasi-régulière par flambage et la déformation fragile est encore très mal comprise. Nous avons eu pour but de préciser, à l'échelle lithosphérique, ce mécanisme de déformation.

Lequel du flambage ou de la fracturation précède l'autre ? Est ce que ce sont des modes de déformation antagonistes et distincts, ou constituent-ils un seul mode de déformation ? Quelle particularité introduit la dimension lithosphérique du flambage ? Quel est l'évolution du phénomène dans le temps ? Quelles contraintes sur la rhéologie conditionnent un mécanisme de flambage qui s'effectue avec des forces comparables à l'estimation actuelle des forces mises en jeu par la tectonique des plaques ?

- Plusieurs observations géophysiques en domaine intracontinental, basées sur l'analyse de profils sismiques et la mesure d'anomalies gravitaires, ne peuvent être expliquées que par la présence d'un champ compressif capable de provoquer la déflexion des différentes

unités lithosphériques, et en particulier du Moho : un mécanisme de flambage permettrait d'interpréter ces données. Pour cette raison, il nous a paru instructif de conduire une modélisation numérique de la compression d'une lithosphère continentale.

Si on imagine le devenir d'une lithosphère continentale qui "flambe", on est amené à considérer la situation d'épaississement lithosphérique. Alors, la prise en compte des processus d'érosion et de sédimentation apparaît comme fondamentale pour reproduire efficacement les déformations en surface, et leur interaction avec les déformations tectoniques. Nos modélisations numériques nous permettront de visualiser un mécanisme de formation de bassins de compression intra-continentaux, et de façon plus générale, de décrire un schéma d'orogénèse intra-continentale.

Chapitre 1

Rhéologie de la lithosphère - Modélisation du processus de localisation élasto-plastique

Pour développer un modèle des déformations lithosphériques, nous rappelons au préalable les moyens disponibles pour représenter les comportements macroscopiques des roches.

La capacité des roches superficielles à se déformer de manière fragile et localisée peut être reproduite si l'on prend en compte un modèle de comportement dit d'élasto-plasticité non-associée, que nous allons décrire. La modélisation de ce comportement permet numériquement de reproduire l'initiation et la propagation de failles dans un milieu initialement homogène.

Après un rappel des connaissances actuelles de la résistance mécanique stratifiée des lithosphères océaniques et continentales, la méthode numérique est décrite.

Enfin, à travers divers problèmes types, nous comparons nos résultats numériques avec les méthodes de prédiction de la géométrie des failles basées sur les théories de l'élasticité et de la plasticité.

1.1 Lois de comportement

Les lois de comportement sont la formulation de mécanismes microscopiques en variables internes macroscopiques, qui décrivent la réponse d'un milieu homogénéisé et supposé continu.

1.1.1 Introduction

On définit les composantes des tenseurs de contrainte σ_{ij} , de la déformation ε_{ij} , et du taux de déformation $\dot{\varepsilon}_{ij}$, où i, j représentent les composantes du repère cartésien.

Les problèmes approchés sont traités dans un formalisme bi-dimensionnel, et pour lequel on fait l'hypothèse que les déformations sont planes. On suppose alors que selon l'un des 2 axes horizontaux, on vérifie la relation $\dot{\varepsilon}_{zz} = \varepsilon_{zz} = 0$. On raisonne donc par la suite en ne considérant que les composantes x et y , indexées i, j .

On définit au préalable les composantes isotropes et déviatoriques des contraintes:

$$\sigma_{ij}^{dev} = \sigma_{ij} + P, \quad P = -\frac{\sigma_{11} + \sigma_{22}}{2},$$

et les invariants des contraintes déviatoriques et des déformations:

$$\sigma_{II}^{dev} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{11} - \sigma_{22}}{2}\right)^2 + \sigma_{12}^2}, \quad \varepsilon_{II}^{dev} = \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_{11} - \varepsilon_{22}}{2}\right)^2 + \varepsilon_{12}^2}.$$

On définit le repère des contraintes principales telles que $\sigma_1 < \sigma_2 < \sigma_3$, et

$$\sigma_1 = -P - \sigma_{II}^{dev}, \quad \sigma_2 = -P, \quad \sigma_3 = -P + \sigma_{II}^{dev}.$$

Les relations constitutives permettent d'exprimer le tenseur des contraintes selon celui des déformations, ou/et du taux de déformation, par l'intermédiaire des caractéristiques particulières du milieu, qui peuvent être la température T , les constantes rhéologiques k , le temps t :

$$\sigma = f(\sigma, \varepsilon, \dot{\varepsilon}, T, t, k)$$

Les comportements idéaux sont qualifiés comme élastiques, plastiques, et/ou visqueux, selon les paramètres inclus dans la relation.

1.1.2 Elasticité

Ce comportement décrit les déformations réversibles. Pour un matériau isotrope et dans le cadre de l'élasticité linéaire:

$$\sigma_{ij} = 2G\varepsilon_{ij} + \lambda_L\varepsilon_{ij}\delta_{ij}, \quad \text{ou} \quad \varepsilon_{ij} = \frac{1}{E}(\sigma_{ij} - \nu\sigma_{kk}\delta_{ij}).$$

où δ_{ij} est le symbole de Kroenecker, et G et λ_L sont les paramètres de Lamé. Une relation duale existe entre les paramètres de Lamé, le module d'Young E et le coefficient de Poisson ν . Nous avons choisi pour les modèles numériques de cette thèse (sauf exception), les valeurs suivantes : $\lambda_L = G_L = 3 \cdot 10^{10}$ Pa, et $E = 7.5 \cdot 10^{10}$ Pa, $\nu = 0.25$.

Les déformations associées au comportement élastique sont faibles, inférieures à 10^{-2} . Pourtant elles ne peuvent être négligées lorsqu'on modélise la flexion d'une plaque lithosphérique ou la relaxation des contraintes dans un milieu élasto-visqueux.

1.1.3 Elasto-plasticité

En mécanique, la plasticité désigne le domaine où la déformation devient irréversible, et reste indépendante du temps [Mandl, 1988]. Elle apparaît lorsque les contraintes atteignent un certain seuil, défini par un critère de rupture, dépendant ou non de la pression. Elle est provoquée par le glissement le long de surfaces de microfissures et la propagation de la fracturation aux extrémités de ces fissures. En géologie et dans ce mémoire de thèse, on associe la plasticité à la déformation fragile le long de failles.

Alors que le critère de Tresca est indépendant de la pression et s'écrit $\sigma_{II}^{dev} = k$, le critère de Coulomb [1873] dépend de la pression, de l'angle de friction et de la cohésion du matériau,

ϕ et S_o . Le seuil de rupture est atteint lorsque les contraintes principales vérifient:

$$\sigma_1 = \sigma_3 \cdot \frac{1+\sin\phi}{1-\sin\phi} + 2S_o \cdot \frac{\cos\phi}{1-\sin\phi}.$$

Les plans de glissement plastique potentiels sont orientés à $\pm(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2})$ de la contrainte principale la plus compressive.

On décrit aussi le critère de rupture comme la contrainte cisailante dans un plan, $\tau = \sigma_{II}^{dev} \cdot \cos\phi$, nécessaire à provoquer la rupture: cette contrainte dépend de $\mu = \tan\phi$, et de la contrainte normale $\sigma_n = P + \sigma_{II}^{dev} \cdot \sin\phi$ s'exerçant sur les parois du plan :

$$|\tau| = S_o - \mu\sigma_n.$$

La description de l'état plastique en mécanique se fait à l'aide de la fonction de rupture f telle que : $f = \sigma_{II}^{dev} + P \cdot \sin\phi - S_o \cdot \cos\phi$.

$f < 0$ correspond aux déformations élastiques. f ne peut jamais être strictement positif du fait que les contraintes ne peuvent pas dépasser l'enveloppe de rupture. La déformation plastique a lieu lorsque :

$$f = 0, \dot{f} = 0 \quad \rightarrow \quad \varepsilon^p = \lambda \frac{\partial g}{\partial \sigma_{ij}}.$$

où $g = \sigma_{II}^{dev} - P \cdot \sin\psi - \text{constante}$ est le potentiel plastique, et λ un scalaire dépendant de l'historique de l'incrément des déformations. L'article publié section (1.4) décrit dans le détail l'expression de ces termes. Dans la section suivante nous décrirons l'angle de dilatance ψ et son rôle particulier dans le processus de déformation plastique localisée.

En élasto-plasticité on fait l'hypothèse que les déformations se scindent en une composante élastique et une composante plastique. Si D est le tenseur des paramètres élastiques:

$$\sigma^{ep} = D \cdot \varepsilon^e = D(\varepsilon - \varepsilon^p).$$

1.1.4 Visco-élasticité

- Un fluide newtonien est un corps animé d'une vitesse de déformation proportionnelle à la contrainte déviatorique qu'on lui applique:

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \frac{1}{2\mu}(\sigma_{ij} + P\delta_{ij}).$$

- Un corps visco-élastique au sens de Maxwell est tel que les déformations se scindent en une composante élastique et une composante visqueuse. Les contraintes vérifient la relation:

$$(\dot{\varepsilon}_{ij}^{dev})^{ev} = \frac{\dot{\sigma}_{ij}^{dev}}{2G} + \frac{\sigma_{ij}^{dev}}{2\mu}.$$

- Pour la plupart des roches la relation contrainte-taux de déformation n'est pas linéaire. Kirby [1983] a exprimé une loi de fluage générale telle que:

$$\dot{\varepsilon}_o = A(\sigma_1 - \sigma_3)^n \exp^{-\frac{E}{RT}}.$$

Où $\dot{\varepsilon}_o$ le taux de déformation uniaxial, n l'exposant de la loi puissance (compris entre 2 et 5 pour les roches), A une constante et H l'énergie d'activation du minéral considéré, R la constante des gaz parfaits, et T la température absolue.

Chen et Morgan [1995] réécrivent l'équation de Kirby d'une façon générale en insérant le second invariant des déformations: $\dot{\varepsilon} = \frac{1}{\sqrt{2}}\dot{\varepsilon}_{II} = \frac{\dot{\varepsilon}_1 - \dot{\varepsilon}_3}{2} = \frac{3}{4}\dot{\varepsilon}_o$.

Un corps de viscosité non-newtonienne se caractérise par une viscosité effective qui relie linéairement contraintes et déformations. Avec le formalisme de Chen et Morgan [1995], on obtient l'expression de la viscosité effective suivante:

$$\mu^* = \frac{\sigma_{ij}^{dev}}{2\dot{\varepsilon}_{ij}^{dev}} = \frac{1}{4} \left(\frac{4}{3A} \right)^{\frac{1}{n}} \cdot \dot{\varepsilon}^{\frac{1}{n}-1} \cdot \exp^{\frac{E}{nRT}}.$$

1.1.5 Comportement élasto-visco-plastique

Le comportement élasto-visco-plastique est défini par la minimisation des deux contraintes élasto-plastiques et visco-élastiques:

$$|\sigma_{ij}| = \min(|\sigma^{ep}|, |\sigma^{ev}|).$$

A partir des incréments de déformations à un instant donné, on calcule les incréments de contrainte apportés par chacune des deux lois de comportement et on retient la plus petite.

1.2 La localisation par la plasticité non-associée

On peut décrire le comportement élasto-fragile de certains matériaux, et particulièrement de certaines roches de la lithosphère, au moyen de la plasticité non-associée. La précision du calcul numérique qu'elle requiert explique pourquoi ce n'est que récemment qu'elle a pu être prise en compte dans les différents algorithmes traitant de la déformation des roches. La plasticité non-associée a un rôle crucial, que nous montrons ici. Le sujet étant très vaste, et ayant déjà fait l'objet d'une publication reportée dans la section (1.4), nous n'aborderons que les caractéristiques générales, afin de sensibiliser le lecteur au problème. La plasticité *associée et non-associée* permettent de distinguer les matériaux qui ont un angle de friction et de dilatance *égaux ou différents*.

1.2.1 La dilatance

L'angle de *dilatance* ψ est défini par le rapport du taux de déformation plastique volumique et du taux de déformation plastique déviatorique (figure 1.1) : $\sin\psi = \frac{\dot{\epsilon}_v^p}{\dot{\epsilon}_d^p}$.

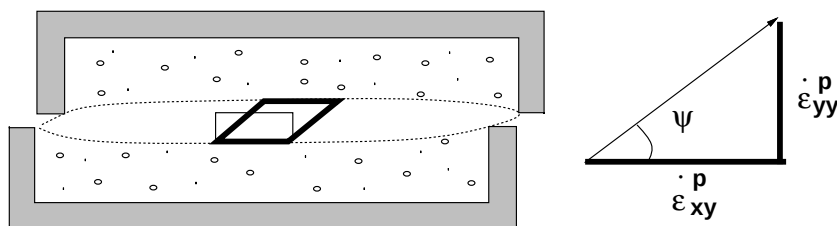


Figure 1.1: Notion de l'angle de dilatance dans une expérience de boîte en cisaillement : $\dot{\epsilon}_{xx} = 0$ et $\tan\psi = \frac{\dot{\epsilon}_{yy}^p}{\dot{\epsilon}_{xy}^p}$ caractérise le soulèvement du compartiment supérieur (d'après Vermeer et de Borst, 1984).

D'après les résultats de test effectués en laboratoire, l'étape initiale de la fracturation voit une dilatation des roches [Pterson 1978; Jaeger et Cook 1979; Mandl 1988]. Cependant Brace et al. [1966] montrèrent que les déformations totales dues à cette déformation volumétrique

plastique sont minimales et du même ordre de grandeur que les déformations élastiques.

Pour les roches, les tests indiquent [Hettler et Vardoulakis, 1984; Michélis, 1980; Traina, 1983; Jaeger et Cook, 1971] :

- ψ vaut de 0 à 20°. De valeur moyenne 10°, ψ tend à s'annuler avec le confinement.
- ϕ vaut entre 15° et 45°, avec une valeur moyenne de 30°.

Ainsi, en général $\psi < \phi$, et on admet qu'en moyenne $\phi = 30^\circ$ et $\psi = 0^\circ$: donc la plasticité est *non-associée*.

1.2.2 Déformation localisée

Lorsque les contraintes atteignent leurs valeur maximales correspondant au critère de rupture, des zones de cisaillement fragile apparaissent. La déformation localisée, par opposition à la déformation homogène, caractérise la variation non uniforme des tenseurs des déformations et des contraintes à l'intérieur d'un matériau.

La littérature classique affirmait que la localisation des déformations fragiles (figure 1.2) requérait une condition nécessaire et suffisante, à savoir qu'elle ne pouvait avoir lieu que dans des matériaux adoucissants, c'est à dire dont la capacité intrinsèque à supporter les contraintes diminue avec la déformation plastique (strain-softening) [Drucker, 1952; Tullis et al. 1982].

Pourtant des expériences en laboratoire ont montré des phénomènes de localisation dans des matériaux durcissants (strain-hardening) [Vardoulakis et al.; Vermeer et de Borst 1984; Edmond et Paterson, 1972].

Le problème résidait dans l'appréhension de la notion de bifurcation d'une façon plus générale qu'en plasticité associée, c'est à dire en plasticité non-associée.

Aujourd'hui on décrit la bifurcation comme étant la situation, à partir d'un stade initial homogène, où plus d'une solution du champs de déformation peuvent exister. Si on définit de

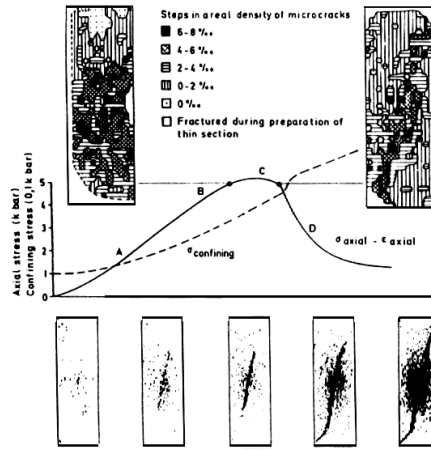


Figure 1.2: Expérience en laboratoire démontrant le phénomène de localisation dans un matériau adoucissant : courbe contrainte-déformation issue d'un test triaxial sur des spécimens de quartzite argileuse (d'après Hallbauer et al., [1973]).

manière tensorielle l'incrément des contraintes et des déformations $\Delta\sigma$ et $\Delta\epsilon$, la bifurcation apparaît lorsque la différence entre deux solutions d'incrément différents n'est plus nulle, $\int_v \Delta\sigma \cdot \Delta\epsilon \neq 0$.

Il existe alors une solution telle que la déformation reste homogène et le système stable ($\dot{\sigma} \cdot \dot{\epsilon} > 0$), et une solution telle que la déformation est inhomogène et le système devient instable ($\dot{\sigma} \cdot \dot{\epsilon} < 0$) [Vermeer et de Borst, 1984].

La bifurcation ne conduit donc pas forcément à la localisation (figure 1.3). Mandel [1964], Vardoulakis [1980], puis Vermeer et de Borst [1984] ont démontré que la bifurcation pouvait avoir lieu dans tout matériau dont le coefficient de durcissement h (défini par $S_o = S_o + h\dot{\epsilon}^p$) est inférieur à une valeur critique $h_c = \frac{E(\sin\phi - \sin\psi)}{16(1-\nu^2)}$.

Ainsi, la déformation peut être localisée en plasticité non-associée, pourvu que $\psi \leq \phi$.

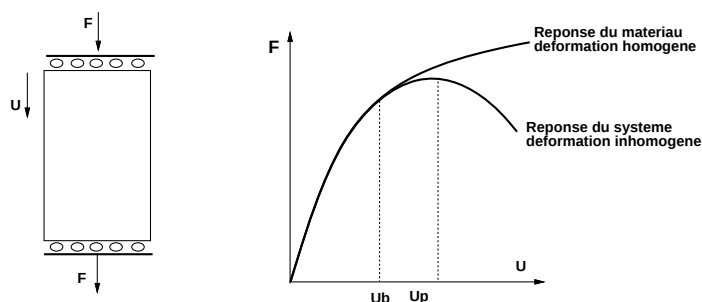


Figure 1.3: Un corps homogène est chargé avec une force F et subit un déplacement uniaxial u . Au delà d'un déplacement critique U_b , la bifurcation existe et la déformation peut devenir inhomogène. Au point correspondant au déplacement U_p , un mode de bifurcation est possible tel que le système montre une réponse d'adoucissement : la réponse est de la forme de la branche inférieure et il y a localisation géométrique. La déformation peut aussi rester globalement homogène, le système rester stable; la réponse du matériau correspond à la branche supérieure (d'après Hobbs, Mühlhaus et Ord, 1990).

1.2.3 Orientation des failles

La solution d'un problème résolu en plasticité est fournie par la géométrie des plans de cisaillement fragile, ou lignes de glissement [Hill 1950; Mandel 1966; Jaeger et Cook, 1969; Kachanov, 1974; Salençon 1974, voir aussi section 1.4]. En plasticité *associée*, on sous-entend que les tenseurs des contraintes et des déformations sont co-axiaux, puisque friction et dilatance sont supposés égaux (alors les fonctions de rupture f et de potentiel g sont identiques). Une faille s'initiant dans un matériau de Coulomb est orientée à 30° de la contrainte compressive principale, et se dilate de 30° .

En plasticité *non-associée*, les tenseurs des contraintes et des déformations ne sont pas co-axiaux : les prédictions des géométries des failles susceptibles de se développer, selon que l'on raisonne dans l'espace des contraintes ou dans celui des déformations, sont incompatibles, car l'orientation des lignes de glissement prédite à partir de l'angle de friction ne respecte pas la condition d'incompressibilité le long de ces mêmes lignes. La direction dans

laquelle le matériau flue n'est pas la même que celle dans laquelle le matériau casse [Var-doulakis et Sulem, 1995].

Pour appréhender ce problème et démontrer le processus de localisation en élasto-plasticité non-associée, Vermeer [1990] regarde à l'interface d'une bande de cisaillement nouvellement créée, dans un échantillon théorique de roche où $\phi = 30^\circ$ et $\psi = 0^\circ$ (figure 1.4):

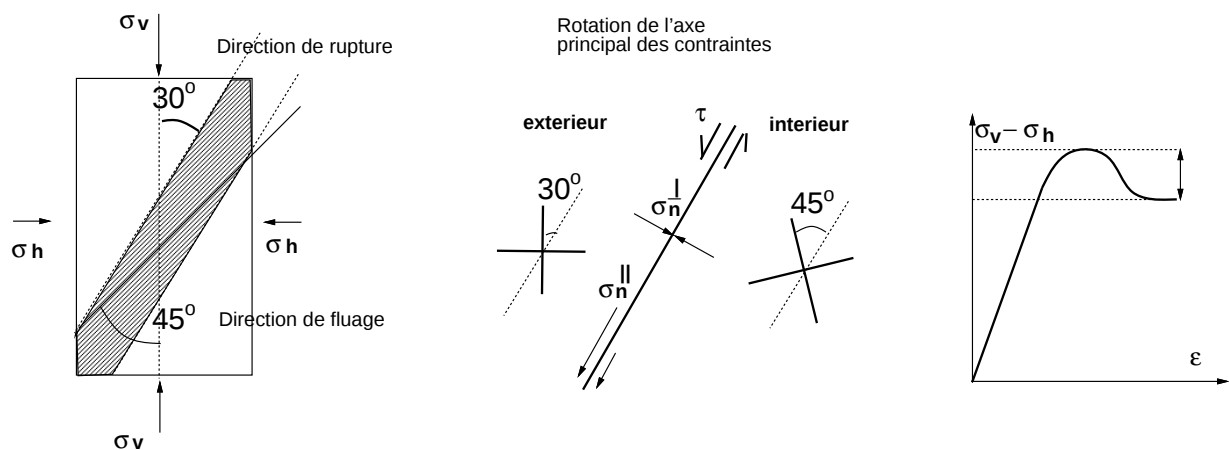


Figure 1.4: La condition de fluage incompressible dans une bande de cisaillement provoque la rotation de l'axe des contraintes principales, et donc un adoucissement du système.

Le champ de contraintes appliqué aux limites impose la création d'une bande de cisaillement plastique orientée à 30° de la contrainte majeure, compatible avec le critère de Coulomb : hors de la bande, le matériau reste élastique.

Or le champ de contraintes à l'intérieur de la bande de cisaillement, là où le matériau atteint les contraintes de rupture, impose que le cisaillement se fasse à 45° .

Pour satisfaire chacune de ces conditions, l'orientation des contraintes principales entre l'extérieur et l'intérieur doit changer : comme les contraintes normale (σ_n^I) et tangentielle (τ) à l'interface de la bande de cisaillement doivent rester continues, le seul moyen d'obtenir cette rotation des contraintes est la réduction de la composante normale de la contrainte tangentielle, σ_n^{II} (figure 1.4). A l'échelle de l'échantillon, le système montre alors une réponse

globale d'adoucissement.

Les failles sont orientées aux alentours de $\pm(45^\circ - \frac{\phi+\psi}{4})$, et dépendent du type de conditions aux limites propre à chaque situation.

Il est important de distinguer un matériau dont les propriétés s'adoucissent avec la déformation et un système dont les contraintes globales diminuent avec la déformation.

Cette discussion montre que selon la théorie que l'on utilise, la prédiction des champs de contraintes et de déformations peut être différente: dans la section (1.4) nous développons cette discussion en proposant des règles simples permettant de prédire plus correctement la géométrie des failles dans un milieu cassant tel que la croûte supérieure.

1.3 Résistance de la lithosphère

1.3.1 Définitions d'une lithosphère

La notion de lithosphère ne correspond pas à une définition unique, mais à une caractérisation qui dépend des processus et des échelles de temps considérés.

D'un point de vue sismique, la lithosphère est définie par la couche située au-dessus de la LVZ, caractérisée par de faibles vitesses sismiques suggérant de la fusion partielle.

D'un point de vue thermique, la lithosphère est définie comme la couche limite froide de la partie supérieure du système de convection qui affecte le manteau. Les transferts de chaleur s'y font essentiellement par conduction, induisant des gradients verticaux importants par rapport au gradient quasi-adiabatique du manteau convectif. La limite inférieure de la lithosphère thermique est assimilée à l'isotherme 1350°C , et sa profondeur pourrait atteindre 250 km sous les cratons [*Burov et Diament, 1992*].

D'un point de vue mécanique, la lithosphère considérée sur des échelles de temps réduites par rapport aux temps géologiques est définie par la couche qui, soumise à surcharge, réagit selon un modèle flexural de plaque élastique reposant sur un fluide parfait. Pour les échelles de temps plus longues, la lithosphère est assimilée à une couche de viscosité élevée, et de résistance de plusieurs ordres de grandeur supérieure à celle de l'asthénosphère.

1.3.2 Stratification

La croûte océanique se forme à l'axe des dorsales où les produits de la fusion partielle du manteau sous jacent s'épanchent en coulées de basaltes. La différenciation par cristallisation fractionnée et sédimentation des minéraux plus lourds conduit à la construction d'une couche plus profonde faite essentiellement de gabbros. La base de la croûte, le Moho, est marquée par la transition entre les gabbros et les péridotites mantelliques sous jacentes. Cette strat-

ification est mise en place à l'axe de la dorsale et n'est pratiquement pas modifiée par la suite.

Si la croûte constitue en moyenne les 6 premiers km d'une lithosphère océanique, la compilation des données indique que son épaisseur moyenne est de 40 km dans les continents. Elle peut atteindre 70 km sous les chaînes de montagnes.

Les données sur la croûte continentale caractérisent une extrême variabilité de composition [Taylor et Mc Lennan, 1995], engendrée par le grand nombre de processus physico-chimiques susceptibles d'avoir lieu dans les différents environnements géodynamiques. Cependant, on peut définir des croûtes continentales types, grâce non seulement au processus de fusion partielle qui amène une prédominance de roches acides dans la croûte supérieure, mais aussi grâce à la déshydratation progressive des roches avec la profondeur.

La croûte supérieure est composée de roches d'origines sédimentaire et granitique. Elle est riche en quartz, et on associe souvent son comportement à ce minéral [Brace et Kohlstedt, 1980]. La croûte inférieure est caractérisée par des granulites acides, produits par métamorphisme, ou basiques : elle est riche en plagioclases, et on associe souvent un comportement similaire à celui d'un diabase.

Le manteau lithosphérique sous les continents se caractérise généralement par une composition lherzolitique, c'est à dire à base d'olivine, de pyroxène, de spinelle, de plagioclase ou de grenat. L'olivine étant le minéral le plus abondant et le moins résistant, on considère généralement qu'elle contrôle le comportement de l'ensemble de cette couche [Ranalli et Murphy, 1987].

Les interfaces entre les différentes couches lithosphériques correspondent à des zones de transition qui se caractérisent soit par une variation graduelle de composition, soit par une intercalation de couches de composition variable. Ces zones de transitions devraient donc représenter des comportements rhéologiques intermédiaires.

1.3.3 *Extrapolation essais - nature*

De nombreux mécanismes interviennent dans la déformation lithosphérique, parmi lesquels, la fracturation, le glissement ou la montée par dislocations, le glissement aux joints de grains, la diffusion intracristalline. La prédominance d'un mécanisme sur les autres est déterminée par les conditions de $(\sigma, \dot{\epsilon}, T)$ et la taille des grains. Les études expérimentales en laboratoire ont conduit à l'identification de comportements dominants pour différents minéraux lithosphériques, et à l'élaboration de cartes de déformations [Tsenn et Carter, 1987; Ranalli, 1995]. A partir de ces cartes on peut entamer une modélisation du comportement mécanique de la lithosphère; cependant il faut être conscient qu'il existe de nombreux problèmes d'extrapolation tels que:

- les contraintes et les vitesses de déformations expérimentales diffèrent des naturelles de plusieurs ordres de grandeur [Rutter et Brodie, 1991]. Un postulat de base est que les hautes vitesses de déformations expérimentales sont compensées par l'augmentation de la température, pour autant que le mécanisme de déformation activé soit identique de celui responsable de la déformation naturelle.

- Les échelles spatiales diffèrent aussi de plusieurs ordres de grandeur.

- Les résultats expérimentaux suggèrent une dépendance significative du comportement selon la taille des échantillons [Paterson, 1987; Lockner, 1995].

- L'expérimentation est généralement faite sur des roches monominérales, alors que la majorité des roches composant la lithosphère sont polyminérales. On considère que le comportement d'un agrégat polycristallin est contrôlé par la rhéologie de la phase la plus abondante, ce qui représente une approximation grossière de son comportement d'ensemble.

La croûte supérieure fragile peut être définie sur le plan rhéologique comme la couche où

la déformation est accommodée préférentiellement par rupture le long de failles. Les essais à basses pression et température indiquent que les roches se comportent selon un modèle de friction de type Coulomb. Byerlee [1978] estima que les contraintes de rupture dans la croûte étaient indépendantes du type de roche qui la constitue, et proposa un critère de rupture dépendant uniquement de la pression :

$$\begin{aligned}\sigma_n < 200 \text{ MPa} : \quad \tau &= 0.85\sigma_n \\ 200 < \sigma_n < 1700 \text{ MPa} : \tau &= 60 \text{ MPa} + 0.6\sigma_n.\end{aligned}$$

Une diminution sensible de la résistance peut être associée à des conditions de surpressions de fluides qui peuvent se développer. On définit alors une contrainte effective, soustraction du tenseur des contraintes et de la pression de pore p_f associée à ces fluides. p_f est couramment définie comme une fraction de la pression lithostatique, $\lambda\rho gh$. Alors le critère de rupture s'écrit $|\tau| = S_o - \mu(\sigma_n - p_f)$; la présence de fluides diminue la contrainte cisailante nécessaire à provoquer la fracturation. Cependant les expériences en laboratoire montrent que les fluides peuvent avoir des effets beaucoup plus complexes [Lockner, 1995].

Brace et Kohlstedt [1980] estiment que la loi de Byerlee est valable tant que la température est $< 500^\circ\text{C}$. Ord et Hobbs [1989], étudiant la rhéologie de la croûte, estiment qu'au-delà de 10-15 km, cette loi n'est plus valable et le critère de rupture deviendrait plutôt indépendant de la pression, de sorte que les contraintes ne dépassent pas 300 MPa [Ord et Hobbs, 1989]. En effet de nombreuses expériences en laboratoire suggèrent que le mécanisme de déformation fragile change avec la pression [Paterson, 1978; Shimada, 1993]. A pression de confinement faible et tant que la résistance en compression est supérieure à la résistance en friction, la fracturation est de type Coulomb. Lorsque la pression de confinement augmente, la contrainte seuil dépend moins de la pression et diminue avec la hausse de température. Ainsi le domaine fragile de la croûte peut être scindé en deux parties telles que le seuil des contraintes augmente d'abord avec la profondeur, puis devient approximativement constant (figure 1.5).

Le coefficient de friction peut aussi dépendre de la vitesse de déformation [*Dieterich, 1978; Blandpied et al., 1995*]. Un certain nombre des problèmes d'extrapolation des résultats expérimentaux à la lithosphère sont discutés dans *Kohlstedt et al., [1995]*.

Figure 1.5: Variation de la contrainte de rupture en fonction de la pression de confinement pour un granite: F résistance à la friction; C, résistance à haute pression à $T \sim 100^{\circ}C$; CT, résistance à haute pression à $T \sim 300^{\circ}C$. (b) Variation probable de la résistance selon la profondeur: régimes fragiles (B_1 Coulomb, B_2 haute pression) et ductiles (P) [*Shimada, 1993*].

Les observations de roches le long des zones ductiles et d'autres observations indirectes montrent que le fluage par dislocations est un mécanisme de déformation des plus courants pour les roches de la lithosphère, et particulièrement celles du manteau lithosphérique. Une loi puissance est généralement utilisée pour approximer ce fluage. Les études en laboratoire faites sur une grande variété de minéraux composant la lithosphère permettent de proposer des valeurs caractéristiques pour cette loi de puissance. Nous avons utilisé pour nos modèles numériques (table 1.1), quelques unes des valeurs proposées par *Ranalli [1995]*.

La lithosphère peut être scindée en plusieurs couches de composition minéralogique différente: ainsi l'olivine est le minéral que l'on considère être le composant principal décrivant le comportement du manteau lithosphérique. Plusieurs auteurs [dont *Davy et Cobbold, 1988; Chéry et al., 1990*] considèrent que la partie supérieure du manteau lithosphérique se déforme

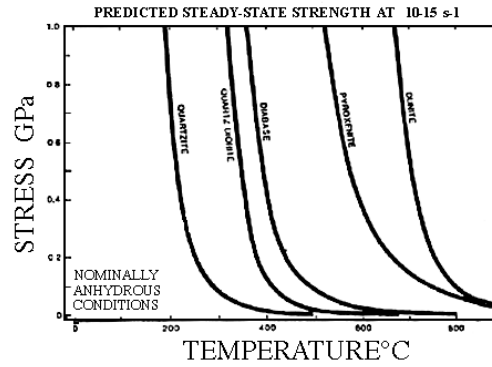


Figure 1.6: Contraintes en fonction de la température pour diverses roches soumises à un taux de déformation de $10^{-15} s^{-1}$ [Kirby, 1983].

Table 1.1: Paramètres rhéologiques utilisés [Ranalli and Murphy, 1986].

roche	densité kg/m^3	n	Energie d'activation $kJmol^{-1}$	A $MPa^{-n}s^{-1}$
quartz	2700	2.4	156	$6.8 \cdot 10^{-6}$
diabase	2800	3.4	260	$2 \cdot 10^{-4}$
olivine	3200	3.	520	$7 \cdot 10^4$

de manière fragile, car les contraintes calculées par la loi de Byerlee à ces profondeurs sont nettement inférieures à celles associées à la loi puissance associée à l'olivine.

1.3.4 Température

L'équation de base pour le transfert conductif de chaleur est l'équation de Fourier, qui énonce que le flux de chaleur est directement proportionnel au gradient de température dans un milieu thermiquement isotrope:

$$q_i = -\kappa \frac{\partial T}{\partial x_i},$$

où κ est la conductivité thermique, de l'ordre de $1 - 5 W \cdot m^{-1} K^{-1}$.

En considérant que le flux de chaleur à travers un élément de volume dV est égal à la chaleur H produite (ou absorbée) par les sources internes plus la variation de volume, en sup-

posant que tout changement de flux de chaleur est associé à un changement de température, et enfin si l'on prend en compte l'advection de chaleur par déplacement du milieu à la vitesse v_i , on obtient la forme générale de l'équation de la chaleur [Ranalli, 1995]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v_i \nabla T - k \nabla^2 T = \rho H.$$

H caractérise la production de chaleur par unité de masse, $k = \kappa/\rho c_p$ est la diffusivité thermique, ρ est la densité et c_p la chaleur spécifique.

Géotherme des lithosphères océaniques

Le géotherme des lithosphères océaniques est connu de manière relativement satisfaisante depuis que Parsons et Sclater [1977] ont proposé le modèle de refroidissement des plaques à partir de l'équation de la chaleur. L'épaisseur de la couche compétente de la lithosphère océanique dépend de la racine carrée de son âge (t) et de la diffusivité thermique k . Si T_o est la température à la surface et T_m celle de l'asthénosphère :

$$T(t, y)_{ocean} = T_o + (T_m - T_o) \operatorname{erf}\left(\frac{y}{2\sqrt{kt}}\right), \quad \text{avec} \quad \operatorname{erf}(w) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^w \exp^{-u^2} du.$$

Géotherme des lithosphères continentales

Les continents ont une durée de vie capable d'enregistrer et/ou d'occulter un long héritage de déformations successives. Estimer leur température dépendra donc de l'estimation de la dernière période de réjuvenisation que chaque région a pu subir. Pour le calcul de la température dans les lithosphères continentales, nous procédons de la façon similaire à Burov et Diament [1995], à partir de l'équation de Carslaw et Jaeger [1964].

Si h_M est la profondeur du Moho, q_m est le flux mantellique, q_r le flux de chaleur radioactif dégagé par la croûte, $H = H_s \exp^{-\frac{y}{h_r}}$ la production de chaleur par unité de masse (on choisit $H_s \sim 10^{-9} \text{Wkg}^{-1}$ et $h_r \sim 10 \text{km}$), κ_c et κ_m les conductivités thermiques de la croûte et du

manteau, la température d'équilibre stable T_s à la profondeur y est :

$$\begin{aligned} T_s(y \leq h_M) &= T(0) + \frac{q_m}{\kappa_c} y + \frac{\rho_c H_s h_r^2}{\kappa_c} \exp^{(1-\exp^{-\frac{y}{h_r}})}, \\ T_s(y > h_M) &= T(h_M) + \frac{q_m}{\kappa_m} (y - h_M). \end{aligned}$$

Utilisant la diffusivité thermique du manteau lithosphérique $k_m = \frac{\kappa_m}{\rho_m C_p}$, la température en fonction du temps est finalement [Burov & Diament, 1995] :

$$T(t, y)_{continent} = T_s(y) + \frac{2}{\pi} (T_b - T_o) \sum_{n=1,10} (-1)^{\frac{n-1}{n}} \exp^{-k_m (\frac{n\pi}{h_l})^2 t} \sin(n\pi \frac{h_l - y}{h_l}).$$

1.3.5 Enveloppes de contraintes

La notion d'enveloppe de contraintes fut introduite par Goetze et Evans [1979] pour décrire le comportement d'une lithosphère océanique composée principalement d'olivine. Son but est d'établir une courbe donnant la valeur maximale que peuvent atteindre les contraintes de la lithosphère en fonction de la profondeur. La loi de Coulomb ou de Byerlee donne une telle limite pour les couches superficielles ; dans les parties ductiles, la contrainte limite n'a de sens que si l'on connaît la vitesse de déformation.

Si on se donne la profondeur du Moho, le minéral dominant des différents niveaux de la lithosphère, et la distribution de la température, on peut identifier les différents comportements intervenants dans la lithosphère, et enfin entamer un modèle des déformations intra-lithosphériques (figure 1.7). La TFD (zone de transition fragile-ductile) est appelée dans la suite la profondeur à laquelle le comportement ductile en loi de puissance prend le dessus sur le comportement cassant de type de Coulomb.

A titre d'exemple, Burov et Cloetingh [1996] ont établi un bilan de la structure des différentes lithosphères à travers la plaque Eurasiatique : ils combinent les données de résistance de roches étudiées en laboratoire, les données locales de topographie et de gravité,

et l'estimation de l'état de flexure, afin de déterminer un état de la distribution des contraintes dans une lithosphère locale.

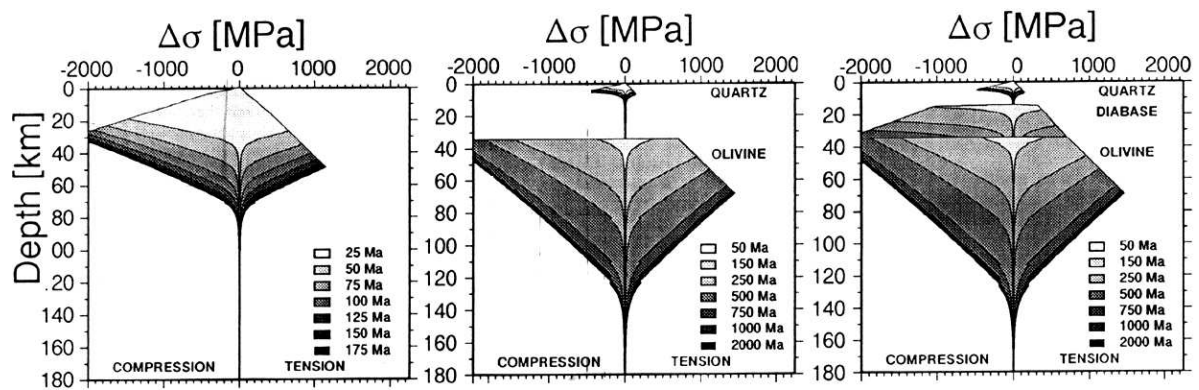


Figure 1.7: Enveloppe des contraintes selon leur âge thermotectonique et pour un taux de déformation de $3.10^{-15}s^{-1}$: dans une lithosphère océanique (à gauche), dans une lithosphère continentale où le Moho est à 35 km, et dont la composition crustale est à dominante quartz (au centre), ou à dominante diabase (à droite). (Burov et Diament, 1995).

1.4 Méthode numérique FLAC

Cundall [1989] a mis au point une méthode numérique, FLAC (Fast Lagrangien Analysis of Continua), qui a pour but de simuler l'évolution de la déformation dans des matériaux pouvant obéir à une large gamme de lois de comportement. Cette méthode numérique est la base technique du programme *Parovoz* que A. Poliakov et Y. Podladchikov ont développé en 1990.

1.4.1 L'algorithme

La résolution explicite dans le temps

L'objectif de la méthode des éléments Lagrangiens est de trouver la solution d'un problème statique ou quasi-statique. Les équations du mouvement dynamique étant dans la formulation, cela permet de conserver un schéma numérique stable alors même que le système physique est instable, comme avec des matériaux à comportement non linéaire (rupture soudaine d'un pilier par exemple). Dans le monde physique, une partie de l'énergie de déformation accumulée par le système est convertie en énergie cinétique, qui ensuite se propage et se dissipe. Ce processus est reproduit directement si les termes d'inertie sont inclus dans la formulation numérique.

La séquence de calcul général est illustrée figure (1.8). Les taux de déformation sont déterminés pour calculer les incréments de contrainte à l'aide des lois de comportement. Grâce à la déduction des nouvelles forces, on utilise les équations du mouvement pour calculer les nouvelles vitesses et les nouveaux déplacements. Chaque parcours de cette boucle à travers le maillage représente *un cycle de calcul*.

Puisqu'un parcours de la boucle représente un pas de temps, le blocage des vitesses est justifié si des éléments voisins n'ont pas le temps de s'influencer pendant la période de cal-

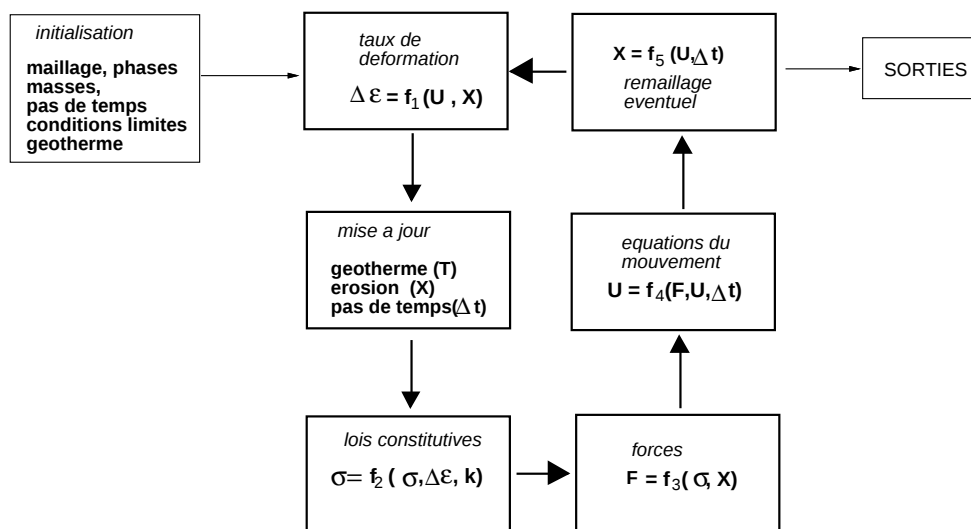


Figure 1.8: Schéma numérique général.

cul. Le pas de temps doit donc être assez petit pour que l'information ne puisse pas passer d'un élément à l'autre au cours de cet intervalle de temps. Une perturbation peut alors se propager dans le modèle en plusieurs cycles de calcul, à la vitesse que met l'information pour se propager physiquement.

Le milieu est maillé par des quadrilatères, chacun d'entre eux étant subdivisé en deux paires d'éléments triangulaires (figure 1.9).

L'analyse Lagrangienne permet de réactualiser les coordonnées des noeuds à chaque pas de temps. Les déplacements incrémentaux sont ajoutés aux coordonnées et le maillage se déforme avec le matériau qu'il représente.

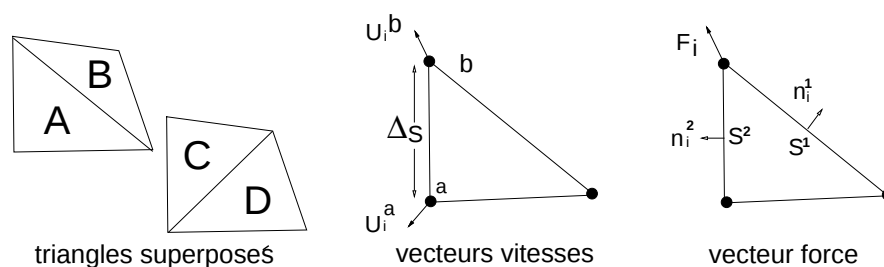


Figure 1.9: Maillage en triangles superposés, calcul des vitesses et forces nodales.

Les équations aux différences finies sont déduites du théorème de Gauss, qui permet de calculer la valeur moyenne du gradient des vitesses en un élément triangulaire du maillage, par sommation des vitesses sur les 3 aires des cotés des triangles. Soient a et b les noeuds qui forment les extrémités du segment de longueur Δs d'un des côtés d'un triangle. Nommant n le vecteur unitaire normal à ce segment et A la surface du triangle, on peut exprimer le tenseur des taux de déformation en écrivant :

$$\frac{\partial \dot{u}_i}{\partial x_j} \simeq \frac{1}{2A} \sum_s (\dot{u}_i^a + \dot{u}_i^b) n_j \Delta s, \quad \dot{\varepsilon}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \dot{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \dot{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (1.1)$$

Le terme de discrétisation mixte provient de la différente méthode de discrétisation entre les parties isotropes et déviatoriques des tenseurs des déformations et des contraintes [Marti et Cundall, 1982]. On assure la condition d'incompressibilité des éléments en l'appliquant sur les parties isotropes des tenseurs de contraintes et de déformations, que l'on suppose constantes sur l'ensemble d'un quadrilatère. Les parties déviatoriques sont traitées séparément dans les paires de triangles, et sont ensuite ajustées pour rendre égales les parties isotropes sans modifier les parties déviatoriques :

Aux noeuds communs à une paire de triangles (a,b), on considère l'incrément des déformations isotropes $\Delta \varepsilon_m$, et déviatoriques $\Delta \varepsilon_{dev}^a, \Delta \varepsilon_{dev}^b$:

$$\Delta \varepsilon_m = \frac{1}{2} (\Delta \varepsilon_{11}^a + \Delta \varepsilon_{22}^a + \Delta \varepsilon_{11}^b + \Delta \varepsilon_{22}^b), \quad \Delta \varepsilon_{dev}^a = \Delta \varepsilon_{11}^a - \Delta \varepsilon_{22}^a.$$

Alors les composantes de l'incrément des déformations pour chaque triangle deviennent pour (a), et de façon similaire pour (b) :

$$\varepsilon_{11}^a = \frac{1}{2} [\Delta \varepsilon_m + \Delta \varepsilon_{dev}^a], \quad \varepsilon_{22}^a = \frac{1}{2} [\Delta \varepsilon_m - \Delta \varepsilon_{dev}^a],$$

et la composante tangentielle $\Delta \varepsilon_{12}^a$ n'est pas modifiée.

Contraintes et forces

On déduit de ces nouvelles déformations un nouveau tenseur de contraintes grâce à la loi de comportement $\sigma := f(\sigma, \Delta\varepsilon, k)$. Le calcul du tenseur des contraintes est également traité en discrétisation mixte. Lors de grandes déformations, une zone peut être en rotation, et on doit le prendre en compte :

$$\omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \dot{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \dot{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad \sigma_{ij} = \sigma_{ij} + (\omega_{ik} \sigma_{kj} - \sigma_{ik} \omega_{kj}) \Delta t.$$

Une fois les contraintes calculées dans chaque triangle, on détermine la force équivalente appliquée à chaque noeud. La force appliquée sur l'un des côtés d'un triangle est le produit scalaire de sa longueur et de la contrainte qu'il supporte (figure 1.8). Par conséquent la force appliquée au noeud i d'un triangle dont les cotés adjacents sont numérotés 1 et 2 est :

$$F_i = \frac{1}{2} \sigma_{ij} (n_j^1 S^1 + n_j^2 S^2).$$

La force résultante ΣF_i en un noeud i est la somme des forces réparties dans les quadrilatères adjacents, et moyennées sur leurs triangles.

On additionne les éventuels chargements extérieurs (conditions aux limites) et enfin les forces de gravité $m_i g$, où m_i est la masse réelle au noeud i . ΣF_i est la force nette appliquée au noeud i : si l'élément est en équilibre alors $\Sigma F_i = 0$.

Equation du mouvement

Dans un solide indéformable et dans un référentiel Lagrangien, la loi de Newton s'exprime par l' équation différentielle suivante:

$$\rho \frac{\partial \dot{u}_i}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho g,$$

ρ est la masse volumique, t le temps, $\dot{u}$ le vecteur vitesse, g l'accélération de la gravité.

Pour atteindre l'état stationnaire d'équilibre ou d'écoulement libre, les mouvements doivent être amortis. Pour cela une force d'amortissement est imposée à chaque noeud, dont le module est proportionnel au module de la force nette non équilibrée, et dont la direction est contraire à la vitesse en ce noeud. L' équation du calcul des vitesses est donc déduite de la loi de Newton, avec un coefficient d'amortissement α constant et arbitrairement fixé à 0.8 pour nos modèles:

$$\dot{u}_i^{t+\Delta t/2} = \dot{u}_i^{t-\Delta t/2} + [\Sigma F_i^t - \alpha |\Sigma F_i^t| \text{signe}(\dot{u}_i^{t-\Delta t/2})] \cdot \frac{\Delta t}{m_i^{inert}}.$$

Cette équation contient deux variables que nous allons expliquer : le pas de temps dt et la masse nodale inertielle m_i^{inert} .

Masses inertielles et pas de temps

*Le but est de déterminer le pas de temps le plus grand possible et qui élimine le risque d'instabilités numériques. La vitesse du front de calcul doit être plus grande que la vitesse maximum de propagation de l'information. Il faut donc choisir un pas de temps plus petit que le temps nécessaire aux ondes élastiques V_p pour traverser les éléments du maillage. Pour un solide élastique discrétisé en éléments de taille Δx , on peut donc se fixer par sécurité un pas de temps qui soit une fraction (par exemple 0.5) de Δx sur la vitesse des ondes élastiques de compression:

$$\Delta t = 0.5 \frac{\Delta x}{\sqrt{\frac{\lambda_L + 2G_L/3}{\rho_{inert}}}}$$

* Plutôt que d'utiliser la masse réelle, on utilise la masse inertielle: les masses nodales sont effectivement considérées comme des facteurs de relaxation dans l'équation du mouvement, et sont ajustées afin de garantir la convergence de l'algorithme. La masse inertielle est déduite de la densité inertielle globale au milieu, de sorte à caler une vitesse des ondes élastiques fictive par rapport aux caractéristiques géométriques du milieu à chaque instant.

Avec $\min(\Delta x)$ la taille minimale des éléments composants le maillage, on obtient:

$$\rho_{inert} = \frac{\lambda_L + 2G_L/3}{V_{num}}, \quad V_{num} = 0.5 \cdot \frac{\min(\Delta x)}{\Delta t}.$$

* Il est intéressant de pouvoir accélérer le temps de calcul lorsque le système est stable physiquement. Dans ce cas, les forces d'accélération sont pratiquement nulles ; on peut augmenter l'inertie du système en incrémentant les masses inertielles, c'est à dire ρ_{inert} , et donc le pas de temps Δt .

* Enfin, l'utilisation d'un comportement visco-élastique introduit une condition sur le pas de temps : la vitesse des déformations visqueuses doit rester inférieure à la vitesse de propagation des ondes élastiques. Pour cela le pas de temps doit rester inférieur au temps de relaxation de Maxwell:

$$\Delta t < \tau_m, \quad \tau_m = \frac{2 \cdot \mu}{G_L}.$$

Déplacements

Une fois les vitesses calculées en tout noeud, on calcule leurs nouvelles coordonnées :

$$\dot{x}_i^{t+\Delta t} = \dot{x}_i^t + \dot{u}_i^{t+\Delta t/2} \Delta t.$$

Nous venons d'effectuer un cycle de calcul. Le processus se repète à partir de l'expression des vitesses (équation 1.1).

1.4.1.1 Procédure de remaillage.

Afin de pouvoir reproduire de grandes déformations, il est nécessaire de remailler. Nous avons utilisé la procédure proposée par A. Poliakov. Les tests ont montré une dépendance négligeable des résultats en fonction du remaillage [Buck et Poliakov, 1998].

1.4.2 Modèle de réduction de la densité.

Lorsque la dimension du modèle devient grande, il se pose des problèmes de stabilité numérique: cela vient de la mise à jour du champ des vitesses à l'aide de l'équation de Newton. Aux coordonnées élevées, des nombres très grands (forces et masses) sont divisés les uns par les autres, et les erreurs dues à l'incertitude de ces calculs s'amplifient. Il n'est pas de notre intérêt de réduire la taille du modèle. Mais si la densité d'un élément est réduite (et donc sa masse) les erreurs seront minimisées.

Dans cette optique, on a choisi de soustraire à la densité de chaque élément une certaine densité de réduction ρ_{red} . L'idée est qu'à la base du modèle, la densité soit nulle. Si par exemple on veut modéliser une lithosphère composée de couches de densité qui augmentent avec la profondeur, le modèle fonctionne avec des couches de densité négative et dont la norme diminue avec la profondeur.

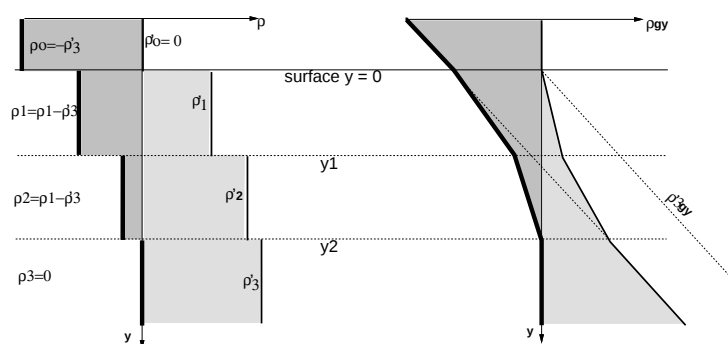


Figure 1.10: Modèle de réduction de la densité. À gauche, distribution de la densité avec la profondeur, à droite, pression hydrostatique correspondante. En gris clair dans la réalité, en gris foncé dans le modèle.

Quels problèmes posent la réduction de densité ? Dans les relations constitutives, seul le critère de rupture de Coulomb nécessite la prise en compte de la pression isotrope. La loi puissance décrivant le comportement ductile n'emploie que les contraintes déviatoriques.

Par conséquent, il suffira de réintroduire la densité (et donc la pression réelle des éléments) uniquement dans le sous-programme qui gère la sortie du champ de contraintes, et dans celui

qui gère le comportement fragile (Mohr Coulomb). La densité réelle des roches est aussi-maintenue lors de la mise à jour des températures.

On procède de la façon suivante:

- Les masses réelles de chaque élément ne sont plus proportionnelles à leur densité ρ_i , mais à la densité fictive $(\rho_i - \rho_{red})$.

- Au lieu de calculer le poids réel supporté par chaque élément, on calcule un poids fictif P_i tel que, si ρ_i et Δh_i sont respectivement la densité réelle et l'épaisseur de l'élément situé sur la i ème ligne, $P_i = \sum_i (\rho_i - \rho_{red}) \cdot g \cdot \Delta h_i$.

- Dans le sous-programme gérant le comportement fragile, on ajoute la pression $\rho_{red} \cdot g \cdot \Delta h_i$ aux trois composantes des contraintes principales.

L'algorithme est beaucoup plus stable et permet de modéliser des déformations plus importantes dans un milieu de taille lithosphérique.

1.5 Théories de l'élasticité et de la plasticité, quelles sont les limites ?

Résumé de l'article

L'élasticité, la plasticité parfaite et l'élasto-plasticité sont les modèles constitutifs les plus simples utilisés pour décrire l'initiation et la propagation des failles. Pourtant en pratique, leurs domaines de validité ne sont pas toujours bien délimités.

Dans ce papier, nous testons le comportement de ces différents modèles à l'aide d'exemples de problèmes tectoniques tels que l'indentation par un poinçon, la compression d'une plaque reposant sur un plan frictionnel, la flexion d'une plaque, et la formation de failles normales autour d'un dike.

A l'aide des résultats de ces tests, nous formulons quelques lignes de conduites qui peuvent être utiles pour le choix d'un modèle constitutif approprié à chaque problème de fracturation.

La théorie de l'élasticité prédit correctement l'initiation d'un réseau de failles mais fournit des résultats erronés lorsque les déformations deviennent grandes.

La théorie de la plasticité parfaite est plus appropriée pour les grandes déformations, et la géométrie des failles peut être obtenue grâce à la méthode des caractéristiques. Cette méthode fonctionne bien pour les zones de fracturations qui ne sont pas délimitées par une large zone élastique, et ont une connection avec un bord libre, un substrat visqueux, ou un plan de faiblesse.

L'élasto-plasticité non-associée est la théorie la plus complète des trois. Elle décrit l'évolution des failles de l'initiation de la déformation localisée à l'élaboration d'un réseau de faille compliqué.

1.6 Exemple : modélisation de la déformation dans les prismes d'accrétion

Dans le but de confirmer la validité du procédé numérique, étudions plus particulièrement la formation des failles dans un prisme d'accrétion. La théorie de la pente critique (cf. article précédent) prédit la géométrie des failles pouvant se former dans un prisme d'accrétion, en fonction des caractéristiques géométriques et rhéologiques du prisme (angles de friction interne et basal).

Nous présentons trois modèles de fracturation à l'intérieur d'un prisme d'accrétion.

1.6.1 Prédiction analytique basée sur la théorie de la plasticité

Davis et Dahlen (1983) établissent une relation entre les caractéristiques géométriques d'un prisme d'accrétion, et les propriétés de friction interne et en base de prisme.

2 hypothèses fondamentales sont faites:

- Tout point du prisme est en état de rupture fragile, les contraintes sont donc sur l'enveloppe de rupture de Coulomb.
- Les contraintes agissant dans la direction verticale, σ_{yy} et σ_{xy} , ne dépendent que de la force de gravité [Terzaghi, 1943]. L'orientation des contraintes est donc indépendante de la taille du problème, et les lignes de glissements ou failles ont la même direction à l'intérieur du prisme.

Grâce au bilan des forces dans la direction x (figure 1.11) : $\rho g H \sin \beta + \tau_b + \frac{\partial}{\partial x} \int_0^H \sigma_x dy = 0$.

* Grâce aux contraintes lithostatiques dans la direction verticale, on peut écrire:

$$\frac{\sigma_x - \sigma_y}{2} = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \cos 2\psi \quad \text{et} \quad \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} = \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2} \sin \phi$$

Donc
$$\sigma_x - \sigma_y = (\sigma_x + \sigma_y) \sin \phi \cos 2\psi = \sigma_y \frac{2 \sin \phi \cos 2\psi}{1 - \sin \phi \cos 2\psi}.$$

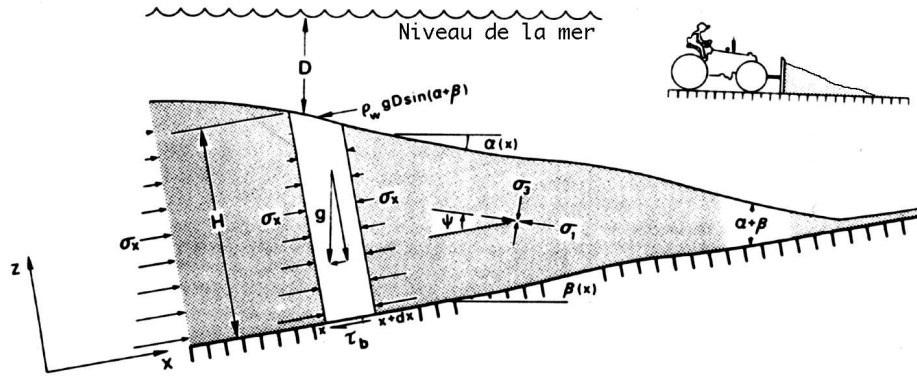


Figure 1.11: Bilan des forces sur une colonne arbitraire de largeur dx à l'intérieur d'un prisme d'accrétion. D est la hauteur d'eau et ρ_w sa densité (on les néglige ici). H est la hauteur totale de la colonne. Le repère (x,y) est orienté parallèle à la base du prisme. α et β sont les inclinaisons de la surface et de la base du prisme par rapport à l'horizontale. ψ est l'orientation de la contrainte σ_1 par rapport à l'axe des x .

* Dans l'approximation des angles faibles, $\alpha + \beta \ll 1$, et $\frac{dH}{dx} = -(\alpha + \beta)$. Donc :

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_0^H \sigma_x dy = \frac{\partial}{\partial x} \int_0^H [(\sigma_x - \sigma_y) + \sigma_z] dy = -\rho g H (\alpha + \beta) - 2\rho g (\alpha + \beta) \int_0^H \frac{2\sin\phi \cos 2\psi}{1 - \sin\phi \cos 2\psi} dy.$$

$$\text{Avec } \psi(H) = \alpha + \beta, \int_0^H \frac{2\sin\phi \cos 2\psi}{1 - \sin\phi \cos 2\psi} dy = 1/H \frac{\sin\phi}{1 - \sin\phi}.$$

* La résistance à la base s'écrit $\tau_b = \mu_b \cdot \rho g H$.

On obtient finalement (une expression prenant en compte la pression des fluides et donnée dans l'article de la section précédente) :

$$\alpha + \beta \approx \frac{\beta + \mu_b}{1 + 2 \frac{\sin\phi}{1 - \sin\phi}}$$

Ceci montre que l'angle critique $(\alpha + \beta)$ augmente lorsque la friction basale augmente, alors qu'il décroît lorsque l'angle de friction interne diminue.

La gravité inhibe le cisaillement basal: pour équilibrer la contrainte normale s'exerçant sur la base et autoriser le glissement, des failles se développent et permettent la construction de la topographie de surface. Si la topographie est inférieure à l'angle α critique, le prisme ne glisse pas. Si au contraire la topographie est supérieure ou égale à α , le prisme glisse le long de sa base et des failles normales de surface ramènent la topographie à α .

Prédiction de l'orientation des failles et de la pente de surface

Il existe une relation triangulaire entre la pente de surface α , la pente de la base β , et l'orientation de la contrainte compressive principale ψ_o par rapport à la surface et ψ_b par rapport à la base [Dahlen, 1984]. Les failles sont orientées à $\pm(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2})$ de la contrainte principale maximale. Finalement, l'angle θ des failles par rapport à l'horizontale est estimé:

$$\psi_o + \alpha = \psi_b - \beta \quad \text{et} \quad \theta = \pm(\frac{\pi}{4} - \frac{\phi}{2}) + \psi_b - \beta.$$

1.6.2 Modélisation numérique

1.6.2.1 Base horizontale de forte friction : avec et sans fluides

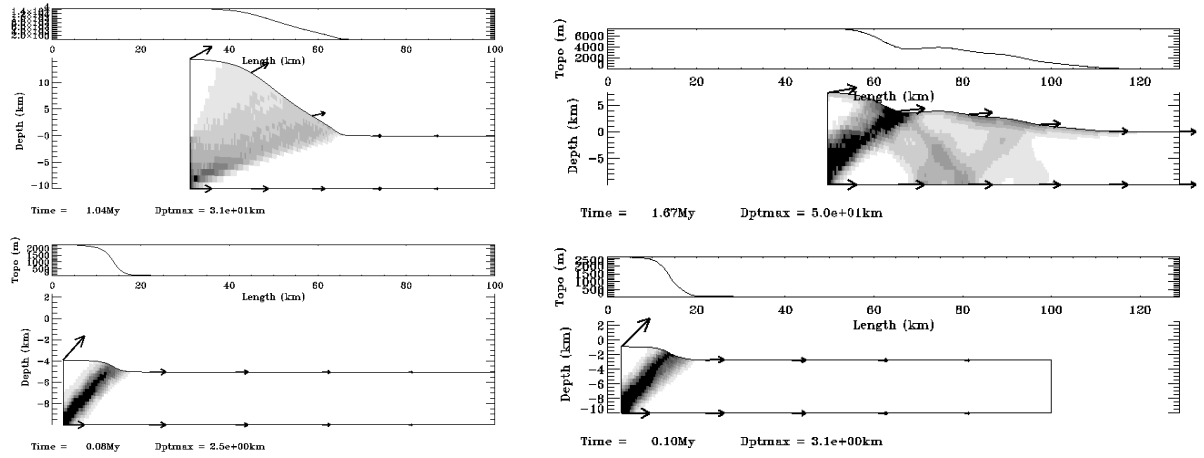


Figure 1.12: $\beta = 0$, $\phi = \phi_b = 30^\circ$. Plasticité accumulée et topographie : dans le cas sans fluides à gauche, une seule faille accomode le raccourcissement. A droite, avec une pression de fluides hydrostatique interne et à la base ($\lambda = \lambda_b = 0.4$), la déformation est distribuée en plusieurs failles.

Sans présence de fluides (figure 1.12), l'angle à la surface est égal à l'angle de repos, soit $\alpha = 30^\circ$. La déformation interne évolue de sorte qu'une faille principale unique s'initie et stocke la majeure partie des déformations. Cette faille est d'abord inclinée à 45° de l'horizontale, conformément aux conditions limites cinématiques imposées, puis se rapproche de l'horizontale. Une fracturation diffuse par failles normales affecte le compartiment supérieur, permettant d'accomoder l'inclinaison de la surface avec les forces gravitaires.

Avec une pression de fluides hydrostatique partout (figure 1.12), les contraintes nécessaires à la rupture et au glissement du bloc le long de sa base sont plus faibles: par conséquent la pente du prisme est moins importante, ($\alpha \sim 10^\circ$), et la géométrie des failles est plus proche de 45° , conformément aux conditions cinématiques libres en surface et en base. A noter que maintenant une seule faille ne suffit plus : un réseau de failles conjuguées se forme, de sorte que la superficie des déformations plastiques est plus distribuée et la pente plus 'homogène'.

1.6.2.2 Base inclinée : à forte et faible friction.

On illustre des modèles avec une pente basale inclinée de 5° . De façon générale, la pente de surface est diminuée (figures 1.13).

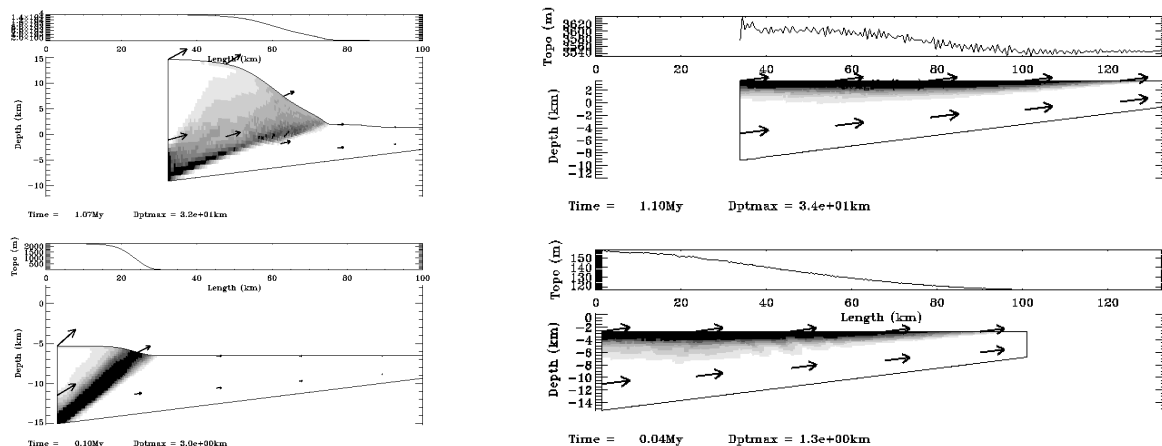


Figure 1.13: Angle basal $\beta = 5^\circ$: Plasticité accumulée, raccourcissement, et topographie. A gauche, $\phi_b = 30^\circ$, développement d'une faille majeure unique traversant tout le prisme, alors que des failles normales diffuses fonctionnent en surface pour la rééquilibration gravitaire. A droite, friction basale $\phi_b = 2^\circ$, le prisme d'accrétion glisse aisément, et seule la partie supérieure du prisme subit de la déformation plastique.

1.6.3 Conclusions

L'algorithme dont nous disposons permet de prendre en compte le comportement élasto-plastique non-associé des roches lithosphériques, et reproduit efficacement l'initiation et la propagation de la déformation localisée cassante.

Avec cette confiance dans l'algorithme, on est maintenant en mesure de mener des expériences à l'échelle lithosphérique, en insérant le comportement visqueux des roches.

Chapitre 2

Déformations localisées de grande échelle : compression d'une lithosphère océanique

La partie de l'Océan Indien située au sud de l'Inde est *le* site le plus évident de déformation intraocéanique de grande échelle. Cette lithosphère d'environ 60 Ma subit une déformation active distribuée sur plus de $1000 \times 1000 \text{ km}^2$. Des plis d'axe Est-Ouest et de longueur d'onde $\sim 200 \text{ km}$ y sont observés, accompagnant une sismicité profonde et de nombreuses failles actives en surface.

La déformation par flambage est aussi évoquée pour expliquer les structures observées dans d'autres lithosphères océaniques: des plis sont repérés à proximité de la Ride de Mussau en bordure orientale de la plaque Caroline (Chamot-Rooke, communication personnelle). Des études sont en cours pour expliquer les structures compressives dans l'axe Gibraltar-Açores. La Ride de Zenisu au Sud du Japon serait le résultat combiné de la flexure locale de la plaque Philippine proche de la fosse de subduction et d'une instabilité de flambage [Lallemant *et al.*, 1989; Chamot-Rooke *et le* Pichon, 1989; Lallemant *et al.* 1992; Le Pichon

et al., 1996]. Toutes ces régions semblent être en contexte compressif : la présence d'une zone de cisaillement dans leur voisinage, plus ou moins perpendiculaire à la direction de subduction, provoquerait un découplage de la plaque en subduction.

Si le processus de flambage est aujourd'hui plutôt bien compris et bien reproduit par différentes modélisations analytiques, analogiques et numériques, l'interaction entre les failles et les plis de grande longueur d'onde reste cependant à éclaircir, et c'est ce que nous allons tenter de faire.

Après avoir décrit les caractéristiques propres à l'Océan Indien, on décrira les travaux précédents sur le flambage. On décrira ensuite dans le détail le scénario de la compression d'une lithosphère océanique, obtenu par modélisation numérique. A partir de ce modèle de référence, on mettra en évidence le rôle des paramètres rhéologiques. On pourra comparer nos prédictions avec celles des travaux antérieurs, et justifier ainsi l'évolution des failles par rapport à celle des amplitudes périodiques.

2.1 Données acquises sur l'Océan Indien

2.1.1 Une frontière de plaque diffuse

La zone délimitée par l'Ile de Ceylan au Nord, la latitude 10° Sud, la Ride de Chagos-Laccadive à l'Ouest et la fosse de Java à l'Est a la plus forte activité sismique intra-plaque océanique du globe [Sykes, 1970]. Les mécanismes au foyer (figure 2.1) indiquent une extension Nord-Sud près de la ride de Chagos-Laccadive, une compression Nord-Sud dans le Bassin Indien Central, une compression NO-SE dans le bassin de Wharton, et un jeu décrochant sénestre le long de la ride 90° E.

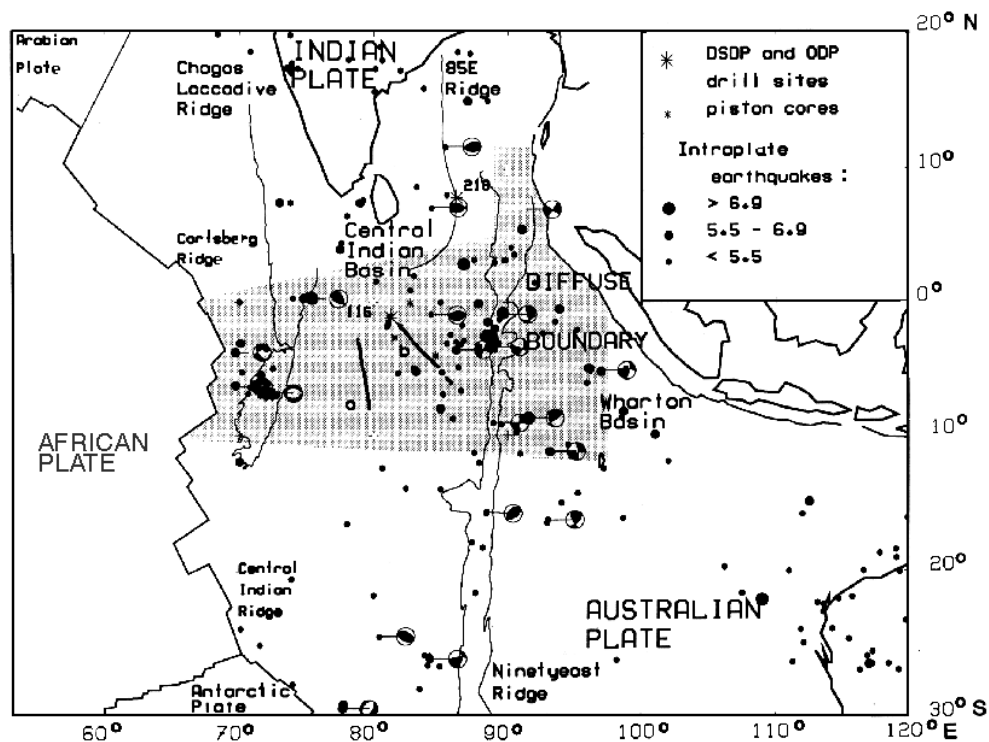


Figure 2.1: Sismicité intraplaque. mécanismes au foyers, frontières de plaques de l'Océan Indien. Compilation de données d'après Stein et al., 1990.

Gutenberg et Richter [1954] furent les premiers à citer les tremblements de terre dans le nord de l'Océan Indien. Sykes évoqua en 1970 la naissance d'un nouvel arc insulaire dû à

un saut vers l'Ouest de la fosse de Sumatra.

Stein et Okal [1978], utilisant les moments des séismes disponibles à l'époque, attribuèrent la majorité de l'activité à la ride $90^{\circ}E$; ils estimèrent à 20 mm/an le mouvement décrochant le long de cette ride, mais n'expliquèrent pas la sismicité diffuse dans la région du Bassin indien central, ni l'extension proche de la ride Chagos-Laccadive. Wiens et al. [1985] considérèrent la ride $90^{\circ}E$ comme une frontière de plaque : analysant le taux d'ouverture le long des rides Carlsberg (séparant les plaques Inde et Afrique) et Centrale Indienne (séparant Afrique et Australie), ils obtinrent un pôle de rotation Inde-Australie qui prédit de l'extension près de Chagos-Laccadive et de la compression dans le Bassin indien central, conformément aux mécanismes aux foyer. Quand Petroy et Wiens [1989] ré-examinèrent les moments des séismes le long de la ride $90^{\circ}E$, ils conclurent à un mouvement décrochant ne dépassant pas 3 mm/an : cette ride ne semble donc pas jouer le rôle d'un décrochement majeur en terme de quantité de mouvement. Il est admis maintenant qu'elle s'est formée par volcanisme vers 90 Ma, lors de la migration Nord-Sud de la plaque indienne depuis l'Afrique, et du passage au-dessus d'un point chaud [Schlich, 1975; Royer et al., 1991].

Dans le but de reconstituer le champ de contraintes de la région, Bergman et Solomon [1985] analysèrent les mécanismes aux foyers de onze tremblements de terre. Des modèles en contraintes planes furent développés à l'aide de codes numériques en éléments finis [Cloetingh et Wortel 1985, 1986; Stein et al. 1990]. Ces modèles prennent en compte les forces appliquées aux frontières de la plaque Indo-Australienne, en particulier la résistance de la subduction en Himalaya au Nord, la poussée à la dorsale Sud-Est indienne, et la traction aux fosses de subduction indonesiennes. Cloetingh et Wortel [1986] se servirent de 44 événements sismiques pour compiler un champ de contraintes adéquat. Pour les mêmes auteurs, la plaque Indo-Australienne est uniformément élastique de module d'Young $E = 7.10^{10}$ Pa, de coef-

ficient de Poisson $\nu = 0.25$, et d'épaisseur 100 km. Leur modèle fournit une contrainte compressive entre 300 et 600 MPa dans la région du bassin Indien Central, et orientée pratiquement Nord-Sud.

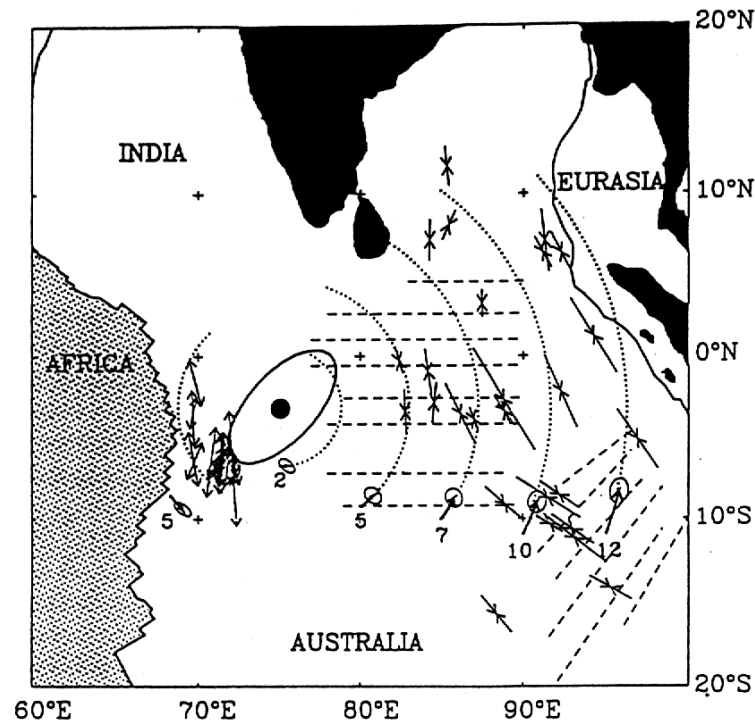


Figure 2.2: Vecteurs vitesses prédits par le modèles de DeMets et al. [1990]. Chiffres en mm/an. Les tiretés représentent les linéations gravimétriques. Le cercle noir serait le pôle de rotation.

Un modèle de cinématique instantanée enfin satisfaisant [Gordon et al., 1990; De Mets et al., 1990; Gordon, 1995] décrit la cinématique du point triple Afrique-Inde-Australie, grâce à la mesure plus affinée des taux d'ouverture le long des rides. Il a fallu diviser la plaque indo-australienne en deux pour avoir la meilleure compatibilité avec les mécanismes aux foyers : d'où la notion de *frontière de plaque diffuse*. Selon DeMets et al. [1990], le pôle de rotation calculé finalement a pour position 3.2°S , 75.1°E avec un taux de rotation de $0.305^\circ/\text{Ma}$ (figure 2.2).

2.1.2 Estimation du raccourcissement

La croûte océanique de cette région est d'âge compris entre 58 Ma vers $10^{\circ}S$ (anomalie 23), et 78 Ma vers $7^{\circ}N$ (anomalie 34) [Schlich, thèse, 1975].

Une discordance marquée, ne correspondant à aucun changement majeur dans la nature des sédiments, a permis de dater l'initiation de la déformation à 7.5-8 Ma (études biostratigraphiques résultant de la campagne 116 d'ODP, Cochran et al., 1988).

L'estimation du flux de chaleur fournit des anomalies de 10 à 40 mW/m^2 au-dessus de la valeur théorique pour une croûte océanique de même âge [Geller et al., 1983 ; Stein et al., 1988]. Ces auteurs suggèrent qu'un taux de raccourcissement de 4.5% (50 km sur 1100 km) serait nécessaire pour provoquer une anomalie dans le flux de chaleur de 20 mW/m^2 .

Les données issues des premiers profils de sismique monotraces avaient permis d'observer des sédiments plissés et des failles décalant verticalement le toit du socle de plus de 500 m [Eittrem et Ewing, 1972; Geller et al. 1983; Weissel et al., 1983]. Weissel et Geller avaient estimé que presque la totalité du raccourcissement se faisait par le jeu des failles inverses, atteignant moins de 2%. En effet, l'estimation du raccourcissement dû uniquement au plissement du socle étant compris entre 0.1 et 1.5 km, il ne dépasse pas 0.1% si le plissement s'étend sur une longueur de 1100 km [Gordon et al., 1990].

Le raccourcissement total estimé à partir des données de la campagne Phèdre, en incluant la contribution des petites failles de résolution <25 m, est estimé à 46 ± 12 km, soit sur 900 km, une déformation de 4 à 6%, et une vitesse de 4 à 8 mm/an si on suppose que la déformation s'est initiée il y a 7.5 Ma.

La cinématique rigide instantanée [DeMets et al. 1990; Gordon, 1995] prédit un taux de

convergence relatif entre l'Inde et l'Australie de 5 à 11 mm/an entre 80 et 90°E, à l'équateur.

Ces études s'accordent à indiquer que la compression est à peu près Nord-Sud avec une vitesse de l'ordre du demi centimètre au centimètre par an.

2.1.3 Corrélation ondulations-failles

Plusieurs campagnes ont été menées afin de corrélérer les ondulations de grande échelle et la déformation fragile. Bull [1990] et Bull et Scrutton [1990] publièrent une analyse d'après les profils acquis lors de la campagne ODP 116 [1989]. La campagne Phèdre [1991] permit d'obtenir 3800 km de profils de sismique réflexion ; Florence Gestin [1994] analysa et quantifia la déformation de surface. Enfin un récent article est paru apportant les derniers résultats d'une campagne de sismique réflexion de 5370 km de profils faite en 1995 [Krishna et al., 1998].

Ces derniers auteurs confirment que les ondulations se propagent vers le nord jusqu'à 7°N, et argumentent en faveur d'une périodicité de 3.5 Ma de l'activité de la déformation. Au vu des inconformités enregistrées par les sédiments, et alors que l'importante phase de déformation aurait commencé entre 8 et 7.5 Ma, une variation du taux de sédimentation marque les dates ultérieures de 4 Ma et 0.8 Ma (par exemple il atteint 285 m/Ma au lieu de 60 à 110 m/Ma au cours du Miocène).

Décrivons les données générales déduites de ces campagnes, d'abord en ce qui concerne la déformation fragile en surface puis les amplitudes de grandes longueurs d'onde.

Les failles

- L'extension latérale des failles est d'au moins 40 km [Bull, 1990; Jestin, 1994].
- Environ 30% des failles observées dans les sédiments sont associées avec des réflecteurs

dans la croûte [*Bull et Scrutton, 1990; Chamot-Rooke et al. 1993*]. Des failles mineures viennent parfois se greffer sur des failles majeures et donnent des structures en pop-up typiques. Les failles majeures sont sans prédominance marquante d'un pendage particulier vers le Nord ou le Sud.

- Il existe 2 populations distinctes de failles : celles de faible pendage autour de 24° (32 selon la vitesse crustale supposée), et celles de fort pendage de 41° (51 pour une autre vitesse). Ces deux populations sont interprétées comme représentant les failles inverses néoformées et les failles normales pré-existantes (datant de l'activité à la ride) réactivées en failles inverses. Ces deux populations sont de quantité équivalente, et se réduisent au fur et à mesure que l'on va vers le Nord [*Chamot-Rooke et al., 1993*].

- Des ondulations de petite longueur d'onde ont été régulièrement observées, correspondant à une série de blocs faillés qui parsèment la surface du plancher océanique avec un espacement quasi-régulier de 5 à 20 km. Ces blocs faillés se caractérisent par des failles de fort pendage [*Bull, 1990; Chamot-Rooke et al., 1993; Krishna, 1998*]. Bull [1990] avait émis la possibilité que certaines de ces failles de fort pendage puissent se continuer en profondeur et être activés dans les niveaux plus profonds de la lithosphère, se corrélant avec les mécanismes au foyer enregistrés dans la région. Ces courtes ondulations seraient l'expression d'une déformation restreinte à la croûte.

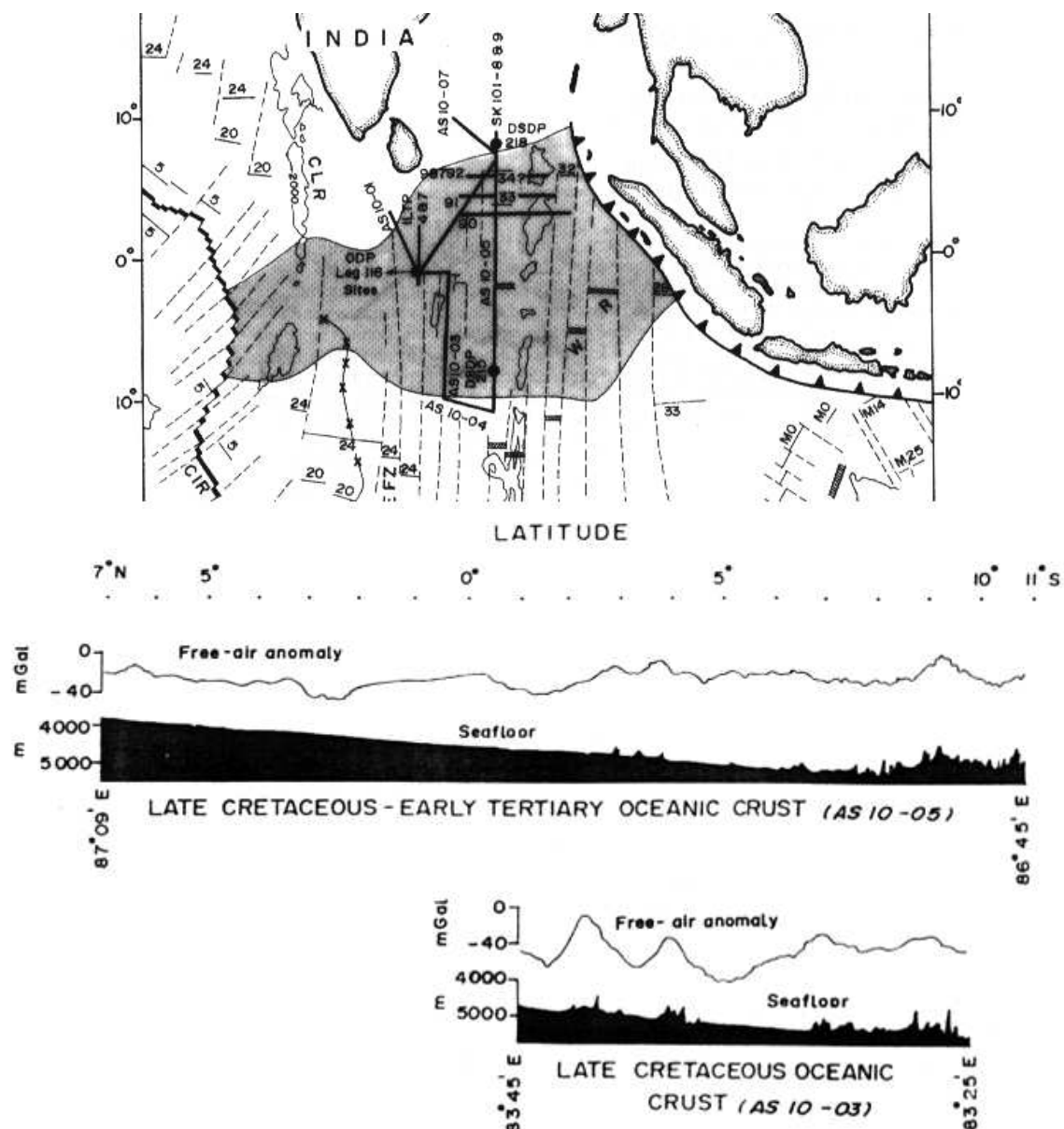


Figure 2.3: Emplacement des profils correspondant aux données issues de Krishna et al. (1998). En bas, ondulations du géoïde d'après Krishna et al. (1998).

Les grandes ondulations Est-Ouest du toit de la croûte océanique ont été largement observées, et les chiffres diffèrent peu de ceux donnés par Weissel et al. [1980], soit une périodicité de 130 à 250 km et des amplitudes totales de 1 à 3 km, et de ceux donnés par la dernière campagne [Krishna et al., 1998], soit 150-300 km et 1-2 km.

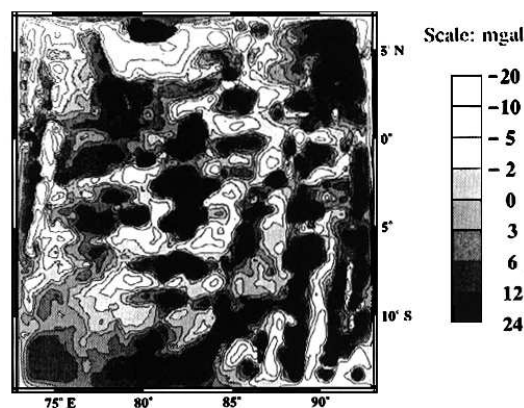


Figure 2.4: Anomalies gravitaires à l'air libre d'après Karner et Weissel (1990).

Les anomalies à l'air libre sont de 30 à 80 mGal [Weissel, 1980] et correspondent aux ondulations du socle. Zuber [1987] analysa les longueurs d'onde du géoïde et obtint une valeur moyenne de 168 km qui augmentait à 222 km au dessus de l'équateur. Les amplitudes aussi augmentent vers le Nord : Zuber interprète cette augmentation comme l'effet de la couverture des sédiments.

Un spectre de Fourier plus récent [Jestin, 1994] révèle une longueur d'onde majeure de 234 km.

Epaississement crustal : boudinage ?

Jestin [1994] compara les profils de la figure 2.5 dans le but de corréler les ondulations du socle et du Moho, ainsi que la localisation des déformations par rapport à ces mêmes ondulations.

Jestin argumente en faveur d'une anti-corrélation entre le sommet de la croûte et le Moho, et d'un boudinage inverse de la croûte plutôt que du flambage. Elle s'appuie également sur les conclusions de travaux menés par Zuber [1987], et par Léger et Louden [1990]. Léger et Louden [1990] suggérèrent que les crêtes des ondulations étaient associées à de

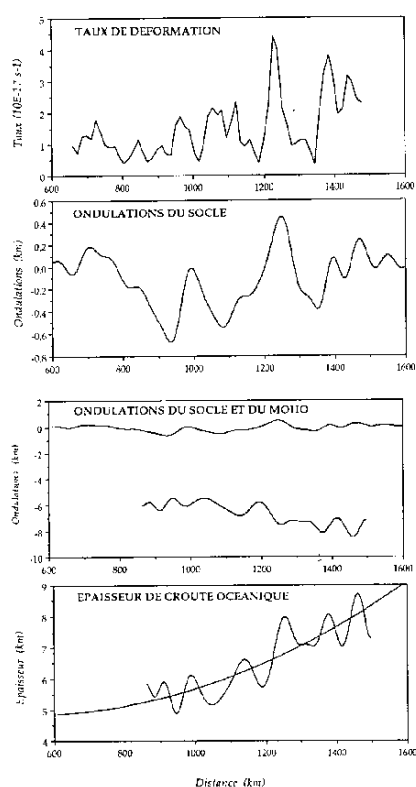


Figure 2.5: Taux de déformation, ondulations et épaisseur de la croûte océanique le long de la ligne 1 de la campagne Phèdre. Le réflecteur associé à l'horizon du Moho montre que la croûte s'épaissit vers le Nord de 5 à 8 km.

l'épaississement crustal, alors que Neprochnov et al. [1988] trouvèrent que la croûte était amincie sous les mêmes crêtes. Selon Bull [1991], les données d'altimétrie utilisées par Léger et Loudon subissent une perte des signaux de haute fréquence, et sous-estiment d'environ 15mGal la gravité aux crêtes. Ce même auteur a développé une simulation de la distribution des anomalies gravitaires en supposant que la croûte était d'épaisseur uniforme égale à 5 km : le modèle est calé sur les données. Nous verrons plus loin l'argumentation de Zuber [1987] concernant la possibilité de boudinage inverse.

D'autre part, Jestin [1991] remarque que les failles de faible pendage sont clairement associées aux zones où la déformation est maximale, c'est à dire aux crêtes des ondulations de grande longueur d'onde. Une majorité de failles inverses néoformées auraient pris naissance

aux crêtes. Pourtant en regardant plus précisément la figure 2.5, il semble que la distribution de la déformation est plutôt irrégulière, et que les maximums peuvent être vus légèrement décalés sur les flancs des plis.

Il paraît difficile, au seul vu des données de géophysique, de relier les failles de surface, la sismicité profonde, et les plis de petite et grande longueur d'onde. On peut donc espérer, par la modélisation, éclaircir ce problème.

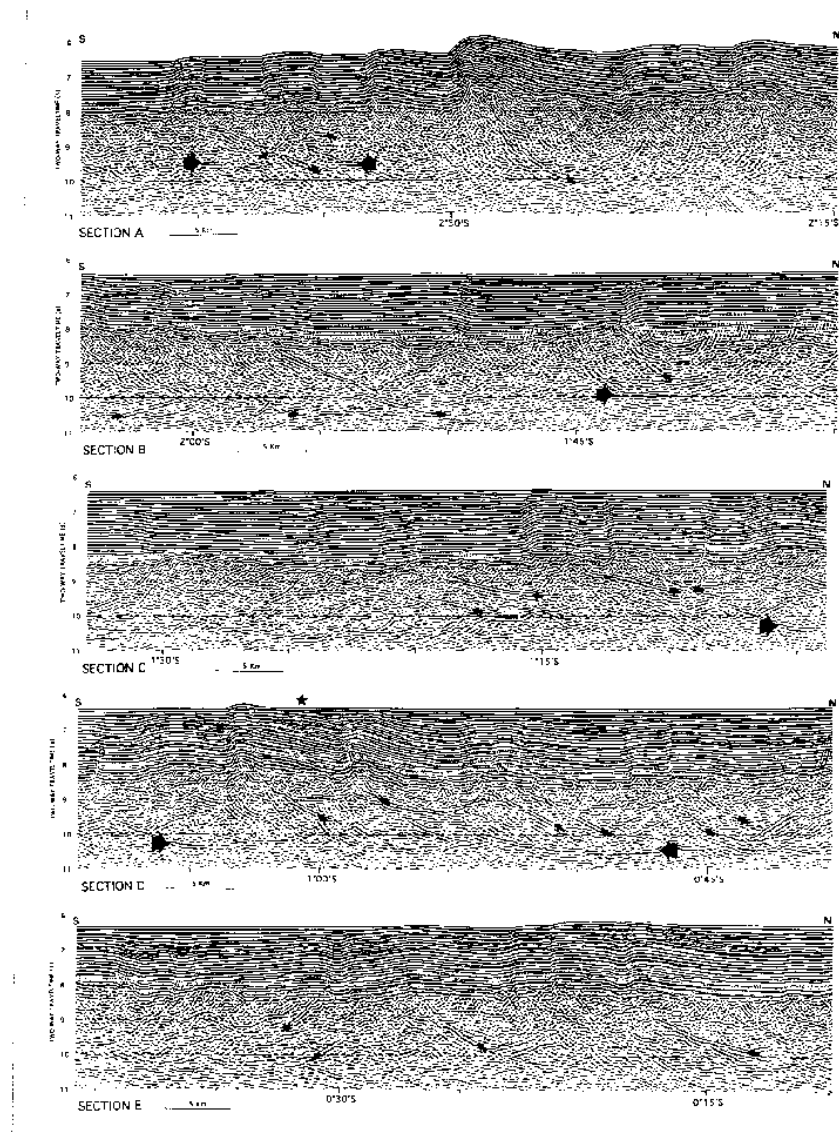


Figure 2.6: Profils sismiques montrant les failles (Jestin, 1994).

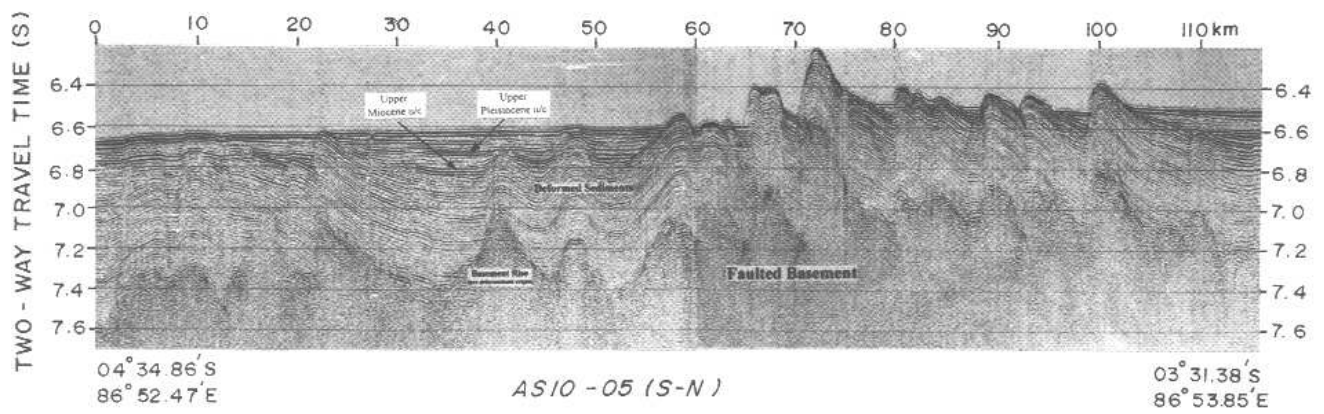


Figure 2.7: Profil sismique montrant la déformation dans le socle (Krishna et al., 1998).

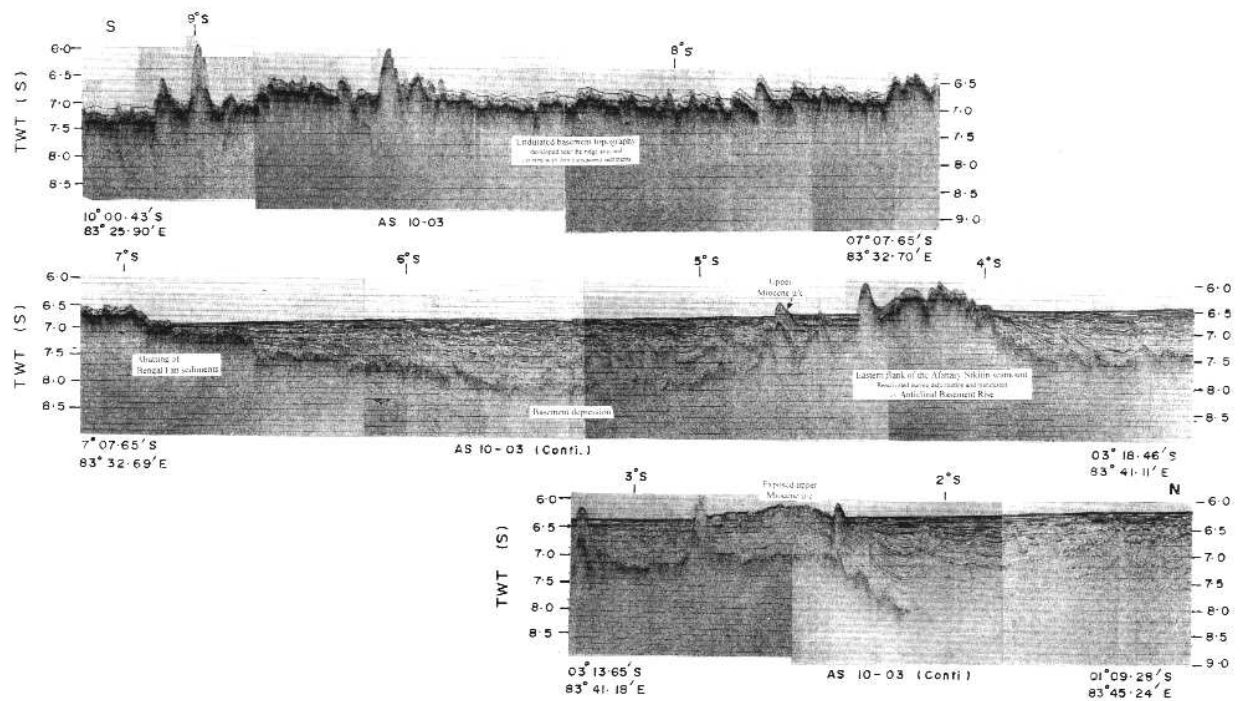


Figure 2.8: Profil sismique montrant les ondulations du socle (Krishna et al., 1998)

2.2 Les modèles du processus de flambage

Rappelons dans ce chapitre les bases théoriques du flambage, ainsi que l'évolution des modèles qui permirent d'expliquer les structures de l'Océan Indien. On conclura sur ce que l'on sait actuellement de l'interaction flambage - fracturation à l'échelle lithosphérique.

2.2.1 Théorie de la longueur d'onde dominante

Si les équations de flambage élastiques furent énoncées par les ingénieurs avant les années 50, [Bijlaard, 1946], la théorie de la longueur d'onde dominante fut proposée pour des matériaux élastiques et visqueux par Biot [1957, 1961] et Ramberg [1959, 1964]. Cette théorie, comme toute étude analytique basée sur la mécanique des milieux continus, n'est valable qu'aux stades initiaux de la déformation. Mais Chapple [1968] suggéra qu'on pouvait raisonnablement extrapoler les résultats de la théorie à des déformations relativement grandes, et jusqu'au moment où la pente maximale des flancs des plis atteint $15 - 20^\circ$, car la sélection de la longueur d'onde dominante est déjà faite à ce stade.

2.2.1.1 Cas d'une plaque élastique

Une plaque mince élastique soumise à des charges verticales et horizontales peut éventuellement se déformer par flambage. Définissons une portion élémentaire de longueur dx et de déflexion $d\omega$. Le moment fléchissant s'exprime en fonction de la rigidité élastique D , de sorte que lorsque cet élément est soumis à une force horizontale P et à une distribution de charges verticales $q(x)$, l'équation d'équilibre conduit à :

$$D \frac{d^4 \omega}{dx^4} + P \frac{d^2 \omega}{dx^2} = q(x), \quad D = \frac{Eh^3}{12(1 - \nu^2)}.$$

- Soit une plaque modélisant une lithosphère océanique, soumise à une compression latérale P et à des forces verticales $q(x) = \Delta \rho g \omega$ qui résultent d'un contraste de

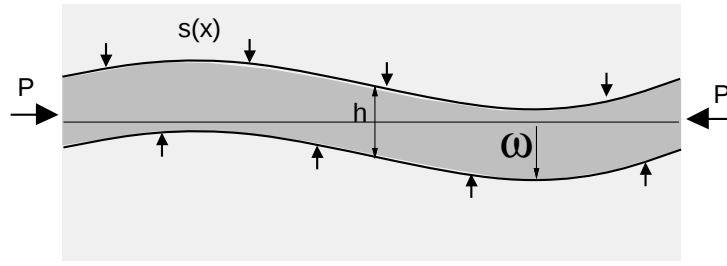


Figure 2.9: Déflexion ω d'une plaque soumise à une distribution de charges verticales $q(x)$ et une compression uniforme P .

densité $\Delta\rho$ avec la couche d'eau qui la surplombe. On suppose qu'il n'y a pas de contraste de densité entre la plaque océanique et le fluide mantellique sur laquelle elle repose.

Si on suppose que la déflexion solution est de la forme $\omega = \omega_o \sin \frac{2\pi x}{\lambda}$, alors il existe une contrainte critique seuil σ_c au-delà de laquelle la solution existe, et pour laquelle la longueur d'onde minimale est λ_c :

$$P_c = \sigma_c h = h \cdot \sqrt{\frac{E \Delta \rho g h}{3(1 - \nu^2)}}, \quad \lambda_c = 2\pi h \left(\frac{E}{12(1 - \nu^2) \Delta \rho g h} \right)^{\frac{1}{4}}$$

Plus le contraste de densité est grand, plus les petites longueurs d'ondes sont susceptibles d'être activées, alors que la contrainte nécessaire est plus élevée.

Prenons par exemple $\Delta\rho = 2800 \text{ kg/m}^3$, les propriétés élastiques $E = 7.10^{10} \text{ Pa}$ et $\nu = 0.25$. Si $h = 30 \text{ km}$, on obtient une contrainte minimale $\sigma_c = 4.6 \text{ GPa}$, et une longueur d'onde $\lambda_c = 310 \text{ km}$. Cette contrainte est bien supérieure au seuil de rupture fragile des roches.

- Si une plaque élastique baigne dans un milieu de viscosité μ_1 , la force normale q qui résiste à la déformation s'exprime sur les 2 interfaces horizontales et est proportionnelle

à μ_1 : $-q = 4\mu_1 \cdot \frac{\partial \omega}{\partial t}$. L'équation d'équilibre devient:

$$D \frac{\partial^4 \omega}{\partial x^4} + P \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} = -4\mu_1 \cdot \frac{\partial \omega}{\partial t}.$$

La déflexion verticale s'écrit comme fonction d'une longueur d'onde λ et d'un facteur de croissance θ :

$$\omega = \omega_o \cdot \sin \frac{2\pi x}{\lambda} \cdot \exp^{\theta t}$$

Pour qu'une déflexion se développe au cours du temps, il faut que $\theta \geq 0$. En insérant cette solution dans l'équation d'équilibre et en supposant que $P = \sigma h$, on obtient le facteur de croissance et la longueur d'onde dominante suivants:

$$\theta = \frac{1}{\omega} \frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{2\pi h}{\lambda} \cdot \frac{(\sigma - \frac{E}{12(1-\nu^2)} \cdot \frac{2\pi h}{\lambda})^2}{4\mu_1}, \quad \lambda_d = \pi h \sqrt{\frac{E}{\sigma(1-\nu^2)}}.$$

Un environnement de forte viscosité a tendance à favoriser le développement de petites longueurs d'ondes, mais associées à un facteur de croissance plus petit. La longueur d'onde dominante est donc un compromis entre la facilité avec laquelle la plaque peut se déformer (σ) et la résistance au mouvement de son milieu environnant (μ_1).

Pour une couche telle que $E = 7.10^{10}$ Pa, $\nu = 0.25$, $h = 30$ km, la contrainte nécessaire pour le développement d'une longueur d'onde de 300 km est de 7.3 GPa.

2.2.1.2 Cas d'une plaque visqueuse

Lorsque la plaque est incompressible et de viscosité μ_o , le développement du flambage dépend du contraste de viscosité entre les 2 milieux:

Supposons que la compression est uniforme telle que $\sigma = 4\mu_o \cdot \dot{\epsilon}_o$. La rigidité équivalente de la plaque s'écrit maintenant : $D = \frac{\mu_o h^3}{3}$. L'équation d'équilibre donne:

$$\frac{\mu_o h^3}{3} \cdot \frac{\partial^5 \omega}{\partial x^4 \partial t} + P \cdot \frac{\partial \omega^2}{\partial x^2} = \frac{8\pi \mu_1}{\lambda} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial t}.$$

Selon l'expression du facteur de croissance, toutes les longueurs d'ondes sont admises, mais celle de facteur de croissance maximale est indépendante de l'intensité de $P = \sigma h$:

$$\theta = \frac{\sigma}{4\mu_1 \frac{\lambda}{2\pi h} + \frac{1}{3}\mu_0 \left(\frac{2\pi h}{\lambda}\right)^2}, \quad \lambda_d = 2\pi h \left(\frac{\mu_0}{6\mu_1}\right)^{1/3}.$$

Biot [1961] a conclu de son étude que les facteurs de croissances liés à des contrastes de viscosité inférieurs à deux ordres de grandeur sont trop faibles pour permettre le développement de longueurs d'ondes discrètes ; le raccourcissement est alors quasiment homogène.

A titre indicatif, appliquons ce modèle pour une couche d'épaisseur 30 km : si l'on prend un contraste de viscosité de deux ordres de grandeur, la longueur d'onde résultante est de 480 km.

2.2.1.3 Application à l'échelle lithosphérique

Weissel et al. [1980] furent les premiers à suggérer que les ondulations du socle de l'Océan Indien puissent être le résultat d'un flambage élastique.

Mc Adoo et Sandwell [1985] défendirent cette hypothèse en argumentant que le noyau élastique de la lithosphère est aminci, parce que la partie supérieure de la plaque a atteint l'enveloppe de rupture, et que la partie inférieure est de faible viscosité. Ainsi la lithosphère flambe de manière élastique avant de casser en entier: les contraintes de flambage ne s'appliqueraient que sur ce noyau élastique d'une dizaine de kilomètres d'épaisseur. Pour produire des longueurs d'onde de 160 à 240 km, la contrainte nécessaire n'atteint plus que 600 MPa, conformément aux estimations de Cloetingh et Wortel [1986].

Mais ces auteurs négligent l'épaisseur de lithosphère qui se déforme de manière fragile: or même fracturée, les contraintes compressives qui s'y appliquent ne sont pas négligeables.

2.2.2 Méthode des perturbations et rhéologie non-newtonienne

Une seconde génération de modèles analytiques a permis d'étudier le développement d'instabilités verticales dans un milieu stratifié et soumis à une force latérale. Ces modèles utilisent une méthode de perturbations: on insère des perturbations sinusoïdales et infinitésimales dans un milieu composé d'un certain nombre de couches chacune de densité, d'épaisseur et de viscosité non-newtonienne différentes. Le but est de déterminer les perturbations qui sont susceptibles de se développer le plus rapidement au cours du temps. Les conditions de continuité des vitesses et des contraintes sont précisées aux interfaces. L'hypothèse que toute perturbation peut se lineariser permet de ramener le problème au traitement de chaque composante de Fourier de la topographie et des déplacements associés.

La viscosité est supposée de la forme $\mu = A|\sigma_{II}^{dev}|^{1-n}$, et les équations constitutives peuvent s'écrire:

$$\sigma_{ii} = 2\frac{\mu}{n}\dot{\epsilon}_{ii} - P, \quad \sigma_{ij} = 2\mu\dot{\epsilon}_{ij}.$$

La contrainte compressive appliquée aux limites est supposée constante.

- Fletcher [1974] et Smith [1977] dérivèrent indépendamment les équations liées aux flambage de couches superficielles : la gravité n'est pas prise en compte, et on recherche les conditions de flambage d'une couche d'épaisseur h et de viscosité non-newtonienne (caractérisée par les paramètres μ_o, n_o) plongée dans un milieu moins résistant (caractérisé par les paramètres μ_1, n_1). Ils expriment leurs résultats en fonction d'un taux de croissance adimensionné q , de sorte que si a est l'amplitude d'une irrégularité de surface et L la longueur de la couche : $\frac{1}{a}\frac{da}{dt} = -(q+1)\frac{1}{L}\frac{dL}{dt}$. Posant $m = \frac{\mu_o}{\mu_1}$, et

$$Q = \frac{1}{m} \sqrt{\frac{n_o}{n_1}}.$$

$$q = \frac{2n_o(1 - \frac{1}{m})}{Q^2 - 1 + \sqrt{n_o - 1} \cdot \frac{(1+Q)^2 \exp^{\frac{2\pi h}{\lambda} \frac{1}{\sqrt{n_o}}} - (1-Q)^2 \exp^{-\frac{2\pi h}{\lambda} \frac{1}{\sqrt{n_o}}}}{2 \sin(\sqrt{1 - \frac{1}{n_o}} \frac{2\pi h}{\lambda})}}$$

Ils étudient en particulier la situation où n_o est très grand et vérifie $n_o \gg m\sqrt{n_1} \gg 1$.

Alors l'expression du facteur de croissance se simplifie :

$$q \sim m\sqrt{n_1} \sin \frac{2\pi h}{\lambda}.$$

et les valeurs maximales sont atteintes pour :

$$\frac{2\pi h}{\lambda_d} = \frac{\pi}{2}, \frac{5\pi}{2}, \dots (2n + \frac{1}{2})\pi, \quad \frac{\lambda_d}{h} = 4, 0.8, 0.444, \dots$$

Lorsque Smith [1979] dérive l'expression des vitesses verticales dans le milieu, il montre l'existence d'un fluage secondaire et d'un mécanisme de résonance à distance de l'interface qui flambe. La déformation des interfaces est d'autant plus efficace qu'elles sont à une distance proche de $\lambda/4$.

Considérant la situation où $m = 1$, Smith [1979] montre qu'alors le rapport préférentiel est $\frac{\lambda}{h} = 2\pi$.

Ces résultats furent entérinés par des mesures de plis naturels, dont les rapports sont généralement compris entre 4 et 6 [Sherwin et Chapple, 1968].

Le mode fondamental capable d'être activé est tel que $\frac{\lambda}{h} \sim 4$. Ce rapport est une référence.

- Ricard et Froidevaux [1986] étudièrent l'éventail des possibilités de flambage et de boudinage pour une lithosphère en compression ou en extension. Ils développent une méthode numérique pour obtenir les modes harmoniques de la déformation, avec les

hypothèses de bases similaires à Fletcher [1974] et Smith [1979] : avec $n_o = 10^3$ et $n_1 = 3$, ils retrouvent le même rapport caractéristique.

- Fletcher et Hallet [1983] considèrent le cas d'une couche supérieure de forte résistance constante et uniforme, τ_y , reposant sur une couche ductile de résistance décroissant exponentiellement avec la profondeur, telle que $\mu = \mu_o \exp^{-\gamma y}$. Densité et viscosité sont continues aux interfaces. Introduisant le paramètre $S = \frac{\rho g h}{2\tau_y}$, qui décrit l'importance relative des forces de gravité par rapport à la résistance de la plaque, ils concluent à une condition nécessaire pour permettre la croissance d'une instabilité à la surface de la couche supérieure, telle que $\gamma h \geq S$: ils confirment que *la variation de densité doit être minimale alors que le contraste de viscosité doit être maximal afin de favoriser la croissance d'instabilités périodiques*.
- Zuber [1987] exprime aussi ses résultats en fonction du paramètre $S = \frac{\Delta \rho g h}{2\mu \dot{\epsilon}_{xx}}$.

Que la viscosité varie de façon exponentielle selon la distribution de la température ou soit fixe (exposant $n = 10^4$) à l'intérieur de la couche compétente, elle obtient un rapport λ/h indépendant de la valeur de la contrainte de la couche compétente. En d'autres termes, seule la rhéologie plastique de la couche compétente détermine ce rapport.

Plus S croît, plus le domaine de longueurs d'ondes capables de s'activer est large, de sorte que l'apparition d'une longueur d'onde discrète est plus difficile ; parallèlement le rapport λ/h diminue. L'application à l'Océan Indien fournit les résultats suivants (figure 2.10):

1. Si l'on est dans le domaine des S faibles, par exemple $S = 0.1$: le rapport $\lambda/h = 13.7$: ce rapport est beaucoup trop grand pour pouvoir concerner le cas de la

lithosphère océanique, puisque son épaisseur compétente est d'au moins 30 km, voir plutôt 40 km d'après les mécanismes aux foyer des séismes.

2. Si l'on est dans le domaine des S grands, par exemple $S = 10$: la déformation se fait par boudinage inverse, telle qu'une déflexion vers le haut de la surface de la couche compétente est corrélée avec une déflexion vers le bas de sa base. Dans ce cas, $\lambda/h \sim 3$: ce rapport est trop petit pour notre Océan Indien, car il implique que l'épaisseur de la couche compétente soit d'au moins 50 km. De plus, la croissance d'une longueur d'onde discrète est très lente, donc peu probable.
 3. Si $S = 1$. Estimons qu'alors la contrainte compressive est de l'ordre de grandeur de la pression lithostatique (par exemple, si $\Delta\rho = 2000$ et $h = 40$ km, la contrainte compressive vaut 800 MPa), et la viscosité est de l'ordre de 10^{24} . Dans ce cas la déformation se fait encore par flambage : il y a une certaine quantité d'épaississement de la couche compétente au niveau des crêtes, mais l'élévation des crêtes en surface correspond à une élévation de la base de la couche. Le rapport $\lambda/h = 5.7$. C'est cette situation que Zuber évoque comme la situation la plus capable d'expliquer le problème de l'Océan Indien : ce n'est pas du boudinage inverse comme le nomme Jestin (1991, voir discussion section 2.1.3).
- Bassi et Bonnin [1988] ont considéré le problème similaire de l'extension d'une lithosphère continentale. Martinod (thèse 1991) et d'autres [Cobbold et Davy, 1992; Martinod et Davy, 1992, 1994] ont étudié un vaste éventail de possibilités en compression et en extension, dans le but d'établir une comparaison avec des modèles analogiques. Décrivons ici les résultats de l'étude analytique de Martinod [1991].

La couche supérieure compétente a un exposant de loi puissance 10^4 . La couche

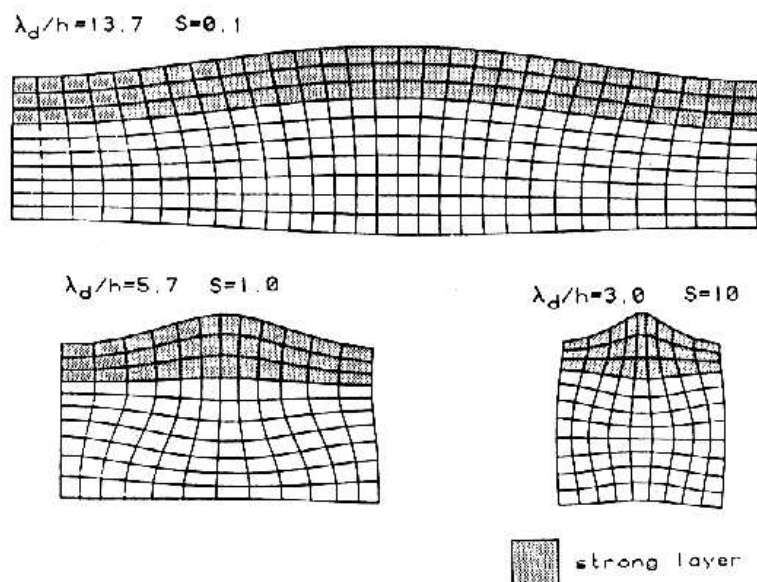


Figure 2.10: Modes de déformations d'après Zuber (1987) : en haut la couche compétente (en gris) se déforme par flambage sans variation d'épaisseur. A gauche, déformation par flambage avec épaissement non uniforme. A droite, déformation par boudinage inverse. Les 'éléments de compression minimale semblent être en extension, du fait que la composante de raccourcissement uniforme n'est pas prise en compte.

inférieure sert de zone tampon : la viscosité est continue à l'interface et décroît exponentiellement jusqu'à la base, avec un exposant toujours inférieur à 10. En faisant varier les contrastes de densité, les épaisseurs, et les exposants, ils arrivent aux conclusions générales suivantes:

- La rapidité avec laquelle la densité et la viscosité varient affecte seulement le taux de croissance des instabilités.
- En accord avec Ricard et Froidevaux, le mode fondamental le plus probable vérifie le rapport $\frac{\lambda}{h_1} \sim 4$, pourvu que les contrastes de viscosité soient $> 10^3$.
- *Ce sont les propriétés plastiques de la couche compétente qui sont responsables du flambage*, en accord avec Zuber (87).

2.2.3 La stabilité des prédictions analytiques

Mühlhaus [1993] a généralisé la théorie de Biot [1951] d'une plaque élastique plongée dans un milieu visqueux, et a montré qu'alors que la longueur d'onde activée est contrôlée par le facteur de croissance initialement dominant, il arrive un temps après lequel d'autres facteurs de croissance deviennent grands. Ainsi les plis croissent de manière de plus en plus irrégulière, à cause de la superposition de plusieurs longueurs d'ondes.

Mühlhaus et al. [1994] ont étudié le rôle des conditions limites sur la croissance des plis. Si les conditions aux limites sont à contraintes constantes, le facteur de croissance est toujours exponentiel. Mais *si les conditions aux limites sont en vitesses, le facteur de croissance ne reste pas indéfiniment exponentiel et décroît graduellement.*

Hunt et al. [1996] ont dérivé un système d'équations différentielles pour décrire la compression d'une plaque mince élastique baignant dans un milieu visco-élastique et adoucissant. Ils obtiennent un ensemble de solutions chaotiques, de sorte que la déformation se localise en un point plutôt que ne se développe un flambage régulier.

Des études analogiques, comme celles d'Abassi et Mancktelow [1989], ont permis d'étudier l'influence de perturbations initiales sur le développement du flambage.

Zhang et al. [1996] utilisent une méthode numérique FLAC, semblable à la notre, pour étudier l'influence des perturbations initiales sur l'amplification du flambage d'une couche élasto-plastique.

De manière générale, ces études montrent que la longueur d'onde des plis formés est influencée par celle de la perturbation initiale, à tel point qu'un seul pli peut se développer à partir d'une perturbation, inhibant le développement de flambage régulier.

Schmalholz et Podladchikov [*soumis à GRL*] généralisent l'approche du flambage d'une couche visco-élastique par la théorie des plaques minces: à l'aide d'un algorithme original et permettant d'atteindre de grandes déformations, ils obtiennent une condition, fonction des contrastes de viscosité et du module élastique, pour que le flambage soit de type plutôt visqueux ou élastique. Lors du raccourcissement d'une couche avec perturbation initiale et dans le cas de flambage quasi-élastique, la déformation se localise, inhibant le flambage régulier.

Ainsi, la validité des prédictions analytiques lorsque les déformations deviennent importantes n'est pas forcément assurée : les conditions initiales ainsi que les conditions aux limites peuvent remettre en cause les résultats analytiques.

2.2.4 La fracturation ET le flambage

Le problème auquel on s'intéresse, et que les études ci-dessus n'ont pas résolu, est le suivant : *comment des plis de plus de 200 km peuvent affecter une couche de 40 km d'épaisseur et qu'en même temps de nombreuses failles, non seulement en surface mais aussi traversant toute l'épaisseur de la couche puissent être activées ?*

Suit un résumé des modèles qui discutent de ce problème, issus des observations de terrains, de modèles analytiques, analogiques et enfin numériques.

2.2.4.1 A l'échelle de la croûte supérieure

Le pourquoi de la fracturation ou du plissement des niveaux supérieurs de la croûte n'est pas nouveau. Les nappes de chevauchement ont suscité très tôt l'intérêt de modèles décrivant

la formation de structures où failles et plis se "mêlent".

- Outre l'approche par la mécanique des milieux continus, les caractéristiques géométriques de la déformation observée sur le terrain ont inspiré nombre d'études descriptives. Des modèles sont proposés, essentiellement basés sur la loi de conservation des volumes. Plusieurs scénarios résument la variété des structures observées [*Jamison, 1987*] (figure 2.11):

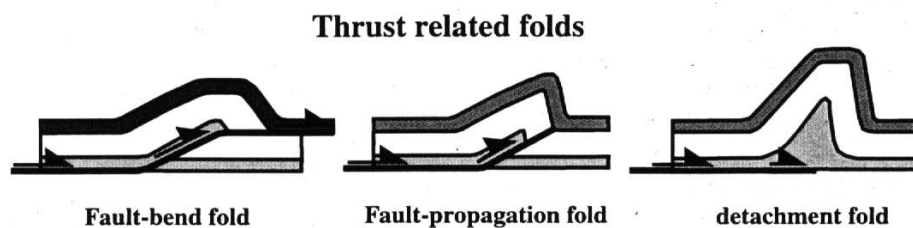


Figure 2.11: Mode de formation de structures plissées accompagnées de failles (d'après Jamison, 1987) : les "fault-bend folds" et les "fault propagation folds" sont des structures qui apparaissent plissées pendant ou en conséquence du déplacement le long de plans de glissements. Il s'agit de plissement passif. Les "détachment folds" impliquent un scénario voisin de celui du flambage : une couche visqueuse flue à l'intérieur d'anticlinaux, délimitée par des niveaux plissés plus compétents.

Fischer et al. [1992] présentent plusieurs exemples de terrain où des plis asymétriques sont analysés comme issus d'un scénario de flambage initial, dont l'amplification est telle que le matériau situé aux charnières des plis est broyé et un processus de glissement s'y produit ("fixed-hinged kinking and thrusting"). Il existe d'autres scénarios où le flambage produit des plis déversés dont les flancs quasi-horizontaux et raccourcis jouent ultérieurement le rôle de zone de cisaillement (figure 2.12, *Heim, 1921*). Cependant, on observe aussi des plis tranchés par une faille le long de leurs flancs (figure 2.12, *Willis, 1893*).



Figure 2.12: Exemples de plis de niveaux superficiels. A gauche, pli en chevron (Sagerstrom, 563, U.S. Geological Survey, Turcotte, 1982). Au centre, plis déversé (Heim, 1921). A droite, faille sur flanc de pli (Willis, 1983).

- Johnson [1980] dériva les équations de la théorie d'élasto-plasticité pour des matériaux durcissants. Supposant qu'une couche comprimée a déjà atteint son enveloppe de rupture, il détermine des domaines dans l'espace $[\frac{\sigma_{II}^{dev}}{G_L}, \frac{h}{G_L}]$ (G_L module élastique, h coefficient de durcissement) pour lesquels il y a flambage, rupture, ou les deux à la fois. Plus le durcissement est fort, plus le flambage a des chances de se développer. Il existe un large domaine intermédiaire où les deux mécanismes sont autorisés. Il conclut, entre autres, que *la compression étant la plus forte au coeur des plis, c'est là que des failles sont susceptibles d'apparaître.*

Citons les travaux basés sur l'analyse de la stabilité non-linéaire en plasticité: Massin et al. [1996] ont étudié un système composé d'un matériau cohésif et frictionnel reposant sur un fluide visqueux de *moindre densité*. Ils montrent l'importance de la contrainte tectonique dans l'évolution des amplitudes des plis de flambage élastique. Arrive un stade où le système perd sa stabilité et peut développer un mode de déformation par failles en chevrons, car la plasticité est d'abord atteinte aux charnières des plis (figure 2.13).

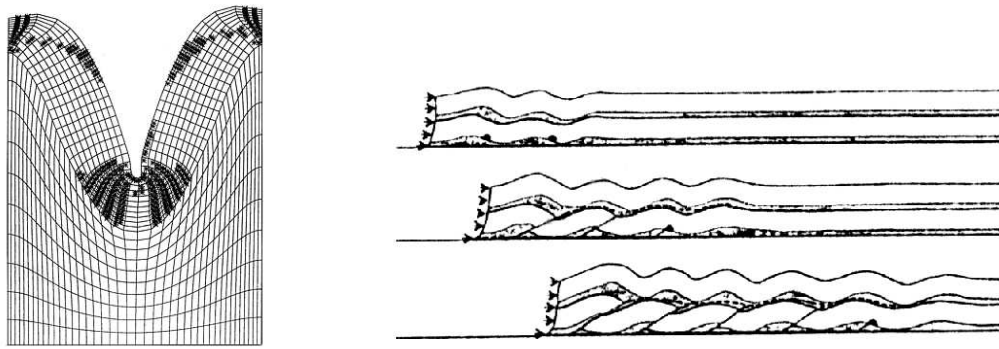


Figure 2.13: A gauche, ruine du système stratifié en un mode de chevron à la suite de la formation de failles. chaque étoile indique un lieu d'écoulement plastique, d'après Massin et al. [1996]. A droite, schéma de formation d'un duplex à partir de flambage : les failles coupent les plis aux points d'inflexion [Liu et Dixon, 1995].

- Une étude intéressante est celle menée par Liu et Dixon [1995], dans laquelle des modèles analogiques et numériques montrent le développement de failles après le flambage d'un système de multicouches à l'échelle de la croûte supérieure.

Les modèles numériques développés (avec le code d'éléments finis *Abacus*) définissent un milieu de 96 km de long et épais de 4 km, composé de multicouches de rhéologie élastique contrastée. L'application d'une vitesse de compression latérale le long de l'une des parois de ces modèles provoque le développement d'une instabilité de flambage. Ces auteurs suggèrent que l'on peut corrélérer l'espacement régulier des failles observées dans les nappes de chevauchement avec la longueur d'onde de flambage que le système a pu préalablement subir.

La distribution des contraintes déviatoriques montre un maximum dans la direction définie par les points d'inflexion des plis au centre des couches et leur flanc avant en surface (figure 2.13). Cette prédiction de l'emplacement des failles par rapport aux plis, différente des prédictions antérieures, est justifiée par la prise en compte de la gravité.

2.2.4.2 A l'échelle lithosphérique

- Des modèles expérimentaux ont été développés afin de reproduire la déformation lithosphérique [Cobbold, 1975 ; Martinod, 1991 ; Davy et Cobbold, 1991, Martinod et Davy, 1994]. Dans les modèles de Martinod [1991], la lithosphère océanique est simulée par un modèle à 3 couches : du sable pour la partie cassante, du silicone pour la partie ductile, et du miel pour l'asthénosphère.

Un flambage se développe avec une longueur d'onde de 3 à 10 fois l'épaisseur cassante ($\frac{\lambda}{h} = 6.1 \pm 3$). La longueur de la boîte de modélisation influencerait sur l'apparition des longueurs d'ondes les plus grandes. Aucune autre dépendance n'est prouvée, ni l'épaisseur de la couche ductile, ni sa résistance.

Le flambage apparaît au bout de 1% de raccourcissement, et précède l'apparition de failles aux points d'inflexion des plis, qui a lieu à des taux supérieurs à 5% [Bull et al., 1990].

- Chemenda [1992] effectua des expériences analogiques appliquées à l'Océan Indien. Après flambage de la lithosphère avec une longueur d'onde d'environ 200 km et un rapport $\frac{\lambda}{h} \sim 3$, la lithosphère compétente finit par se rompre au point d'inflexion de l'un des plis, et une subduction océanique démarre. Les plis préformés s'estompent.
- Wallace et Melosh [1994] étudièrent au moyen du code d'éléments finis *Tecton*, la déformation d'une lithosphère océanique de comportement élastique mais dans laquelle sont introduites des failles pré-existantes (le cisaillement est libre dans leur plan de pendage). Ils obtiennent en particulier un flambage de 240 km au bout d'un raccourcissement de 0.08 (du même ordre de grandeur que l'initiation de flambage dans les

modèles de sable), avec une contrainte compressive latérale de 100 à 300 MPa.

Mais la longueur d'onde activée et les contraintes latérales dépendent beaucoup des caractéristiques initiales des failles et de la perturbation, et ce jusqu'à des différences de double dans les résultats. Cette étude montre le danger de l'insertion de failles, qui sont des perturbations importantes, alors qu'on ne connaît pas forcément très bien leurs caractéristiques dans la réalité.

Beekman et al. [1996] proposèrent également un modèle numérique basé sur une méthode d'éléments finis, en prenant en compte une rhéologie élasto-plastique. Dans le cas où des failles crustales sont initialement introduites, une longueur d'onde de 300 km environ se développe au bout de 6 Ma, avec des contraintes latérales compressives de 700 MPa à la TFD. *En l'absence de failles crustales, aucun flambage ne se développe.* Ce résultat est contradictoire avec les modèles analogiques.

Alors que ces modèles numériques défendent l'idée de flambage dans une lithosphère parsemée de failles, ils ne peuvent pas prédire ni leur initiation ni leur propagation, en interaction avec le flambage.

- Lambeck [1983] a reconsidéré le modèle analytique de plaque mince élasto-visqueuse subissant du flambage, en vue d'expliquer les structures périodiques du centre de l'Australie. Dans un prochain chapitre nous verrons plus en détail la situation de cette région et l'efficacité de son approche.

La plaque est initialement soumise à une faible charge verticale irrégulière servant de perturbation initiale. Ces charges sont amplifiées lorsque une compression horizontale est appliquée. En supposant que la perturbation initiale est de la forme $\omega_i = A \exp^{\frac{\gamma_1 x}{l}}$, il obtient une expression de la déflexion ω :

$$\omega = \omega_o \cdot \exp^{\frac{t}{\tau_a}} \cdot \exp^{-\frac{\gamma_1 x}{l}} \cdot \cos\left(\frac{\gamma_2 x}{l}\right),$$

où t est le temps, τ_a l'inverse du taux de croissance dimensionné, l le quart de la longueur d'onde, $\tau = \frac{\mu}{D}$, et $\gamma_{1,2} = l\left[\left(\frac{\Delta\rho g}{4D}\left(1 + \frac{\tau_a}{\tau}\right)\right)^{1/2} \mp \frac{P}{4D}\left(1 + \frac{\tau_a}{\tau}\right)\right]^{1/2}$.

Un résultat important de cette solution est que la longueur d'onde évolue au cours du temps. Ainsi une longueur d'onde égale à 400 km avant 100 Ma, n'atteint plus que 250 km après 300 Ma.

Utilisant le principe de correspondance entre contraintes et déformations en élasticité, Lambeck évalue la distribution des contraintes déviatoriques élastiques et prédit les zones susceptibles de casser. En définissant l'axe des y comme étant au centre de la plaque initialement non-déformée, et dirigé positif vers le bas, le champ des contraintes

est

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= -12 \frac{D}{h^3} \cdot \frac{\omega_o}{1 + \frac{\tau_a}{\tau}} \cdot \exp^{\frac{t}{\tau_a}} \cdot \exp^{-\frac{\gamma_1 x}{l}} \cdot [(\frac{\gamma_1}{l})^2 + (\frac{\gamma_2}{l})^2] \cdot \sin(\frac{\gamma_2 x}{l} + \Upsilon) \cdot y, \\ \sigma_{yy} &= \Delta \rho g \cdot \omega \cdot [\frac{3}{2} \frac{y}{h} - 2(\frac{y}{h})^3]\end{aligned}$$

avec $\tan \Upsilon = \frac{\gamma_1^2 - \gamma_2^2}{2\gamma_1 \gamma_2}$.

La prise en compte de la gravité a pour effet que la contrainte verticale σ_{yy} n'augmente plus seulement linéairement avec la profondeur selon le gradient hydrostatique, mais aussi de façon sinusoïdale selon la variation de ω .

A la surface, les contraintes déviatoriques sont maximales dans les zones de creux, délimitées par les points d'inflexion : des failles inverses peuvent s'y former. Mais au centre de la plaque (où $y = 0$), la contrainte déviatorique maximale se réduit en un point, qui se situe exactement en dessous du point d'inflexion des plis. Par conséquent, des failles se propageant sur toute l'épaisseur de la lithosphère passent par ce point d'inflexion et émergent en surface dans les creux des plis : ces failles bordent donc les régions surélevées de sorte à constituer une structure de pop-up. Cette géométrie correspond aux structures observées dans le centre de l'Australie, où les bassins sont chevauchés par les blocs surélevés.

C'est le seul auteur à ma connaissance qui prédise de manière analytique *un champ de fracturation localisé aux points d'inflexion des plis de flambage*.

2.2.5 Conclusion:

Les données de l'Océan Indien indiquent le développement de flambage simultanément avec celui de failles, sans interaction notable de l'un et des autres.

Les observations de flambage de couches de la croûte superficielle, soutenues par un certain nombre de modèles, tendent à prédire une fracturation postérieure située aux charnières des plis.

Les modèles analogiques voient la fracturation se développer postérieurement aux plis, et située proche des points d'inflexion, de sorte que des structures de pop-up se forment.

Selon les approches, la fracturation postérieure peut avoir lieu aux charnières ou aux points d'inflexion des plis. Le rôle de la gravité semble déterminant, et on comprend qu'il le sera d'autant plus que l'échelle considérée est grande.

Les résultats de modèles numériques antérieurs à ce travail impliquent la nécessité de la préexistence des failles afin de pouvoir reproduire les déformations de l'Océan Indien. Bien que l'antériorité de ces failles par rapport au flambage ait été prouvée, ces modèles ne paraissent pas satisfaisants dans la mesure où ils ne renseignent pas sur l'interaction failles-plis. Ils ne peuvent expliquer la géométrie ni l'espacement des failles actives actuelles.

Ces résultats soulèvent plusieurs questions :

Comment décrire un flambage qui ne soit ni élastique ni visqueux, mais associé à un milieu dont les contraintes atteignent les contraintes de rupture fragile ?

Peut-on établir un lien plus précis entre les paramètres définissant le comporte-

ment fragile et les caractéristiques du flambage ?

Les failles prennent-elles place aux charnières des plis, de façon similaire à la déformation d'un niveau de croûte superficiel, ou bien aux points d'inflexion comme dans les expériences analogiques ?

Que devient ce flambage en grandes déformations ?

Quelle est l'échelle de temps du processus ? Y a-t-il un stade d'équilibre stable ou instable où flambage et fracturation cohabitent ?

Est-ce que le flambage est un moyen de réduire la contrainte compressive ?

2.3 Scénario de flambage par fracturation : modélisation numérique

2.3.1 Conditions initiales du modèle

- *Dimensions.* La lithosphère est modélisée par un domaine de 1200 km de long sur 60 km de profondeur, constitué de 400 éléments par 40. Le repère s'étend de $[-600; 600]$ km à $[0; -60]$ km.
- *Rhéologie.* Le recouvrement de la croûte océanique par des couches sédimentaires dépasse rarement 2 km, et la croûte superficielle elle-même est assez mince (~ 6 km) par rapport à l'épaisseur lithosphérique. C'est pourquoi on se permet de négliger la présence de ces couches et d'associer le comportement de la lithosphère à celui de l'olivine (dont les paramètres sont donnés dans la table 1.1, chapitre 1).

On suppose que la lithosphère est âgée de 60 Ma. A un taux de convergence entre 10^{-15} et $10^{-17} s^{-1}$, la TFD se situe alors à une profondeur de 40 à 50 km.

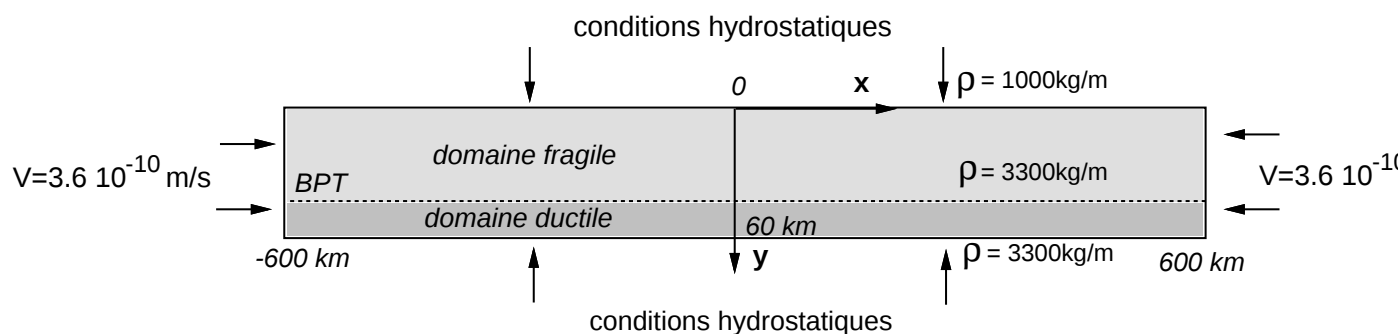


Figure 2.14: Conditions initiales du modèle numérique.

- *Conditions aux limites.* Les conditions appliquées aux extrémités du modèle peuvent être définies en contraintes (normales ou cisailantes) et en vitesses (verticales ou horizontales):

1. La lithosphère repose sur l'asthénosphère, qui est de viscosité suffisamment faible pour qu'on l'assimile à un fluide parfait de densité $\rho_a = 3300 \text{ kg/m}^3$. Les conditions aux limites à 60 km de profondeur sont donc hydrostatiques, c'est à dire qu'il n'y a aucune résistance au cisaillement et que la pression normale est égale à la pression d'Archimède (elle s'exerce vers le haut et vaut $\rho_a g y$, y profondeur).
2. On représente la compression latérale en appliquant une vitesse constante aux 2 bords gauche et droit de la surface de modélisation. Afin d'améliorer la stabilité du système, on applique des conditions périodiques. Pour cela on imagine que les éléments latéraux sont adjacents : les forces aux noeuds extrêmes des éléments latéraux (noeuds des colonnes 1 et nx) doivent donc être identiques. Pour satisfaire cette condition, on affecte à chaque noeud des 2 bords la somme des forces au noeud 1 et au noeud nx . Comme la force est doublée, les masses réelles et inertielle sont également doublées.
3. Aucune contrainte de cisaillement ne s'applique le long des parois latérales, de sorte que la lithosphère est libre de se déplacer dans la direction verticale.
4. On suppose que le plancher océanique se situe à 4.5 km de profondeur, sous l'eau. Pour cela, on ajoute à toutes les contraintes une composante isotrope égale à $4.5 \cdot 10^7 \text{ Pa}$. Le long de la paroi supérieure horizontale s'applique donc une pression normale de la même quantité, et le cisaillement y reste nul.

2.3.2 Scénario développé par le modèle numérique

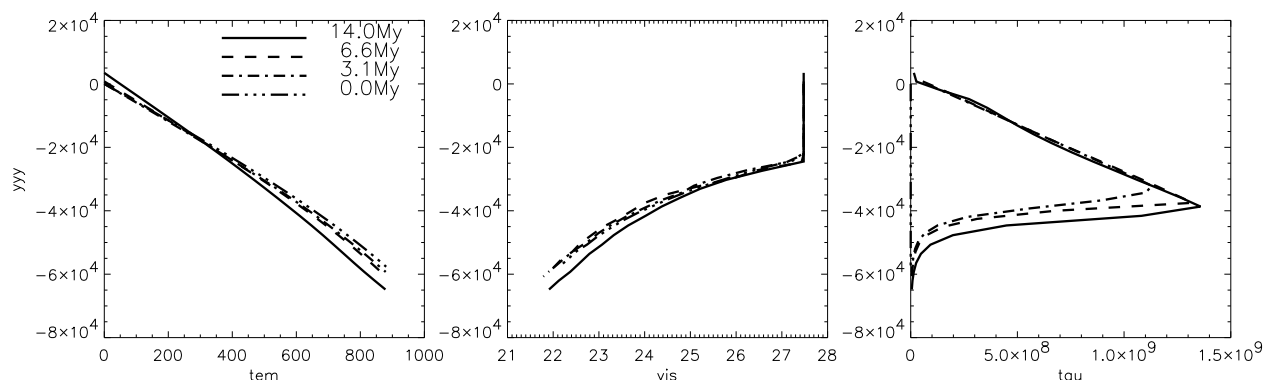
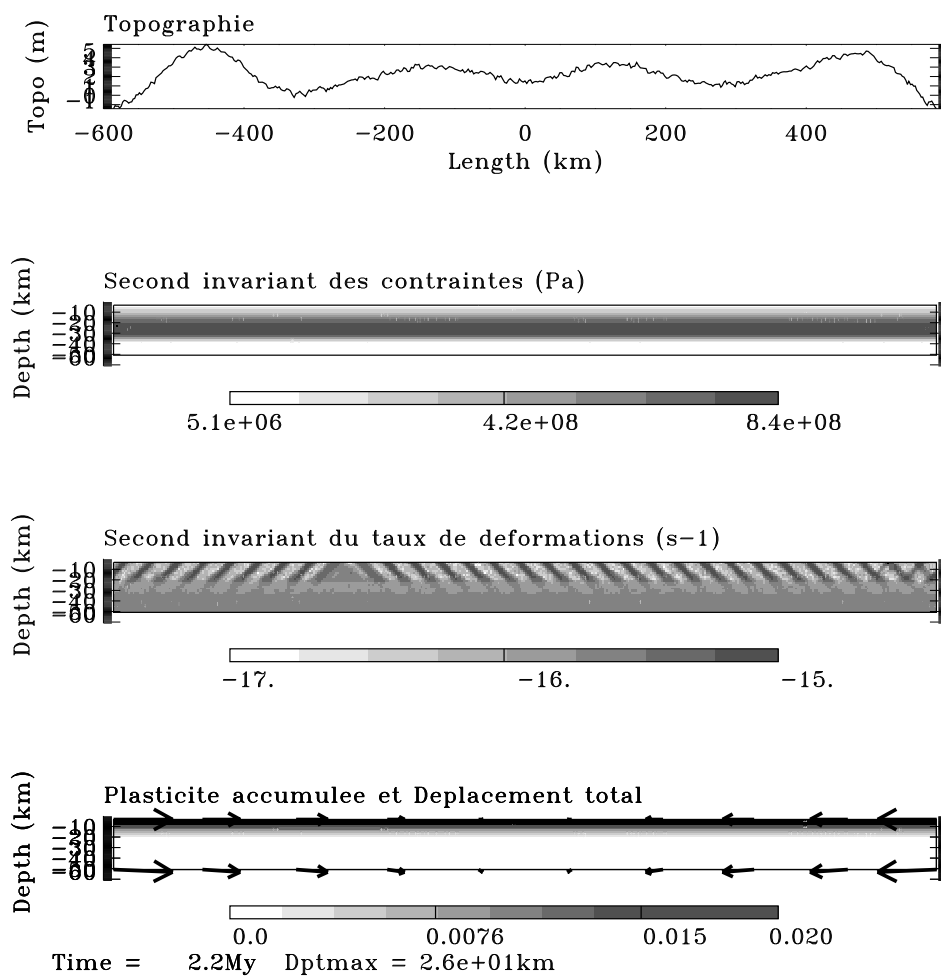
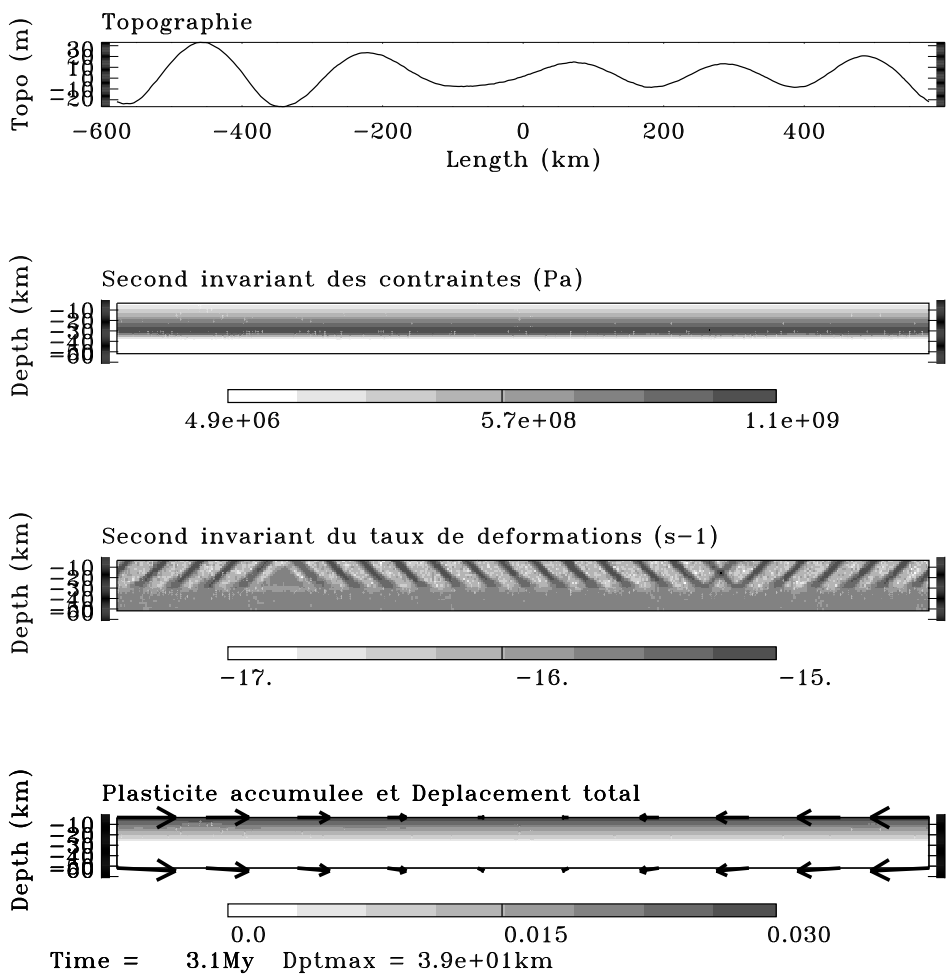
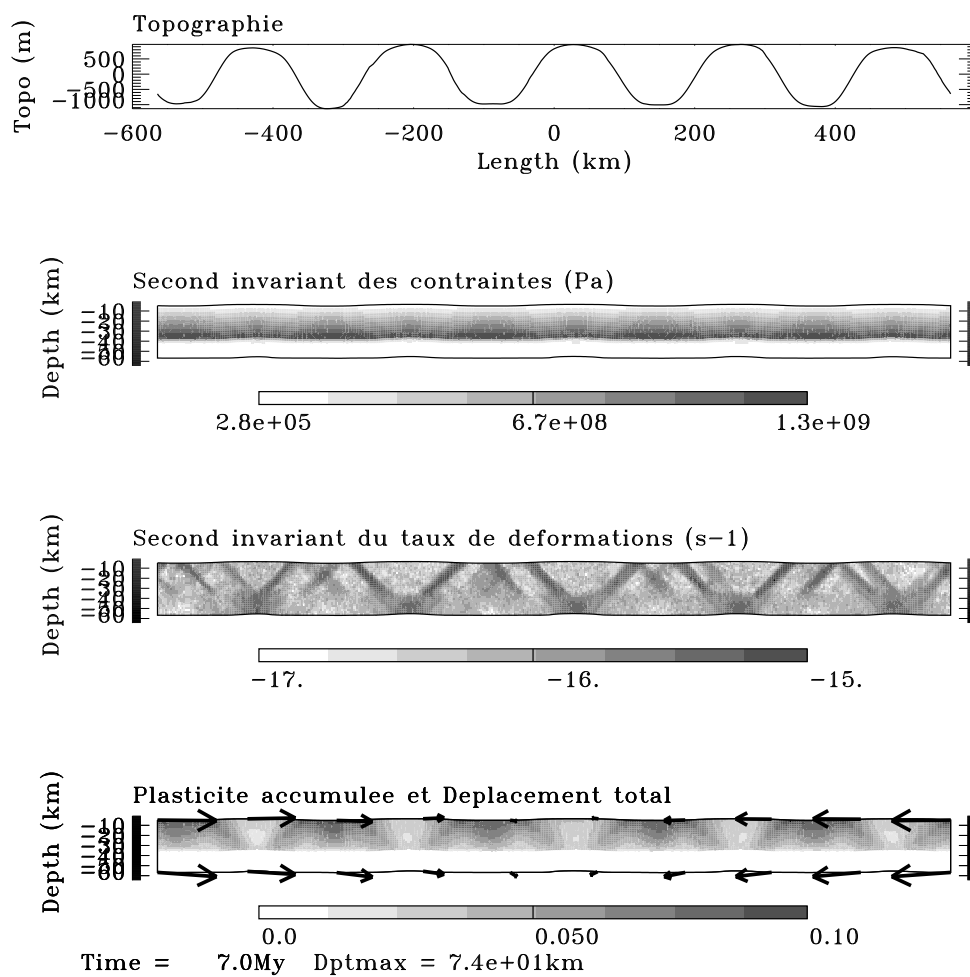


Figure 2.15: Evolution de profils verticaux le long de la section centrale du modèle : de gauche à droite la température (en degrés Celsius), la viscosité effective(en logarithme de Pa.s), et la contrainte cisailante déviatorique (en Pa).

La figure 2.15 montre la distribution initiale de la température et de la viscosité avec la profondeur: pour cela on a tracé des profils verticaux au centre du modèle, en $x = 0$. A 40 km, $T \sim 650^{\circ}C$ et $\mu \sim 5.10^{23} Pa.s$. Avec le raccourcissement imposé aux limites, les contraintes augmentent. La température est advectée avec le déplacement de chaque élément, mais elle est aussi constamment mise à jour (voir section 1.3.3). De même la viscosité est mise à jour : on constate qu'au cours du temps, la température tend à diminuer, la viscosité augmente, ainsi que l'épaisseur de la couche compétente.







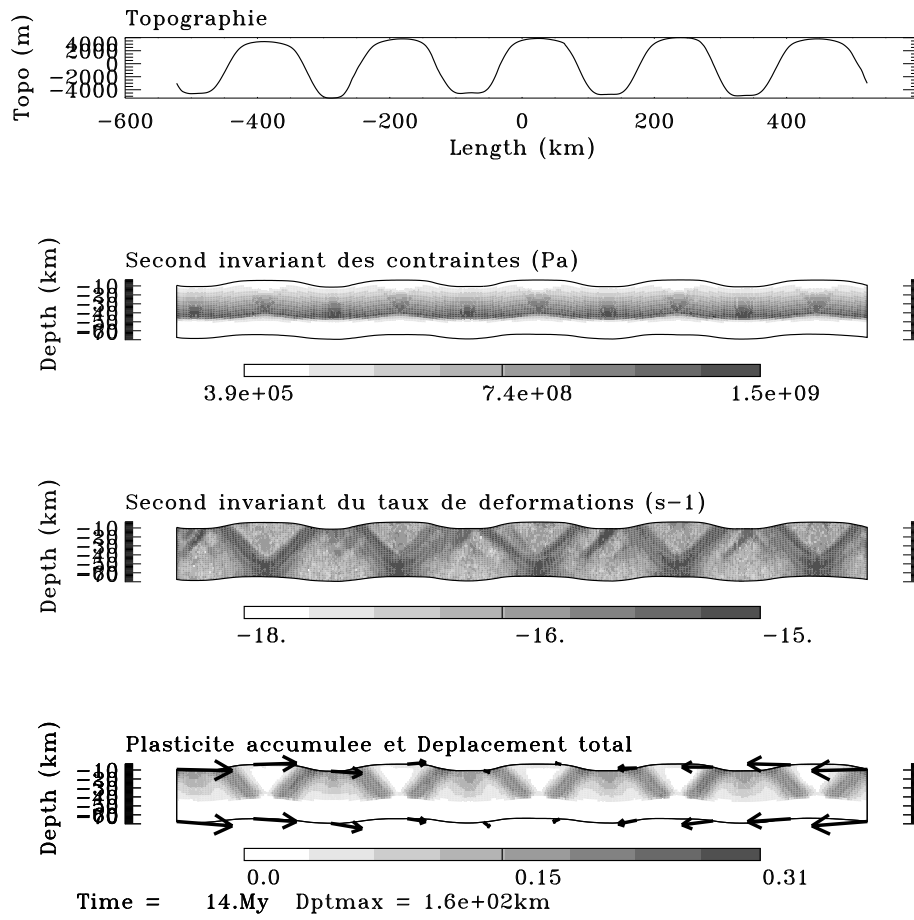


Figure 2.16: Pages précédentes et celle-ci: Etat du modèle à 4 stades de son évolution. Après 2.2 Ma, 3.1 Ma, 7 Ma, 14 Ma. De haut en bas, topographie, second invariant des contraintes σ_{II}^{dev} , second invariant du taux de déformation $\dot{\epsilon}_{II}^{dev}$, plasticité accumulée et raccourcissement total.

2.3.2.1 Etape 1 : Fracturation diffuse

Les contraintes croissent de manière élastique, proportionnellement à la vitesse appliquée, et jusqu'à la valeur limite imposée par le critère de rupture. Le domaine plastique se propage donc progressivement en profondeur, parsemé de bandes de cisaillement ou failles. Cette fracturation est dite diffuse parce que les bandes " sautent " de place en place au cours du temps. Au fur et à mesure qu'elles se propagent en profondeur, elles deviennent moins nombreuses et leur espacement s'agrandit: qu'il s'agisse d'un artefact numérique ou d'un phénomène réel est encore aujourd'hui discuté et ce n'est pas notre but ici; se reporter à Poliakov et Hermann [1994], et Poliakov et al.[1994] pour plus de détails.

La direction de pendage des failles semble symétrique par rapport aux bords du modèle, mais plusieurs tests indiquent qu'il s'agit d'un artefact numérique dû au chargement depuis ces bords. En réalité les deux directions sont également probables [Shemenda, 1992].

Une ondulation périodique de longueur d'onde 300 km apparaît à la surface après 2 Ma, et d'amplitude inférieure à quelques mètres. Nous avons attribué ce flambage primaire à la portion encore élastique de la lithosphère, située entre la partie supérieure cassée et la partie inférieure ductile. Cette longueur d'onde, pour croître, nécessiterait des contraintes supérieures à celles actuellement présentes, et sera masquée par les déformations ultérieures.

2.3.2.2 Etape 2 : Flambage

Après un peu moins de 3 Ma, le champ des contraintes atteint la valeur maximale autorisée par l'enveloppe de rupture: la couche compétente de la lithosphère, d'épaisseur $h \sim 42km$ a un comportement fragile en tous ses points (on détermine h en évaluant la profondeur où les contraintes déviatoriques supportent moins de 5% de la pression hydrostatique). C'est à partir de ce moment que se développe de manière significative une ondulation en surface,

stable, et de longueur d'onde d'environ 220 km. Le rapport longueur d'onde sur épaisseur vaut alors $\frac{\lambda}{h} \sim \frac{220}{42} \sim 5$.

Ce flambage apparaît au bout d'un raccourcissement d'environ 0.03. Les bandes de cisaillement traversent l'épaisseur de la lithosphère, et ont encore un caractère diffus.

2.3.2.3 Etape 3 : Localisation de la déformation aux points d'inflexion

Au bout de 7 Ma, les amplitudes maximales atteignent 2000 mètres, et le raccourcissement est de 0.08 (74 km). Des failles de profondeur moyenne tendent à se concentrer aux creux des plis, alors que celles qui traversent l'épaisseur de la lithosphère se mettent à jouer de manière stable aux points d'inflexion des plis. Peu à peu la majorité de la déformation fragile est accommodée le long de ces failles (voir la plasticité cumulée figure 2.16): des structures de pop-up se forment, de sorte que le jeu des failles et des plis est cinématiquement cohérent. Ce mode de déformation se développe de façon très monotone. Après 14 Ma, le raccourcissement atteint 13 % et les amplitudes atteignent 8000 m.

2.3.3 Discussion

Pourquoi le flambage apparaît-il après l'atteinte du seuil de rupture ?

Le flambage élastique ne peut se développer, puisque les contraintes requises sont bien au delà des contraintes de rupture. Le système se déforme donc de manière globalement homogène, au moyen d'une fracturation diffuse, jusqu' à l'étape 2.

Lorsque les contraintes ne peuvent plus augmenter, les perturbations numériques -minimes- permettent le développement d'un flambage qu'on peut appeler "plastique". Le raccourcissement est alors accommodé par une déformation sinusoidale dans la direction verticale, et de ce fait non homogène.

Pourquoi des failles aux points d'inflexion ?

Cet emplacement des failles est similaire à celui produit dans les modèles analogiques utilisant du sable, au bout d'environ 5-8% de raccourcissement [*Bull et al. 1990*]. Or le sable est un matériau très peu élastique, ce qui explique que l'étape 1 soit complètement court-circuitée dans les modèles analogiques.

Les prédictions analytiques de Lambeck (1983, voir section 2.2.4.2) étaient correctes.

Les contraintes initialement réparties homogènement, deviennent progressivement hétérogènes au fur et à mesure que le flambage se développe. En surface, les zones de courbure maximale sont aux charnières des plis: à priori les failles devraient s'y concentrer. Cependant la courbure change de signe avec la profondeur. Les failles qui traversent toute l'épaisseur de la couche compétente rencontrent ce changement de courbure: si elles sont extensives en surface, elles devraient changer de sens de cisaillement pour devenir compressives vers 40 km ! Or l'endroit où la contrainte déviatorique varie le moins avec la profondeur se situe aux points d'inflexion: le mouvement cisailant y est compatible de haut en bas.

De plus, d'un point de vue géométrique, une faille d'inclinaison $\sim 30^\circ$ a sa longueur minimale aux points d'inflexion des plis. Cette géométrie de la déformation fragile satisfait la meilleure cinématique et la minimisation des contraintes à l'échelle de l'épaisseur de la couche compétente.

Evolution au cours du temps : contraintes et amplitudes

On représente l'évolution au cours du temps de l'intégrale de la contrainte compressive déviatorique, le long de certaines sections verticales de la plaque, ainsi que l'évolution de la topographie pour les mêmes abscisses (figure 2.17). Ces graphiques vont permettre d'analyser la relation entre les paramètres initiaux et le développement du flambage.

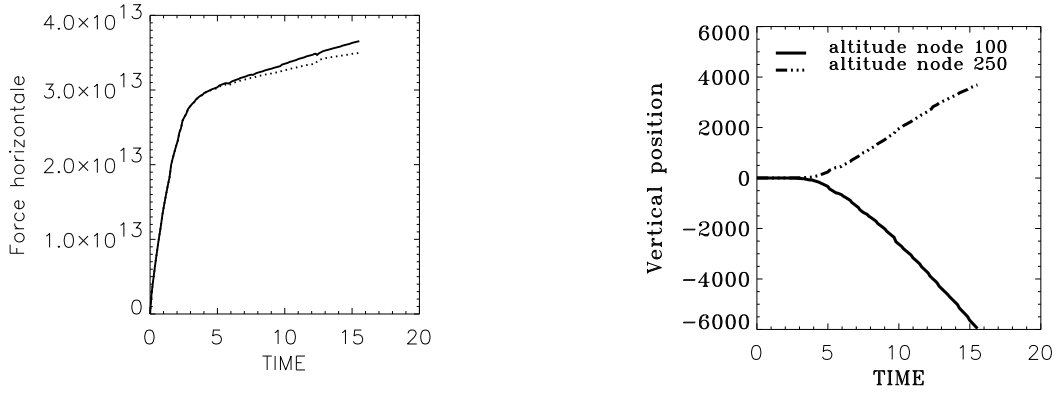


Figure 2.17: A gauche, intégration de la contrainte horizontale déviatorique le long de deux sections verticales au noeud 100 et au noeud 250. A droite, altitude en surface des mêmes noeuds. Le flambage apparaît vers 3 Ma, en corrélation avec le changement de pente des forces.

Les forces latérales

- Afin d'estimer les forces, on fait l'approximation que le champ de contrainte est globalement compressif: la contrainte principale majeure est σ_{xx} , alors que la contrainte verticale reste hydrostatique (figure 2.18).

La dernière partie à rester élastique et qui supporte le maximum de contraintes est la TFD, à $h \sim 42$ km. La valeur de la force horizontale intégrée sur h lorsque le critère de rupture est vérifié partout vaut alors :

$$F(\sigma_{dev}) = \int_h \sigma_{dev} dy = \int_{-42}^0 [S_o \frac{\cos \phi}{1 - \sin \phi} + (\frac{1 + \sin \phi}{1 - \sin \phi} - 1) \frac{\rho g}{2} y] dy \sim 2.9 \cdot 10^{13} N/m.$$

- On peut aisément estimer le moment où le seuil de rupture est atteint partout: on estime le temps nécessaire pour charger élastiquement les contraintes de rupture à la profondeur h . La contrainte horizontale à appliquer en plus de la pression lithostatique étant $\Delta \sigma \sim 2 \rho g h \sim 2.7 \text{ GPa}$ (figure 2.18), le temps nécessaire pour atteindre $\Delta \sigma$ est $t_1 = \frac{\Delta \sigma}{E \dot{\epsilon}_{xx}} \sim 4 \text{ Ma}$ (figure 2.17).

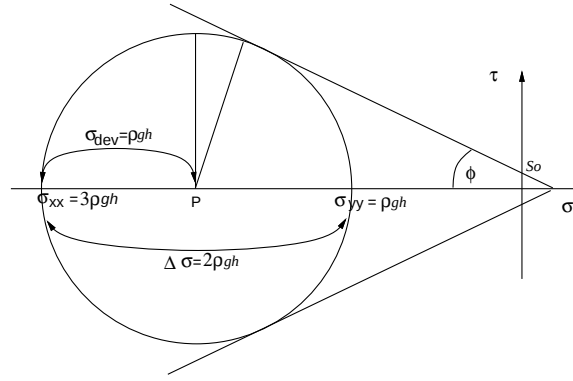


Figure 2.18: Cercle de Mohr approximant la valeur des contraintes principales régnant dans la lithosphère à la profondeur h : $\sigma_3 \sim \sigma_{yy} \sim \rho gh$, $\sigma_1 \sim \sigma_{xx} \sim \frac{1+\sin\phi}{1-\sin\phi}\sigma_3 = 3\rho gh$ (pour $\phi = 30^\circ$).

- Après 4 Ma, les forces continuent d'augmenter : on aurait pu penser qu'elles diminueraient, soit à cause de la plasticité non-associée, soit à cause du flambage. Or, les amplitudes des plis augmentent, et la force verticale nécessaire à soutenir la charge qui en résulte augmente aussi, et ce, par *épaississement de la couche compétente*. En effet on remarque qu'après 14.5 Ma, la lithosphère s'est raccourci de 156 km, la topographie moyenne est de 2 km, et le niveau de la TFD est descendu à ~ 47 km (figure 2.15).

Afin de quantifier cet épaississement, faisons l'approximation d'un épaississement homogène (l'épaississement est cependant plus important au niveau des crêtes de plis: repérable grâce à la différence des forces intégrées selon les sections verticales, figure 2.17). Considérons le volume de lithosphère raccourci et le volume de lithosphère épaissi (figure 2.19). Soit h et L les dimensions longitudinales et verticales, dh et dL leur variation. $dh = \zeta + \xi$ où ζ et ξ sont les déplacements verticaux de la surface et de la TFD. Alors la conservation de volume permet d'écrire:

$$\frac{dh}{h} = \frac{dL}{L}, \quad \xi = h \frac{dL}{L} - \zeta \sim h \cdot \varepsilon_x \sim h \cdot \dot{\varepsilon}_x t.$$

Quelle est alors la force nécessaire pour que cet incrément de couche compétente d'épaisseur $\xi \sim 5$ km atteigne le seuil de rupture ?

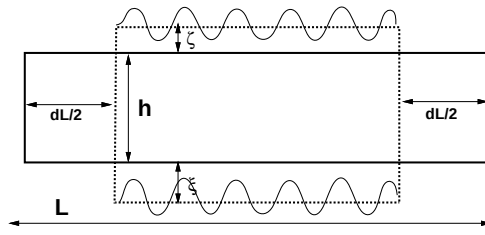


Figure 2.19: Conservation de volume lors d'un raccourcissement.

L'intégration des contraintes supportées par l'épaississement ζ en surface sera négligeable par rapport à celle de ξ . $F = \int_{-47}^{-42} \rho g y dy \sim 6.10^{12} \text{ N/m}$. Cette valeur correspond à l'incrément des forces figure 2.17, entre 4 et 14 Ma.

Il est difficile de distinguer les contributions du flambage et de la déformation homogène dans cet épaississement global; la portion ξ de lithosphère épaissie au niveau de la TFD est telle que la viscosité y a suffisamment augmentée pour que le comportement ne soit plus visco-élastique mais devienne fragile. Cet incrément de viscosité peut avoir plusieurs sources: d'abord le déplacement vers le bas, par flambage, du matériel compétent; puis le fait que le matériel en creux de plis est surélevé lors de la déflexion de flambage, et sa température décroît. Le phénomène indépendant de refroidissement de la lithosphère en 10 Ma est négligeable (il faudrait comprimer à vitesse beaucoup plus faible).

- *Moment d'apparition du flambage*

Le flambage devient significatif lorsque l'enveloppe de rupture est atteinte, soit 4 Ma. Dans le but de comparer le modèle et la réalité, la question se pose maintenant de savoir si l'estimation à 7-8 Ma de l'initiation de la déformation dans l'Océan Indien correspond plutôt au début de la fracturation diffuse, et alors on peut référer cette période de 7-8 Ma au stade initial à 0 Ma du modèle, ou bien si elle correspond plutôt au moment d'apparition du flambage, et alors on doit référer ces 7-8 Ma à partir de 4 Ma dans le modèle. Dans la suite nous supposerons le premier cas, de sorte que l'estimation du taux de raccourcissement total soit comparable au taux estimé par mesure du déplacement le long des failles dans l'Océan Indien (40 km - *Jestin, 1994*).

- *Estimation du taux de croissance des plis.*

Le taux de croissance des instabilités paraît important à évaluer afin d'établir une comparaison avec les études analytiques. En appliquant une vitesse latérale constante, on autorise la contrainte latérale à varier avec la profondeur et au cours du temps. Si la croissance est effectivement exponentielle au début du flambage, elle diminue très rapidement (conformément aux prédictions de *Mühlhaus et al., 1994*).

On peut alors approximer grossièrement l'évolution de la topographie (figure 2.17). Elle suit un comportement linéaire en $h(t) = a \cdot (t - t_i)$, où t_i est le temps au bout duquel le flambage s'initie, et a est la vitesse verticale des points de la surface. D'après les profiles, les vitesses maximales, aux charnières, atteignent $a = 0.4 - 0.5$ mm/an.

On a montré précédemment que l'épaississement de la couche compétente pouvait être approximé par de la compression homogène (figure 2.19), de sorte que $\frac{dh}{dt} \sim h\dot{\epsilon}$: si $h = 42$ km et $\dot{\epsilon} = 3.10^{-16} s^{-1}$, on obtient une vitesse théorique de 0.4 mm/an. Cette approximation d'épaississement homogène semble donc valable.

2.4 Etude des paramètres

Pour comprendre les paramètres qui entrent en jeu dans le mécanisme de flambage "plastique", nous avons mené un certain nombre d'expériences capables de nous éclairer sur plusieurs points: la validité du modèle numérique par rapport aux modèles antérieurs à ce travail (rapport $\frac{\lambda}{h}$), et le rôle de la gravité à travers le coefficient de friction.

Nous décrirons pour chaque test l'évolution des forces latérales et celle des instabilités de flambage. Les résultats seront rassemblés dans un tableau en fin de chapitre.

2.4.1 Stabilité du modèle

Résolution du maillage

On mène une expérience similaire à la première, sauf que la résolution est deux fois plus petite ; les dimensions sont toujours de 1200×60 km, mais il y a 200×20 éléments.

Nous appelons ce modèle le modèle de référence : dans la suite nous montrons les résultats de modèles qui ont la même résolution qu'ici, ce qui a pour avantage de raccourcir la durée du calcul numérique. Le seul désavantage est que l'on distingue moins bien la géométrie des failles : dans *Parovoz*, une bande de cisaillement est toujours large d'environ 5 éléments [*Poliakov et Hermann, 1994*].

Le résultat n'est pas modifié : l'amplitude dominante apparaît encore au bout de 4 Ma, lorsque l'intégration des contraintes vaut environ 3.10^{13} N/m (figure 2.20).

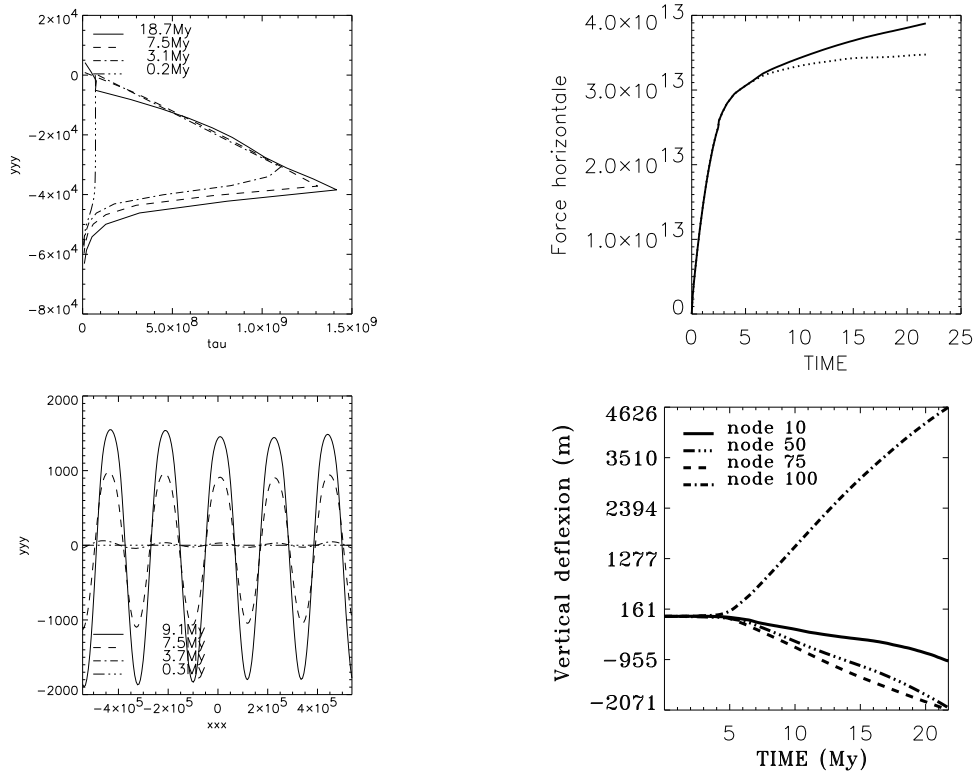


Figure 2.20: Résolution 200×20 . En haut et de gauche à droite, contraintes déviatoriques le long de la section centrale, et évolution de l'intégration des contraintes horizontales déviatoriques le long de deux sections verticales en $x \sim -450$ km et $x = 0$ (courbe supérieure en trait plein). Les différentes courbes illustrent la variation latérale d'épaississement de la couche fragile-ductile. En bas, profils de la topographie de surface et évolution des altitudes aux abscisses $x \sim -450$ km, $x \sim -280$ km, $x \sim -100$ km et $x = 0$.

La longueur du modèle

Les conditions aux limites périodiques imposent que les extrémités latérales du modèle soient continues entre elles : par conséquent la longueur d'onde activée sera toujours une fraction entière de la longueur. La longueur totale $L = 1200$ km autorise (entre autres) les longueurs d'onde 200, 240 et 300 km, soit une imprécision inférieure à 15%, ce qui nous a paru acceptable. De surcroît, le même modèle conduit sans conditions périodiques, produit une longueur d'onde encore égale à 240 km ($\frac{L}{5}$).

Plusieurs longueurs L différentes ont été testées en conditions non-périodiques : la longueur d'onde est toujours voisine de 240-250 km.

2.4.2 Paramètres agissants sur la longueur d'onde

2.4.2.1 L'âge de la lithosphère

Affectons un âge de 20 Ma à la lithosphère : avec un raccourcissement à $3 \cdot 10^{-16} s^{-1}$, la TFD se situe à $h \sim 27$ km. La contrainte horizontale à appliquer pour atteindre l'état de rupture est prédite $\Delta\sigma = 2\rho gh = 1.8$ GPa. Cela nécessite la force compressive : $F(\sigma_{dev}) \sim 1.2 \cdot 10^{13}$ N/m. Un flambage de longueur d'onde 150 km se développe, significatif après environ 3 Ma (figure 2.21). L'estimation analytique donne effectivement $t_1 = \frac{\delta\sigma}{E\dot{\epsilon}} \sim 2.8$ Ma.

Une fois que $F(\sigma_{dev})$ est atteinte, les forces continuent d'augmenter, et s'incrémentent de $5 \cdot 10^{12}$ N/m en 9 Ma. Cela correspond à l'observation d'un épaissement de 6 km de la couche compétente.

2.4.2.2 Influence du taux de compression

Reprenons l'âge de référence de 60 Ma mais raccourcissons à $3 \cdot 10^{-17} s^{-1}$. Bien que le taux de compression soit 10 fois moindre, la zone de transition n'est pas significativement moins épaisse que dans l'expérience de référence, et elle se situe vers 45 km (figure 2.22). Le temps nécessaire pour initier la rupture est par ailleurs estimé à $t_1 = \frac{\Delta}{E\dot{\epsilon}} \sim 40$ Ma.

Après 30 Ma, une longueur d'onde d'amplitude 100 m et de longueur d'onde 300 km est activée. Mais à 42 Ma, c'est la longueur d'onde de 240 km qui prend le dessus avec la localisation des failles aux points d'inflexion associés.

L'épaisseur de lithosphère compétente dépend de l'âge thermotectonique, et moins de la vitesse de convergence. Cette dernière affecte directement la croissance du flambage. Le rapport $\frac{\lambda}{h} \sim 5$ est toujours respecté.

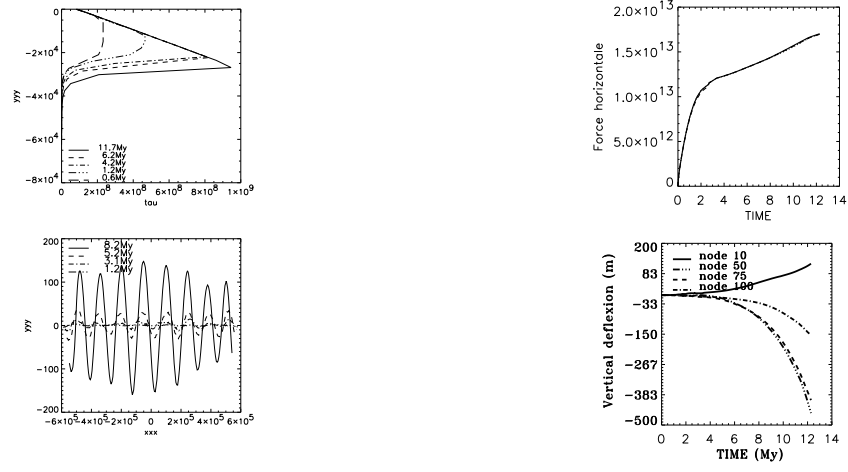


Figure 2.21: Age de 20 Ma : en haut et de gauche à droite, profil vertical de σ_{II}^{dev} au centre de la plaque ($x = 0$), évolution de l'intégration des contraintes horizontales déviatoriques (σ_{dev}) le long de deux sections verticales en $x = -100$ km et $x = 0$. En bas, évolution de la topographie de surface.

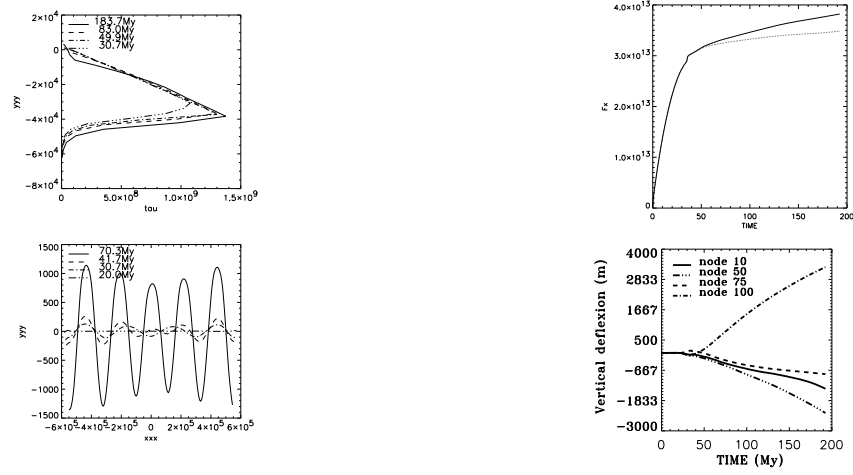


Figure 2.22: Taux de compression $\dot{\epsilon}_{xx} = 3.10^{-17} s^{-1}$. Même légende.

2.4.2.3 L'épaisseur de la couche ductile

Reprenant les paramètres de référence, on choisit de modéliser une lithosphère épaisse de 100 km au lieu de 60 km.

On constate que la longueur d'onde activée varie entre 200 et 300 km (figures 2.23, 2.24). Après 14 Ma, elle est régulière et vaut $\lambda = 260\text{km}$, proche du résultat du modèle de référence. Le développement du flambage est significativement ralenti : après 10 Ma les amplitudes atteignent tout juste 300 m.

Considérer une lithosphère épaisse de 100 km peut sembler plus réaliste, dans la mesure où la viscosité diminue en suivant la courbe théorique de la loi de puissance. La partie ductile au delà de 50 km de profondeur est une zone tampon qui absorbe une partie du raccourcissement lithosphérique et freine le développement du flambage (prédictions analytiques, *Martinod et Davy, 1992*). Plus cette zone est épaisse, plus la viscosité entre lithosphère compétente et asthénosphère varie lentement, et plus le flambage est ralenti.

Dans le modèle de référence, après 74 km (après 7 Ma), les amplitudes atteignent 2000 m, alors qu'ici elles ne sont encore que de 60 m. Dans le but de caler le modèle numérique avec la réalité, rappelons que les amplitudes de 500-2000 m actuelles correspondent à une estimation de raccourcissement de seulement 40 km. Malgré que la vitesse latérale est trop rapide dans ces modèles-ci, on peut cependant conclure qu'un modèle plus approprié devra prendre en compte une épaisseur lithosphérique minimisée, et probablement inférieure à 60 km. En d'autres termes, cela signifie que *la loi de puissance utilisée sousestime la chute de la viscosité avec la profondeur*.

Enfin, on note qu'après 20 Ma, si la partie supérieure flambe toujours, la couche inférieure ductile subit du *boudinage*. C'est la seule expérience où nous avons observé ce phénomène, qui est cependant l'une des solutions prédite par la théorie des perturbations.

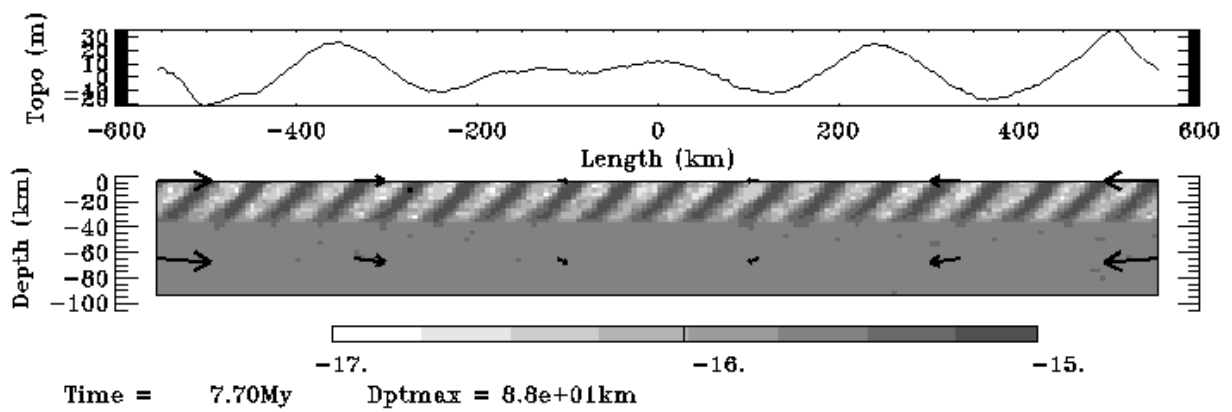
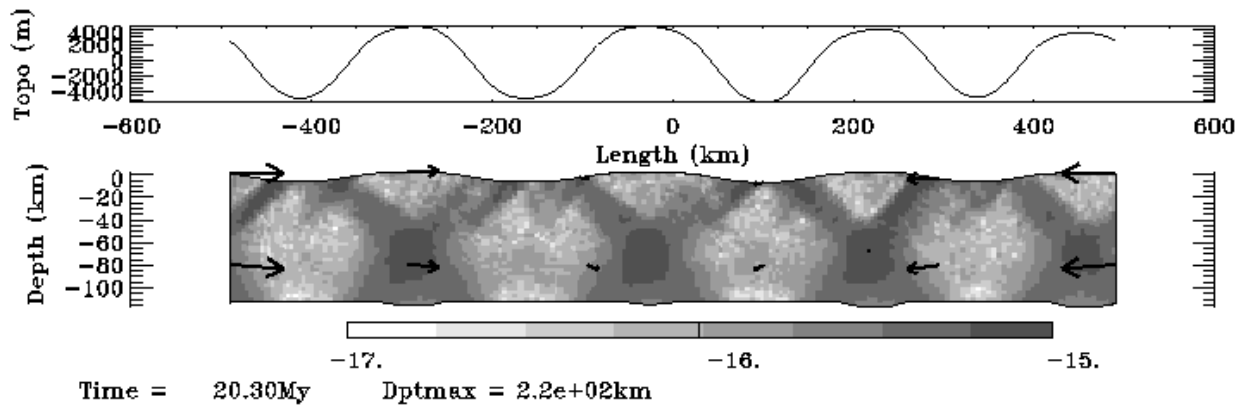


Figure 2.23: Modèle à épaisseur lithosphérique de 100 km. Taux de déformation, topographie et déplacement total après 7.7 Ma et 20.3 Ma.

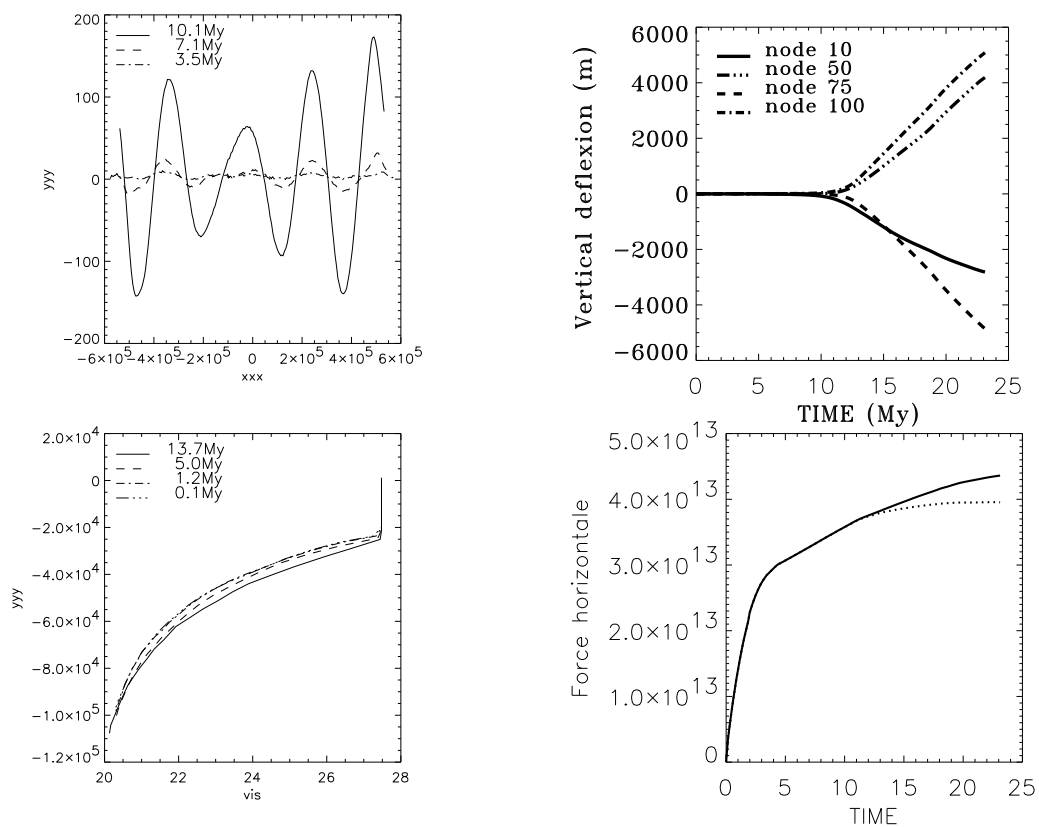


Figure 2.24: Modèle à épaisseur lithosphérique de 100 km. En haut, évolution de la topographie. En bas, de gauche à droite, profil vertical de la viscosité au centre de la plaque ($x = 0$), évolution des forces latérales.

2.4.2.4 Importance des forces de gravité

Si les charges verticales dues à la gravité n'existent plus, c'est un mécanisme différent de flexion qui a lieu plutôt que du flambage. Cependant il nous a paru intéressant de montrer comment dans ce cas, la déformation fragile a tendance à se localiser aux charnières des plis.

Voici les résultats d'une expérience similaire à l'expérience de référence, mais où les dimensions du modèle sont réduites d'un facteur 10^3 : les dimensions sont de 1200 m x 60 m. La variation de la pression avec la profondeur est rapidement négligeable par rapport aux contraintes de flexure, et insuffisante pour maintenir la cohésion du matériau aux charnières des plis. Cette localisation aux charnières entraîne une relaxation drastique des contraintes latérales.

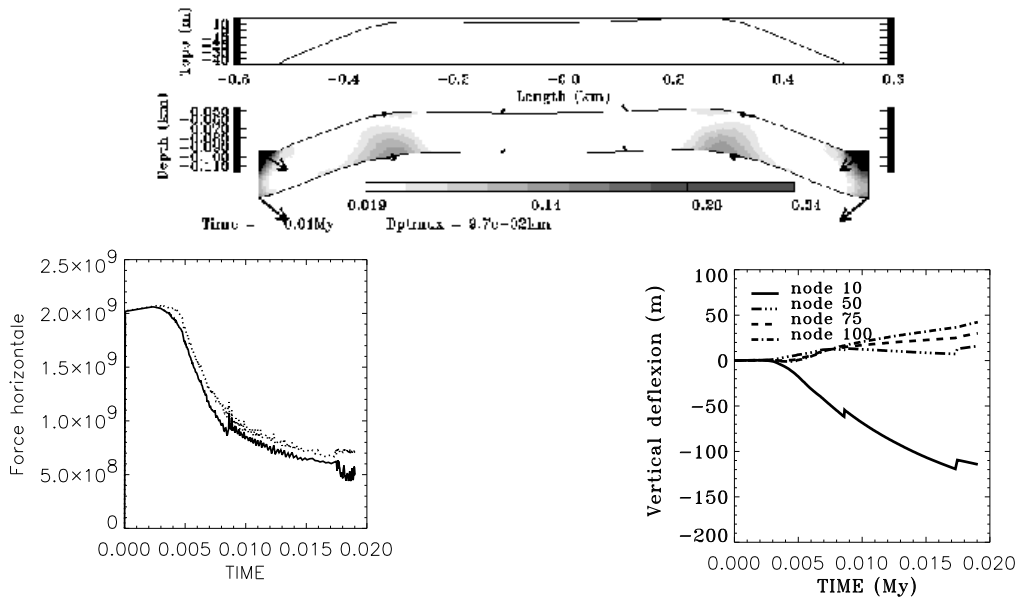


Figure 2.25: Expérience à 1200 × 60 mètres. En haut, plasticité cumulée ε_p , topographies et raccourcissements. En bas, évolution des forces latérales et des altitudes en surface.

Lorsque la taille du milieu est suffisamment restreinte pour que les forces de gravité n'interviennent pas, le mécanisme de déformation est différent et plutôt flexural. La localisation de la déformation se fait aux charnières des plis, et les forces latérales chutent.

2.4.3 Rôle des comportements élastique, visqueux, et fragile

2.4.3.1 Propriétés élastiques

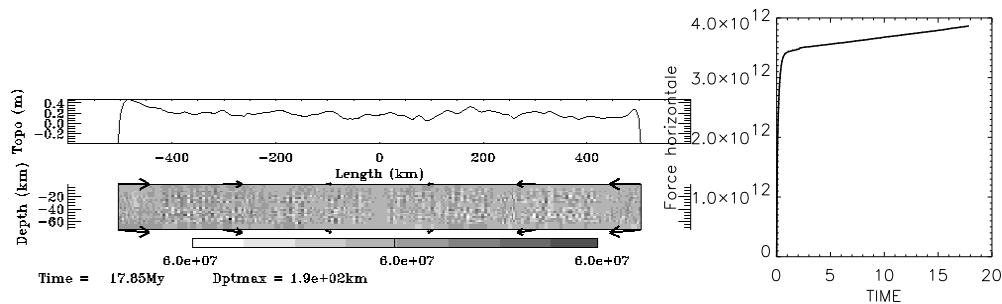
Si les paramètres de Lamé sont doublés, le changement de pente des forces a lieu deux fois plus tôt que dans l'expérience de référence, c'est à dire vers 2 Ma au lieu de 4 Ma. En effet, l'estimation $t_1 = \frac{\sigma_{dev}}{E\dot{\epsilon}} = \frac{t_{ref}}{2} \sim 2 \text{ Ma}$.

Cependant l'évolution du flambage est tout à fait identique à l'expérience de référence.

Le taux de croissance des longueurs d'ondes est indépendant des propriétés élastiques.

2.4.3.2 Lithosphère visco-élastique

L'expérience de référence montre que la limite du comportement fragile à la TFD a lieu avec une viscosité qui devient inférieure à 10^{23} Pa.s . Afin de comprendre le rôle du comportement visqueux, on choisit de modéliser la compression d'une lithosphère de 60 km d'épaisseur et de rhéologie uniquement Newtonienne, avec $\mu = 10^{23} \text{ Pa.s}$: le raccourcissement s'accomode de manière homogène et il n'y a aucun flambage.



Toutefois ce raccourcissement se fait à contrainte limitée : résolvons l'équation constitutive d'un corps visco-élastique de Maxwell à une dimension. L'application d'un taux de raccourcissement constant $\dot{\epsilon}_o = 3.10^{-16} \text{ s}^{-1}$ permet d'estimer la contrainte horizontale déviatorique sous laquelle le milieu se déforme:

$$\dot{\epsilon}_o = \frac{\sigma}{2\mu} + \frac{1}{G} \frac{d\sigma}{dt} \quad \Rightarrow \quad \sigma = 2\mu\dot{\epsilon}_o(1 - \exp^{-\frac{G}{2\mu}t}).$$

La contrainte horizontale déviatorique σ tend vers $2\mu\dot{\epsilon}_o = 6.10^7 \text{Pa}$. L'intégration le long de la section verticale donne : $F(\sigma_{dev}) = \int_{-57}^0 2\mu\dot{\epsilon}_{xx} dy \sim 3.4 \cdot 10^{12} \text{N/m}$. 90% de cette valeur doit être atteinte lorsque le temps de chargement atteint $t_1 = \frac{2\mu}{G} \sim 600000 \text{ ans}$.

Les forces continuent d'augmenter par l'épaississement homogène de la plaque comprimée ; après 18 Ma, la plaque s'est épaissie de 4500 m.

Une lithosphère équivalente de comportement visco-élastique fait intervenir des forces et des temps caractéristiques négligeables par rapport à la déformation élasto-fragile.

2.4.3.3 Lithosphère élasto-fragile

Puisque l'épaisseur de couche compétente qui flambe dans l'expérience de référence est proche de 45 km, on choisit d'établir une comparaison avec une lithosphère de comportement uniquement élasto-fragile et d'épaisseur 45 km.

Dès que le seuil de rupture fragile est atteint en tout point, le flambage se développe de manière quasi-instantanée et 'explosive' (figure 2.26). Simultanément les forces chutent brutalement et le pas de temps augmente de façon drastique. Nous ne disposons pas d'étapes intermédiaire entre 3.6 Ma et 33 Ma, et le programme s'interrompt peu après.

Cependant nous avons mené une autre expérience différant avec celle-ci par les paramètres d'accélération du pas de temps: si le pas de temps varie de manière moins précise et plus rapidement, la stabilité du système est moins bien contrôlée. Le résultat fut que, de manière plus brutale encore, le pas de temps diminua et les forces augmentèrent : c'est un résultat inverse de celui présenté ici. Dans les deux cas, le programme s'interrompt à cause d'accélération énormes.

Cette expérience, en démontrant la grande instabilité du mécanisme de flambage, montre aussi le rôle amortissant de la portion ductile intermédiaire de la lithosphère.

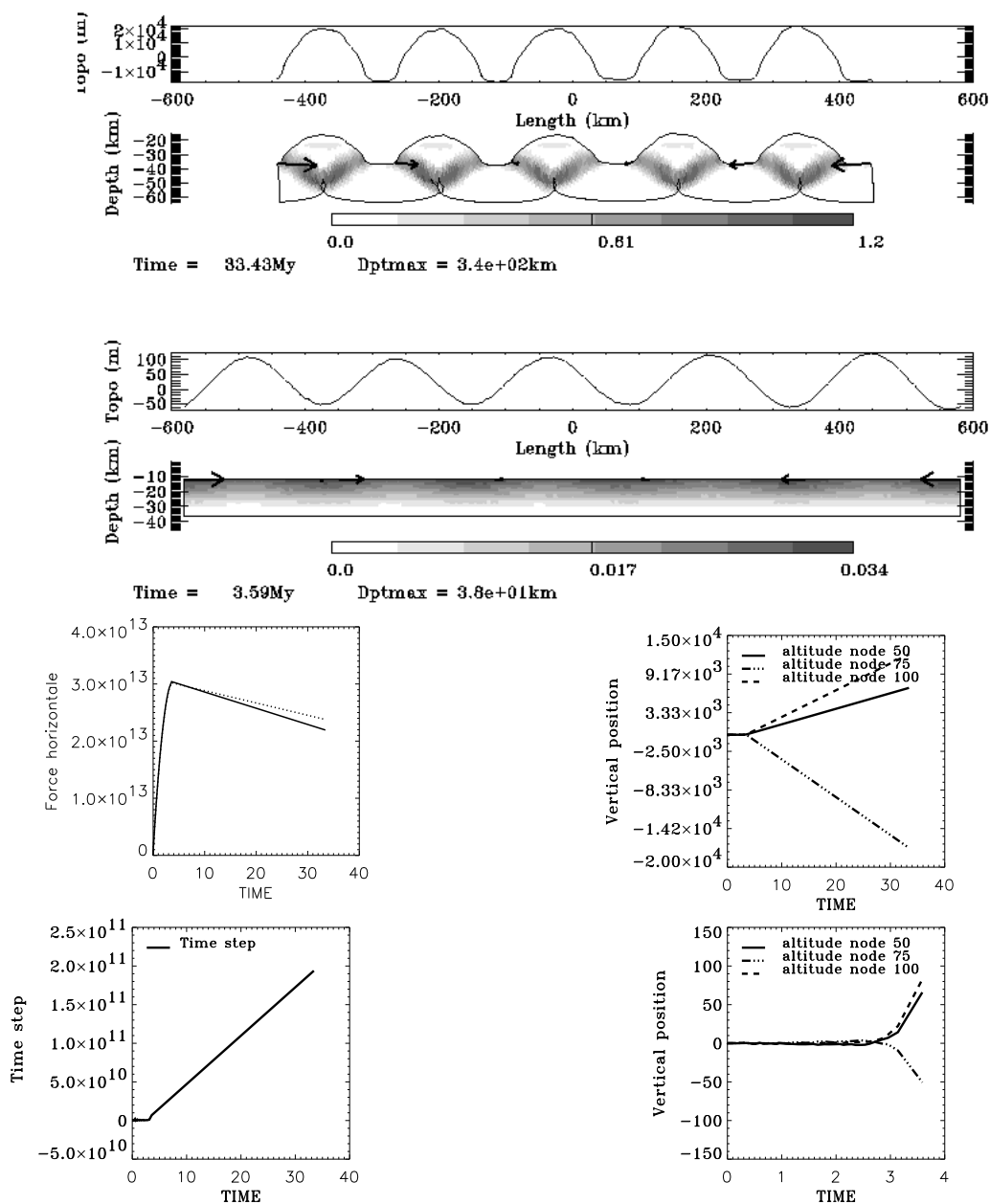


Figure 2.26: Lithosphère élasto-fragile d'épaisseur 45 km. En haut, plasticité accumulée, raccourcissement et topographie. Au centre, évolution au cours du temps des contraintes latérales intégrées et des topographies. En bas, à gauche, augmentation drastique du pas de temps ; à droite, "zoom" de la topographie.

2.4.4 Rôle de l'angle de friction

2.4.4.1 Critère de rupture indépendant de la friction

La rhéologie est à nouveau élasto-visco-fragile, mais on suppose que l'angle de friction est nul.

Le seuil de rupture est très rapidement atteint (figure 2.27), puisque la contrainte déviatorique maximale ne peut pas dépasser la valeur de la cohésion, $S_o = 20MPa$.

On remarque que la topographie est instable dès 3 Ma : le flambage doit s'initier à ce moment là. Mais du fait que le milieu soit sans friction, les pentes associées aux plis de flambage ne peuvent se mettre en place: l'amplification du flambage est inhibée. Le développement d'un flambage de longueur d'onde toujours aux alentours de 240 km ne devient discernable qu'à partir de 13 Ma, et encore, l'amplitude maximale atteint à peine 25 m après 18 Ma.

La déformation fragile s'organise en un réseau périodique de failles émergeant aux creux des plis. Cependant la déformation globalement homogène est le seul moyen efficace pour accommoder le raccourcissement imposé aux limites. L'épaississement de la couche compétente atteint 28 km après 45 Ma.

L'angle de friction a un effet direct sur la croissance des amplitudes de flambage. Plus il est faible, plus les forces gravitaires agissent à l'encontre de la déformation par flambage, et le raccourcissement se fait de manière homogène et par fracturation plus diffuse.

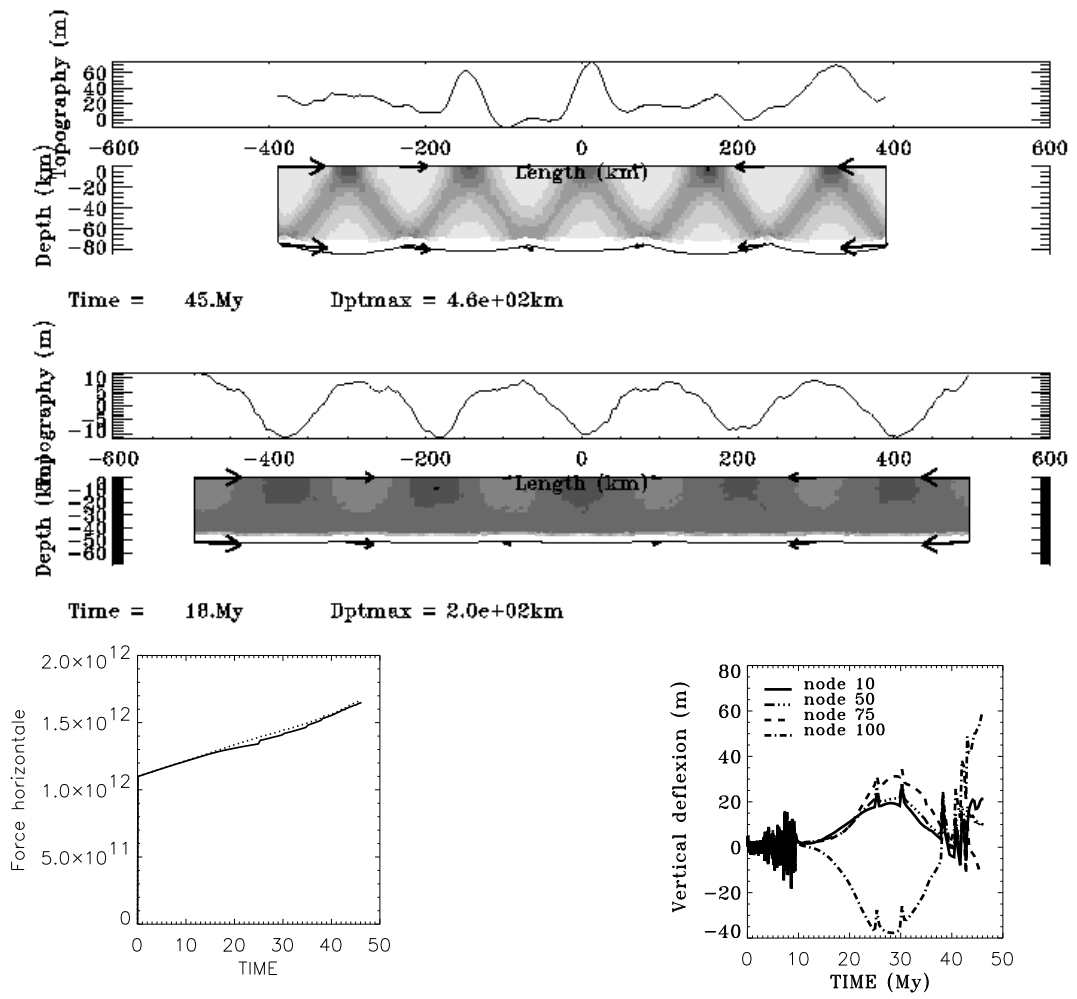


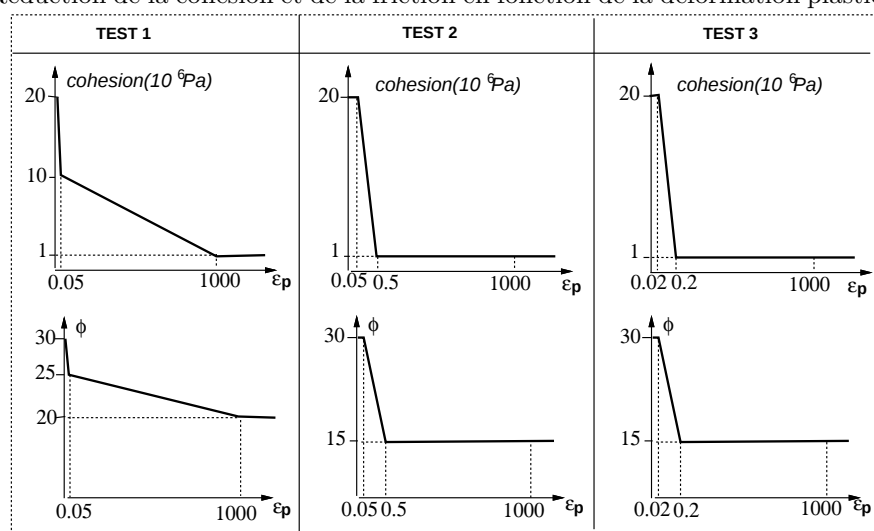
Figure 2.27: Angle de friction $\phi = 0^\circ$. Plasticité cumulée, raccourcissement et topographie. En bas, forces et topographies au cours du temps.

2.4.4.2 Rôle de l'adoucissement ("strain-softening")

On connaît très mal la façon dont les roches s'adoucissent, et surtout à l'échelle d'une lithosphère. Cependant on sait que l'adoucissement a un rôle important sur l'évolution des failles. Le code comporte une option d'adoucissement des propriétés de rupture en fonction de la quantité de déformation plastique ε_p de chaque élément.

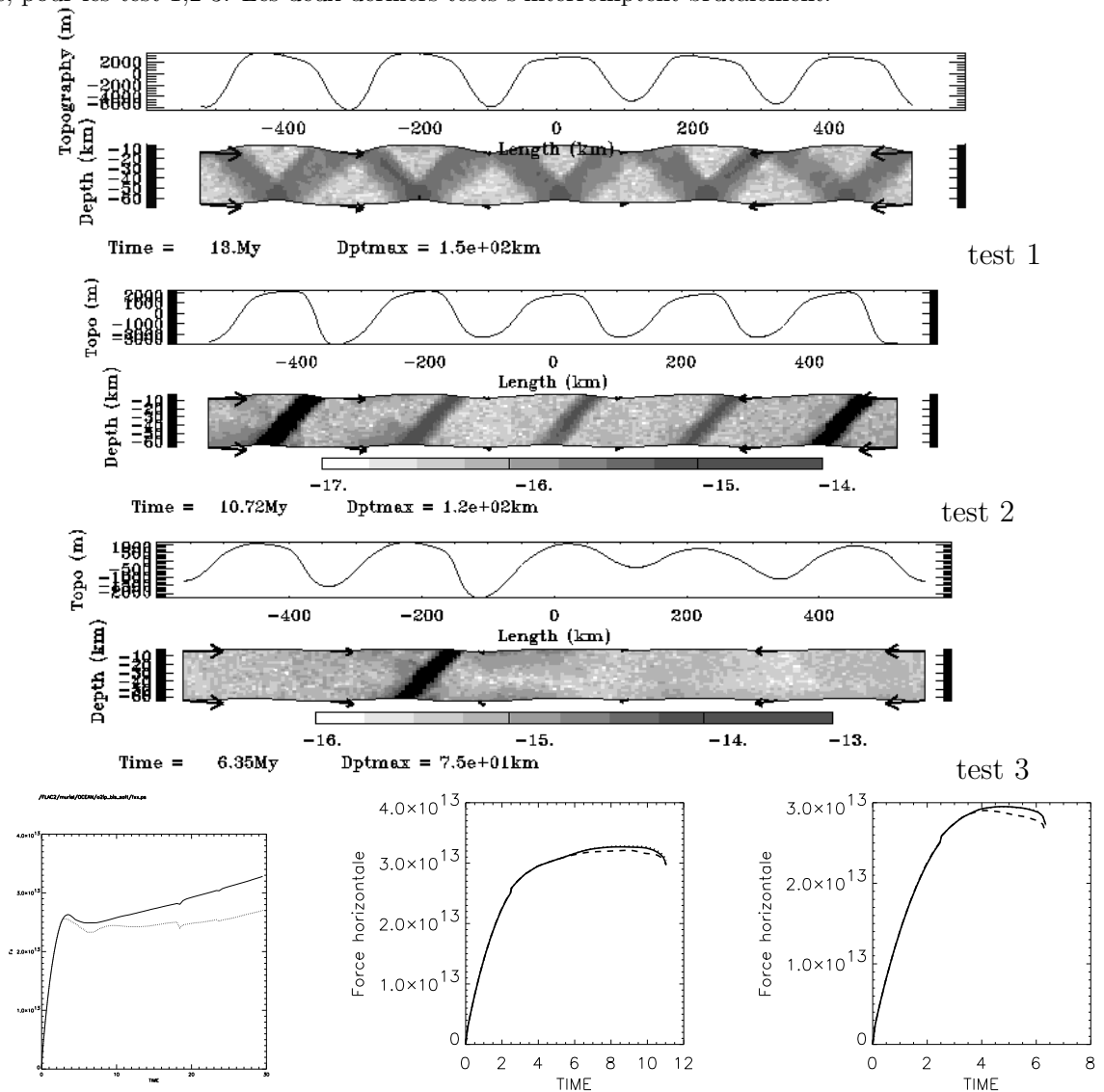
Si l'on introduit un adoucissement trop violent, des failles se localisent dès le début de l'expérience aux bords du modèle : ce n'est pas le but. La figure 2.29 résume les résultats obtenus pour 3 expériences menées avec des conditions d'adoucissement différentes, illustrées figure (2.28).

Figure 2.28: Réduction de la cohésion et de la friction en fonction de la déformation plastique pour 3 tests.



Grâce à la prise en compte de l'adoucissement, la localisation des déformation en une faille unique est possible, celle-ci étant l'emplacement d'une future zone de subduction.

Figure 2.29: Taux de déformation, topographie, déplacements, et évolution des forces pour des propriétés d'adoucissement différentes. De haut en bas, tests 1, 2, 3. En bas, évolution des forces latérales, de gauche à droite, pour les test 1,2 3. Les deux derniers tests s'interrompent brutalement.



2.4.4.3 Modification de l'angle de friction

Approche analytique. Jusqu'à présent on a utilisé un critère de Mohr-Coulomb classique. Pour une lithosphère d'épaisseur compétente de 40km, les forces mises en jeu lors de la compression sont de l'ordre de $3 \cdot 10^{13}$ N/m, et la contrainte déviatorique à 40 km est supérieure à 1 GPa.

Le contexte particulier capable de conduire au flambage d'une lithosphère océanique pourrait mettre en jeu des forces d'ordre "maximal" [*Serge Lallemant*, communication personnelle] : les régions qui présentent les caractéristiques de flambage semblent toutes être piégées entre une extrémité de plaque lointaine, depuis laquelle la convergence est issue, et une autre extrémité, "découplée" par une faille transformante, en 2 zones dont l'une subit une subduction active et transmet la contrainte, et l'autre est cinématiquement bloquée, et les contraintes s'accumulent.

Plusieurs études de bilan des forces et moments aux frontières des plaques suggèrent que ce sont celles issues des "slab pull" et des "ridge push" qui sont prépondérantes [*Forsyth et Uyeda, 1975*]. Mc Kenzie [*1972, 1977*] estima que la pression moyenne en excès s'exerçant sur la lithosphère à cause de l'élévation (e) des dorsales au-dessus du plancher océanique valait approximativement $\Delta P = \frac{(\rho_l - \rho_{eau})g}{2}e$, impliquant une contrainte moyenne d'environ 300 MPa le long d'une section verticale de la lithosphère, et une force de l'ordre de $4 \cdot 10^{12}$ N/m. Par contre, le "slab pull", ou la force exercée par le poids d'une lithosphère en subduction pourrait être de l'ordre de 10^{13} N/m [*Fowler, 1990; Ricard et al. 1993*].

Une façon empirique de restreindre les contraintes déviatoriques siégeant dans la lithosphère est de choisir une profondeur à partir de laquelle la friction s'annule et une cohésion équivalente sert de critère de rupture. Ord et Hobbs [1989] proposent une valeur maximale de 700 MPa de la contrainte déviatorique à une profondeur supérieure à 15 km. On décide de modifier les paramètres du critère de rupture, de sorte qu'à partir d'une certaine profondeur y_c , sa dépendance avec la pression diminue. A partir de y_c , il se caractérise par une cohésion "de coupure" S_c .

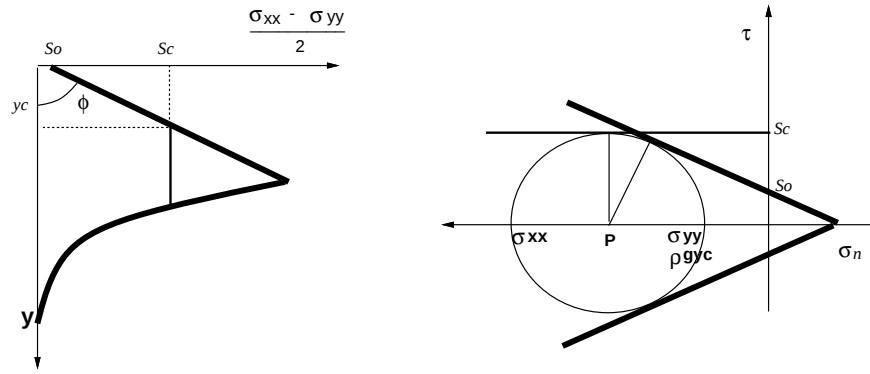


Figure 2.30: Critère de rupture pour lequel existe une cohésion de coupure S_c .

Nommons la cohésion S_o et l'angle de friction ϕ liés à l'enveloppe de Coulomb qui restreint les contraintes dans les premiers kilomètres de la croûte. On suppose que la continuité du critère de rupture à la profondeur de coupure y_c est assurée. En supposant toujours que $\sigma_3 = \sigma_{yy} = \rho g y$ et $\sigma_1 = \sigma_{xx}$, on en déduit : $S_c = S_o \cdot \frac{\cos \phi}{1 - \sin \phi} + (\frac{1 + \sin \phi}{1 - \sin \phi} - 1) \rho g y_c$.

L'intégration des contraintes déviatoriques sur toute l'épaisseur H de couche compétente fournit la force F_{max} , que l'on impose. On en déduit la profondeur y_c , après avoir introduit $A = S_o \cdot \frac{\cos \phi}{1 - \sin \phi}$ et $B = (\frac{1 + \sin \phi}{1 - \sin \phi} - 1) \rho g$:

$$F_{max} = \int_0^{y_c} [\sigma_{xx} - \sigma_{yy}] dy + \int_{y_c}^H S_c dy = AH + BH \cdot y_c - \frac{B}{2} y_c^2,$$

$$y_c = \frac{BH - \sqrt{(BH)^2 - 4 \frac{B}{2} \cdot (F_{max} - AH)}}{B}$$

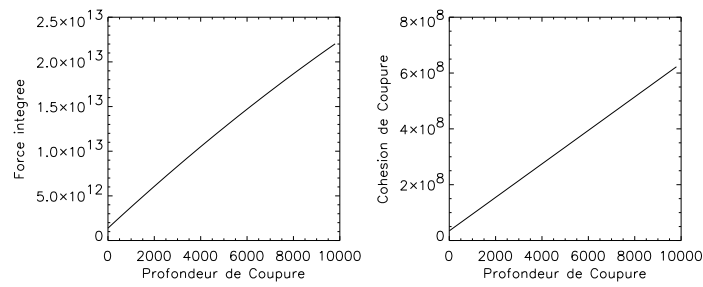


Figure 2.31: Valeur de la force intégrée selon la profondeur de coupure y_c , associé au seuil de rupture à $H = 40$ km. $y_c = 6$ km fournit une cohésion $S_c = 400$ MPa, et une force intégrée: $F_{max} = 1.5 \cdot 10^{13}$ N/m.

Résultat numérique. Montrons les résultats d'un modèle pour lequel nous avons choisi une profondeur $y_c = 6$ km, en-dessous de laquelle $S_c = 1.5 \cdot 10^8$ Pa et $\phi = 5^\circ$.

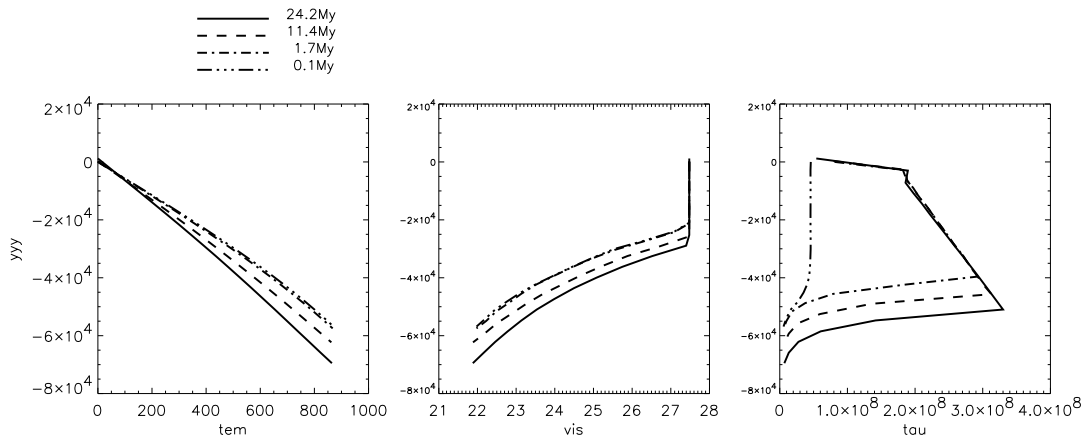


Figure 2.32: Modèle pour lequel l'enveloppe de Coulomb est modifié à partir de 6 km (voir texte). De gauche à droite, profils de la température(en degrés Celcius), de la viscosité (en logarithme de Pa.s), et de la contrainte déviatorique (en Pa), le long de la section verticale centrale.

Dès 2 Ma, la force "de rupture" atteint un maximum de 10^{13} N/m. L'épaississement de la lithosphère provoque une augmentation moins importante des forces latérales (comparer avec figure 2.21), démontrant que ce mécanisme reste le moyen le plus efficace pour accommoder les vitesses constantes appliquées aux limites.

Après 8 Ma, les amplitudes des plis sont encore très faibles, de l'ordre de 300 m. La local-

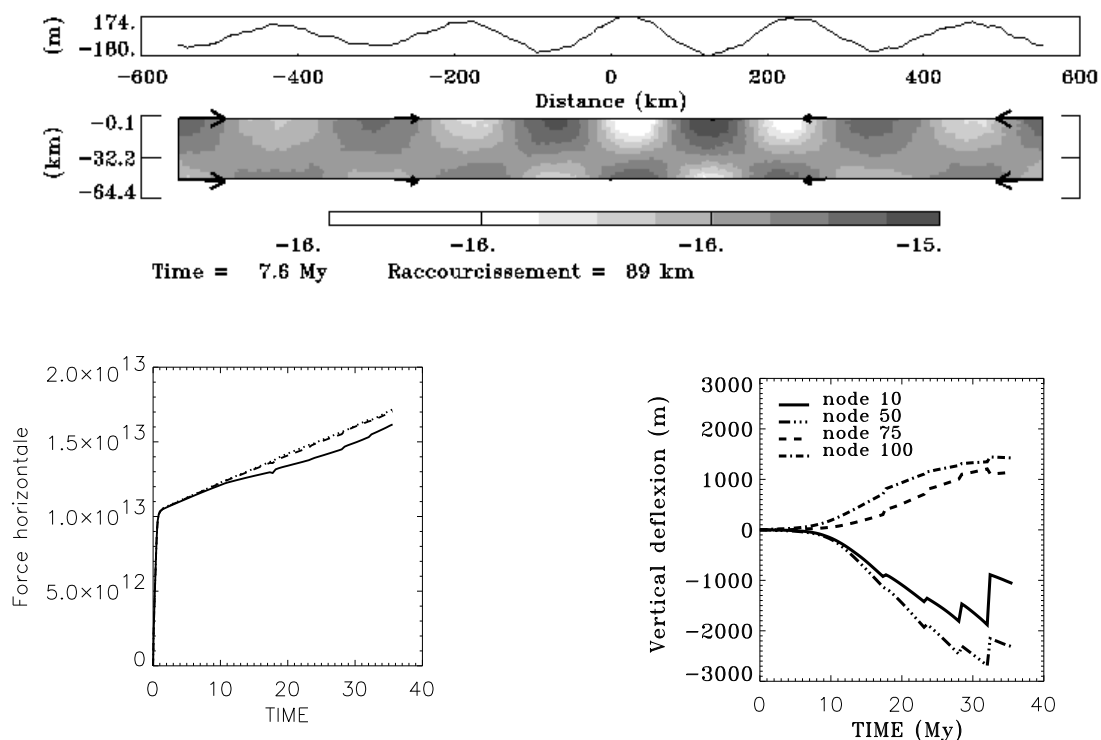


Figure 2.33: Modèle pour lequel l'enveloppe de Coulomb est modifié à partir de 6 km (voir texte). Taux de déformation, topographie et raccourcissement. La longueur d'onde n'est pas modifiée ($\frac{\lambda}{h} \sim 5$). En bas, à gauche, évolution des forces le long de sections verticales en $x = 0, -275, -450$ km. A droite, évolution de la topographie.

isation des déformations fragile est beaucoup moins nette que dans l'expérience de référence. Ceci s'explique par la différence moindre entre l'angle de friction et la dilataance: plus cette différence est grande, plus la localisation est marquée, et l'adoucissement associé élevé.

Il paraît impossible de 'réduire' la résistance de la lithosphère océanique de manière à la fois à obtenir un flambage d'amplitudes significatives comparables à celles observées dans l'Océan Indien, et faire intervenir une force latérale strictement inférieure à 10^{13} N/m. Toutefois nos modèles ne prennent pas en compte la réduction des contraintes due à la pression de pore des fluides : la contrainte compressive peut être alors réduite de beaucoup. Par ailleurs, plusieurs études montrent la présence d'une importante circulation de fluides dans la région du Bassin Indien Central [Geller *et al.*, 1983].

2.4.5 Rôle d'une charge de type sédimentaire

Les calculs analytiques prédisent que la prise en compte d'une certaine épaisseur de sédiments à la surface modifie les contrastes de densité, et par conséquent modifie la croissance de plis et les longueurs d'ondes associées [Biot, 1961; Lambeck, 1983; Zuber, 1987].

Pour modéliser l'effet d'une charge sédimentaire à notre tour, nous avons procédé de la manière suivante. Par rapport à l'expérience de référence, on définit la surface de la lithosphère comme étant inclinée (figure 2.34) : en $x = -600$ km à gauche la surface est à l'altitude 0, alors qu'en $x = 600$ km à droite elle est à l'altitude 2 km. Le matériau compris entre 0 et 2 km d'altitude est de rhéologie moins dense et moins résistante (densité 2000 kg/m^3 et paramètres de fluage se rapportant au quartz, table 1.1).

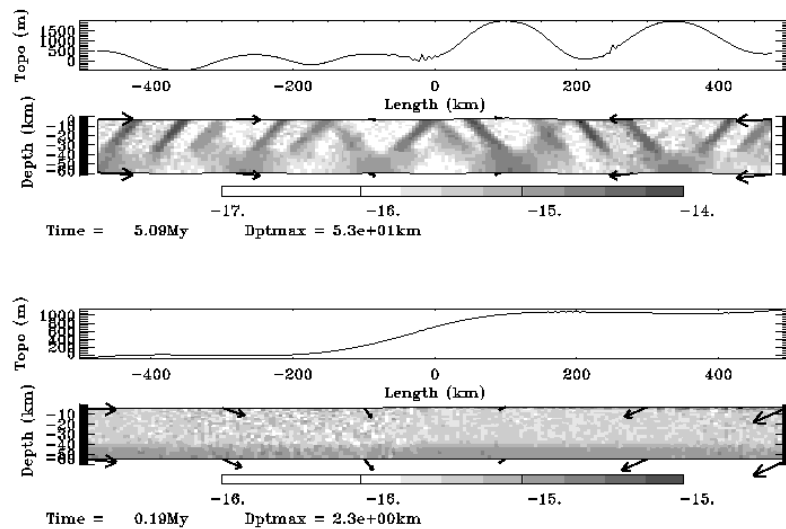


Figure 2.34: Effet d'une charge sédimentaire.

Cette expérience montre l'effet stimulant d'une charge de moindre densité à l'interface supérieure de la plaque océanique. La longueur d'onde n'est pas modifiée, mais la croissance des amplitudes est plus rapide: après 5 Ma, la longueur d'onde dominante est d'amplitude 500 m dans la région sans sédiments, et d'amplitude 1.5 km dans la région avec sédiments.

2.5 Conclusion

- *Récapitulatif des modèles*

Dressons un récapitulatif des résultats obtenus concernant le flambage d'une lithosphère océanique. On représente dans la première colonne les modèles pour lesquels on a modifié un (parfois plus) paramètre par rapport au modèle de référence, défini lui-même avec les conditions initiales suivantes:

Table 2.1: Paramètres initiaux du modèle de référence $\star$, les paramètres de la loi puissance sont ceux de l'olivine de la table 1.1. Le comportement peut être élasto-plastique (e-p), élasto-visqueux (e-v), ou élasto-visco-plastique (e-v-p).

$L \times H$ (km^2)	éléments	Age	Raccourcissement	comportement	cohésion	friction ϕ
1000×60	200×20	60 Ma	$3.10^{-16} s^{-1}$	e - v - p	2.10^7 Pa	30°

Expériences★	$\frac{\lambda}{h}i$	$\frac{\lambda}{h}f$	t_i	ε_i	q	F_{max}	$\omega_{\varepsilon=7\%}$	a	ΔF_{h_1}	ε_f
			Ma	%		10^{12}N/m	m	mm/an	10^{12}N/m	%
1. 400×40 élémts	5.3	4.4	3.7	3.5	2.10^5	29	2876	0.57	7	15.5
2. référence ★	5.11	3.47	3.9	4.1	7700	29	1724	0.48	9	23.3
4. Age = 20 Ma	5.17	4.01	5.	4.7	1400	11	160	0.15	6	12
5. $\dot{\varepsilon} = 3.10^{-17} s^{-1}$	5.08	4.08	42	4.5	3.10^5	30	2040	0.4	7	16.6
6. H = 100 km	6.03	4.24	8.8	8.3	7500	29	56	0.48	13	20.8
9. $\lambda_L = 6.10^{10}$ Pa	5.55	4.63	4	2.9	5000	30	1670	0.33	6	12.5
10. e-v : $\mu = 10^{23}$						3.4		10^{-4}	0.5	15.8
11. e-p : $H = 45\text{km}$	5.20	3.82	3	3.1		30		0.66	-5.5	28.3
12. $\phi = 0^\circ$	4.95	2.11	13	13		1.1	9	0.002	5.5	38.3
13. <i>adoucissem</i> ₁	5.55	3.35	2.5	2.4		26		0.28	7	35.8
14. <i>adoucissem</i> ₂	5.51	5.14	3.5	3.3		28	1940	0.28		10
15. <i>adoucissem</i> ₃	5.50	5.35	3.4	3.2		28		0.57		6.25
16. <i>S_coupure</i>	4.88	4.0	5.6	5.3	870	11	34	0.11	6	29.2
17. charge surface	5.55	5.09	2	2.5		29	1500	0.6	4	4.6

Les valeurs du tableau ont été calculées de manière graphique et de la façon suivante:

$\frac{\lambda}{h} i = \frac{L - \Delta L(t_i)}{h_i}$	$\Delta L(t_i)$ est le raccourcissement horizontal à l'instant t_i , h_i est l'épaisseur de la couche compétente estimée au même moment.
$\frac{\lambda}{h} f$	Idem mais pour le raccourcissement maximal obtenu, correspondant à ε_f .
t_i	Moment où le flambage d'une longueur d'onde stable devient significatif. Pour la plupart des expériences, il a été estimé lorsque les amplitudes des plis atteignent environ 100 m.
$\varepsilon_i = L - Dpt(t_i)$	déformation au moment t_i .
F_{max}	Valeur des contraintes intégrées lorsque la pente change.
$\omega(\varepsilon = 7\%)$	Amplitude maximale des plis lorsque le raccourcissement atteint environ 7%.
$a = \frac{y}{t - t_i}$	Vitesse verticale linéaire des points sur la surface.
$q = \frac{1}{\varepsilon_{xx}} \frac{1}{\omega} \frac{d\omega}{dt} - 1$	Facteur de croissance maximal mesuré pour certaines expériences. Ces mesures sont fournies par la valeur maximale de la courbe $\frac{V_y}{y}$, où y et V_y sont l'altitude et la vitesse d'un noeud de la surface. Ce noeud ne se situe pas forcément sur une crête ou un creux, les valeurs sont donc purement indicatives d'un ordre de grandeur.
ΔF_h	Incrément des forces latérales après le développement du flambage. (on relie cet incrément à un épaissement de la couche compétente).
ε_{fin}	Raccourcissement total obtenu en fin d'expérience.

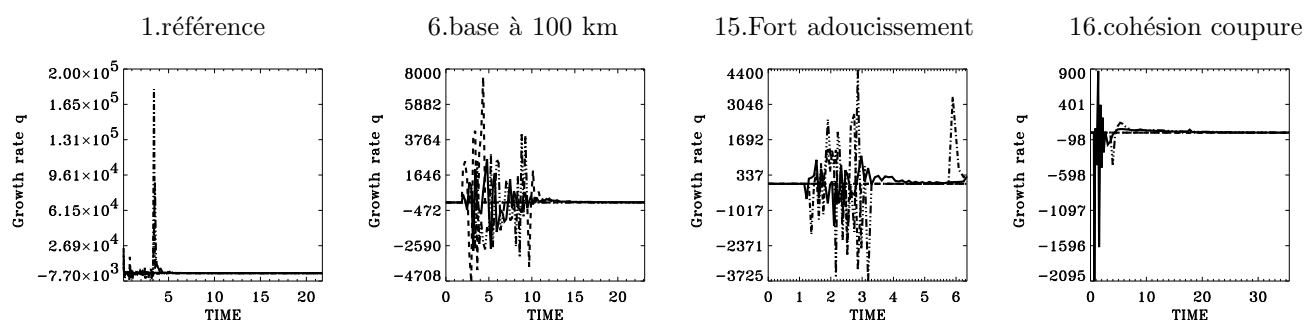
- *La longueur d'onde et le facteur de croissance: comparaisons*

Le rapport λ/h au moment de l'initiation du flambage est compris entre 4.8 et 6. Ce rapport diminue au cours du temps vers une moyenne de 4 à 5, mais peut atteindre 2. Le flambage apparaît aux alentours de 2.5-4.5% de raccourcissement, et les failles se localisent à partir d'environ 5% de raccourcissement. Ceci est en parfait accord avec les modèles analytiques et analogiques précédents.

Nous confirmons directement que la présence d'une charge sédimentaire amplifie le facteur de croissance. Cela explique bien l'observation d'amplitudes de plis plus fortes au Nord par rapport au Sud de la région.

La vitesse de croissance des amplitudes de flambage varie entre 0.1 et 0.6 mm/an. Il paraît difficile de comparer la croissance des plis de ces modèles numériques avec les facteurs de croissance prédits analytiquement : le flambage tend à se stabiliser avec le temps. Il nous a été possible cependant de déterminer un facteur de croissance pour quelques expériences. A titre indicatif on peut estimer que q se situe entre 10^2 et $3 \cdot 10^5$ (exemples figure ci-dessous). Les valeurs prédites analytiquement par Martinod [1991] sont comprises entre 400 lorsque la couche intermédiaire ductile est d'épaisseur égale à celle de la couche compétente, et 1700 lorsque son épaisseur est nulle.

Figure 2.35: Evolution du facteur de croissance pour quelques cas.



- *L'intensité des forces latérales et le critère de rupture*

Une certaine friction est indispensable pour pouvoir maintenir la charge exercée par la déflexion verticale de la plaque en flambage. Pourtant diverses études prouvent que l'hypothèse d'un comportement cassant dépendant de la pression n'est valable que dans les 10 premiers kilomètres de la croûte, et qu'au-delà, si le comportement reste fragile, les contraintes de rupture deviennent indépendantes de la pression [Ord et Hobbs, 1989; Kohlstedt et al., 1995].

Dans l'expérience de la section (2.4.5) où l'angle de friction vaut 5° à partir de 6 km de profondeur, on obtient une force de 10^{13} N/m, plus proche des valeurs estimées pour la réalité. Cependant, avec un tel angle de friction, les amplitudes croissent trop doucement par rapport aux observations de l'Océan Indien (< 300 m après 8 Ma) : l'enveloppe de rupture réelle se situerait donc à une position intermédiaire entre l'enveloppe de Mohr-Coulomb associée à un angle de 30° et celle associée à un angle de 5° .

D'autre part, lorsque de l'adoucissement est introduit dans le comportement élasto-plastique de la lithosphère, la localisation de la déformation en une future zone de subduction est initiée.

Un critère de rupture dont l'angle de friction varierait non seulement avec la profondeur (existence d'une profondeur de coupure telle que définie dans la section 2.4.4.3) mais aussi avec la quantité de déformation (propriétés adoucissantes), pourra permettre de reproduire une croissance initiale des amplitudes du flambage relativement rapide sans pour autant déployer des contraintes énormes.

- *Evolution à long terme: l'épaississement*

L'incrémentation des forces après l'initiation du flambage est due à l'épaississement de la couche compétente, qui augmente la section verticale à intégrer. Cet épaississement, de l'ordre de quelques kilomètres en 10 Ma, s'exprime davantage sous les crêtes des plis, en réponse à la charge verticale que celles-ci génèrent.

Cependant, cet épaississement lithosphérique ne reflète pas forcément un comportement réaliste: d'une part, l'application de vitesses constantes impose l'augmentation des forces latérales. D'autre part les importantes contraintes qui se mettent en place dans nos modèles justifient qu'en réalité d'autres mécanismes, (chimiques, thermiques, de circulation de fluides) conduisent à l'adoucissement des contraintes maximales, capables de provoquer même une localisation de la déformation en une future zone de subduction.

Certaines données de géophysique suggèrent un épaississement de la croûte sous les crêtes des plis de l'Océan Indien [*Léger et Loudon, 1990; Jestin, 1991*]. Au vu de nos modèles numériques, nous pouvons estimer que ces données n'impliquent pas pour autant un mécanisme de boudinage à l'échelle lithosphérique. Il reste à regarder de manière plus précise à la base de la croûte, de combien peut varier cet épaississement entre les crêtes et les creux des plis.

Dans aucun de nos modèles nous n'avons observé de boudinage de la lithosphère compétente. Une seule expérience (section 2.4.2.3) a montré le développement de boudinage de la couche inférieure ductile, ce qui est prédit par l'une des solutions du problème analytique.

- *Evolution des failles en comparaison avec l'Océan Indien*

Nous avons mis en évidence un mode de déformation fragile par flambage, tel que ce dernier ne s'initie qu'une fois que le seuil de rupture est atteint en tout point de la plaque lithosphérique. Les failles, initialement diffuses, tendent à se stabiliser aux creux des plis et enfin aux points d'inflexion des plis après 7-8 Ma de raccourcissement. D'après F.Jestin [1994], les failles observées en surface de l'Océan Indien auraient tendance à se concentrer plutôt aux crêtes que dans les creux des plis.

L'explication de ce désaccord peut venir du fait que l'état des déformations dans l'Océan Indien est encore relativement faible, et que la déformation plastique, en tout cas en surface, est encore répartie de manière diffuse. Les estimations du taux de raccourcissement dans l'Océan Indien sont de l'ordre de 5%, et c'est également à partir de ce moment que les failles commencent à localiser aux points d'inflexion des plis dans les modèles numériques.

On a vu d'autre part que l'hypothèse d'un angle de friction faible inhibe cette localisation; un modèle à faible angle de friction pourrait être plus approprié.

D'autre part, la pré-existence de failles normales dans la croûte de l'Océan Indien a peut-être un rôle particulier, différent de celui des failles inverses formées de manière diffuse au début de nos modèles numériques: ces failles normales sont susceptibles d'être réactivées plus facilement aux crêtes des plis, où les contraintes sont les plus extensives. Il reste encore à affiner dans quelle mesure la déformation de la croûte océanique reflète celle de la lithosphère entière.

Chapitre 1

1

Chapitre 2

2

Table des matières

1	1	116
2	2	117
3	Compression de lithosphères continentales	120
3.1	Le flambage dans les continents	122
3.1.1	Rappels	122
3.1.2	Quelques zones d'étude du flambage continental	126
3.1.2.1	L'Asie centrale	126
3.1.2.2	L'Australie centrale	132
3.1.2.3	Objectifs	134
3.2	Résultats numériques	135
3.2.1	Hypothèses	135
3.2.2	Modèle type "Asie centrale"	136
3.2.2.1	Modèle de référence	136
3.2.2.2	Rôle de l'âge thermotectonique	141
3.2.2.3	Stabilité du modèle par rapport à ses dimensions	145
3.2.2.4	Prise en compte des processus de surface	149
3.2.3	Modèles type "Australie"	158

3.2.3.1	Importance de la rhéologie crustale	158
3.2.3.2	Insertion d'adoucissement et d'érosion	159
3.2.4	Discussion	168
3.3	Annexe	174

Chapitre 3

Compression de lithosphères continentales

Certaines régions intra-continentales sont jalonnées de grandes structures plissées où alternent bassins et reliefs de grande amplitude. Parmi ces structures, certaines présentent les caractéristiques d'un flambage à l'échelle de la croûte et du manteau lithosphérique, en particulier lorsque l'équilibre isostatique de reliefs ne s'explique que par la transmission d'une importante compression latérale.

Plusieurs études suggèrent qu'un ou plusieurs processus de flambage ont lieu en Asie centrale. Cette lithosphère constitue un environnement favorable au développement de flambage, par la propagation vers le Nord des contraintes et des déformations de la collision Inde-Asie [*Martinod et Davy, 1992; Cobbold et al., 1993; Nikishin et al. 1993; Burov et al. 1993*].

La région intra-cratonique du centre de l'Australie présente une série de bassins et de blocs surélevés dont la longueur d'onde de 200 km est remarquablement régulière [*Lambeck, 1983; Stephenson et Lambeck, 1986*].

Dans les régions arctiques du Canada ainsi qu'en mer du Nord, il semble que le Moho soit défléchi de manière quasi-périodique, avec une longueur d'onde voisine de 400 km [Stephensson et al., 1990; Stephenson et Cloetingh, 1991; Cloetingh et al., 1989]. Plusieurs coupes transversales des Andes présentent des chevauchements et des bassins de compression indiquant plissement et épaississement crustal [Jordan et Allmendinger, 1986].

En Europe de l'Ouest, les Alpes et les Pyrénées sont cernées de larges bassins flexuraux atteignant parfois une profondeur de 10 km, bordés de failles inverses, et au-dessus d'un Moho localement profond [Cobbold et al., 1993].

Enfin citons en dernier exemple, l'alternance des bassins qui couvre une région de l'Afrique du Sud, entre la chaîne du Cap et la rivière du Zambèze et dont la formation pourrait être expliquée par du flambage crustal ou lithosphérique [Cobbold et al., 1992].

L'intérêt d'une modélisation est de cerner comment un continent peut accommoder la répercussion d'importantes forces compressives latérales, flamber et éventuellement provoquer l'initiation de nouvelles failles, indépendamment des structures pré-existantes.

On ne connaît pas bien les mécanismes à l'origine de la formation de larges bassins de compression intra-continentaux, ni leur évolution à long terme. Si l'on peut cerner les conditions spatio-temporelles préliminaires à la formation de ces structures, alors on sera davantage en mesure d'extrapoler leur évolution.

Ce chapitre s'articule en trois parties:

- On rappelle en premier lieu les prédictions apportées par les travaux antérieurs. Nous décrirons en particulier certaines applications à l'Asie centrale et l'Australie centrale.

- A partir d'une expérience de référence que nous appelons *type Gobi*, parce qu'on y insère des paramètres initiaux plutôt appropriés à la structure de la lithosphère du centre

de l'Asie, on discutera de l'influence de l'âge thermotectonique, de la longueur du modèle, et de l'insertion d'un modèle des processus d'érosion et de sédimentation.

- Enfin, à partir de paramètres initiaux plus adaptés à la situation du centre de l'Australie, on étudiera spécifiquement l'effet des processus de surface sur le développement de bassins de compression et celui d'un épaississement localisé de la lithosphère.

3.1 Le flambage dans les continents

3.1.1 Rappels

- La modélisation de la compression d'une lithosphère continentale peut paraître vaine au vu de la complexité structurale du milieu. Cependant la recherche des paramètres physiques essentiels qui interviennent dans la déformation continentale justifie une approche simplifiée, comportant un minimum d'hétérogénéités préalables.

Dans les années 30, on proposait déjà que les géosynclinaux étaient la conséquence d'un processus de flambage "plastique" de la croûte terrestre [*Kuenen, 1936; Vening-Meinesz, 1955*]: des modèles analogiques reproduisaient l'évolution de grands plis crustaux qui finissaient par "s'effondrer" sur eux mêmes.

- Les solutions analytiques de flambage (section 2.2) furent étendues aux lithosphères continentales en extension et en compression, par la prise en compte de multicouches [*Bassi et Bonnin, 1988 ; Bird et Gratz, 1990; Martinod et Davy, 1992*].

Dans la plupart des modèles basés sur la méthode des perturbations pour un milieu de viscosité non-newtonienne, la croûte supérieure et le manteau supérieur constituent deux couches compétentes et possèdent un exposant de loi puissance de l'ordre de 10^4 .

La croûte inférieure est associée à une viscosité d'exposant inférieur à 10.

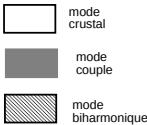
Le flambage dépend de l'épaisseur mécanique de ces 3 couches. Alors que le rapport $\frac{\lambda}{h}$ reste encore voisin de 4, deux modes de flambage sont susceptibles d'être activés:

- un mode *simple* de flambage de la croûte supérieure uniquement,
- un mode *couplé* de flambage de la croûte et du manteau réunis, de sorte que la couche compétente qui flambe implique la somme des épaisseurs de la croûte supérieure, de la croûte inférieure, et du manteau supérieur [Martinod et Davy, 1992].

- Les expériences analogiques récentes purent reproduire ces deux types de flambage, avec des rapports $\frac{\lambda}{h}$ variant de 3 à 10 [Davy et Cobbold, 1991 ; Martinod et Davy, 1994; Davy et Cobbold, 1988, 1991]. Dans ces modèles, le flambage conduit au développement de failles généralement aux points d'inflexion des plis. Certains bassins de compression évoluent de façon symétrique et subsident à tel point qu'ils peuvent atteindre des épaisseurs de plus de 15 km.

Martinod [1991] proposa une classification des types de flambage selon l'hydratation de la croûte et la valeur de la température au Moho, la profondeur de ce dernier étant fixée à 30 km (figure 3.1).

Température au Moho à 30 km	hydratation de la rhéologie de la croûte	Longueur d'onde de flambage crustal	Longueur d'onde de flambage couple	Mode de flambage
400°C	wet	50km	400km	mode crustal
	dry	∅		mode couple
500°C	wet	40km	250km	mode crustal
	dry	∅		mode couple
600°C	wet	40km	200km	mode biharmonique
	dry		∅	
700°C	wet	40km	∅	
	dry			



mode crustal
mode couple
mode biharmonique

Figure 3.1: Modes de flambage lithosphériques selon Martinod et Davy [1992].

- L'étude menée par Burov et al. [1993] consista à appliquer un modèle semi-analytique de flambage au cas particulier de la région de l'Ouest du Gobi (voir section 3.1.2.1).

Leur conclusion fondamentale est la possibilité de superposition des deux modes de flambage, crustal et mantellique. En effet, si la croûte inférieure est suffisamment faible et épaisse, elle a un rôle mécanique découplant [Lobkovsky et al., 1990]. Alors chacune des instabilités liées aux couches compétentes peut se développer de manière quasiment indépendante. C'est pourquoi on qualifie ce flambage de *biharmonique*.

- Burov et Diament [1995] développèrent une méthode permettant de déduire l'épaisseur effective élastique d'une lithosphère extrapolée à partir de la mécanique des roches, de la distribution théorique d'un géotherme, et d'un état contraintes/déformations. Trois paramètres principaux entrent en jeu : l'âge thermomécanique de la région, les épaisseurs relatives entre croûte supérieure, manteau supérieur compétents, la croûte inférieure ductile, et enfin l'état des contraintes de flexion. Ils proposèrent l'existence d'une profondeur critique du Moho, augmentant en fonction de l'âge thermotectonique (35 km dès qu'une lithosphère a plus d'1 milliard d'années) au-delà de laquelle la croûte inférieure a toujours un rôle découplant, rendant possible le flambage biharmonique de la croûte et du manteau (figure 3.2).

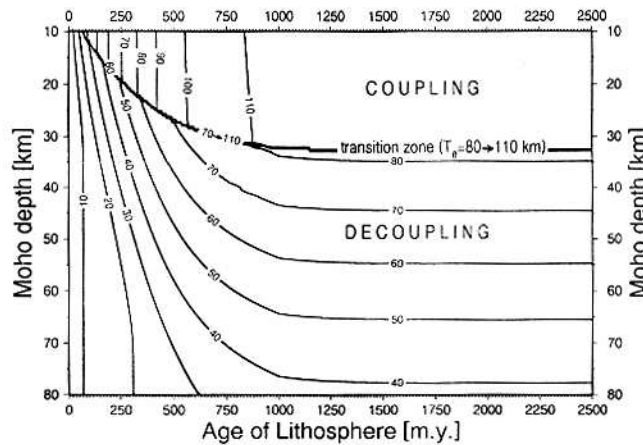


Figure 3.2: Conditions de découplage de la croûte inférieure en fonction de l'âge thermomécanique d'une lithosphère continentale et de la profondeur du Moho. Les chiffres sur les courbes indiquent l'épaisseur effective élastique de la lithosphère, $h_e = \sqrt{h_c^3 + h_m^3}^3$ [Burov et Diament, 1995].

- Cloetingh et Burov [1996] compilèrent des profils de résistance basés sur l'extrapolation des comportements expérimentaux des roches, des estimations de flexure dans des bassins sédimentaires et des reliefs orogéniques, et enfin de la distribution de la sismicité avec la profondeur, à travers différentes régions continentales de la plaque Eurasiatique. Ils en déduisent une classification de ces régions sur une échelle de longueur d'onde de flambage en fonction de l'âge thermotectonique : la longueur d'onde est inversement proportionnelle à la racine carrée de l'âge thermotectonique (figure 3.3).

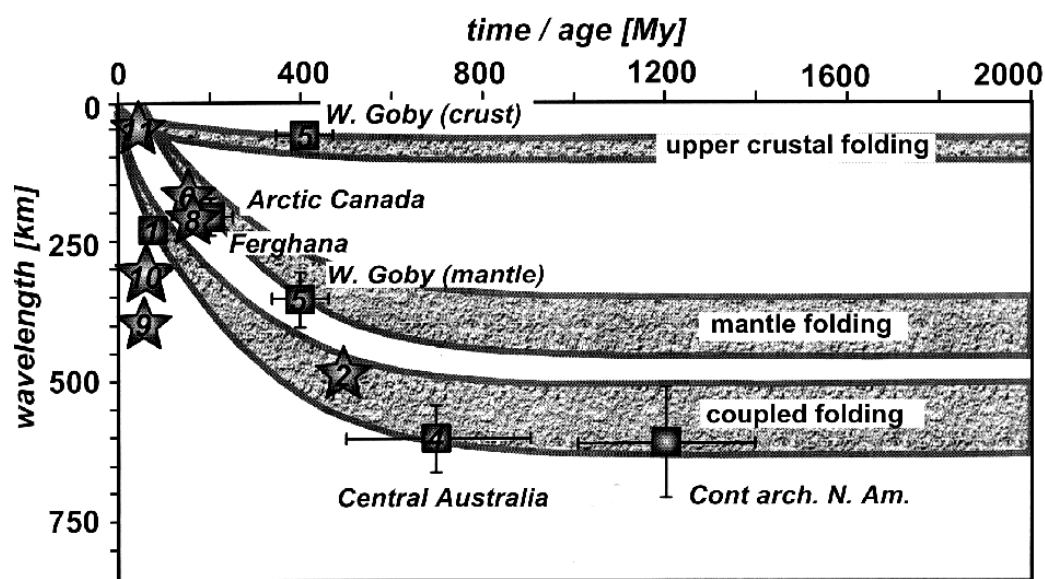


Figure 3.3: Modes de flambage proposés pour des lithosphères continentales [Burov et Cloetingh, 1996].

3.1.2 Quelques zones d'étude du flambage continental

3.1.2.1 L'Asie centrale

L'enfoncement de la plaque Indienne dans la plaque Eurasienne a conduit à une propagation de la déformation au cours du temps, depuis le Sud vers les régions situées plus au Nord (figure 3.4) [*Nikishin et al., 1993; Burg et al., 1994; Burov and Molnar, 1998*].

- La région du Tibet est vue comme une région dont l'épaisseur de la croûte est doublée par rapport à la "normale". Plusieurs modèles furent proposés pour expliquer cela, et ils se situent entre les deux extrêmes simplistes de la superposition verticale d'une croûte sous une autre [*Argand, 1924; Allègre et al., 1984*] à l'épaississement homogène et continu d'une croûte unique [*Dewey et Burke, 1973*]. Burg et al.[1994] proposèrent un modèle basé sur des expérimentations analogiques et plus en accord avec les données: le raccourcissement de la lithosphère provoque le flambage biharmonique de la croûte supérieure et du manteau inférieur. La fracturation affecte ces niveaux compétents aux points d'inflexion des plis, de sorte que des structures en pop-up apparaissent et forment le redoublement de la croûte supérieure et du manteau lithosphérique supérieur (figure 3.5).

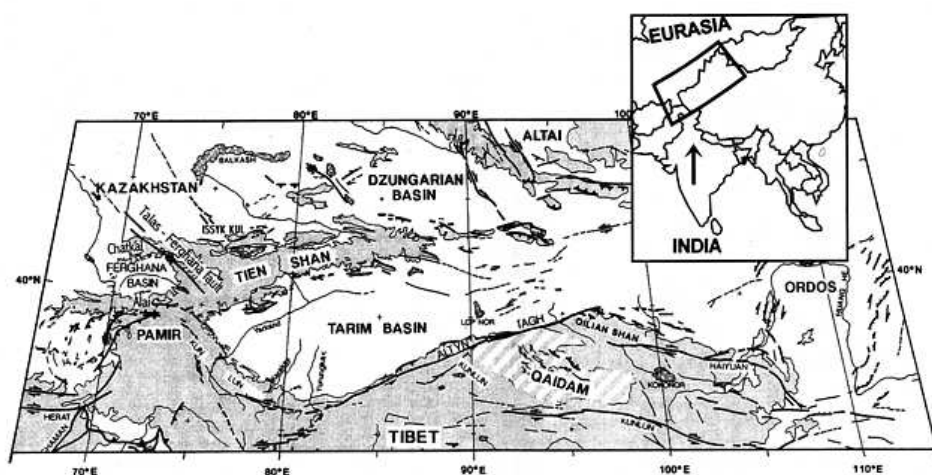


Figure 3.4: Carte régionale de l'Asie centrale. Les régions grisées correspondent à des reliefs d'altitude supérieure à 2000m [Burov et Molnar, 1998].

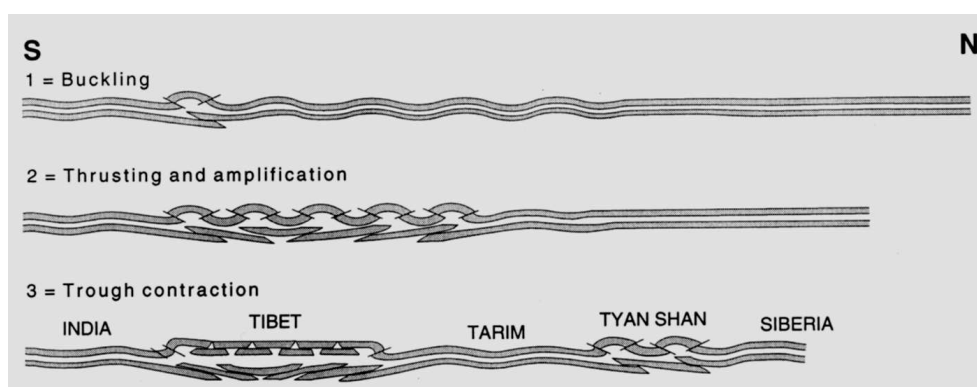


Figure 3.5: Prédiction de la déformation par flambage d'après Burg et al., 1994.

- La partie Ouest de la région du Gobi est située entre la plaque Sibérienne au Nord et le bloc du Tarim au Sud, et témoigne d'une histoire mouvementée depuis le Paléozoïque. Mais la déformation la plus récente a débuté il n'y a que 10 à 15 Ma, lorsque la collision Inde-Asie s'est répercutée dans la région. Il en résulte de nombreux plissements du socle de la lithosphère, plusieurs bassins de subsidence et une sismicité très active.

Alors que la direction globale de l'indentation de l'Asie par l'Inde est Nord-Sud, le plissement est mieux exprimé dans la direction Sud-Ouest Nord-Est, ce qui peut s'expliquer par le fait que la lithosphère s'affaiblit d'Ouest en Est vers la Mongolie (données géologiques et néotectoniques, *Burov et al., 1990; Burov et Kogan, 1992*). De plus, l'étude des mécanismes aux foyers des séismes et les résultats de campagnes de mesures GPS indiquent une direction de compression locale orientée Nord-Est, à une vitesse d'environ 2 cm/an [*Nikishin et al., 1993; Abdrakhmatov et al., 1996*].

L'analyse spectrale de la topographie et des anomalies de gravité a permis de mettre en évidence des structures topographiques quasiment parallèles à travers le bassin de Dzungarie: deux longueurs d'ondes biharmoniques de 50-60km et 300-360 km apparaissent (figure 3.6), corrélées avec un déficit du signal gravitaire atteignant 50 mGal par rapport aux prédictions fournies par un modèle d'isostasie d'Airy classique [*Burov et al., 1993*].

Burov et al. [1993] dérivèrent une solution semi-analytique basée sur la méthode des perturbations, avec une viscosité effective fonction de la température. Cette solution prédit un mode de flambage biharmonique, avec des rapports λ/h entre 5 et 7. Les épaisseurs déduites de ces valeurs impliquent une croûte supérieure épaisse de 12.5 km et un manteau supérieur de 70 km, ce qui est cohérent avec les données locales.

blabla

Figure 3.6: Page précédente: Cartes des élévations moyennes en Asie centrale, (en haut) et des anomalies de Bouguer (en bas). Emplacement des profils de la figure suivante [Burov *et al.*, 1993]. Cette page: Profils de topographie et d'anomalies gravitaires à travers le Gobi occidental (voir figure précédente). Les croix cerclées représentent les anomalies de Bouguer observées, et les traits pleins supérieurs représentent l'anomalie gravitaire théorique donnée par un modèle d'isostasie d'Airy [Burov *et al.*, 1993].

- Burov et Molnar [1998] proposent un modèle de flambage pour expliquer la dépression de la vallée de Ferghana, située au Nord Est du Tarim et à l'extrémité Est de la chaîne du Tien Shan. La structure thermique de la région aurait préalablement diminué la résistance de la lithosphère (10-15 km d'épaisseur élastique effective).

Les anomalies gravitaires dans le bassin diffèrent de 120 mGal par rapport à un modèle d'isostasie d'Airy local, malgré la prise en compte des sédiments : cela implique un déficit de masse tel que le Moho serait 10 km plus profond sous le bassin qu'aux endroits adjacents où la compensation d'Airy est respectée (figure 3.7).

Le raccourcissement Nord-Sud aurait provoqué du flambage, entraînant la dépression du bassin de Ferghana, et la surrection de montagnes alentour.

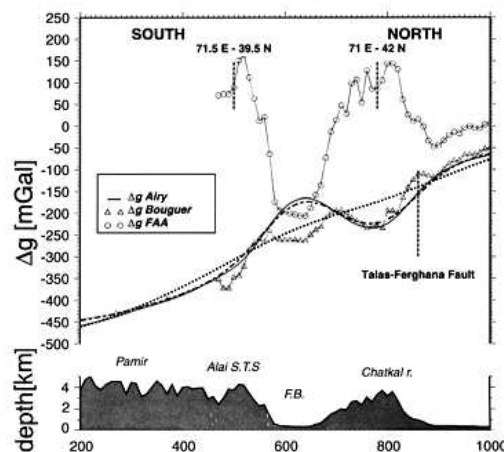


Figure 3.7: Profil topographique (en bas) et anomalies gravitaires à travers le Bassin de Ferghana. Les pointillés et tiretés représentent les anomalies de Bouguer prédites en utilisant une épaisseur élastique de plaque de 10 et 50 km [Burov et Molnar, 1998].

3.1.2.2 L'Australie centrale

Informations géologiques et géophysiques

La géologie de l'Australie centrale est dominée par une série de bassins sédimentaires intra-cratoniques parallèles et dont l'histoire s'étend de la fin du Protérozoïque (~ 900 Ma) au Carbonifère. Ce sont les bassins Amadeus (dont les sédiments atteignent 14 km d'épaisseur), Officer, Ngalia et peut-être Wiso (figure 3.8) ; ils sont séparés par des blocs de croûte Protérozoïque qui ont subi une importante élévation (bloc Musgrave et Arunta).

Les résultats des temps des trajets télésismiques impliquent des variations de la profondeur du Moho atteignant 20 km en moins de 50 km de distance [Lambeck *et al.*, 1988; Goleby *et al.*, 1989]. Les anomalies de gravité reflètent une structure crustale considérablement plus épaisse sous les bassins que sous les régions où le socle est exposé. Ces anomalies s'échelonnent dans la direction Nord-Sud allant de -150 mGal à +35 mGal avec une périodicité très régulière de 200 km. Cela suggère que la totalité de la croûte a été en état de compression régionale pendant un temps assez long. Deux tremblements de terre ont eu lieu dans la région récemment: l'un au sud du bloc Musgrave [Mc Cue *et al.*, 1987], l'autre environ 350 km au Nord du Bassin de Ngalia [Bowman, 1989]. Les mécanismes aux foyers indiquent un champ de contraintes compressif actuel orienté Nord-Sud.

La formation de ces bassins ne peut pas être expliquée par des mécanismes classiques d'extension ou d'effets thermiques, à cause de l'épaississement de la croûte sous les bassins.

Scénario de la déformation d'après le modèle de Lambeck

Lambeck appliqua un modèle analytique de plaque visco-élastique (décrit section 2.2.4.2)

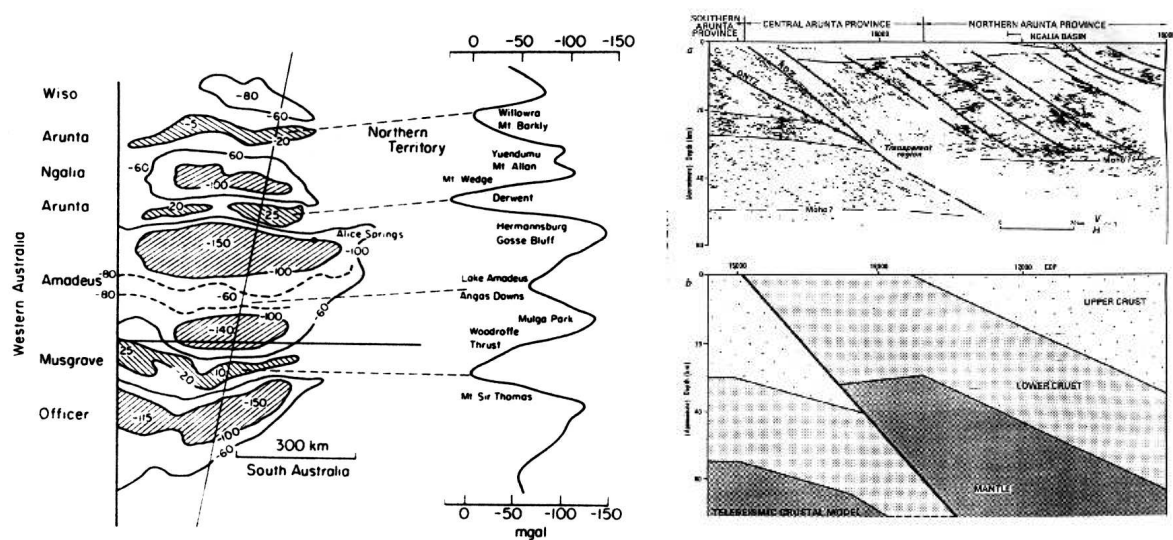


Figure 3.8: Profil des anomalies de Bouguer à travers l'Australie Centrale [Lambeck, 1983], et analyse de profils de télesismique [Goleby et al., 1990].

à l'Australie centrale, avec l'hypothèse que la déformation a débuté il y a 900 Ma. En combinant ses résultats avec les données de terrain, il propose le scénario suivant:

Les premiers bassins à se développer sont les bassins d'Amadeus et d'Officer au sud, avec la surrection du bloc Musgrave. Les vitesses de croissance des déflexions évoluent de manière exponentielle (lentes puis rapides). Au bout d'un certain temps la croûte se casse dans son entier. Cela se serait produit 300 Ma après l'initiation de la compression, ce qui correspond à l'âge de la formation de l'orogène de Petermann Ranges. La déformation postérieure est alors translatée dans les régions n'ayant pas encore subi de relaxation de contraintes significative. La formation du Bassin Ngalia aurait eu lieu à ce moment. La vitesse de formation des reliefs se serait accélérée avec le temps, de sorte qu'elle culmine lors de l'orogène d'Alice Springs au début du Carbonifère.

L'érosion prise en compte dans ce modèle réduit les contraintes nécessaires pour activer le flambage, qui atteindraient entre 400 et 800 MPa. Enfin la prédiction de l'emplacement de failles aux points d'inflexions des plis, et orientées de façon à émerger dans la direction

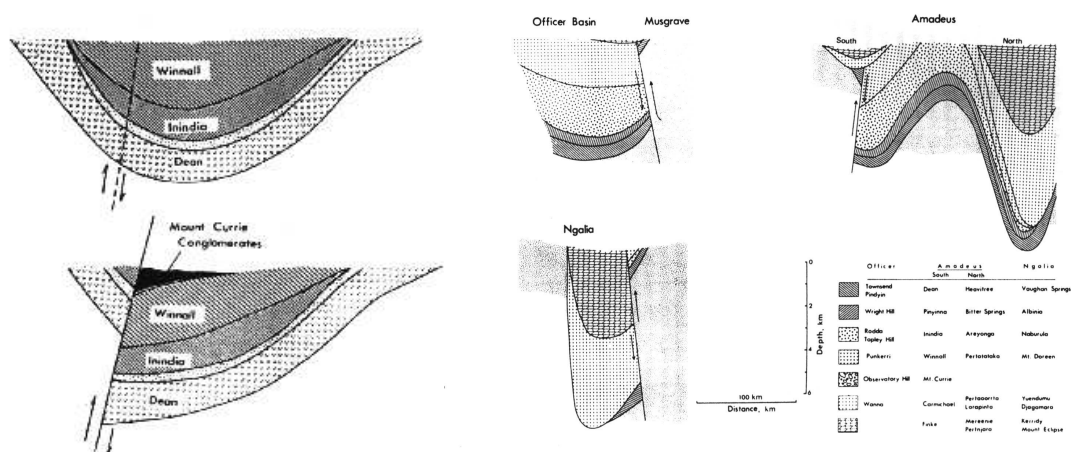


Figure 3.9: Failles initiées par flambage dans les bassins du centre de l'Australie, d'après Lambeck [1983].

du centre des bassins, est cohérente avec les observations (figure 3.9).

3.1.2.3 Objectifs

Malgré la grande hétérogénéité du milieu concerné, les données de terrain et les modèles confirment la possibilité d'un flambage à l'échelle lithosphérique, accompagné de failles inverses qui se mettent en place proches des points d'inflexion des plis.

Si l'on argumente souvent de l'importance des zones de faiblesses pré-existantes dans une lithosphère continentale, on sait que celle-ci n'a pas un comportement rigide. On sait aussi qu'elle ne se déforme pas simplement par épaissement uniforme; le flambage peut expliquer comment la déformation localisée peut se développer.

En approximant le comportement de la lithosphère par les lois décrites section 1.1 à 1.3, les modèles numériques suivants ont pour but d'étendre le scénario déjà décrit pour une lithosphère océanique, de tester le réalisme des hypothèses initiales sur la rhéologie, et de mettre en évidence le rôle de l'érosion. Nous discuterons de la fiabilité de ces modèles lorsque le raccourcissement devient important, c'est à dire lorsqu'on aborde le contexte propice à une orogénèse.

3.2 Résultats numériques

3.2.1 Hypothèses

Dans le but de distinguer les rapports des longueurs d'ondes activées et de les comparer avec les modèles antérieurs, définissons au préalable h_c , h_m , h_t les épaisseurs respectives de la croûte compétente, du manteau lithosphérique compétent, et de la lithosphère "compétente" -c'est à dire la distance entre la surface et la limite inférieure du manteau lithosphérique compétent.

Nous scindons nos résultats numériques selon deux types généraux de lithosphères :

- Dans la première partie , nous proposons un modèle type "Asie centrale", suivi des résultats de plusieurs expériences où nous avons testé le rôle de paramètres tels que l'âge, la longueur du modèle et l'érosion. Ce type de modèle se caractérise par un âge environ équivalent à 400 Ma, un comportement crustal associé au quartz, et une convergence relativement rapide.

- Dans une seconde étape, nous étudions la forme des bassins de compression susceptibles de se former à la suite du flambage, en fonction des paramètres contrôlant la rhéologie de la croûte et de l'érosion. Pour cela on définit une lithosphère continentale de type "Australie centrale", et pour laquelle on suppose que l'âge thermotectonique est de 700 Ma, et que la convergence est relativement lente.

Table 3.1: Paramètres initiaux des deux types de modèle : les croix correspondent aux paramètres modifiés pour chaque test.

type	tests	Moho km	Age Ma	Raccourcissemt s^{-1}	$L \times h$ km^2	éléments	Rhéologie	erosion
Asie	<i>base</i>	40	400	5.10^{-16}	1000×120	330×40	quartz	
	<i>b2 – b3</i>		X					
	<i>b4 – b5</i>				X			
	<i>b_z250</i>				X			
	<i>b6 – b7</i>							X
Australie	<i>b28</i>	40	700	1.10^{-16}	1000×120	330×40	quartz	
	<i>b28_d</i>						diabase	
	<i>b289</i>						quartz	X
	<i>b289_d</i>						diabase	X

Un tableau final rassemble les résultats principaux des modèles numériques.

3.2.2 Modèle type "Asie centrale"

3.2.2.1 Modèle de référence

Résistance mécanique

La figure (3.10) illustre l'évolution de la température, de la viscosité et des contraintes déviatoriques au cours de la modélisation.

L'épaisseur du manteau lithosphérique compétent vaut à peu près 55 km (h_m). Ce dernier commence à se déformer de manière fragile dès 2 Ma. Après 10 Ma, la déformation fragile atteint 70 km, sous une contrainte déviatorique de 2 GPa.

On remarque qu'après 15 Ma, la température diminue, d'une manière générale, d'environ $50^\circ C$, et ce dès 20 km de profondeur.

Développement du flambage et localisation de la déformation

- Le raccourcissement se fait au début de manière homogène (figure 3.11): la topographie est partout supérieure à 500 m après 5 Ma. Simultanément la déformation fragile se propage à travers les croûte et manteau supérieurs. Un flambage de grande longueur d'onde apparaît en surface, superposé à l'expression de petites longueurs d'onde dues à du flambage crustal. La longueur d'onde associée à ce flambage est de l'ordre de 50 km, et s'exprime par une fracturation diffuse.

- Après 10 Ma de raccourcissement, les petites ondulations ont disparues alors que les grandes atteignent des amplitudes de 3 km. Les zones de cisaillement fragile sont concentrées aux points d'inflexion et aux creux des plis. La croûte inférieure, également, subit une importante déformation en cisaillement ductile. Enfin la partie inférieure du manteau lithosphérique participe au flambage par l'expression de zones de déformation diffuses sous les crêtes des plis, témoignant de la déflexion globale de la couche lithosphérique (zones grisées dans la figure 3.12 à 10 Ma). Un creux plus prononcé a déjà commencé à se développer en surface, à l'extrême droite de la lithosphère.

- Après 17 Ma, le même creux emmagasine la majeure partie du raccourcissement, et la déformation cisailante implique la croûte inférieure. Cette dernière agit comme un canal de fluage qui "absorbe" une grande partie des contraintes induites par le raccourcissement. Les couches compétentes tendent à se déformer de manière plus diffuse.

Alors que les amplitudes maximales à la surface se stabilisent autour de 10000 m, une dépression de 10000 m évolue à l'extrême droite du modèle. Une telle dépression est complètement irréaliste et nous verrons dans la suite que c'est parce que nous ne prenons pas en compte les processus de surface.

Discussion

L'évolution de l'intégration des contraintes est similaire au cas de flambage de type océanique, jusqu'à un certain point: après 15 Ma, les contraintes chutent de manière générale dans la lithosphère. Nous avons corrélé cette chute des contraintes avec une relaxation due à l'amplification de l'instabilité qui se localise sur la droite du modèle.

Le géotherme a diminué. Cela contribue à modifier le comportement de certaines couches: un comportement initialement élasto-visqueux devient élasto-fragile, et augmente la résistance globale de la lithosphère.

Mais le fluage croissant dans la croûte inférieure a un rôle "relaxant" prépondérant. Ce fluage est même peut-être responsable du processus de déformation localisée qui se développe de manière significative après 15 Ma. Cette expérience ne suffit pas à expliquer l'origine de la localisation.

La dépression qui se développe est-elle due à un effet de bord ou à une autre instabilité numérique ? L'épaississement localisé peut-il tout de même avoir lieu, dans une certaine mesure, dans la réalité ?

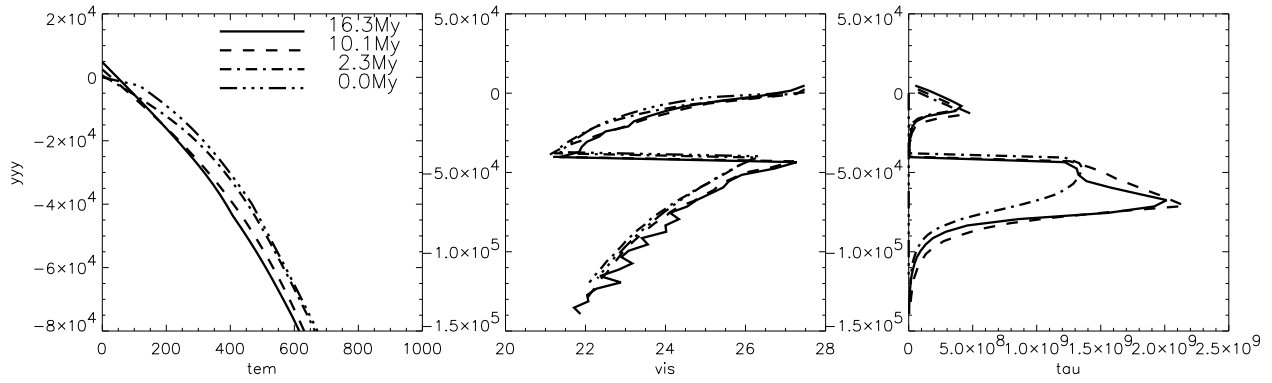


Figure 3.10: *Type Asie (voir table 3.1):base*. Profils de température, de viscosité, de contrainte déviatorique, le long de la section verticale centrale. La température à la profondeur du Moho est initialement $450^{\circ}C$. Après 16 Ma, elle n'y est plus que de $400^{\circ}C$. La croûte a un comportement fragile jusqu'à environ 15 km (h_c) : à cette profondeur, la viscosité effective $\mu^* \sim 5.10^{23}$ Pa.s., et au Moho $\mu^* \sim 10^{21}$ Pa.s. La limite inférieure du manteau compétent se trouve autour de 95 km (h_t), là où la température atteint $550^{\circ}C$, et $\mu^* < 10^{23}$ Pa.s.



Figure 3.11: *Type Asie (voir table 3.1) : base*. Evolution des topographies et forces en fonction du temps, pour 4 noeuds de la surface (50, 75, 100, 165). On voit qu'un noeud (en tiret plein) change complètement de comportement et parcourt -1000 à +4000 m en 4 Ma : ce phénomène est certainement peu réaliste, mais il est la conséquence de la localisation de la déformation dans le creux à l'extrême droite de la lithosphère : certaines portions de la lithosphère voient leurs contraintes se décharger, et la topographie se stabilise.

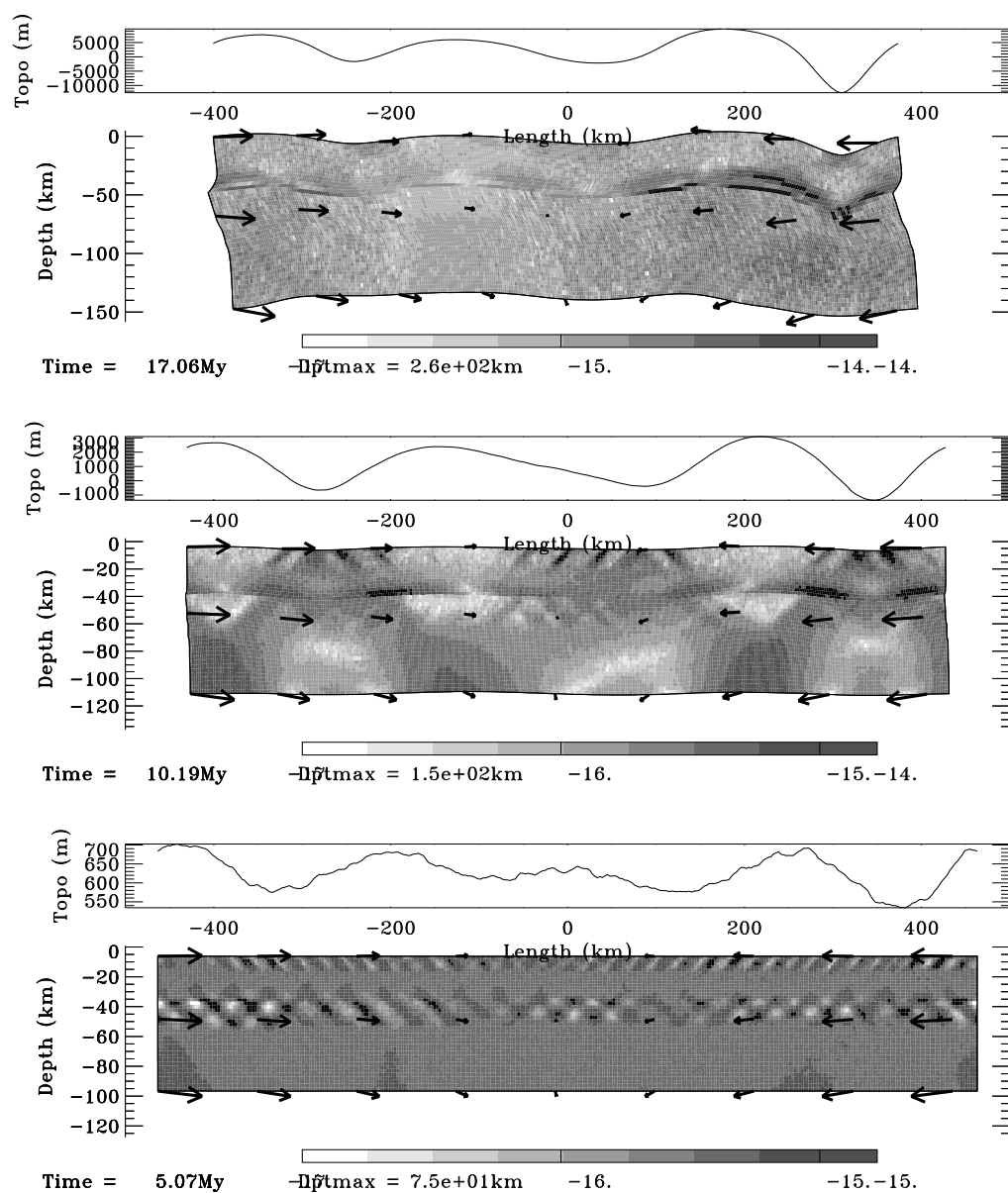


Figure 3.12: *Type Asie (voir table 3.1) : base*. Taux de déformation, raccourcissement et topographie lors de différentes étapes du modèle.

3.2.2.2 Rôle de l'âge thermotectonique

L'âge thermotectonique contrôle l'épaisseur mécanique des couches. Discutons les résultats pour une lithosphère d'âge de 700 Ma, puis 150 Ma.

Age de 700 Ma. Avec ce nouvel âge thermotectonique, on prévoit que les épaisseurs compétentes de la croûte et du manteau supérieur soient supérieures, et que la longueur d'onde du flambage lithosphérique augmente en conséquence.

Le scénario de flambage (figure 3.13) conduit effectivement au développement d'une longueur d'onde proche de 310 km. Après 10 Ma la déformation commence à se concentrer au centre du modèle, et l'intégration des contraintes latérales commence à diminuer à partir d'environ 12 Ma.

La distribution de la température (figure 3.14) varie de moins de 50°C au cours du temps dans les régions externes. Par contre la dépression centrale, entraînant une déflexion générale de plus de 50 km, (nous montrons volontairement la situation extrême où la modélisation est poursuivie jusqu'à 20 Ma) subit une importante variation de température : après 11 Ma, la température à 40 km de profondeur n'est plus que de 350°C . Après 20 Ma, elle est de 200°C .

La distribution des contraintes déviatoriques elle aussi devient très hétérogène : les régions externes, après avoir atteint le maximum de contraintes de rupture, se relâchent progressivement. A l'inverse, au centre du modèle, les niveaux compétents sont déportés vers le bas et le comportement fragile s'étend à des profondeurs différentes : après 20 Ma, le Moho est décalé à 60 km, et la contrainte déviatorique maximale dans le manteau lithosphérique supérieur atteint 130 km (limite inférieure de la TFD mantellique).

Cette expérience illustre le rôle adoucissant de la localisation de la déformation à l'échelle lithosphérique : un épaissement localisé permet de continuer à accommoder la compression, à tel point que les contraintes alentour se relâchent.

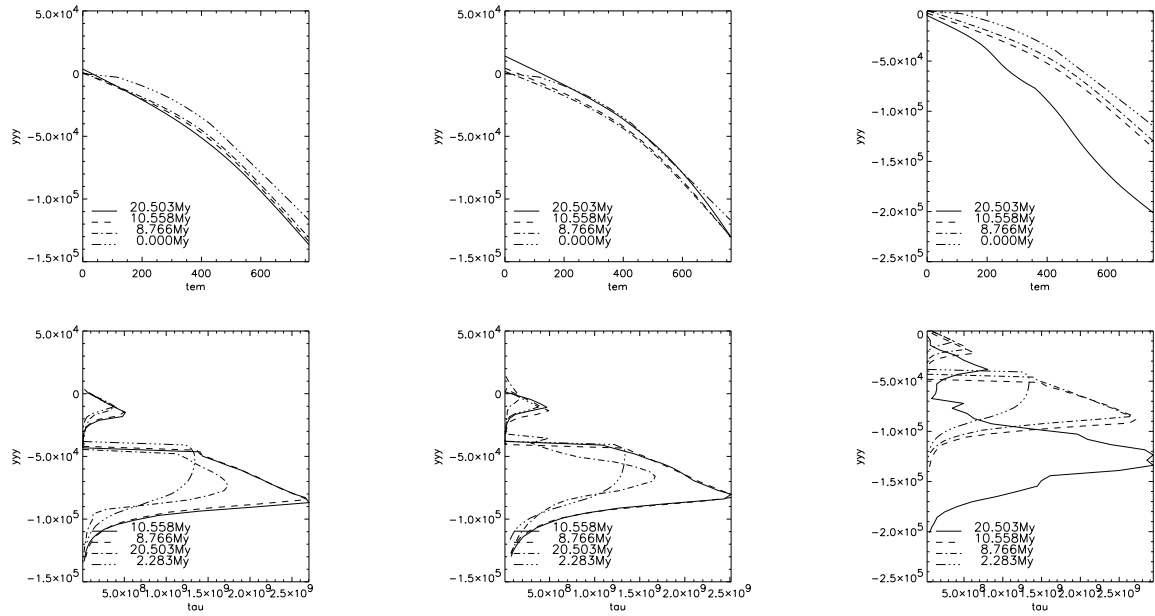


Figure 3.13: *Type Asie* (voir table 3.1) : b3, Age 700Ma. Température et contrainte déviatorique le long de 3 sections principales : de gauche à droite, aux noeuds 75, 100, 165 (centre du modèle).

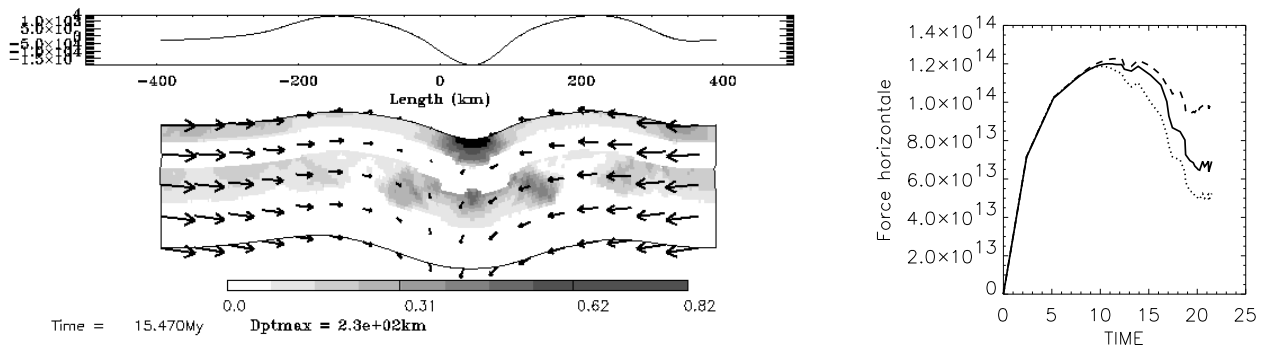


Figure 3.14: *Type Asie* (voir table 3.1) : b2, Age 700Ma. Plasticité cumulée, déplacements et topographie après 16 Ma. Evolution des forces latérales avec le temps. Section verticales en $x=-350$ km (noeud 50, trait plein), $x=-200$ km (noeud 100, pointillés), $x=0$ km (noeud 165, tirés).

Age de 150 Ma. La lithosphère continentale est maintenant plus chaude, elle est donc à priori plus susceptible de se déformer de manière homogène.

On remarque sur la figure 3.15 une irrégularité dans la déformation, entre les bords et le centre du modèle : les constantes numériques n'ont pas été suffisamment bien réglées pour réduire les effets de bord. Cependant, mis à part une incertitude sur les amplitudes du flambage, le processus principal reste fiable.

L'épaisseur du manteau compétent est du même ordre de grandeur que pour la croûte (15-20km) : une longueur d'onde unique de ~ 145 km se développe après 5 Ma (figure 3.15). Par rapport aux expériences précédentes, la déformation fragile par flambage est bien moins prépondérante, et le raccourcissement imposé aux limites est mieux accomodé par une déformation homogène.

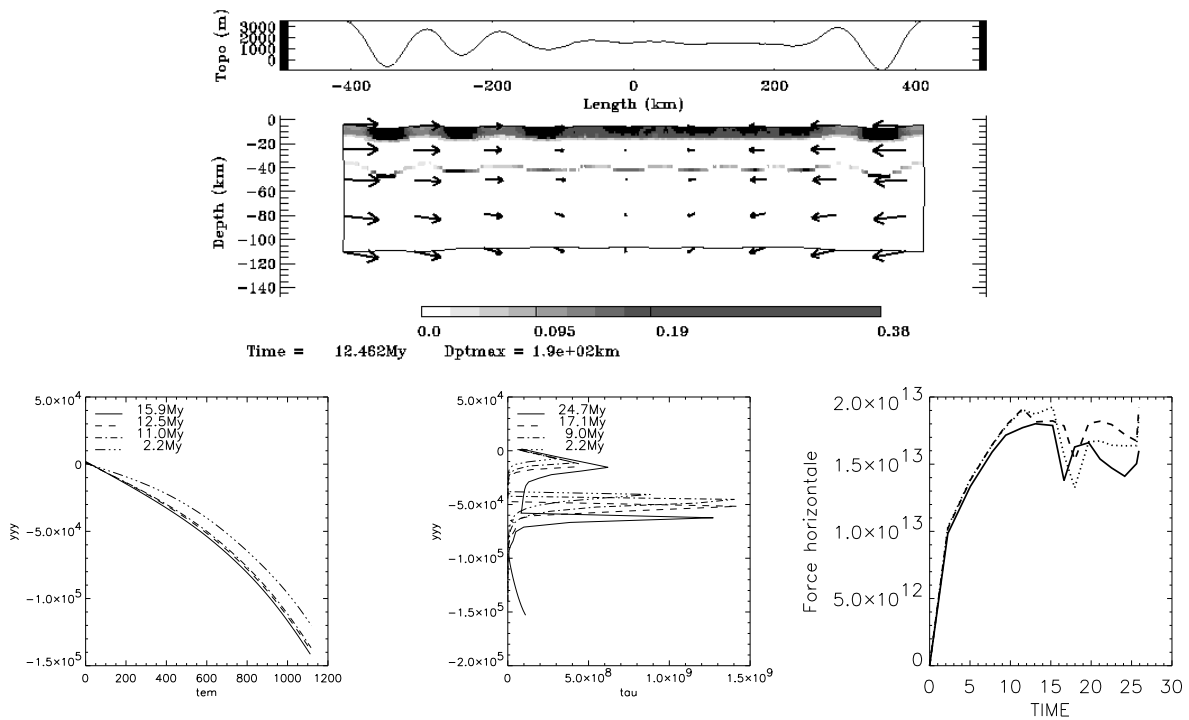


Figure 3.15: *Type Asie (voir table 3.1) : b3, Age de 150Ma.* Plasticité accumulée et déplacements à 13 Ma. En bas, géotherme, σ_{dev}^{II} , et évolution des forces le long de sections verticales en $x=-350$ km (noeud 50, trait plein), $x=-200$ km (noeud 100, pointillés), $x=0$ km (noeud 165, tirés).

On peut donc confirmer que plus le flambage affecte des couches épaisses, plus la croissance et la longueur d'onde des instabilités de flambage sont grandes.

Le phénomène de localisation est d'autant plus important que la lithosphère continentale est âgée. La chute de contraintes associée est d'autant plus remarquable.

Ce résultat peut sembler paradoxal, puisque les lithosphères âgées ont la réputation d'être plus résistantes. Cependant, si la compression aux limites de plaque, nécessaire pour déstabiliser une lithosphère âgée est atteinte, alors cette déstabilisation a des conséquences plus drastiques. Si, au contraire, la lithosphère raccourcie est jeune, elle se déforme en conservant son homogénéité.

Table 3.2: Rapport caractéristique λ/h : si on utilise les définitions de flambage données par Martinod et Davy [1994] puis par Burov et al.[1993], on doit exprimer ce rapport soit en fonction de l'épaisseur totale de la lithosphère compétente, soit en fonction de la norme des 2 couches compétentes. L'option qui paraît la plus raisonnable pour caractériser le flambage lithosphérique par rapport à une épaisseur compétente semble être de considérer l'une des deux dernières méthodes.

Modèle	Age	$\frac{\lambda}{h_t}$	$\frac{\lambda}{\sqrt{h_c^3 + h_m^3}}$	$\frac{\lambda}{h_m}$
<i>base</i> après 10 Ma	400	3.3	5.1	5.2
<i>b2</i> après 15 Ma	700	3.4	4.8	4.8
<i>b3</i> après 12 Ma	150	1.7	6	5

3.2.2.3 Stabilité du modèle par rapport à ses dimensions

Les modélisations analogiques de flambage ont conduit leurs auteurs à signaler l'influence de la longueur totale du modèle sur le résultat et en particulier sur la longueur d'onde activée [Martinod, 1991].

Les modèles figures 3.16 et 3.17 et 3.18, se différencient du modèle de référence en supposant tour à tour une longueur totale de 1200 km, de 600 km, et une profondeur de 250 km (voir table 3.1): les évolutions sont semblables jusqu'à environ 11 Ma.

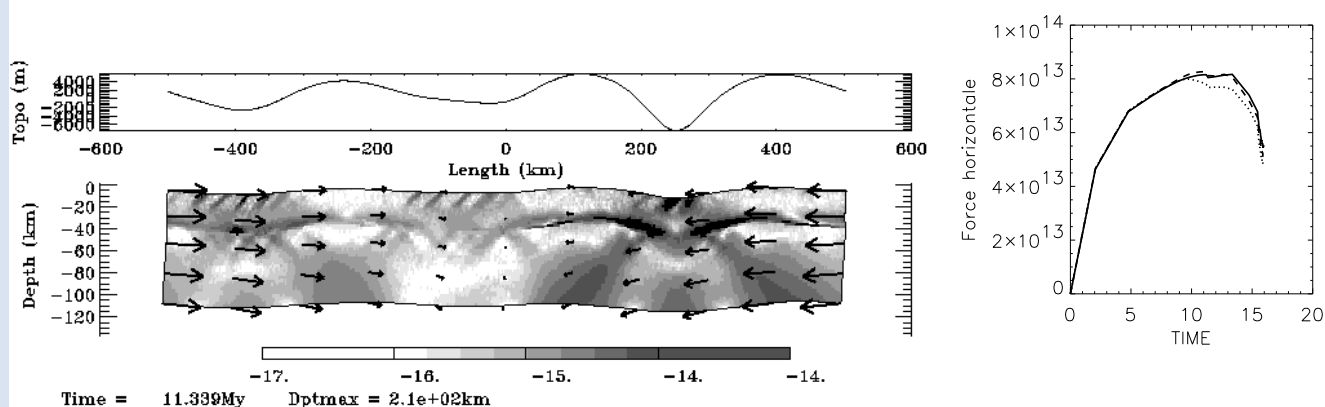


Figure 3.16: *Type Asie centrale (table 3.1) : b4, L = 1200 km. Taux de déformation et déplacements vers 16 Ma, évolution des forces : la localisation provoque une importante relaxation des contraintes latérales. Sections verticales en $x = -350, -200, 0$ km.*

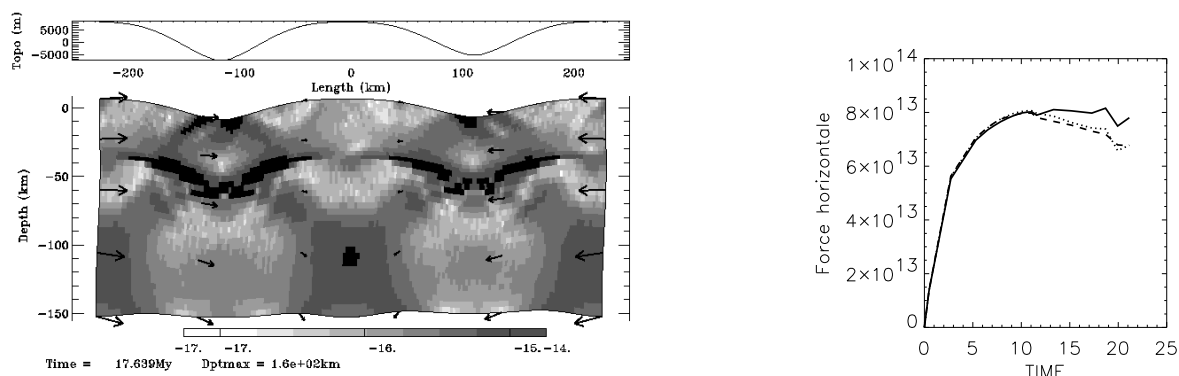


Figure 3.17: *Type Asie centrale (table 3.1) : b5, L = 600 km. Même légende. Pas de localisation.*

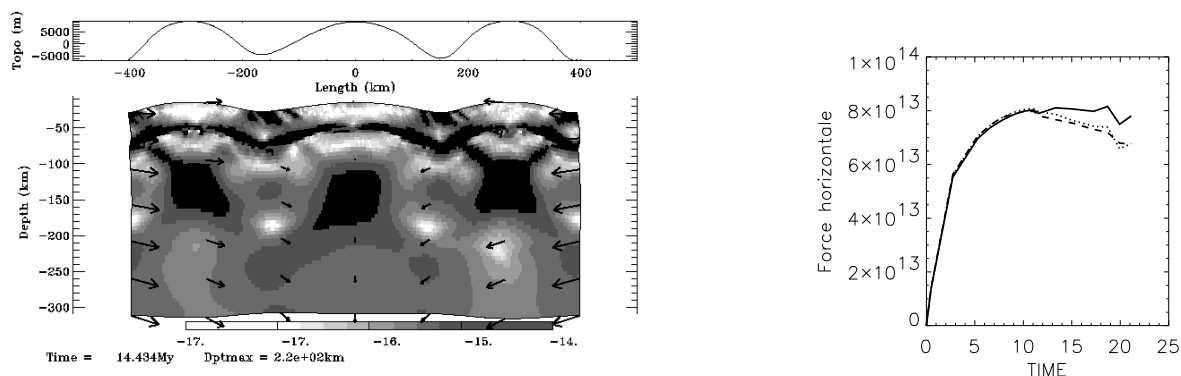


Figure 3.18: *Type Asie centrale (table 3.1) : b_z250 , $H = 250$ km. Même légende. Pas de localisation.*

A partir de 11 Ma, les deux derniers modèles (b_5 , figure 3.17, et b_z250 , figure 3.18) n'entament pas un mode de déformation localisé : le mode de déformation par flambage régulier continue de se développer.

La raison de cette différence cruciale est attribuée à la relative importance des déformations homogènes: une lithosphère relativement courte ou épaisse est forcément plus stable. Il reste à déterminer quel est le modèle le plus représentatif de la réalité : peut-être que sur le terrain aussi les situations tectoniques montrent un comportement variant selon une "taille lithosphérique" critique.

Géométrie des failles en grandes déformations.

Dans les situations où le flambage continue de se développer de manière continue, nous avons remarqué un changement de l'orientation des zones de cisaillement. Jusqu'à présent, dans tous les modèles, *le mouvement le long des failles concourait à développer les amplitudes de flambage en formant des structures de pop-up.*

Or après 20 Ma, dans les expériences b_3 et b_z250 , la déflexion importante qui affecte les différentes couches lithosphériques provoque un changement dans la géométrie des

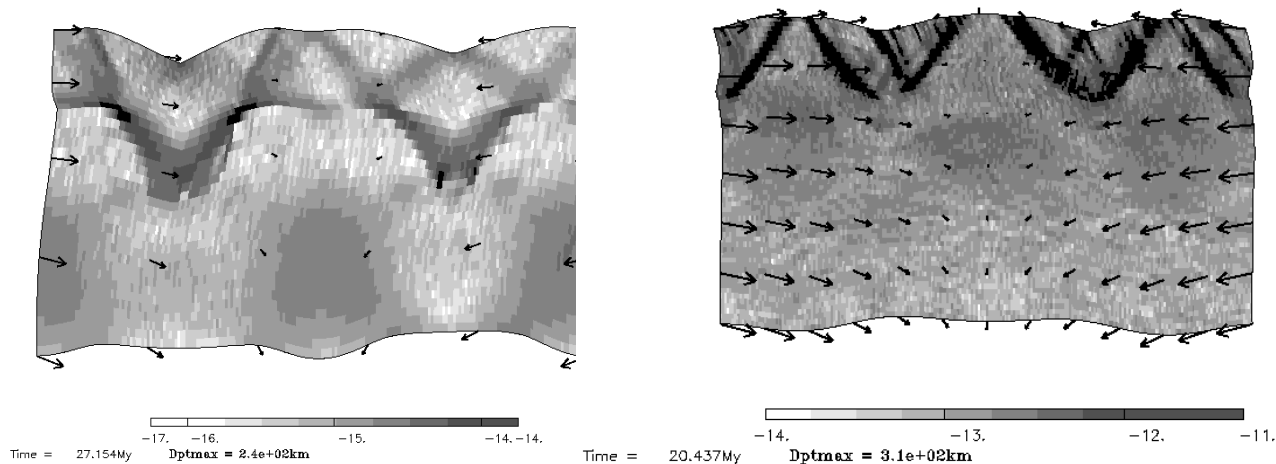


Figure 3.19: *Type Asie centrale (table 3.1)*: à gauche, modèle b_3 , $L=600$ km, après un raccourcissement de 24%. A droite, modèle b_{z250} , $H=250$ km, après un raccourcissement de 31%. Changement d'orientation des zones de cisaillement dans la croûte lorsque le flambage continue de se développer de manière homogène. déformations localisées (figure 3.19):

- La déformation dans le manteau supérieur devient homogène.
- Dans la croûte supérieure, l'amplitude énorme des plis de flambage nécessite une accommodation plus directe : des zones de cisaillement se développent, le long desquelles le matériel des crêtes de plis glisse vers les bassins. Ainsi nous n'avons plus des structures de "pop-up" et des bassins de compression, mais une structure apparente de grabens !
- Ces zones de cisaillement se connectent dans la croûte inférieure avec les canaux de fluage formés par la déflexion de flambage. Ainsi, la déformation ductile dans la croûte inférieure est reliée à la déformation cassante dans la croûte supérieure.

Cette nouvelle géométrie de failles *contrebalance la croissance du flambage*. Ce phénomène est cependant à considérer avec grande précaution, car il apparaît lors d'un stade très avancé du modèle numérique. Cependant, il suggère la variabilité des structures liées au flambage, observable sur le terrain.

La géométrie des failles par rapport au flambage n'est pas forcément associée à des structures de "pop-up" à grande échelle, et dépend de l'état d'avancement du flambage, ainsi que des dimensions de la lithosphère sollicitée.

3.2.2.4 Prise en compte des processus de surface

Généralités

Les processus de surface sont d'autant plus importants qu'une tectonique localisante est active. Par exemple, Molnar et al. [1993] ont établi une corrélation entre la tectonique et l'érosion au cours de l'histoire de l'Himalaya. La mesure des taux de dénudation naturels dans les bassins varie de 0 à rarement plus d'1 mm/an, [Summerfield et Hulton, 1994]. Les effets climatiques sur les orogènes sont donc généralement décelables sur des échelles de temps de 0.5 à 5 Ma. Cependant des études thermochronologiques indiquent des variations locales pouvant excéder 2 mm/an [England et Molnar, 1990].

Culling [1960] fut à l'origine de la description des processus de surface comme un processus de diffusion de matière: le flux de matière horizontal q_{er} est proportionnel à la pente locale, et à un coefficient de proportionnalité k_{er} :

$$q_{er} = -k_{er} \frac{\partial h}{\partial x}.$$

Si plusieurs tentatives pour améliorer cette description ont été proposées, cette relation n'en reste pas moins la base pour modéliser les processus de surface.

L'effet de l'érosion est de réduire les contraintes liées au poids du matériel sus-jacent. Les modèles d'orogène à pente critique, analogues à la théorie adaptée pour les prismes d'accrétion (section 1.5, Dahlen, 1984; Dahlen et Barr, 1989; Royden, 1993], ainsi que ceux de nappe visqueuse [England et Mc Kenzie, 1982, entre autres] démontrent que le transport de matière par érosion induit une déformation verticale associée au réajustement isostatique. Ces vitesses internes sont potentiellement capables de provoquer l'exhumation de roches profondes en surface. Plusieurs approches numériques ont été développées, prenant en compte l'évolution thermique d'une région [Koons, 1987; Jamieson et Beaumont, 1989 ; Ellis et al., 1990 ; Beaumont et al., 1992]. Les résultats de ces modélisations et la comparaison avec des

données (provenant souvent de Nouvelle Zélande où le couplage tectonique active/érosion est important) indiquent que lorsque les processus de surface agissent à des taux comparables au flux de matière tectonique, *ils provoquent le blocage de la croissance orogénique de façon à ce que se maintienne l'équilibre quasi-statique des transferts de masse.*

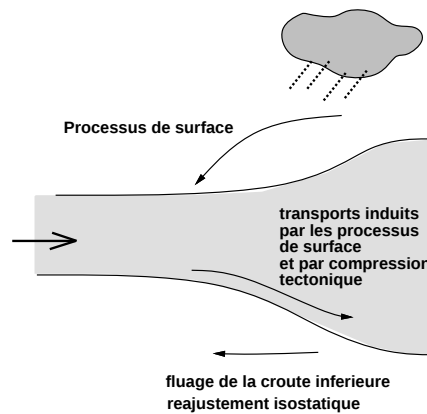


Figure 3.20: Interactions schématiques entre processus de surface et processus tectoniques.

Avouac et Burov [1996] ont évalué l'influence de l'érosion sur l'évolution d'une lithosphère dont la croûte est initialement localement épaissie et en équilibre isostatique vertical. Sans érosion, la croûte inférieure a tendance à fluer latéralement grâce à sa faible viscosité, de sorte que l'effondrement de la chaîne s'effectue en quelques millions d'années, par la racine crustale. D'autre part, si une très forte érosion est appliquée à la surface, le transport de matériel, de la zone épaissie vers les bassins adjacents, réduit le déséquilibre isostatique, et la croûte se réajuste progressivement à une épaisseur normale.

La combinaison du transfert de matière par érosion et du fluage de la croûte inférieure autorise qu'un équilibre dynamique s'établisse si de la compression latérale est appliquée: la montagne peut se développer en hauteur et en largeur dans la mesure où l'apport de matériel par érosion dans les bassins adjacents, compense le déficit de matériel produit par le fluage de la croûte inférieure. Le taux d'érosion intermédiaire que ces auteurs obtiennent

pour satisfaire cet équilibre, soit (0.5 à 0.9 mm/an), est encore de l'ordre de grandeur du taux d'élévation tectonique (0.7 à 1.1 mm/an).

Au vu de ces idées générales sur le couplage tectonique/érosion, un certain nombre de questions se posent quant au rôle de l'érosion lorsque le mode de déformation tectonique est le flambage lithosphérique.

Les études analytiques antérieures prouvent que l'érosion facilite le développement du flambage en réduisant les charges gravitaires verticales: cela est simulé par la réduction du contraste de densité à l'interface supérieure [*Biot 1961 ; Lambeck, 1983 ; Zuber, 1987*]. Mais quel rôle a-t-elle lorsque les amplitudes de flambage deviennent grandes ? Si les processus de surface accentuent le développement du flambage, ce dernier ne peut toutefois pas se développer indéfiniment. Dans quelle mesure l'érosion conduit-elle à une compression plus stable ? Est-elle au contraire capable d'accélérer la localisation, de participer au mécanisme d'épaississement crustal, en entraîner le développement d'un orogène ?

Modélisation numérique des processus d'érosion

L'équation de conservation des masses conduit à l'écriture de la variation de l'élévation de la surface h dans le temps:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = k_{er}(x, h, \frac{\partial h}{\partial x}) \cdot \frac{\partial^2 h}{\partial^2 x}. \quad (3.1)$$

$k_{er}(x, h, \frac{\partial h}{\partial x}) = k(x)(\frac{\partial h}{\partial x})^n$, où $n = 1, 2$ caractérise une diffusion de premier et deuxième ordre: dans les modèles présentés ici, et par souci de simplicité, nous avons considéré n d'ordre 0, et k_{er} est égal à une constante.

Nous avons adapté l'algorithme en différences finies proposé par E.B. Burov [*Burov et Cloetingh, 1997*]. La modification de l'élévation de la topographie est insérée dans le pro-

gramme de manière indépendante au calcul des déplacements liés à la tectonique. Lors d'un cycle de calcul, on itère $\frac{t}{t_{er}}$ fois la dérivation de la topographie par l'équation ci-dessus, où le temps caractéristique t_{er} est égal à $\frac{\Delta x^2}{k_{er}}$ (Δx la largeur des éléments du maillage). Pour chaque élément de la surface, on recalcule les aires associées aux nouvelles topographies, et on réévalue les masses.

Nous avons voulu prendre en compte la rhéologie des dépôts sédimentaires. Pour cela, on effectue un test sur la variation de la surface des éléments superficiels. Selon que la surface de chaque élément a augmenté de plus d'un tiers, de la moitié, ou des trois-quarts, on affecte une nouvelle *phase* à l'élément, c'est-à-dire de nouvelles propriétés rhéologiques. Pour ce faire, nous avons opté pour les paramètres de loi de puissance (A,n,E) d'un quartzite, et diminué empiriquement les paramètres élastiques, la friction et la cohésion: la rhéologie obtenue surestime celle de sédiments "réels" et il est nécessaire d'imaginer que la déformation des niveaux sédimentaires dans les modèles ultérieurs est en réalité plus intense.

De plus, lorsqu'un élément "de phase sédimentaire" se trouve à une profondeur supérieure à 3 km, on lui affecte une phase intermédiaire, de telle sorte que son comportement devienne plus résistant : on respecte ainsi le fait que les sédiments de profondeur supérieure à 3km ont une densité supérieure à $2600 kg/m^3$.

Bien sûr, cette méthode simplifie beaucoup les phénomènes de déposition, et on ne respecte pas l'équilibre des masses érodées et déposées. Cependant nous pensons que l'approximation est raisonnable à l'échelle de la modélisation qui nous intéresse.

Table 3.3: Paramètres rhéologiques des phases "sédimentaires" du modèle. ΔS correspond au rapport de la variation de surface d'un élément du maillage sur sa surface initiale.

phase caractéristique	ρ	n	A	E	$\lambda_L = G_L$	S_o	ϕ	$cond_T$
	kg/m^3		$MP^{-n}as^{-1}$	kJ/mol	GPa	MPa	degrés	$W/(C.m)$
$\Delta S \leq 1/4$ ou $h > 3km$	2600	2.4	$6.8 \cdot 10^{-6}$	156	20	10	25	3
$1/4 \leq \Delta S \leq 3/4$	2400	2.4	$6.8 \cdot 10^{-6}$	156	10	5	20	4
$\Delta S > 3/4$	2000	2.4	$6.8 \cdot 10^{-6}$	156	3	1	5	6

Test de la méthode d'érosion.

Afin de tester ce modèle d'érosion, on propose d'illustrer son efficacité à l'aide des modèles suivants. On part d'une portion de lithosphère de rhéologie élasto-plastique, de profondeur 15 km et de longueur 120 km (100×15 éléments), de base et de bords latéraux immobiles. La surface suit une courbe gaussienne, de hauteur 5 km et de longueur caractéristique égale à 20 km. Ainsi le seul effet tectonique si l'on peut dire, à entrer en jeu, est minimal: c'est la déformation interne du milieu qui s'effectue pour équilibrer la distribution de contraintes avec le relief.

- *Expérience 1:* On introduit une érosion sans sédimentation, avec un paramètre de diffusivité $k_{er} = 50m^2/an$. Les résultats sont illustrés figure 3.21. Les perturbations apportées par le remaillage dans la masse totale du modèle sont de l'ordre de 0.1%.
- *Expérience 2 :* on insère le changement de phase (voir table 3.3) avec la sédimentation. Ces phases ne sont pas réellement représentatives de la rhéologie des sédiments, car par souci de simplicité, nous n'avons pris en compte ni la variation des paramètres de loi puissance (nous avons conservé ceux du quartz de la table 1.1), ni la présence d'une pression de fluides. Les résultats sont montrés figure 3.22 et 3.23. Les perturbations

apportées par le remaillage et les changements de phase dans la masse totale du modèle sont de l'ordre de 5%.

On conclut que la prise en compte des processus d'érosion de la façon dont nous l'avons fait respecte d'une part l'évolution théorique, et d'autre part ne nuit pas à la stabilité numérique de nos modèles.

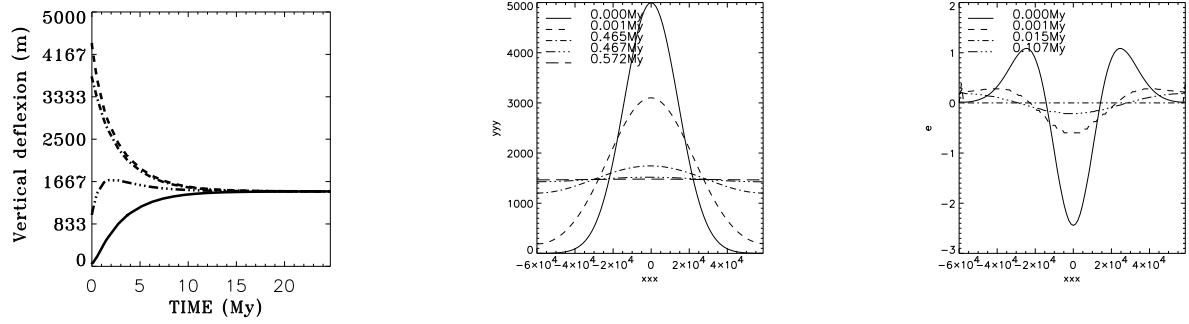


Figure 3.21: Evolution des topographies et des taux d'érosion lorsqu'on applique un coefficient d'érosion $k = 50m^2/an$ à un relief gaussien initial de 5 km de hauteur. Sans sédimentation.

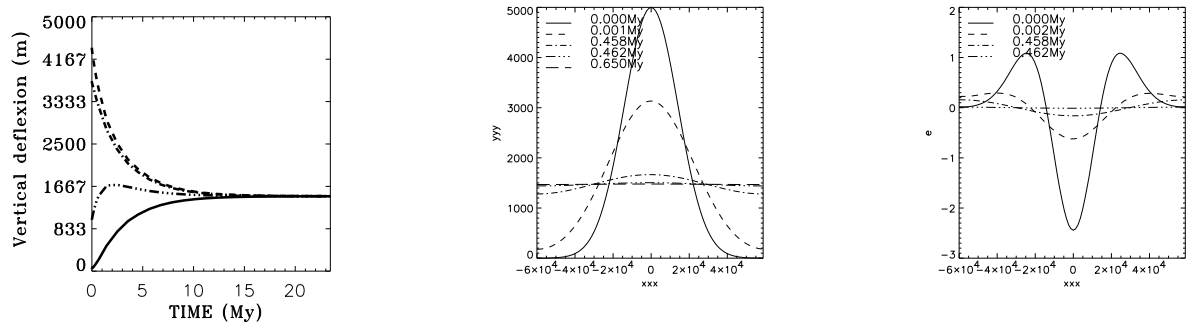


Figure 3.22: Evolution des topographies et des taux d'érosion lorsqu'on applique un coefficient d'érosion $k = 50m^2/an$ à un relief gaussien initial de 5 km de hauteur. Avec sédimentation.

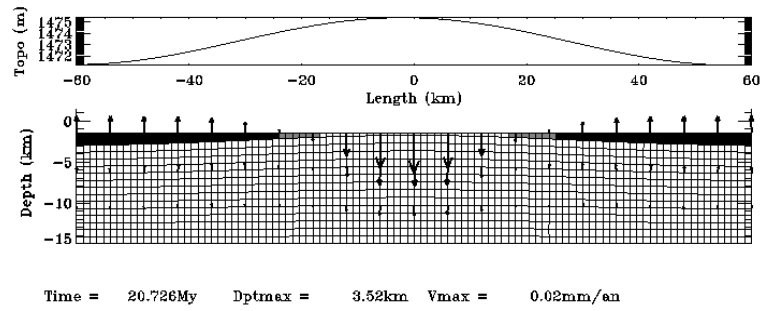


Figure 3.23: Maillage et phases associées à une sédimentation le long des flancs d'un relief gaussien.

Résultat numérique : compression avec processus de surface

Reprenons l'expérience de référence en insérant deux coefficients diffusifs d'érosion différents.

Nommons h_{max} l'altitude maximale de la topographie, et v_{er} le taux de sédimentation moyen dans les bassins.

- *Cas avec peu d'érosion* : $k = 50m^2/an$.

Après 11 Ma, $h_{max} \sim 5$ km et $v_{er} < 0.3$ mm/an,

Après 16 Ma, $h_{max} \sim 10$ km et $v_{er} \sim 0.7$ mm/an.

Flambage stable, sans localisation.

- *Cas avec forte érosion* : $k = 200m^2/an$.

Après 11 Ma, $h_{max} \sim 5$ km et $v_{er} \sim 0.6$ mm/an,

Après 16 Ma, $h_{max} \sim 7$ km et $v_{er} \sim 0.7$ mm/an.

A 8 Ma, la localisation au coin est déjà amorcée, et le taux de sédimentation est localement énorme (il atteint 2.5mm/an). Cependant à partir de 12 Ma, les autres points de la topographie se stabilisent, et l'érosion fait de même.

Avec érosion, le flambage se développe environ 1 Ma plus tôt.

Lorsque le taux d'érosion est faible, il peut inhiber l'initiation d'une déformation localisée, en rééquilibrant le déficit de masse des creux de plis (rappelons que la localisation s'initie dans l'expérience de référence après environ 13 Ma).

Lorsque le taux d'érosion est plutôt rapide, la déformation localisée semble au contraire s'initier plus tôt. De plus, les reliefs restent inférieurs à 6000 m : conformément aux prédictions des travaux antérieurs, l'érosion stabilise la croissance du relief.



Figure 3.24: *Type Asie* (voir table 3.1): à gauche, modèle *b6*, érosion avec $k = 50m^2/an$. A droite, modèle *b7*, érosion avec $k = 200m^2/an$. Phases rhéologiques après 16 Ma de compression. Noter le "dépot sédimentaire" dans le modèle de droite, où s'initie une déformation localisée.

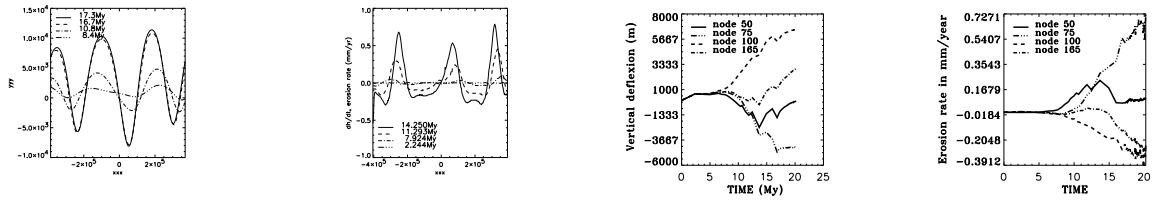


Figure 3.25: *Type Asie* (voir table 3.1): *b6*, érosion $k = 50m^2/an$. De gauche à droite, profiles de la topographie, du taux d'érosion à différentes époques. Puis évolution de la topographie et du taux d'érosion en 4 noeuds de la surface (50, 74, 100, 165).

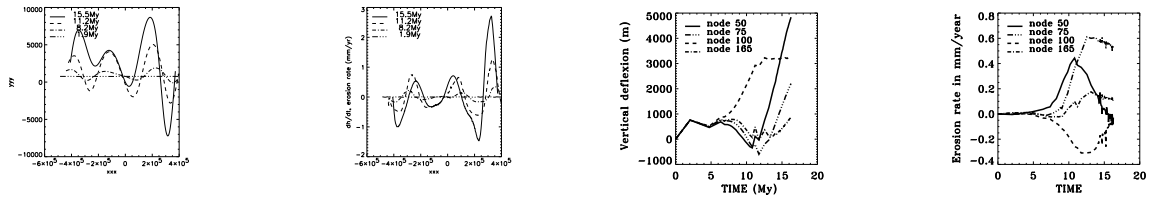


Figure 3.26: *Type Asie* (voir table 3.1): *b7*, érosion $k = 200m^2/an$. Même légende que précédemment : Topographies et taux d'érosion.

3.2.3 Modèles type "Australie"

Par ce type on sous-entend que l'âge thermotectonique vaut 700 Ma. Par rapport aux tests précédents, on applique une convergence 3 fois moins rapide. Nous allons comparer l'influence de l'adoucissement et de l'érosion sur une lithosphère dont la croûte est soit modélisée par une rhéologie de type "quartz", soit une rhéologie de type "diabase".

Parmi les processus capables de faciliter la déformation localisée, nous avons vu (section 2.4.6) que l'adoucissement des propriétés de rupture, c'est-à-dire de la cohésion et de la friction, pouvait être un moyen efficace.

Les processus d'érosion ont également un rôle non négligeable, nous les insérons donc. Les études antérieures de la région de l'Australie citent leurs effets, et nous serons peut-être en mesure de produire un modèle comparatif intéressant.

3.2.3.1 Importance de la rhéologie crustale

La différence de résultats selon que l'on suppose une rhéologie crustale faible (quartz, modèle $b28$, figure 3.27) ou forte (diabase, modèle $b28_d$, figure 3.28) réside dans la différence de comportement de la croûte inférieure. Dans les deux cas, le flambage se développe significativement à partir de 40 Ma.

Dans le premier cas, la croûte inférieure a un rôle découplant qui favorise une évolution du flambage lithosphérique vers un épaississement localisé. La longueur d'onde est voisine de 300 km.

Dans le second cas, l'épaisseur de la croûte inférieure ductile est réduite à à peine 10 km, son rôle découplant est donc inexistant. Un flambage couplé de la croûte et du manteau lithosphérique supérieur se développe, associé à une longueur d'onde voisine de 500 km, ce qui est grand par rapport à la longueur du modèle. Cela explique que la déformation

se maintienne homogène et que les forces continuent d'augmenter, dans un scénario monocouche similaire à celui d'une plaque océanique.

Dans ces deux cas, sans érosion, les topographies sont d'une altitude irréaliste.

3.2.3.2 Insertion d'adoucissement et d'érosion

On modifie les deux expériences précédentes en autorisant un comportement adoucissant dont les caractéristiques sont semblables à celles du test 1 de la section 2.4.6, et en insérant les processus de surface, avec $k_{er} = 2000m^2/an$.

Les modèles présentés sur les figures 3.29 (modèle $b289$) et 3.30 (modèle $b289_d$) se distinguent uniquement par la différence de comportement crustal. Dès le début, la lithosphère accomode la déformation en partie par un épaissement homogène de l'ordre de 0.02 mm/an (visible sur la courbe des topographies). La mesure des vitesses verticales en surface est du même ordre de grandeur, mais elles sont le résultat combiné de la tectonique et de l'érosion. La mesure des taux d'érosion est de l'ordre de 0.8 mm/an.

Les forces de gravité freinent le flambage. L'érosion, en redistribuant les masses, annulent ces forces de gravité et permet au flambage de croître plus facilement.

La déformation localise significativement 30 à 40 Ma après l'initiation du flambage, soit après 70 Ma de raccourcissement. Un large bassin central se développe, comblant la déflexion vers le bas des couches lithosphériques. A long terme, le relief en surface conserve une topographie de large bassin.

La rhéologie de quartz (figure 3.29) entraîne la formation de bassins de subsidence de l'ordre de 150 km large et 30 km de profondeur, alors que la rhéologie du diabase entraîne la formation de bassins de 250 km de large et 25 km de profondeur (figure 3.30).

L'érosion permet à la topographie de développer des reliefs tout à fait réalistes, avec des amplitudes inférieures à 2000 m et des altitudes culminant à moins de 5000 m.

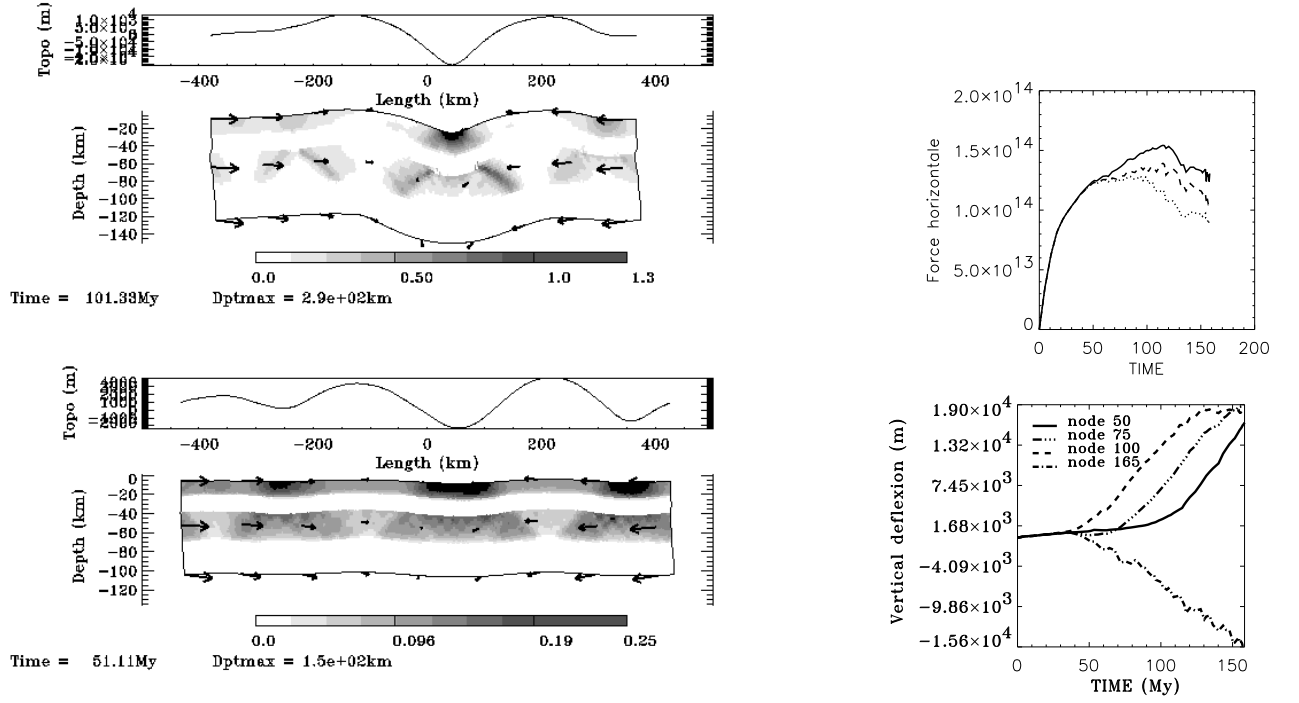


Figure 3.27: *Type Australie* (voir table 3.1). *b28* : rhéologie crustale de quartz. Plasticité accumulée, déplacement total et topographie. Evolution des forces le long de section verticales en $x = 0$ km (trait plein), $x = -350$ km (tirés, noeud 50), et $x = -200$ km (pointillés, noeud 100). Evolution des topographies aux abscisses -350 km, -275 km, -200 km, et au centre.

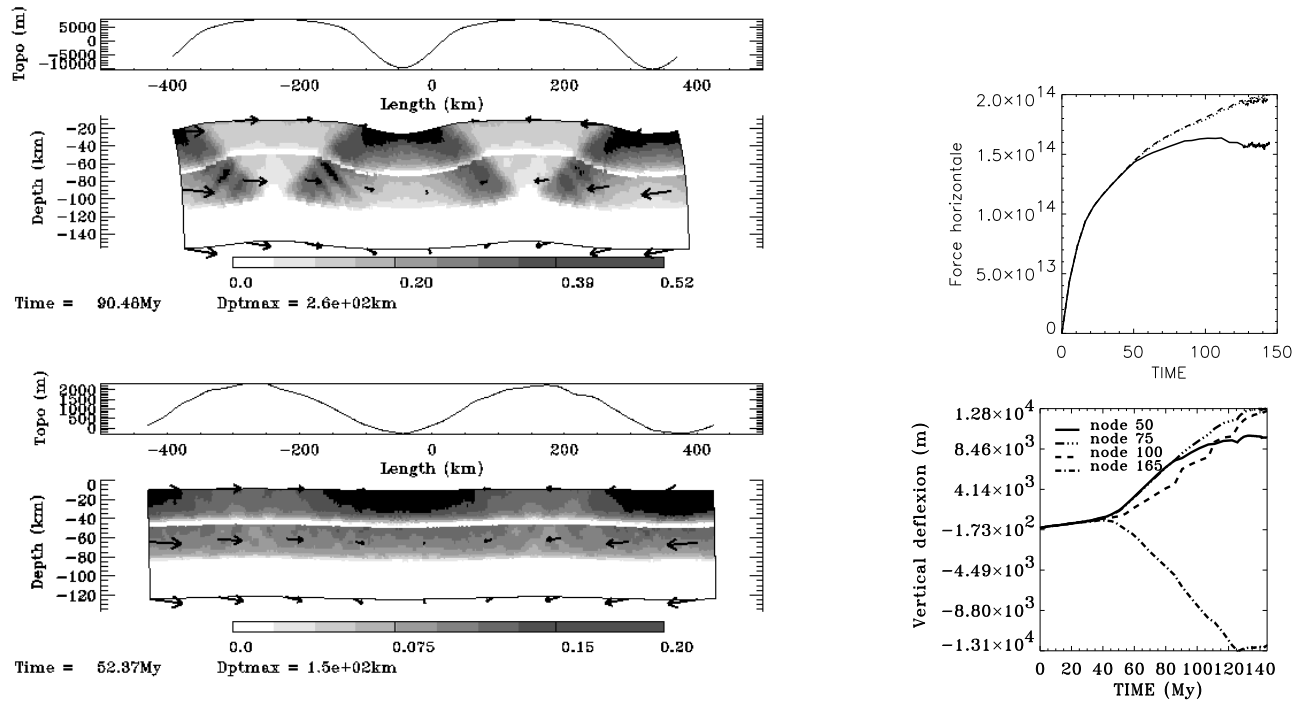
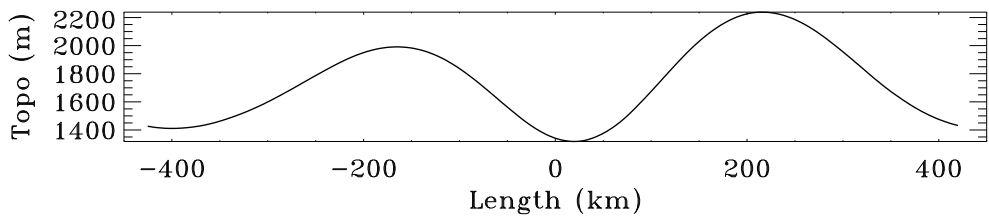
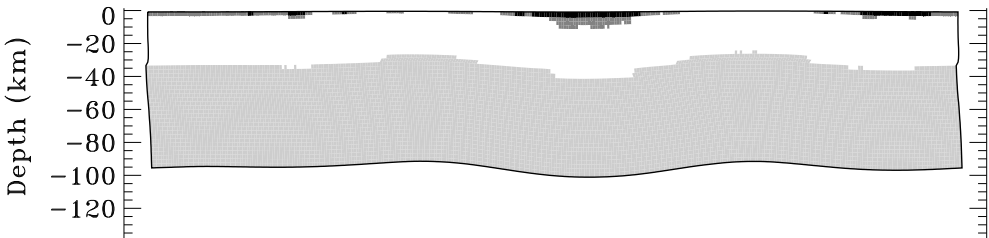


Figure 3.28: *Type Australie* (voir table 3.1). *b28_d*: rhéologie crustale de diabase. Plasticité accumulée, déplacement total et topographie. Evolution des forces le long de section verticales en $x = 0$ km (trait plein), $x = -350$ km (tirés, noeud 50), et $x = -200$ km (pointillés, noeud 100). Evolution des topographies aux abscisses -350 km, -275 km, -200 km, et au centre.

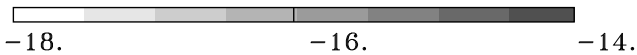
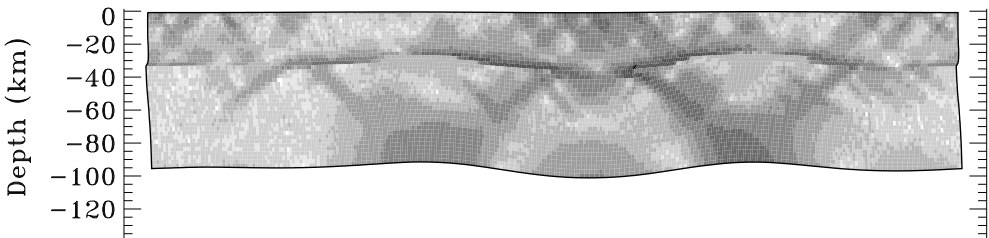
Topographie



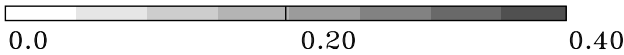
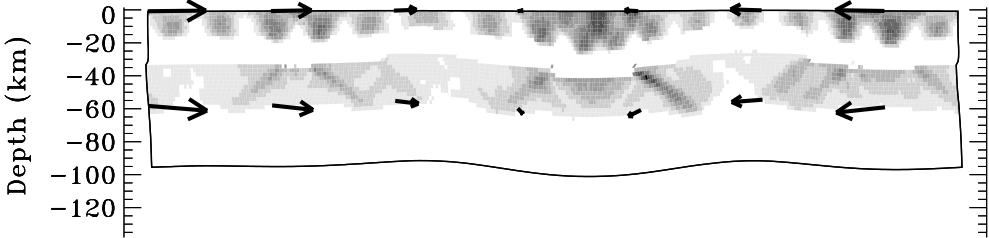
Phases rheologiques



Second invariant des deformations (s-1)

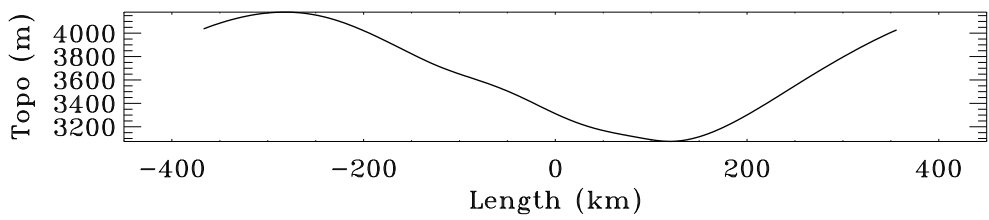


Plasticite accumulee et Deplacement total

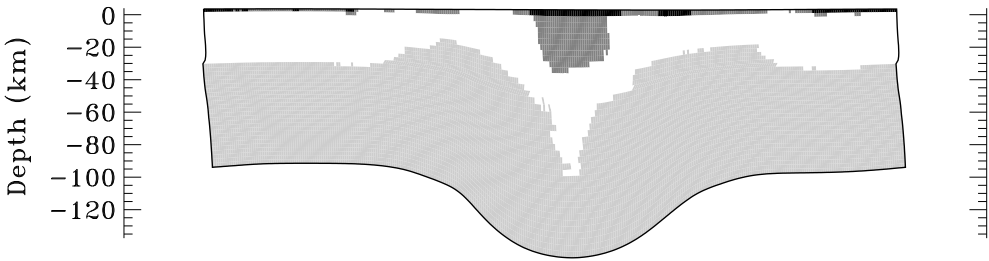


Time = 53.2My Dptmax = 165km

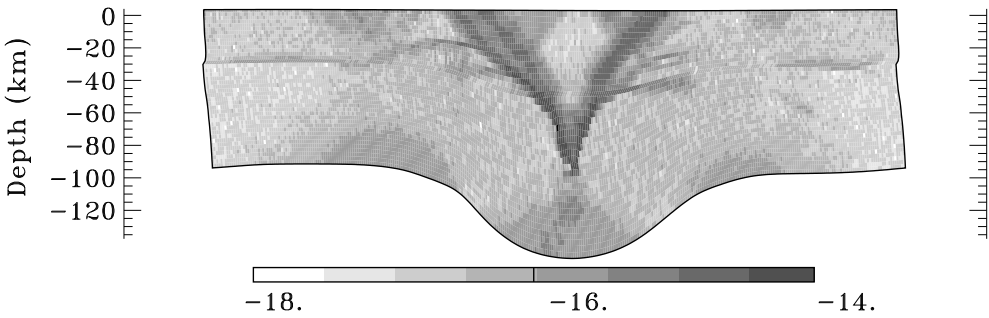
Topographie



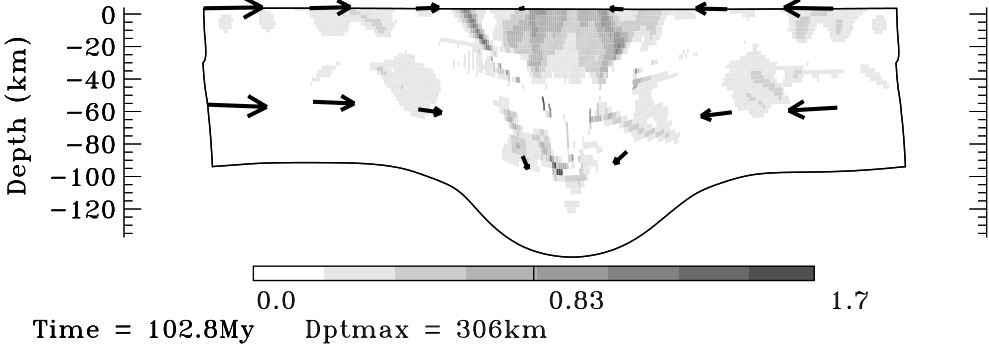
Phases rheologiques



Second invariant des deformations (s-1)



Plasticite accumulee et Deplacement total



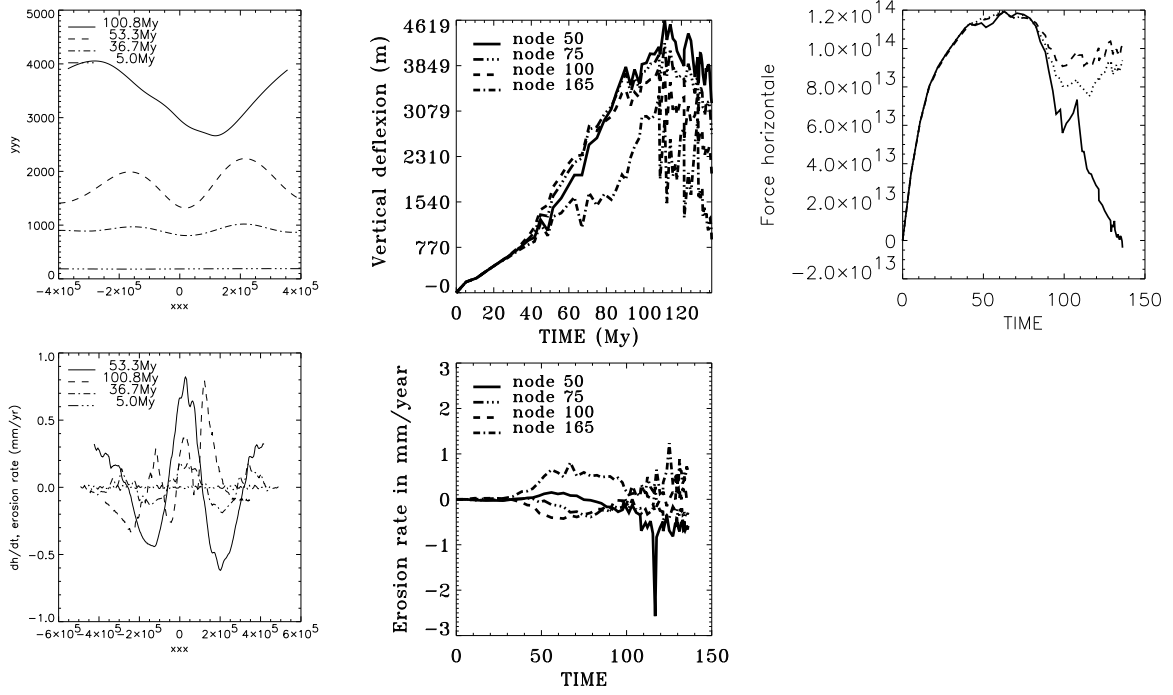
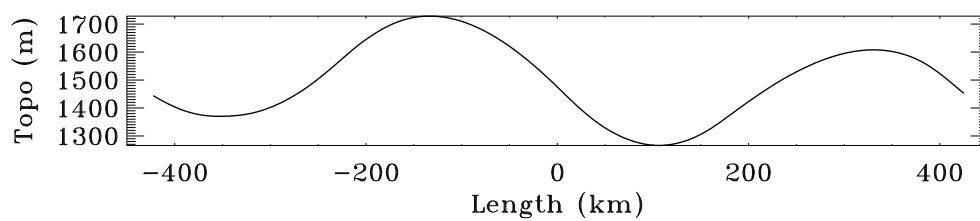
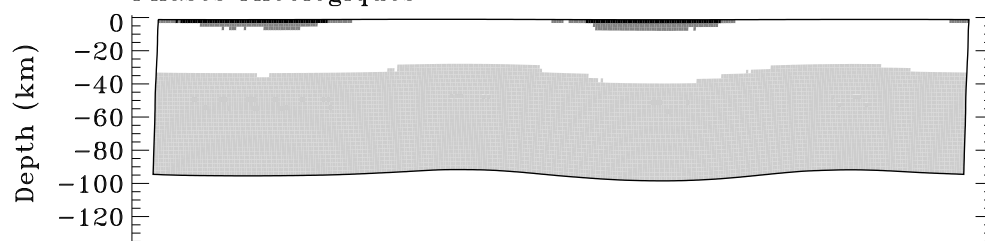
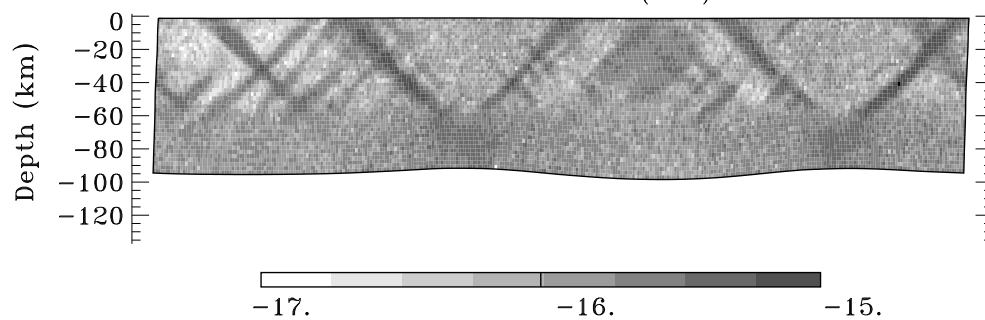


Figure 3.29: *Type Australia* (voir table 3.1), b289 : rhéologie crustale d'un quartz + adoucissement + érosion. Pages précédentes, et de haut en bas, topographie, phases rhéologiques (en gris foncé, la sédimentation, en gris clair, le manteau lithosphérique, et en blanc, la croûte), invariant des déformations, plasticité accumulée et raccourcissement total, après environ 50 Ma et 100 Ma. Cette page, et de gauche à droite, évolution de la topographie et du taux d'érosion. Les courbes indicées 50, 75, 100 165 correspondent à la position $x = -350, -275, -200, 0$ km. A droite, évolution des forces: la courbe en trait plein correspond à la section centrale ($x = 0$ km).

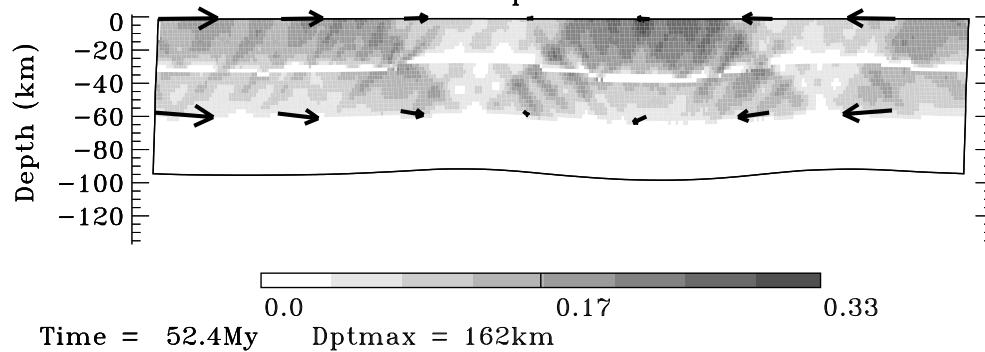
Topographie



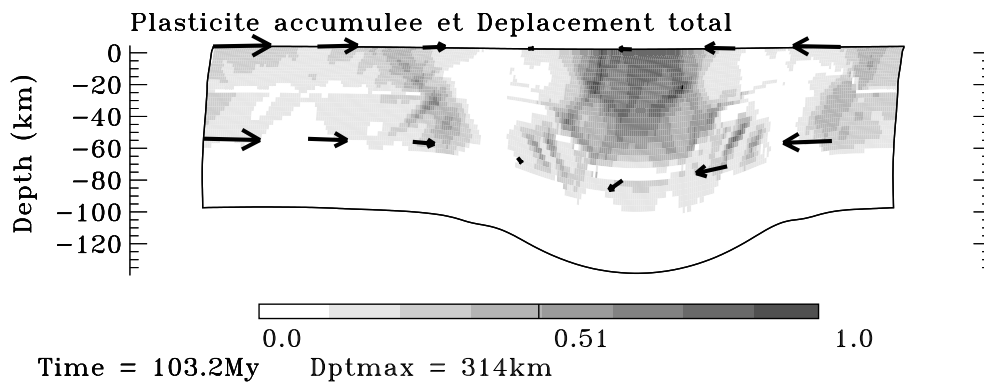
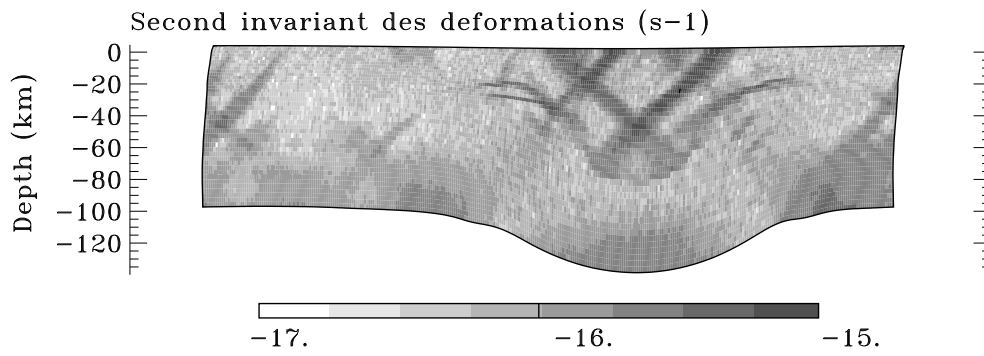
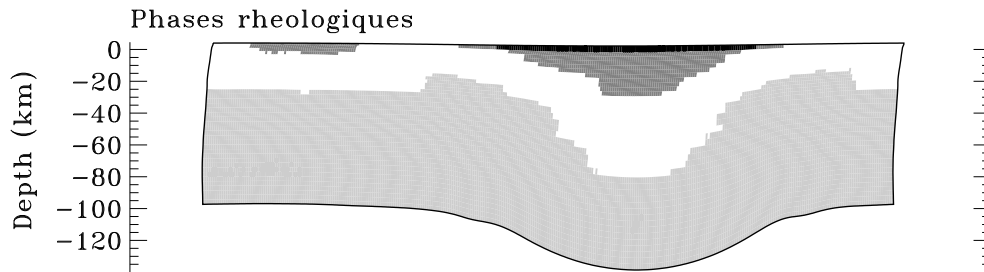
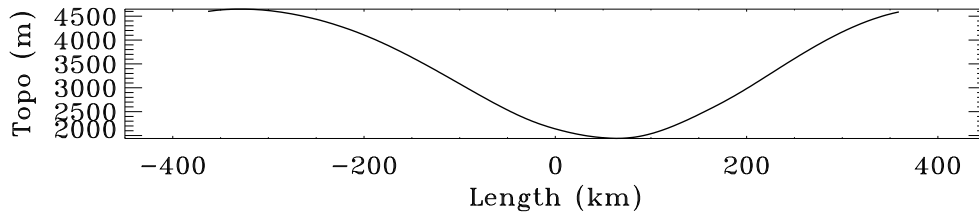
Phases rheologiques

Second invariant des deformations ($s-1$)

Plasticite accumulee et Deplacement total



Topographie



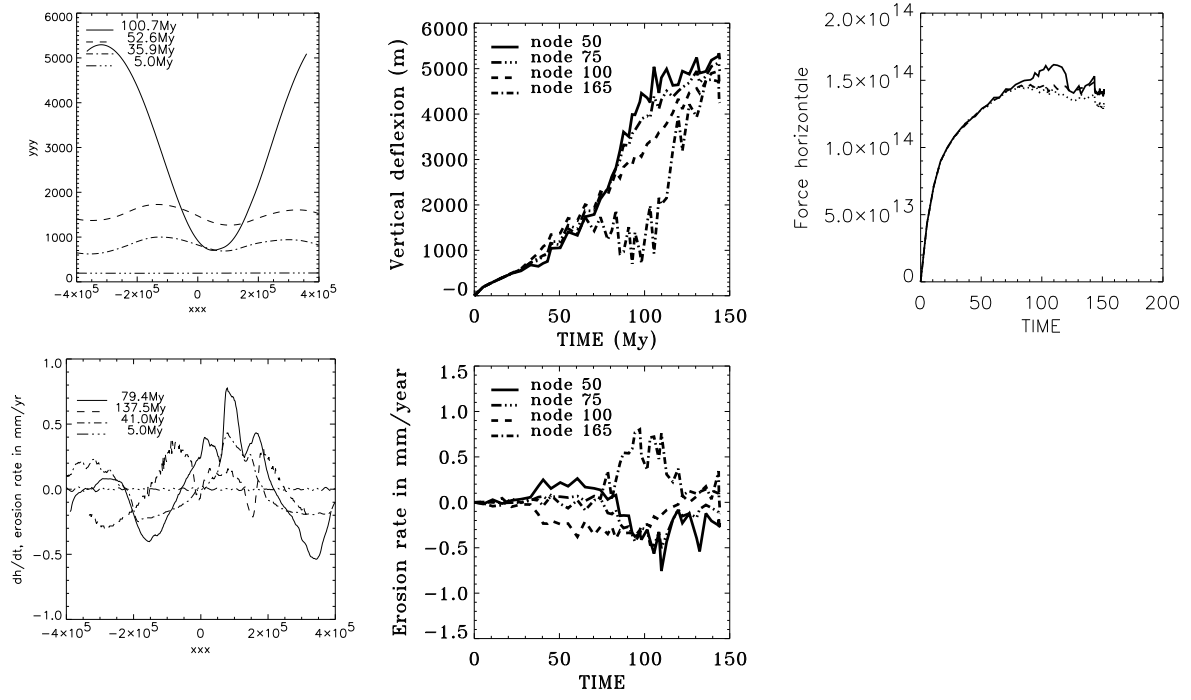


Figure 3.30: *Type Australie* (voir table 3.1), $b289_d$: rhéologie crustale de diabase + adoucissement + erosion. Même légende que figure 3.28.

3.2.4 Discussion

Table 3.4: Récapitulatif des résultats de modèles de lithosphères continentales.

propriétés	$\frac{\lambda}{h}i$	$\frac{\lambda}{h}f$	ε_i	F_{max}	ε_{chute}	$\omega_{\varepsilon=14\%}$	a	erosion	ε_f	F_f
type Asie ★			%	10^{12} N/m	%	m	mm/an	mm/an	%	10^{12} N/m
★ référence	5.0	4.05	7.5	80	20	2670	0.48	.	15	65
b2. âge 700 Ma	4.8	3.5	7.7	120	20	3250	0.40	.	31	50
b3. âge 150 Ma	5.0	4.9	7.4	19	24	1860	0.41	.	30.6	17
b4. L = 1200 km	4.9	3.4	8.5	80	24	5060	0.65	.	29.1	55
b5. L = 600 km	4.1	3.0	4.7	80	.	9580	0.66	.	25	70
bz. H = 250 km	4.7	5.7	9.1	80	.	3340	0.6	.	31	70
b6. $k = 50m^2/an$	5.0	4.2	7.3	80	16	2746	0.59	0.75	30.	55
b7. $k = 200m^2/an$	5.0	4.7	7.0	80	18	3100	0.55	1.5	25	60
type Australie										
b28. quartz	4.2	1.4	11	150	29	3300	0.2	.	43	110
b28_d. diabase	4.0	2.0	12	200	.	1833	0.15	.	42	160
b289. ad+érosion	4.6	7.3	10	120	23	1675	0.035	0.8	38	80
<i>b289_d.</i> ad+érosion	4.3	5.1	10	160	24	1473	0.045	0.8	43	140

Pour une définition des valeurs mesurées, se reporter aux explications page 102.

Les modèles numériques de ce tableau sont conduits en variant les paramètres indiqués dans la première colonne par rapport au cas de référence ★ du type Asie, dont les paramètres sont donnés table 3.1 : dimensions $1200 \text{ km} \times 120 \text{ km}$, Moho à 40 km, âge thermotectonique 400 Ma, rhéologie de quartz pour la croûte (voir table 1.1), taux de compression appliqué aux limites $\dot{\varepsilon} = 5.10^{-16} s^{-1}$.

Le type Australie est similaire sauf que l'âge thermotectonique est égal à 400 Ma et $\dot{\varepsilon} = 10^{-16} s^{-1}$. La notation "ad" signifie qu'un adoucissement du comportement plastique

est pris en compte, identique aux critères du test 1 de la section (2.4.6). Le coefficient de diffusion lié à l'érosion, dans les deux derniers modèles, est égal à $k = 2000m^2/an$.

La mesure des rapports λ/h est faite en prenant en compte l'épaisseur du manteau lithosphérique compétent. Dans les situations de rhéologie crustale résistante (rhéologie de diabase), c'est l'épaisseur totale de la couche compétente qui est utilisée. L'ensemble des modèles développent une longueur d'onde qui évolue de sorte à ce que le rapport longueur totale sur longueur d'onde diminue, à cause du raccourcissement latéral. Mais parfois aussi, le nombre de périodicités du flambage diminue, reflétant l'accommodation de la longueur d'onde dominante à la longueur totale du modèle (par exemple passe de 4 à 3 dans l'expérience de référence *base*, et de 3 à 2 dans *b289*).

$a = \frac{y(t_{stable}) - y(t_i)}{t_{stable} - t_i}$: l'estimation de la vitesse linéaire de la croissance des plis est faite en fonction du temps t_i à partir duquel le flambage devient significatif, et du temps t_{stable} à partir duquel la croissance du flambage se stabilise. Ce dernier moment est souvent corrélé avec le moment où l'épaississement localisé se développe. a caractérise l'élévation de la surface, contributions des processus tectoniques et de surface confondues. Dans les modèles de type "Australie", où les vitesses latérales sont lentes, on a soustrait la valeur associée à la vitesse d'élévation par compression homogène, qui est du même ordre de grandeur (~ 0.02 mm/an).

Les vitesses d'érosion sont généralement les valeurs maximales finales du taux de sédimentation observé dans les bassins. Les valeurs correspondant à des déflexions extrêmes ne sont pas prises en compte.

Caractéristiques du flambage:

Le rapport $\frac{\lambda}{h}$ est généralement proche de 5 au moment de l'initiation du flambage et s'approche de 4 par la suite.

Le flambage crustal indépendant est possible lorsque la croûte inférieure ductile est d'une part suffisamment épaisse (environ supérieure à 10 km) et d'autre part de viscosité relativement faible : un ordre de grandeur de $10^{23} Pa.s$ dans le cas $b28_d$ produit une résistance encore supérieure à 800 MPa à 40 km de profondeur, alors qu'une viscosité d'ordre inférieur à $10^{22} Pa.s$ produit une résistance négligeable et autorise le découplage dans *base*.

On ne distingue pas clairement de flambage crustal dans les modèles numériques: cela est dû non seulement à sa faible amplitude par rapport aux plis de grande échelle liés au manteau supérieur, mais aussi à la résolution relativement faible du maillage. L'introduction d'adoucissement du comportement fragile a tendance à maintenir des amplitudes notables de flambage crustal. L'article en annexe illustre le mécanisme de flambage biharmonique.

Nous n'avons pas discuté des effets de la profondeur initiale du Moho : évidemment sa profondeur détermine l'épaisseur de la croûte inférieure, et influe donc sur le développement d'un flambage crustal indépendant.

Déformation localisée associée au flambage:

La croûte supérieure est parsemée de failles qui tendent à se concentrer dans les creux des plis associés au flambage du manteau lithosphérique.

Lorsque le manteau lithosphérique compétent est épais (âge environ >150 Ma, de sorte que $h_m > 15 km$), des failles se localisent aux points d'inflexion des plis. La prise en compte d'un comportement de Mohr-Coulomb dans le manteau supérieur est cependant extrêmement simpliste et il est difficile d'affirmer que cette géométrie corresponde à la réalité.

Le fluage de la croûte inférieure tend à devenir également localisé: des canaux de cisaille-

ment ductile se mettent en place le long des flancs des plis liés au flambage lithosphérique.

Lorsque le raccourcissement devient grand, la géométrie de la déformation localisée se modifie (figure 3.30): le manteau supérieur tend à accommoder la compression latérale de façon homogène plutôt que par fracturation localisée aux points d'inflexions, alors que les zones de cisaillement ductiles à l'intérieur de la croûte inférieure se connectent à des failles de la croûte supérieure pour atteindre la surface, produisant ainsi des structures de "graben", (modèles b_5 et b_{z250} , section 3.2.2.3).

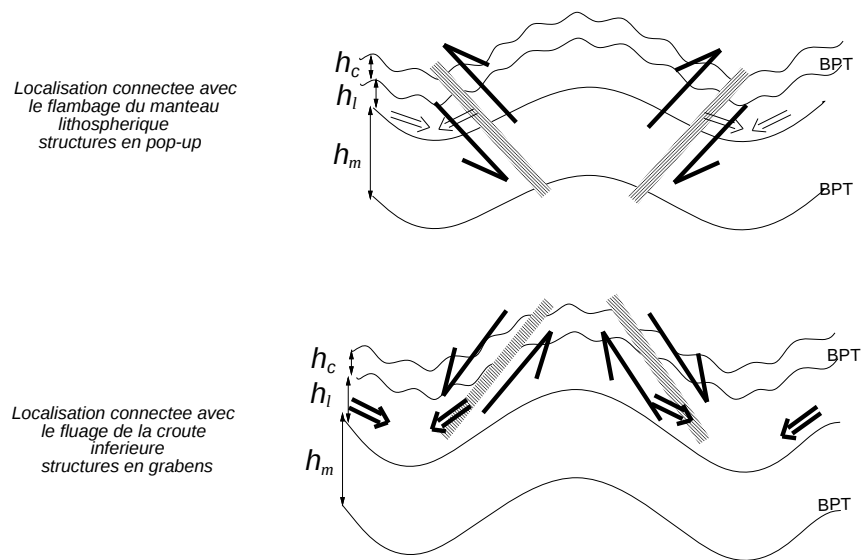


Figure 3.31: Organisation des failles par rapport au flambage. En haut, lorsque le flambage se développe, en bas, au stade plus avancé de la déformation.

Epaississement localisé:

Lorsque le raccourcissement atteint environ 20%, l'une des dépressions associées au flambage du manteau lithosphérique peut se mettre à emmagaziner une partie de plus en plus importante de la déformation : il y a un processus d'épaississement localisé à l'échelle lithosphérique. Ce processus est relié au fluage instable qui s'est créé dans la croûte inférieure. Il a un effet adoucissant sur l'ensemble du système lithosphérique, les contraintes compres-

sives déviatoriques alentour se relachent (chute des forces latérales).

Seules les expériences en gras dans le tableau, b_5 (longueur totale de 600 km), b_z250 (épaisseur totale de 250 km), et b_{28d} (âge 700 Ma et avec une rhéologie de diabase) ont conduit à un flambage sans processus d'épaississement localisé. Ces expériences ont la propriété commune de posséder un rapport longueur totale sur épaisseur totale inférieur à 10, ce qui suggère que le processus de localisation est lié à une instabilité capable de se développer dans des situations où ce rapport est supérieur à 10: il reste à confirmer cette hypothèse par une compilation de données géologiques et démontrer qu'elle ne résulte pas d'un effet numérique.

Les zones d'épaississement localisé de la lithosphère présentent en surface une large dépression. Aucun de nos modèles n'a montré une évolution de ces bassins vers un rééquilibrage par élévation de relief. Il serait intéressant de poursuivre l'étude en variant les conditions aux limites, et de cerner les conditions capables de provoquer un tel changement de la topographie au dessus d'un épaississement de la lithosphère. Cette question rejoint le problème plus général de comprendre le partitionnement interne des mouvements verticaux ascendants et descendants dans un orogène.

Les processus de surface:

L'érosion a pour effet d'aider le développement des plis de flambage, en diminuant l'action inhibante des forces de gravité. Dans ces modèles numériques, le processus de flambage est initié 1 Ma d'années environ avant, soit pour à peine 1% de raccourcissement plus tôt que sans érosion. Mais l'érosion a un effet plus marquant: les reliefs se maintiennent à des altitudes moins élevées que sans érosion, ne dépassant pas 5000 m.

A faible taux d'érosion, le développement du flambage suit un parcours stable. Par contre, si les transferts de masses dues à l'érosion sont importants, ils peuvent contribuer à déclencher l'épaississement localisé de la lithosphère, en synchronisme avec le fluage conver-

gent dans la croûte inférieure. Les processus de surface entretiennent cette localisation en apportant un matériel moins résistant, les sédiments, sur la colonne de lithosphère épaissie. Les proportions spatiales de ces bassins sont délimitées par les flancs des plis de flambage: elles dépendent donc bien sûr de la rhéologie crustale, qui détermine la longueur d'onde de flambage activée.

Lien avec l'Australie:

Dans le modèle $b289_d$, un bassin large de 250 km et profond d'une vingtaine de km se forme en moins de 100 Ma. En 50 Ma des failles se sont formées aux points d'inflexion des plis et émergent en direction des creux (figure 3.31, géométrie du haut). Après 100 Ma, la géométrie de la fracturation change (figure 3.31 en bas).

Osons comparer le modèle $b289_d$ avec le centre de l'Australie. Les failles des bassins de l'Australie centrale sont plutôt dirigées selon le premier cas. L'échelle de temps du flambage est de 300 Ma plutôt que de 100 Ma proposé par le modèle. Nous attribuons cet écart du modèle par rapport à la réalité aux paramètres du comportement de Mohr-Coulomb choisis pour gouverner le manteau supérieur compétent. Le choix d'un angle de friction inférieur à 30° entraînerait la réduction de la vitesse de croissance des plis, comme nous l'avons montré pour le cas d'une lithosphère océanique (section 2.4.7). De même, la prise en compte d'un angle de friction moindre et de la présence de fluides réduira de manière significative les valeurs des contraintes latérales très élevées obtenues dans les modèles.

En conclusion, il semble que le flambage d'échelle lithosphérique et la formation de larges bassins de compression puisse être tout à fait banal, pour autant que la lithosphère soit suffisamment agée pour comprendre un manteau supérieur compétent, et que les hétérogénéités pré-existantes ne constituent pas une zone de faiblesse suffisante capable de court-circuiter le chargement des contraintes de l'ensemble de la lithosphère.

3.3 Annexe

Article accepté à G.R.L.

Conclusion

Le comportement plastique non-associé des roches est à prendre en compte pour modéliser efficacement l'initiation et le développement de zones de cisaillement localisées dans la lithosphère. On peut alors mieux comprendre l'emplacement et la géométrie de failles dans un certain nombre de contextes tectoniques.

La modélisation numérique de la compression d'une lithosphère a montré que le mode de déformation fragile, par flambage des différentes couches compétentes, peut être très courant. La déformation cassante est un stade précurseur nécessaire au développement des instabilités de flambage. Par rapport aux modèles antérieurs, nous avons considéré des lois de comportement plus appropriées et obtenu des échelles de temps réalistes, ce qui renforce la fiabilité de nos modèles. Les rapports caractéristiques (longueur d'onde sur épaisseur) obtenus sont en accord avec les études antérieures : la valeur 4 – 6 est respectée.

La localisation de la déformation, d'abord diffuse, s'affirme progressivement aux points d'inflexion des plis, de sorte que les failles émergent en direction des creux de plis. Cette géométrie est différente de la position usuelle prédite pour les couches superficielles de la lithosphère (c'est à dire aux charnières des plis), et en accord avec les résultats de modèles analogiques. Elle est la conséquence du rôle des forces de gravité à l'échelle lithosphérique. Failles et plis se développent ensemble dans une cinématique cohérente et constituent des structures de "pop-up" de grande échelle.

Dans les lithosphères continentales, lorsque le raccourcissement devient important (au moins supérieur à 20 %), les déformations induites par le rééquilibrage gravitaire prennent le dessus : la géométrie des déformations localisées change (figure 3.31), de sorte que les failles

plongent vers les creux des plis. Si on reste optimiste quant au réalisme de nos modèles numériques, la géométrie de failles actives sur le terrain pourrait être indicatrice de l'état d'avancement du processus de flambage et des conditions aux limites des plaques. Le Bassin Indien Central serait à un stade initial, et le centre de l'Australie aurait atteint un stade intermédiaire.

L'estimation des forces mises en jeu et des reliefs topographiques obtenus permet de mesurer la qualité des paramètres rhéologiques utilisés. Il n'existe pas de loi de comportement établie pour décrire efficacement le comportement résistant des roches profondes de la lithosphère, et on a mis en évidence certains effets et lacunes d'une approximation par le comportement de Coulomb: le mécanisme de flambage lithosphérique nécessite un angle de friction suffisant pour supporter les amplitudes des instabilités activées par compression, mais implique des forces latérales d'autant plus grandes.

Cependant, dans l'Océan Indien aussi bien que dans quelques lithosphères continentales, l'observation de déflexions périodiques de plusieurs centaines de kilomètres de longueur d'onde suggère que le flambage a effectivement lieu à grande échelle. Les forces mises en jeu par nos modèles sont de l'ordre de grandeur des forces maximales estimées mises en jeu dans la tectonique des plaques, dans la mesure où l'on considère d'une part, un angle de friction compris entre 5° et 30° au-delà de 10 km de profondeur, et d'autre part la présence de fluides.

On peut donc facilement corréler les observations de topographie, les anomalies gravitaires et les forces latérales résultantes, La prise en compte, dans l'avenir, de lois de comportements plus complexes à grande profondeur, (par exemple les processus thermo-mécaniques et le mécanisme de Peierls [*Regenauer-Lieb et Yuen, 1999*]) permettra de reproduire un schéma de déformations mieux adapté à la réalité.

L'élévation du relief de surface s'effectue à des vitesses tout à fait comparables avec les mesures de terrain: elle est directement proportionnelle à la vitesse de compression, et si cette dernière est inférieure à 2.2 cm par an (c'est le cas pour l'ensemble des modèles conduits ici) le relief monte à un taux inférieur à 0.7 mm par an.

La prise en compte des processus d'érosion permet de modéliser la formation de bassins dont la géométrie intéressante reste à corrélérer avec les observations. Les reliefs de surface évoluent de manière plus réaliste: grâce à l'érosion, la croissance des reliefs se stabilise en dessous de 5000 m. Les taux d'érosion obtenus sont inférieurs à 2 mm/an, avec une valeur stable d'environ 0.7 mm/an; puisque les charges de surfaces sont redistribuées, l'élévation du relief est ralentie.

Le flambage semble donc être une étape plutôt banale dans la compression d'une lithosphère. L'évolution ultérieure d'un tel système est intéressante à discuter. Concernant les lithosphères océaniques, une nouvelle zone de subduction peut éventuellement s'initier dans l'un des creux des plis. Cela a déjà été modélisé de manière analogique par Shemenda [1992]. Les modèles numériques présentés ici montrent l'importance cruciale des capacités d'adoucissement du comportement fragile.

Concernant les lithosphères continentales, certains modèles évoluent de telle sorte que s'initie un épaissement localisé de la lithosphère. Les structures obtenues présentent des analogies avec celles qui caractérisent un mécanisme de collision continent-continent ; l'originalité de nos modèles réside dans le fait que l'état initial est ici composé d'un continent unique, et de surcroît homogène. En appliquant ces modèles de manière plus affinée à des régions précises, la prise en compte des caractéristiques propres à chaque région permettra de comparer la géométrie des failles qui s'initient par flambage avec celle de failles pré-

existantes : on pourrait ainsi mieux comprendre la capacité de cicatrisation des lithosphères continentales.

L'expression en surface du mécanisme d'épaississement localisé conduit au développement d'un large bassin de compression. La variation des conditions aux limites, par exemple, pourrait conditionner l'évolution vers une chaîne de montagne, résultant de l'interaction entre le fluage dans la croûte inférieure et les processus de surface.

Abbassi M.R., Mancktelow N.S., Single layer buckle folding in non-linear materials - I Experimental study of fold development from an isolated initial perturbation. *J. Struct. Geol.* 14, 85-104, 1992.

Abdrakhmatov R.Y. et al., Relatively recent construction of the Tien-Shan inferred from GPS measurements of present-day crustal deformation rates, *Nature*, 384, 450-453, 1996.

Allègre C.J. et al., Structure and evolution of the Himalayan-tibet orogenic belt, *Nature*, 307, 17-22, 1984.

Argand E., La tectonique de l'Asie, *Congrès Géologique International*. Comptes rendus de la XIII session, Belgique, 1922, premier fascicule, 1-596, 1924.

Anderson E.M., *The dynamics of faulting and dike formation*, Oliver and Boyd (ed.), Edinburgh and London, 1951.

Avouac J-P., Burov E.B., Erosion as a driving mechanism of intracontinental mountain growth. *J. Geophys. Res.*, 101, 17747-17769, 1996.

Bassi G., Bonnin J., Rheological modelling and deformation instability of lithosphere under extension, *Geophys. J.*, 93, 485-504, 1988.

Beaumont C., Fullsack P., Hamilton J., Erosional control of active compressional orogens. In : *Thrust tectonics*, Mc Clay, Chapman et Hall (eds), New York, p1 -31, 1992.

Beekman F., Bull J.M., Cloetingh S., Scrutton R.A., Crustal fault reactivation facilitating lithospheric folding in the Central Indian Ocean, *Geol. Soc. Spec. Pub.*, 99, 251-263, 1996.

Bergman E.A., Solomon S.C., Earthquake source mechanisms from body-waveform inversion and intraplate tectonics in the northern Indian Ocean, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 40, 1-23, 1985.

Biot M.A., Theory of folding of Stratified viscoelastic Media and its implications in tectonics and orogenesis, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 72, 1595-1620, 1961.

Bird P., Gratz, A.J., A theory for buckling of the mantle lithosphere and Moho during compressive detachments in continents, *Tectonophysics*, 177, 325-336, 1990.

Bird P., Lateral extrusion of lower crust from under high topography in the isostatic limit, *J. Geophys. Res.*, 96, 10275-10286, 1991.

Blanpfield M.L., Lockner D.A., Byerlee J.D., Frictional slip of granite at hydrothermal conditions, *J. Geophys. Res.*, 100, 13045-13064, 1995.

Brace W.F., Kohlstedt D.L., Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiments, *J. Geophys. Res.*, *85*, 6248-6252, 1980.

Buck W.R., Effect of lithospheric thickness on the formation of high and low-angle normal faults, *Geology*, *21*, 933-936, 1992.

Buck, W.R., Bending thin lithosphere causes localized "snapping" and not distributed "crunching": Implications for abyssal hill formation, *Geoph. Res. Lett.*, (**in press**), 1997.

Buck W.R., Poliakov A.N.R., Abyssal hills formed by stretching oceanic lithosphere, *Nature*, *392*, 272-275, 1998.

Bull J.M., Structural style of intraplate deformation, Central Indian basin : evidence for the role of fracture zones, *Tectonophysics*, *184*, 213-228, 1990.

Bull J.M., Scrutton R.A., Fault reactivation in the central Indian Ocean and the rheology of oceanic lithosphere, *Nature*, *344*, 855-858, 1990.

Bull J.M., Martinod J., Davy P., Buckling of the oceanic lithosphere from geophysical data and experiments, *Tectonics*, *11*, 537-548, 1992.

Burg, J-P., Davy P., Martinod J., Shortening of analogue models of the continental lithosphere: new hypothesis for the formation of the tibetan plateau, *Tectonics*, *13*, 475-483, 1994.

Burov E.B., Diament M., Effective elastic thickness (T_e) of continental lithosphere: what does it really mean ?, *J. Geophys. Res.*, *100*, 3905-3927, 1995.

Burov E.B., Lobkovsky L.I., Cloetingh S., Nikishin A.M., Continental lithosphere folding in Central Asia (II): constraints from gravity and topography, *Tectonophysics*, *226*, 73-87, 1993.

Burov E.B., Lobkovsky L.I., Cloetingh S., Nikishin A.N., Continental lithosphere folding in Central Asia (II): constraints from gravity and topography, *Tectonophysics*, *226*, 73-87, 1993.

Burov E.B., Jaupart C., Mareshal J.C., Large scale crustal root and lithospheric strength in cratons, *Earth Planet Sc. Lett.*, *164*, 205-219, 1999.

Burov E.B., Molnar P., Gravity Anomalies over the Ferghana Valley and Intracontinental Deformation, *J. Geophys. Res.*, **in press**, 1998.

Burov E.B., Kogan M.G., Lyon-Caen H., Molnar P., Gravity anomalies, the deep structure and dynamic processes beneath the Tien Shan, *Earth and Planet. Sc. Lett.*, *96*, 367-383, 1990.

Burov E.B., Cloetingh S., Erosion and rift dynamics: new thermomechanical aspects of post-rift evolution of extensional basins, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *150*, 7-26, 1997.

Byerlee J., Friction of rocks, *Pure Appl. Geophys.*, *116*, 615-626, 1978.

Carslaw H.S., Jaeger J.C., *Conduction of Heat in Solids*, Clarendon Press, Oxford (traduit du russe: Nauka, Moscou), 1964.

Carter N.L., Tsenn M.C., Flow properties of continental lithosphere, *Tectonophysics*, *36*, 27-63, 1987.

Chamot-Rooke N., Le Pichon X., Zensu Ridge : mechanical model of formation, *Tectonophysics*, *160*, 175-193, 1989.

Chamot-Rooke N., Jestin F., de Voogd B., and Phèdre working group, Intraplate shortening in the Central Indian Ocean determined from a 2100-km-long north-south deep seismic reflection profile, *Geology*, *21*, 1043-1046, 1993.

Chemenda A., Horizontal lithosphere compression and subduction : constraints provided by physical modelling, *J. Geophys. Res.*, *97*, 11097-11116, 1992.

Chen Y., W.J. Morgan, A nonlinear rheology model for mid-ocean ridge axis topography. *J. Geophys. Res.*, *95*, 17583-17604, 1990.

Chéry J., Villotte J.P., Daignières M., Thermomechanical evolution of a thinned continental lithosphere under compression : implication for the Pyrénées, *J. Geophys. Res.*, *96*, 4385-4412, 1991.

Cloetingh S.A.P.L., Kooi H., Groenewoud W., Intraplate stresses and sedimentary basin evolution. In: R.A.Pride (eds), *Origin and Evolution of Sedimentary Basins and their Energy and Mineral Ressources*. Am. Geophys. Union, Geophys. Monogr., *48*, 1-16, 1989.

Cloetingh, S., Burov E.B., Thermomechanical structure of European continental lithosphere: constraints from rheological profiles and EET estimates, *Geophys. J. Int.*, *124*, 695-723, 1996.

Cloetingh S., Wortel R., Stress in the Indo-Australian plate, *Tectonophysics*, *132*, 49-67, 1986.

Cobbold P.R., Davy P., Indentation tectonics in nature and experiments, 2, Central Asia, *Bull. Geol. Inst. Uppsala*, *14*, 143-162, 1988.

Cobbold P.R., Gapais D., Rossello E.A., Milani E.J., Szatmari P., Permo-Triassic intracontinental deformation in SW Gondwana. Editeurs : de Wit et Ransome, *Inversion tectonics of the Cape Fold Belt, Karro and Cretaceous bassins of South Africa*, Balkema, Rotterdam, 23-26, 1992.

Cobbold P.R., Davy P., Gapais D., Rossello E.A., Sadybakasov E., Thomas J.C., Tondji Biyo J.J., de Urreiztieta M., Sedimentary basins and crustal thickening, *Sedimentary Geology*, *86*, 77-89, 1993.

Cochran J.R., et al., Intraplate deformation and Bengal Fan sedimentation, *Proc. ODP*

Int. Rep., 116, 3-11, 1988.

Culling W.E.H., Theory of erosion on soil-covered slopes, *Journal of Geology*, 73, 230-254, 1965.

Cundall P., Board B., A microcomputer program for modeling large-strain plasticity problems. In : *Proc. 6th int. conf. on num. methods in geomechanics*, Innsbruck, Austria, 2101-2108, 1988.

Cundall P.A., Numerical experiments on localization in frictional materials. *Ingenieur Archiv.*, 59, 148-159, 1989.

Cundall P.A., Numerical modeling of jointed and faulted rock. In : *Mechanics of Jointed and Faulted rocks*, Rossmanith A.A. (ed.), Balkema, Rotterdam, 11-18, 1990.

Dahlen F.A., Noncohesive critical Coulomb wedges: an exact solution, *J. Geophys. Res.*, 89, 10125-10133, 1984.

Dahlen F.A., Barr T.D., Brittle frictional mountain building 1, deformation and mechanical energy budget, *J. Geophys. Res.*, 94, 3906-3922, 1989.

Dahlen F.A., Critical taper model of fold-and-thrust belts and accretionary wedges, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 18, 55-99, 1990.

Davy P., Cobbold P.R., Indentation tectonics in nature and experiments, 1, Experiments scaled for gravity, *Bull. Geol. Inst. Uppsala*, 14, 129-141, 1988.

Davy P., Cobbold P.R., Experiments on shortening of a 4-layer model of the continental lithosphere, *Tectonophysics*, 188, 1-25, 1991.

DeMets C., Gordon R.G., Argus D.F., Stein S., Current plate motions, *Geophys. J. Int.*, 101, 425-478, 1990.

Dewey, J.F., Burke, K.C.A., Tibetan, Variscan, and Precambrian basement reactivation : products of continental collision, *J. Geol.*, 81, 683-692, 1973.

Dieterich J.H., Time-dependant Friction and the mechanics of stick-slip, *Pure App. Geophys*, 116, 790-806, 1978.

Eittreim S.L., Ewing J., Midplate tectonics in the Indian ocean, *J. Geophys. Res.*, 77, 6413-6421, 1972.

England P.C., Mc Kenzie D.P., A thin viscous sheet model for continental deformation, *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, 70, 295-321, 1982.

Fleitout L., Yuen D., Secondary convection and the growth of the oceanic lithosphere, *Phys. Earth Planet. Int.*, 36, 181-212, 1984.

Fletcher R.C., Wavelength selection in the folding of a single layer with power-law rheology, *Am. J. Sci.*, 274, 1029-1043, 1974.

Fletcher R.C., Hallet B., Unstable extension of the lithosphere : a mechanical model for Basin-and-Range structures, *J. Geophys. Res.*, 88, 7457-7466, 1983.

Fowler C.M.R., *The solid Earth, an introduction to global geophysics*, Cambridge Univ. press, 472 p, 1990.

Forsyth D., Uyeda S., On the relative importance of the Driving Forces of Plate Motion, *Geophys. J.R. astr. Soc.*, 43, 163-200.

Geller C.A., Weissel J.K., Anderson R.N., Heat transfer and intraplate deformation in the central Indian ocean, *J. Geophys. Res.*, 88, 1018-1032, 1983.

Gerbault M., Poliakov A., Daignières M., Prediction of faulting from the theories of elasticity and plasticity, what are the limits ?, *J. Struct. Geol.*, 20, 301-320, 1998.

Gerbault M., Burov B.E., Poliakov A., Daignières M., *G.R.L.*, 26, 1999.

Goetz C., Evans B., Stress and temperature in the bending lithosphere as constrained by experimental rock mechanics, *J. Geophys. Res. astr. Soc.*, 59, 463-478, 1979.

Goleby B.R., Shaw R.D., Wright C., Kennet B.L.N., Lambeck K., Geophysical evidence for "thick-skinned" crustal deformation in Central Australia, *Nature*, 337, 325-330, 1989.

Gordon R.G., DeMets C., Argus D.F., Kinematic constraints on distributed lithospheric deformation in the equatorial Indian Ocean from present motion between the Australian and Indian plates, *Tectonics*, 9, 409-422, 1990.

Gordon R.G., Plate motions, crustal and lithospheric mobility, and paleomagnetism : prospective viewpoint, *J. Geophys. Res.*, 100, 24367-24392, 1995.

Gratton J., Crustal shortening, root spreading, isostasy and the growth of orogenic belts : a dimensionnal analysis, *J. Geophys. Res.*, 94, 15627-15634, 1989.

Hill R., The mathematical theory of plasticity, *Oxford Sciences publications*, 1950.

Hobbs B.E., Mühlhaus H.B., Ord A., Instability, softening and localization of deformation, *Geological Soc. Spec. Publ.*, 54, 143-165, 1990.

Hobbs B.E., Ord A., Numerical simulation of shear band formation in frictional-dilational material, *Ingenieur Archiv.*, 59, 209-220, 1989.

Hoffman P.F. et al., Axial projections and modes of crustal thickening, eastern Wopmay orogen, northest canadian shield, *Geol. Soc. Am. Spec. Pap.*, 218, 1-9, 1988.

Hubbert M.K., Rubey W.W., Role of fluid pressure in mechanics of overthrust faulting

(1) Mechanics of fluid-filled solids and its application to overthrust faulting, *Bull. Geol. Soc. Am.*, 70, 115-166, 1989.

Jaeger J.C., Cook N.G.W.. In : *Fundamentals of Rock Mechanics*, Methuen and Co. Ltd, London, 1989.

Johnson A.M., Folding and faulting of strain-hardening sedimentary rocks, *Tectonophysics*, 62, 251-278, 1980.

Jordan T.E., Allmendinger R.W., The sierras Pampeanas of Argentina a modern analogue of Rocky mountains foreland formation, *Am.J. Sci.*, 286, 737-764, 1986.

Kachanov L.M.. In : *elements de la Theorie de la Plasticité*. Mir (ed.), Moscou, 1974.

Karner G.D., Weissel J.K., Compressional deformation of oceanic lithosphere in the central Indian Ocean : why it is wher it is ? In : *Proceedings of the Ocean Drilling Program, Scientific Results*, 116, Cochran, Stow *et al.* (eds.), 279-290, 1989.

Kirby S.H., Rheology of the lithosphere, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 21, 1458-1487, 1983.

Kirby S.H., A.K. Kronenberg, Rheology of the lithosphere : selected topics, *Rev. Geophys.*, 25, 1219-1244, 1987.

Kohlstedt D.L., Evans B., Mackwell S.J., Strength of the lithosphere : constraints imposed by laboratory experiments, *J. Geophys. Res.*, 100, 17587-17602, 1995.

Koons P.O., Some thermal and mechanical consequence of rapid uplift : an example from the Southern Alps, New Zealand, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 86, 307-319, 1987.

Kuenen P.H., The negative isostatic anomalies in the East Indies (with experiments), *Leidse Geol. Meded.*, 8, 169-214, 1936.

Kuznir N., Karner G., Dependence of the flexural rigidity of lithosphere on rheology and temperature, *Nature*, 316, 139-142, 1985.

Lallemant S., Chamot-Rooke N., Le Pichon X., Rangin C., Zenisu Ridge : a deep intraoceanic thrust related to subduction, off Southwest Japan, *Tectonophysics*, 160, 151-174, 1989.

Lambeck K., Structure and evolution of the intracratonic basins of central Australia, *J. Geophys. Res. Astron. Soc.*, 74, 843-886, 1983.

Lambeck K., Burgess G., Shaw R.D., Teleseismic travel time anomalies and deep crustal structure in central Australia, *Geophys. J.*, 94, 105-124, 1988.

Léger G.T., Loudon K.E., Seismic refraction measurements in Central Indian Basin: evidence for crustal thickening related to intraplate deformation. In : *Proceedings of the Ocean Drilling Program, Scientific Results 116*, Cochran, Stow *et al.* (ed.), 291-310, 1990.

Liu S., Dixon J.M., Localization of duplex thrust-ramps by buckling : analog and numerical modelling, *J. Struct. Geol.*, 17, 875-886, 1995.

Lobkovsky L.I., Kerchmann V.I., A two level concept of plate tectonics: application to geodynamics, *Tectonophysics*, 199, 343-374, 1992.

Lockner D., Rock failure. In : *Rock physics and phase relations, a handbook of physical constants.*, Arhens T.J. (ed.), Washington DC : A.G.U., 127-147, 1995.

Mandel J., Condition de stabilité et postulat de Drucker, *Proc. Symp. Rheology and Soil Mechanics*. Grenoble, 58-68, 1996.

Mandl G., *Mechanics of tectonic faulting, Models and concepts.*, Amsterdam, Elsevier, 407p. 1988.

Martinod J., Instabilités périodiques de la lithosphère (flambage, boudinage) en compression et en extension, *thèse doct., université de Rennes*, 1, 1991.

Martinod J., Davy P., Periodic Instabilities during compression of the lithosphere 1. Deformation modes from an analytical perturbation method, *J. Geophys. Res.*, 92, 1999-2014, 1992.

Martinod J., Davy P., Periodic Instabilities during compression of the lithosphere 2. Analogue experiments, *J. Geophys. Res.*, 99, 12057-12069, 1994.

Massin P., Triantafyllidis N., Leroy Y.M., Stability of a density-stratified two-layer system, *C.R. Acad. Sci. Paris*, 322, 407-413, 1996.

McAdoo D.C., Sandwell D.T., Folding of Oceanic Lithosphere, *J. Geophys. Res.*, 90, 8563-8569, 1985.

McCue R.F. et al., *EOS*. 68(26), 609-612, 1987.

McKenzie D.P., Plate tectonics. In : *The nature of the Solid Earth*, Robertson E.C., McGraw-Hill (ed.), New -York, 323-360, 1972.

Molnar P., England P., Martinod J., Mantle dynamics, uplift of the Tibetan plateau and the Indian monsoons, *Rev. Geophys.*, 31, 357-396, 1993.

Neprochnov Y.P., Levchenko O.V., Merklin L.R., Sedov V.V., The structure and tectonics of the intraplate deformation area in the Indian Ocean, *Tectonophysics*, 156, 89-106, 1988.

Ord A., & Hobbs B.E., The strength of the continental crust, detachment zones and the development of plastic instabilities, *Tectonophysics*, 158, 269-289, 1989.

Nikishin A.M., Cloetingh S., Lobkovsky L.I., Burov E.B., Lankreijer A.L., Continental lithosphere folding in Central Asia (I) : constraints from rheological observations, *Tectonophysics*, 226, 59-72, 1993.

Paterson M.S., Problems in the extrapolation of laboratory rheological data, *Tectonophysics*, 137, 33-43, 1987.

Parsons B., Sclater J.G., An analysis of the variation of ocean floor bathymetry and heat flow with age, *J. Geophys. Res.*, 82, 803-827, 1977.

Poliakov A.N.B., Hermann H.J., Self-organized criticality in plastic shear bands, *Geoph. Res. Lett.*, 21, 2143-2146, 1994.

Poliakov A., Hermann H.J., Podladchikov Y., Roux S., Fractal Plastic shear bands, *Fractals*, 2, 567-581, 1994.

Poliakov A., Podladchikov Y., Dawson E.Ch., Talbot C.J., Salt diapirism with simultaneous faulting and viscous flow, *Geol. Soc. special Publ.*, 100, 291-302, 1992.

Poliakov, A.N.B., P. Cundall, Y. Podladchikov, V. Laykhovsky, An explicit inertial method for the simulation of viscoelastic flow: an evaluation of elastic effects on diapiric flow in two- and three-layers models, in *Flow and Creep in the Solar System: Observations, Modelling and Theory*, D.B. Stone et S.K. Runcorn (eds.), Kluwer, Holland, Dynamic Modelling and Flow in the Earth and Planets., 175-195, 1993.

Ramberg H., Stephansson O., Compression of floating elastic and viscous plates affected by gravity, a basis for discussing crustal buckling, *Tectonophysics*, 1, 101-120, 1964.

Ranalli G., Murphy D.C., Rheological stratification of the lithosphere, *Tectonophysics*, 132, 281-295, 1987.

Regenauer-Lieb K., Yuen D., Rapid Elastic Conversion of Elastic Energy into Plastic Shear Heating during incipient necking of the lithosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 2737-2740, 1999.

Regenauer-Lieb K., Yuen D., Quasi-adiabatic shear bands, mylonite zones and wholesale lithosphere fracture, *Geological Society of America, annual meeting*, 30, 208, 1998.

Ricard Y., Froidevaux C., Stretching instabilities and lithospheric boudinage, *J. Geophys. Res.*, 91, 8314-8324, 1986.

Ricard Y. et al., A geodynamic model of mantle density heterogeneity, *J. Geophys. Res.*, 98, 21895-21909, 1993.

Royden L.H., The tectonic expression slab pull at continental convergent boundaries, *Tectonics*, 12, 303-325, 1993.

Royden L.H., The steady state Thermal Temperature of eroding Orogenic Belts and Accretionary Prisms, *J. Geophys. Res.*, 98, 4487-4507, 1993.

Rudnicki J.W., Rice J.R., Conditions for the localization of deformation in pressure-sensitive materials, *J. Mech. Phys. Solids*, 23, 371-394, 1975.

Rutter E.H., Brodie K.H., Lithosphere rheology - a note of caution, *J. Struct. Geol.*, 13, 393-367, 1991.

Salençon J., *Théorie de la plasticité pour les applications à la mécanique des sols*. Eyrolles, Paris, 1974.

Schlich R., Structure et âge de l'Océan Indien Occidental, thèse, *Société géologique de France*, 6, 1975.

Schmalholz, S., Podladchikov, Y., Buckling versus folding: importance of Viscoelasticity, *Geophys. Res. Lett.*, accepté.

Sherwin J.A., Chapple W.M., Wavelengths of single layer folds : a comparison between theory and observation, *Am. J. Sci.*, 266, 167-179, 1968.

Smith R.B., Formation of folds, boudinage, and mullions in non-Newtonian materials, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 88, 321-320, 1977.

Smith R.B., The folding of a strongly non-newtonian layer, *Am. J. Sci.*, 279, 272-287, 1979.

Stein S., Okal E.A., Seismicity and tectonics of the Ninetyeast Ridge area, evidence for internal deformation of the Indian plate, *J. Geophys. Res.*, 83, 2233-2246, 1978.

Stein C.A., Cloetingh S., Wortel R., *Kinematic and mechanics of the Indian Ocean diffuse plate boundary zone*. In : *Proceedings of the Ocean Drilling Program, Scientific Results 116*, Cochran, Stow *et al.* (ed.), 261-278, 1990.

Stephenson R.A., Cloetingh S., Some examples and mechanical aspects of continental lithospheric buckling, *Tectonophysics*, 188, 27-37, 1991.

Stephenson R.A., Lambeck K., Isostatic Response of the lithosphere with in-plane stress : application to Central Australia, *J. Geophys. Res.*, 90, 8581-8588, 1985.

Stephenson R.A., Ricketts B.D., Cloetingh S., Beekman F., Lithosphere folds in the Eureka orogen, Arctic Canada ?, *Geology*, 18, 103-106, 1990.

Summerfield M.A., Hulton, N.J., Natural control on fluvial denudation rates in major world drainage basins, *J. Geophys. Res.*, 99, 13871-13883, 1994.

Sykes R., Seismicity of the Indian Ocean and a possible nascent island arc between Ceylon and Australia, *J. Geophys. Res.*, 75, 5041-5055, 1970.

Taylor S.R., McLennan S.M., The geochemical evolution of continental crust, *Reviews of Geophysics*, 33, 2, 241-265, 1995.

Terzaghi K., *Theoretical soil mechanics*. Wiley (ed.), New York, 1943.

Timoshenko S., Woinowsky-Krieger S., *Theory of Plates and Shells*, McGraw Hill (ed.), New York, 1959.

Tommasi A., Développement de systèmes de décrochement d'échelle continentale dans une lithosphère hétérogène : cas naturels et modélisation numérique. *Thèse Doct., Université Montpellier 2*, 437 p, 1995.

Turcotte D., Schubert G., *Geodynamics, Applications of continuum physics to geological problems*, Wiley (ed.), New York, 1982.

Vardoulakis I., Graf B., Calibration of constitutive models for granular materials using data from biaxial experiments. *Géotechnique*, 35, 103-119, 1985.

Vardoulakis I., Shear band inclination and shear modulus of sand in biaxial tests, *Int. J. Num. Anal. Meth. Geomech.*, 4, 103-119, 1980.

Vardoulakis I., Sulem J., *Bifurcation Analysis in Geomechanics*, Blackie Academic and Professional (ed.), Glasgow, 1995.

Vening-Meinesz F.A., Plastic Buckling of the Earth's Crust: the origin of Geosynclines, *Geol. Soc. America*, 319-330, 1955.

Vermeer P.A., de Borst R., *Non-associated plasticity for soils, concrete and rocks*, 29, Heron, Stevin-laboratory of Civil Engineering (ed.), University of Technology, Delft and Institute TNO for Building Materials and Building Structures, Rijswijk, The Netherlands, 1-75, 1984.

Vermeer P.A., The orientation of shear bands in biaxial tests, *Géotechnique*, 40, 223-236, 1990.

Wallace M., Melosh H., Buckling of a pervasively faulted lithosphere, *Pageoph.*, 142, 239-261, 1994.

Weissel J., On the localization of lithospheric buckling, *EOS Trans.*, 67, 1205, 1986.

Weissel J., Anderson R.N., Geller C., Deformation of the Indo-Australian plate, *Nature*, 287, 284-291, 1980.

Zhang Y., Hobbs B.E., Ord A., Mühlhaus H.B., Computer-simulation of single-layer buckling, *J. Struct. Geol.*, 18, 643-655, 1996.

Zuber M.T., Compression of oceanic lithosphere : analysis of intraplate deformation in the Central Indian basin, *J. Geophys. Res.*, 92, 4817-4825, 1987.

Zuber M.T., Parmentier E.M., Finite amplitude folding of a continuously viscosity-stratified lithosphere, *J. Geophys. Res.*, 101, 5489-5498, 1996.