



HAL
open science

Localisation de la déformation dans les milieux fragile-ductile : approche expérimentale et application à la lithosphère continentale

Eric Bonnet

► **To cite this version:**

Eric Bonnet. Localisation de la déformation dans les milieux fragile-ductile : approche expérimentale et application à la lithosphère continentale. Géologie appliquée. Université Rennes 1, 1996. Français. NNT: . tel-00619309

HAL Id: tel-00619309

<https://theses.hal.science/tel-00619309>

Submitted on 6 Sep 2011

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.

E. BONNET

ISSN 1240-1498

ISBN 2-905532-80-7

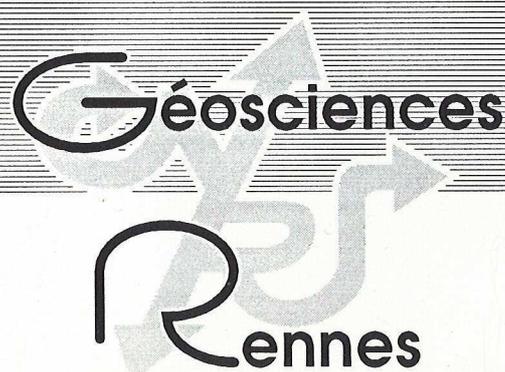
la localisation de la déformation dans les milieux fragile-ductile:

APPROCHE EXPERIMENTALE
ET APPLICATION
A LA LITHOSPHERE CONTINENTALE

MEMOIRES

1997

n° 81



Géosciences
Rennes

MEMOIRES DE GEOSCIENCES - RENNES

N° 81

Eric BONNET

**La Localisation de la Déformation dans les Milieux
Fragile-Ductile : Approche Expérimentale et
Application à la Lithosphère Continentale**

**Thèse de Doctorat de l'Université de RENNES
soutenue le 15 Novembre 1996**

**Géosciences - Rennes
UPR-CNRS n°4661
Université de Rennes I
Campus de Beaulieu
F - 35042 - RENNES Cédex
(France)**

1997



ISSN : 1240-1498

ISBN : 2-905532-80-7

1997

**GEOSCIENCES-RENNES
UPR-CNRS n°4661
Université de Rennes I - Campus de Beaulieu
F-35042-RENNES Cédex (France)**

Eric BONNET

**La localisation de la déformation dans les milieux fragile-ductile :
Approche expérimentale et application à la lithosphère continentale.**

Mémoires de Géosciences Rennes, n°81, 183 p.

REMERCIEMENTS

Ne dérogeons pas à la tradition, les remerciements font partie des meubles et sont à la thèse ce que les piliers sont aux bars, indéboulonables.

A travers cette thèse donc, je tiens en premier lieu à remercier les personnes qui ont jugé ce travail. Galanterie française oblige, je remercie tout d'abord Patience Cowie qui a eu l'amabilité de lire mon manuscrit au retour de ses vacances, retardant ainsi de quelques jours le développement de ses photos. Je lui suis aussi reconnaissant d'avoir fait le voyage depuis Edimbourg. Merci à Jean-Pierre Vilotte pour le regard pertinent qu'il a su porter à mon travail. Je remercie aussi Jacques Desrues de m'avoir accueilli à Grenoble, de m'avoir initié à la stéréophotogrammétrie (outil diabolique s'il en est) et d'avoir accepté de juger cette thèse. Enfin merci aux deux Rennais, Peter Cobbold et Philippe Davy, d'avoir accepté de faire partie de ce jury. Le premier en tant qu'examineur et président du jury (que responsabilidad señor !!) et le second en tant que directeur de thèse.

Merci à JJK pour ses précieux conseils techniques sur la modélisation analogique et sur les formules 1. Merci à l'équipe logistique sans laquelle cette thèse serait remplies de coquilles. Merci à mon "compatriote" Stéphane, émigré tout comme moi de ce Poitou lointain il y a maintenant quelques années, et qui est passé maître dans la pratique de la mise en page. A ce propos, merci à sa maîtresse d'école de maternelle qui a su lui apprendre le maniement de la colle et des ciseaux. Il a fallu cependant que je me batte pour l'empêcher de mettre des lentilles, du maïs ou des pâtes séchées comme elle le lui avait appris. Merci également à Sido pour le gros coup de pouce lors de la mise en page (je sais, il y a toujours un resto de promis). Merci à Richard (maître Cappelo) Moriceau de son aide pour la bibliographie. Merci à Isa et à Olivier Bourgeois pour les dessins. Merci à Olivier Dauteuil, M2U le 14^{ème} et l'ensemble du bureau 226 pour le prêt (ou le squat) du matériel informatique et de la mémoire.

Merci aux autres de m'avoir soutenu durant ces trois années de thèse. A tous ceux avec qui j'ai discuté ou pris l'apéro (ou les deux à la fois), aux compagnons de restos et de sorties diurnes ou nocturnes. Aux personnes citées ci-dessus on peut inclure dans le désordre et de manière non exhaustive, Gilles le Kerouac, Marc le Diraise, Philippe la Boule, JC, Jim et Jud, Eric "*pom pom*" Thomas, Thomas "*Vroom Vroom*" Mauduit, Hervé (Non pas Vilard mais Liottard), Olivier "allez Pau" Serano, Bruno el Zorro, Fanch Guillocheau, Demis Roussos après un régime c'est à dire sans poils (Pierre Gautier), Delphine "*aspartam*" Rouby, Linlin le linlin de ces dames, Dominique el Cardon, la Robin des bois de Montamisé, Claire Prospert, Sophie Wolf (from

Switzerland), la Roselyne et son homme mais sans les lions, l'homme du Picardie, Jacques Bouffette, Colin le roi de la crème brûlée et enfin Lauritita. Merci à Babeth, Ghislaine, Nathalie et Françoise chez qui il faisait bon se ressourcer.

Merci beaucoup à Olivier Bour, qui a transpiré sang et eau en relisant mes premières épreuves. Merci pour son soutien moral, merci aussi à Silvia. Merci enfin à cet illustre inconnu qui le premier a inventé la pétanque.

J'adresse aussi tous mes remerciements à toutes celles et ceux dont j'ai omis le nom et qui m'ont supporté durant ces quelques années Rennaises.

Merci à mes parents, pour leur soutien quotidien et leurs encouragements, à mes grands parents, Denise, Louise et Georges. Un grand merci enfin à Fabienne qui a su me supporter au quotidien.

SOMMAIRE

REMERCIEMENTS	3
SOMMAIRE	5
I - INTRODUCTION	7
II - LA LOCALISATION	11
II-1 L'APPROCHE MACROSCOPIQUE	13
II-2 FRACTURATION ET LOCALISATION	14
II-2-1 LA MÉCANIQUE DE LA FRACTURATION	14
II-2-2 LES INTERACTIONS ENTRE FAILLES	16
II-3 LA FRACTURATION DANS LES MILIEUX HETEROGENES	18
II-3-1 LES RÉSEAUX ÉLECTRIQUES, UN ANALOGUE DE LA FRACTURATION	18
II-3-2 EXPRESSION DE LA FRACTURATION ET LOCALISATION DE LA DÉFORMATION	20
II-3-3 LE RÔLE DU DÉSORDRE	22
II-3-4 LA FRACTURATION DANS LES SYSTÈMES COUPLÉS	24
II-4 CONCLUSION	26
III - LA MECANIQUE DE LA LITHOSPHERE	27
III-1 LA RHEOLOGIE	27
III-1-1 LES MÉCANISMES DE DÉFORMATION	28
III-1-2 LES PROFILS RHÉOLOGIQUES	36
III-2 LES MODELES DE DEFORMATION DE LA LITHOSPHERE CONTINENTALE	44
III-2-1 L'APPROCHE CONTINUE DE LA DÉFORMATION CONTINENTALE	45
III-2-1 L'APPROCHE DISCONTINUE DE LA DÉFORMATION CONTINENTALE	46
III-2-1 LES MODÈLES STRATIFIÉS FRAGILE/DUCTILE.	47
III-3 CONCLUSION ET APPROCHE DEVELOPPEE	49
IV - ETUDE EXPERIMENTALE DE LA LOCALISATION DE LA DEFORMATION DANS LES MILIEUX FRAGILE-DUCTILE	51
IV-1 LA MODELISATION ANALOGIQUE : PRINCIPES ET METHODES	52
IV-1-1 LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL	52
IV-1-2 LA PARAMÉTRISATION DES MODÈLES	58
IV-1-3 QUANTIFICATION DE LA DÉFORMATION ET TECHNIQUES D'ANALYSE	61

IV-2 LES MODES DE DEFORMATION	66
IV-2-1 PRÉSENTATION ET DESCRIPTION DES MODES DE DÉFORMATION	66
IV-2-2 ANALYSE DIMENSIONNELLE DE LA TRANSITION LOCALISATION/NON-LOCALISATION	86
IV-2-3 MODÈLE NUMÉRIQUE ASSOCIÉ	89
IV-3 ECHELLE CARACTERISTIQUE ET LOIS D'ECHELLES APPLIQUEES	
AUX DEFORMATIONS	91
IV-3-1 ORGANISATION SPATIALE DU CHAMP DE DÉFORMATION	91
IV-3-2 DÉPENDANCE DE LA DÉFORMATION AVEC LA TAILLE DE LA MAILLE	99
IV-3-3 CARACTÉRISATION MULTIFRACTALE DU CHAMP DE DÉFORMATION	101
IV-3-4 CONCLUSION	105
IV-4 APPLICATION A LA LITHOSPHERE	106
IV-4-1 LES MODÈLES TRICOUCHES	106
IV-4-2 QUEL MODE DE DÉFORMATION POUR LA LITHOSPHERE ?	113
IV-4 CONCLUSION	114
<u>V - LOIS D'ECHELLES ET CROISSANCE DES RESEAUX DE FAILLES</u>	117
V-1 LES RESEAUX, PRESENTATION	118
V-1-1 ORIENTATION DES FAILLES	120
V-1-2 LA MASSE DE FAILLES	121
V-2 LA DISTRIBUTION DES LONGUEURS	124
V-2-1 LES LOIS RENCONTRÉES DANS LA NATURE	124
V-2-2 LES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX	128
V-2-3 DÉPENDANCE DE l_0 ET DE L'EXPOSANT α EN FONCTION DE Γ	135
V-2-4 QUELLE LOI DE DISTRIBUTION POUR LES LONGUEURS DE FAILLES	143
V-2-5 UN EXEMPLE NATUREL, LA RÉGION DES AFARS	145
V-3 LES DIMENSIONS FRACTALES	151
V-3-1 LA MESURE DE LA DIMENSION FRACTALE	153
V-3-2 RELATION ENTRE LA DIMENSION FRACTALE ET LE MODE DE DÉFORMATION	154
V-3-3 LES MODÈLES DE CROISSANCES DES FAILLES	158
V-3-4 L'AFAR, DÉFORMATION LOCALISÉE OU NON LOCALISÉE ?	160
V-4 FAILLES ET DEFORMATION	162
V-4-1- LES MODES DE CROISSANCE DES FAILLES	163
V-4-2- LA DISTRIBUTION DES REJETS.	165
V-4-3- LES BILANS DE LA DÉFORMATION	168
V-5 CONCLUSION	171
<u>VI - DISCUSSION ET CONCLUSION</u>	173
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	177
<u>ANNEXE</u>	186

I - INTRODUCTION

Les modalités de la croissance des failles dans les milieux géologiques restent l'un des problèmes importants en Sciences de la Terre. Connaître l'organisation des réseaux de failles aux différentes échelles, évaluer l'importance de ce processus sur la mécanique de la lithosphère sont des débats qui ont cours dans la communauté des géophysiciens. Les motivations de telles études concernent aussi les applications dans lesquelles les failles agissent comme un milieu privilégié de stockage et de transfert des fluides (extraction de pétrole, stockage des déchets...).

D'un point de vue général, la rupture des roches se traduit par la nucléation, la croissance et la connexion des failles de l'échelle de la plus petite (microscopique, en général inconnue) à l'échelle du système géologique pertinent (macroscopique). Dans cette thèse, les échelles qui nous intéressent sont les échelles intermédiaires, que nous appellerons arbitrairement mésoscopiques. Le passage de l'échelle *micro* (*i-e* de la faille élémentaire) à l'échelle *macro* (*i-e* l'échelle du système) est en général assez difficile à appréhender. A titre d'exemple, bien que la fracturation soit un phénomène localisant à petite échelle, le mode de déformation macroscopique peut ne pas l'être. Ce passage dépend entre autres de :

(i) La distribution des hétérogénéités présentes dans le milieu. En effet, l'étude de la fracturation dans les milieux hétérogènes a montré que le mode de déformation était très sensible à la distribution des hétérogénéités initialement présentes dans le milieu [Hansen *et al.*, 1991].

(ii) Les micromécanismes de déformation impliqués, qui peuvent être multiples.

A l'échelle de la lithosphère, la rupture ne concerne que la partie supérieure de la croûte continentale, et se traduit par la création de failles et par une sismicité importante. Ces deux manifestations donnent une image plus ou moins complexe de la géométrie des déformations. Cette complexité est telle qu'il existe au moins deux modèles antagonistes pour décrire le comportement mécanique de la lithosphère. Ainsi, l'observation de la dispersion spatiale des séismes a conduit certains auteurs à développer une approche type 'milieu fluide continu' pour modéliser la déformation de la lithosphère [England et McKenzie, 1982, 1983; Vilotte *et al.*, 1982, 1984; England et Jackson, 1989; England et Molnar, 1991]. La lithosphère, dans ce cas, est assimilée à un milieu visqueux et les failles ne constituent que la réponse passive de la croûte supérieure au déplacement du matériel ductile sous-jacent. Au contraire, l'observation de rejets importants associés aux failles continentales a conduit d'autres auteurs à privilégier la rupture intracontinentale comme le mécanisme dominant de déformation

de la lithosphère [Tapponnier *et al.*, 1982; Peltzer *et al.*, 1984; Peltzer *et Tapponnier*, 1988].

Ces deux approches ont en commun d'assimiler la lithosphère à un milieu mécaniquement homogène, visqueux ou 'localisant'. Or, la lithosphère est un milieu hétérogène (structure préexistantes, minéralogie variable...) et possède de multiples mécanismes de déformation, qui lui confère une stratification rhéologique verticale forte. La prise en compte de ces deux effets est essentielle pour décrire le comportement mécanique de la lithosphère. Cela nécessite alors de comprendre comment s'effectue le transfert d'échelle depuis l'échelle microscopique (la faille) à l'échelle macroscopique (la lithosphère).

A travers cette thèse, nous aborderons donc deux questions fondamentales :

- La localisation est-elle un processus important à grande échelle et est-ce le mode de déformation le plus adapté à la description du comportement mécanique de la lithosphère ? Si tel est le cas quelles en sont les conséquences et les caractéristiques. En d'autres termes, est-il possible de créer une faille qui recoupe toute la lithosphère au même titre que les fractures recoupant les échantillons des 'rock squeezer' ? N'existe-t-il pas des types de déformation et de localisation plus appropriés à la description de la déformation de la lithosphère ?

- Quel est le rôle des failles dans la déformation de la lithosphère et peut-on prédire leur organisation spatiale. L'observation des failles montre une géométrie complexe, qui se caractérise par des lois d'échelles. Les mesures effectuées montrent une grande variabilité des exposants caractérisant ces lois. Cette variabilité peut être liée à un problème d'échantillonnage des failles ou à l'emploi de techniques inadéquates. Cependant, on peut se demander si ce réseau de failles ne traduit pas un comportement mécanique particulier. Auquel cas, la caractérisation de la géométrie des réseaux de failles permettrait de mieux contraindre le comportement mécanique de la lithosphère.

Cette thèse se découpe en deux grandes parties. Dans la première, nous caractériserons la localisation de la déformation d'un point de vue mécanique et nous aborderons les différentes approches proposées pour décrire ce phénomène. Nous nous intéresserons plus particulièrement à la description et à la caractérisation de la localisation dans les milieux hétérogènes. Nous poursuivrons par une description des différents mécanismes de déformation rencontrés dans la lithosphère et par une description des différents modèles proposés pour décrire le comportement mécanique de la lithosphère.

La deuxième partie sera axée sur l'étude expérimentale de la localisation dans un milieu analogue à la lithosphère. Cette étude est basée sur l'utilisation de modèles analogiques qui respectent la stratification fragile-ductile rencontrée dans la lithosphère. L'étude de la localisation portera sur une analyse finie et multi-échelle du champ de

déformation, et sur une analyse statistique des réseaux de failles. La mise en évidence d'exposants caractéristiques et/ou de longueurs caractéristique du processus de localisation nous aidera alors à préciser le mode de déformation de la lithosphère.

II - LA LOCALISATION

On peut replacer la rupture dans le cadre plus général de la localisation, phénomène physique qui traduit une perte d'homogénéité progressive de la déformation. Une remarque préliminaire importante: il ne faut pas confondre *processus de localisation*, qui implique une évolution dynamique, généralement associée à un changement des mécanismes microscopiques de déformation, et *déformation localisée* qui peut traduire la réponse d'un système à un champ de contrainte non homogène, particulièrement sensible dans le cas des rhéologies non linéaires.

Derrière cette définition un peu formelle, on retrouve des faits géologiques banals mais importants : les failles bien sûr, mais aussi les bandes de cisaillement observables sur nombre d'affleurements, et à plus grande échelle le rifting qui peut conduire à la rupture d'un continent et à la formation d'un océan. En tant que telle, la localisation n'est pas associée à une rhéologie particulière; un fluide simple, Newtonien, peut localiser une déformation s'il est, par exemple, aminci. Les modalités de cette striction ('localisation géométrique') ont été étudiées récemment dans le cas de l'extension de la lithosphère continentale [Buck, 1991 ; Benes et Davy, 1996].

Dans cette thèse, nous nous intéresserons aux processus de localisation rhéologiquement associés à un adoucissement mécanique ('localisation mécanique'). Cela se traduit, dans les cas les plus simples, par l'apparition brutale, dans un champ de déformation homogène, d'une bande étroite où se concentre la déformation. Cette bande délimite deux blocs peu déformés qui coulissent l'un par rapport à l'autre. Il est possible de caractériser ce processus en suivant l'évolution de la contrainte en fonction de la déformation imposée. Cette évolution (FIG. II-1) montre dans un premier temps une augmentation de la contrainte avec la déformation. Lorsque la contrainte atteint une valeur seuil σ_c , il y a rupture puis la contrainte décroît brutalement avant de se stabiliser. Cette décroissance constitue l'adoucissement. L'existence de ce régime catastrophique (pic et adoucissement) à longterm a été définie comme la condition *sine qua non* de la localisation [Poirier, 1980]. Cette localisation peut cependant apparaître sans qu'il y ait de chute brutale de la contrainte; l'évolution de la dilatace au cours du raccourcissement pouvant être le facteur discriminant quant à l'apparition de la localisation [Hobbs et al., 1990].

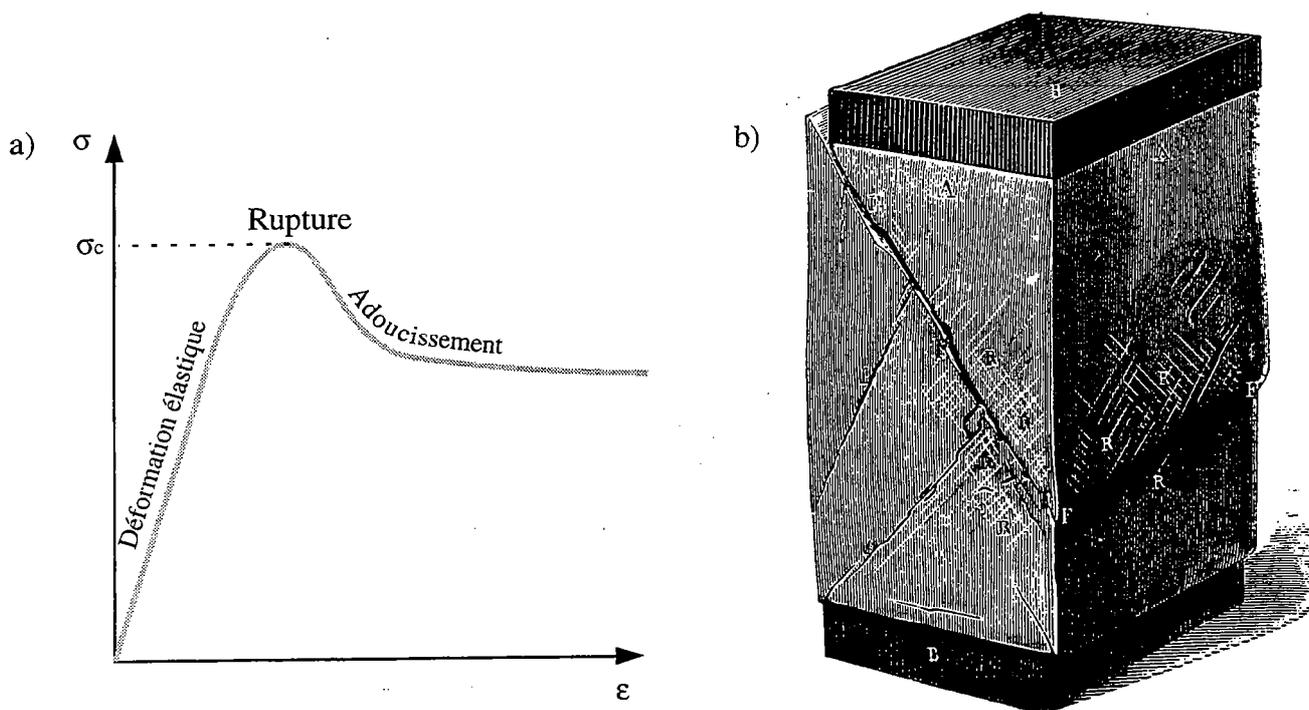


Figure II-1 : Relation entre la contrainte σ et la déformation ϵ dans le cas de la rupture fragile (a). La rupture intervient lorsque la contrainte atteint la valeur seuil σ_c . La déformation se localise alors le long d'une discontinuité qui recoupe tout l'échantillon (b) (d'après Daubrée, 1879).

Dans la plupart des cas (peut être est ce généralisable ?), la localisation d'échelle macroscopique est associée à une modification des micro-mécanismes de déformation de la matière. Cette transformation, favorisant les mécanismes de déformation énergétiquement favorables, nous permet de généraliser, au moins à l'échelle locale, le concept d'adoucissement mécanique. Cette analyse est claire dans le cas de la fracturation, qui localement, se traduit par une rupture des chaînes atomiques. L'apparition de bandes de cisaillement, sans discontinuité de la matière, dans le cas des matériaux aussi divers que les métaux ou les roches, répond aussi à ce type de transformation (concentration de dislocation, réduction de tailles de grains, etc.).

La réponse rhéologique macroscopique n'est cependant pas une simple extrapolation de la réponse locale. Dans les matériaux hétérogènes, en particulier, le comportement macroscopique va résulter d'une compétition entre fractures, failles ou bandes de cisaillement locales. A titre d'exemple, on peut citer certains calculs qui, à partir de lois locales presque caricaturales (seuil séparant un comportement élastique parfait d'une rupture brutale), montre à l'échelle macroscopique une phase d'endommagement et un adoucissement rhéologique progressif, typique de matériaux a priori beaucoup plus complexes.

En fonction de l'échelle d'observation, le processus de localisation peut être envisagé selon deux approches. La première correspond à une vision macroscopique, où l'on cherche à prédire et, si possible, décrire la localisation à partir d'une loi rhéologique

comportementale macroscopique et des conditions aux limites. C'est l'approche actuelle des mécaniciens.

La seconde approche, au contraire, se place à l'échelle microscopique. On envisage alors la localisation comme le résultat des interactions entre les fissures, failles ou bandes de cisaillement. L'approche consiste alors à réaliser le changement d'échelle *micro* → *macro*, à partir du comportement de la faille élémentaire, de sa croissance et des interactions existantes. C'est plutôt l'approche actuelle des physiciens.

II-1 L'APPROCHE MACROSCOPIQUE

Bowden [1970] a proposé un modèle de déformation hétérogène pour expliquer la formation de bandes de cisaillement. A l'origine, ce modèle s'applique à des matériaux qui suivent une loi rhéologique comportementale bien précise $\sigma=f(\varepsilon, \dot{\varepsilon})$ où la contrainte σ est une fonction de la déformation et de la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}$. Le matériau doit d'une part présenter, pour une vitesse de déformation donnée, un adoucissement après le pic des contraintes, identique à celui représenté figure II-1, et d'autre part, pour une déformation ε donnée, le matériau doit se durcir avec la vitesse de déformation. En d'autres termes, lorsque la vitesse de déformation augmente, la contrainte seuil σ_c pour laquelle il y a rupture est plus importante et arrive plus tardivement.

Le caractère adoucissant se traduit, pour une vitesse de déformation donnée, par une dérivée négative de la contrainte par rapport à la déformation, $(\partial\sigma/\partial\varepsilon)_{\dot{\varepsilon}} < 0$. La seconde condition, le caractère durcissant, se traduit pour une déformation donnée, par une dérivée positive de la contrainte par rapport à la vitesse de déformation, $(\partial\sigma/\partial\dot{\varepsilon})_{\varepsilon} > 0$. Lorsque le rapport entre ces deux quantités est négatif et proche de zéro, il y a développement d'une instabilité de cisaillement, la déformation se localise.

Ce modèle peut être généralisé à d'autres lois rhéologiques comportementales $\sigma=f(\varepsilon, \dot{\varepsilon})$ [*Poirier*, 1980; *Priour*, 1985; *Hobbs et al.*, 1990]. Il permet alors de définir les conditions de stabilité d'un matériau et les conditions pour lesquelles une bande de cisaillement se développe. C'est le comportement de la déformation caractéristique ε^* définie comme

$$\varepsilon^* = \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\sigma}\right)_{\dot{\varepsilon}} \left(\frac{\partial\sigma}{\partial\dot{\varepsilon}}\right)_{\varepsilon} \dot{\varepsilon}_o$$

où $\dot{\varepsilon}_o$ est la vitesse de déformation imposée aux limites du système qui fixe le développement d'une instabilité de cisaillement. Lorsque ε^* est négative et proche de zéro, le matériau est très instable et la déformation se concentre le long de bandes de cisaillements. Par contre, lorsque cette valeur est positive, la déformation est homogène.

Il peut donc y avoir localisation de la déformation en absence de pic et d'adoucissement si le matériau s'amollit avec la vitesse de déformation ($(\frac{\partial \sigma}{\partial \dot{\epsilon}})_\epsilon < 0$).

Ce critère ϵ^* précise donc, pour une loi rhéologique comportementale fixée, si une instabilité en bande de cisaillement va se créer. Il ne précise pas, cependant, les modalités de l'apparition de la localisation. Celle-ci peut être abordée à partir de la théorie de la bifurcation [Rudnicki et Rice, 1975]. Lorsque l'on soumet un solide homogène à un champ de déformation homogène, l'évolution de la déformation en fonction de la contrainte constitue le chemin de déformation. A proximité de l'état initial, il existe une correspondance directe entre la force appliquée et le déplacement et il n'existe qu'une solution au problème de déformation. Le champ de déformation ne présente pas de variation brutale et il demeure homogène. Par contre, lorsque le raccourcissement est plus important, le solide peut se déformer de manière homogène ou bien de manière hétérogène et localiser la déformation. Une telle situation, où plus d'une solution existe dans le chemin de déformation, est définie sous le nom générique de bifurcation. Quand une bifurcation apparaît, le champ de déformation perd sa continuité et, suivant les conditions aux limites, la déformation sera ou ne sera pas localisante.

En résumé, l'approche macroscopique de la localisation permet de prédire la localisation à partir de la loi rhéologique comportementale $\sigma = f(\epsilon, \dot{\epsilon})$. Elle ne permet cependant pas de décrire l'organisation spatiale de la localisation ni de traiter efficacement le problème des milieux fortement hétérogènes où la loi comportementale peut ne pas être une fonction représentative.

II-2 FRACTURATION ET LOCALISATION

Il est aussi possible d'aborder la localisation en se plaçant à l'échelle microscopique, *i-e* à l'échelle de la fissure, et de décrire le comportement macroscopique de l'échantillon à partir de la croissance des fissures et de leurs interactions. Cette approche permet de décrire, sous un autre angle de vue, la localisation de la déformation en intégrant l'évolution spatiale et temporelle de la fracturation.

II-2-1 La mécanique de la fracturation

Avant de généraliser à N fissures, il est nécessaire dans un premier temps de connaître les conditions pour lesquelles une ou deux fissures se propagent dans un milieu en réponse à un champ de contraintes. Dans un milieu infini, homogène et élastique, on suppose qu'il existe déjà une microfissure, que l'on assimile à une ellipse

aplatie dont la longueur du grand axe est b . On peut alors expliquer la propagation de cette fissure à l'aide de deux approches.

La première est basée sur l'application des concepts de la thermodynamique à la fracturation [Griffith, 1920]. Dans ce cas, la fissure sera stable si la variation d'énergie mécanique accompagnant sa propagation d'un incrément de longueur δb , compense l'énergie nécessaire à créer une nouvelle surface. La première variation est égale à $-G\delta b$, où G est la force d'extension de la fissure, et la seconde est égale à $2\gamma\delta b$, où γ est l'énergie de surface. La fissure est stable lorsque $G=2\gamma$. Quand cette égalité est rompue, la fissure se propagera de manière dynamique ($G>2\gamma$) ou se refermera ($G<2\gamma$). Cette approche énergétique, très séduisante, est cependant très difficile à appliquer. En effet, elle ne peut être utilisée que dans le cas d'une géométrie simple, et le calcul de l'énergie de surface γ se révèle très délicat à effectuer dans la pratique.

La seconde approche est basée sur la mécanique élastique de la rupture. La présence d'une fissure dans un milieu homogène va créer une singularité du champ de contrainte à son extrémité [Jaegger et Cook, 1979] qui s'exprime analytiquement comme

$$\sigma_{ij} = K_n (2\pi r)^{-1/2} f_{ij}(\theta)$$

où r est la distance entre le point considéré et l'extrémité de la fissure et où θ est l'angle entre ce point et le plan de la fissure (FIG. II-2).

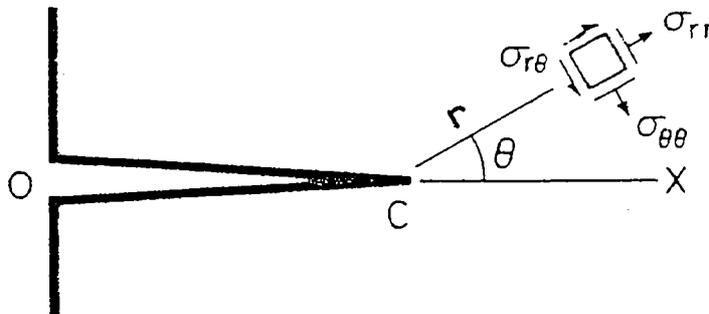


Figure II-2 :Schéma illustratif de la position du point à partir duquel les contraintes σ_{ij} sont calculées (d'après Scholz, 1990).

Le facteur K_n est le facteur d'intensité de contrainte et dépend du mode de fracturation (mode I, II, III). Il dépend aussi de la géométrie et de la magnitude du champ de contrainte ambiant et de la longueur de la fissure. Cette expression, qui traduit la décroissance de la contrainte à mesure que l'on s'éloigne de l'extrémité de la fissure, diverge lorsque r tend vers zéro (σ_{ij} tend vers l'infini). Une telle divergence n'a pas de signification physique. Lorsque la contrainte à proximité de la fissure dépasse le seuil de

plasticité, l'approximation élastique n'est plus valide et le matériel doit se déformer plastiquement. Le paramètre important est alors la longueur caractéristique ζ qui correspond à la plus courte distance entre l'extrémité de la fissure et la fin de la zone plastique. Cette longueur fixe la limite de l'approximation élastique. La contrainte existant à cette distance ζ est alors primordiale, et intervient pour définir les conditions de propagation de la fissure.

II-2-2 Les interactions entre failles

Lorsqu'il existe plusieurs fissures dans un milieu, leurs champs de contraintes interagissent de manière complexe. La croissance d'une fissure va alors dépendre de son orientation par rapport au champ de contraintes appliqué aux limites et de la position des fissures voisines. Il est possible, pour un champ de contrainte appliqué aux limites, de prédire le comportement de deux fissures. Celui-ci va dépendre de (i) la disposition respective de ces deux fissures et (ii) de leur espacement. Lorsque celles-ci sont alignées, le champ de contrainte existant aux extrémités des deux fissures sera renforcé et les fissures auront tendance à croître et à coalescer. Par contre, lorsque ces deux fissures sont parallèles et assez proche l'une de l'autre, la croissance d'une fissure inhibe la croissance de la seconde. Cette inhibition est fonction de leur espacement et du rapport de leur longueurs respectives [Segall et Pollard, 1983a, 1983b]. Lorsque les deux fissures sont proches l'une de l'autre, la fissure la plus longue inhibera la croissance de la seconde. Par contre lorsque l'espacement est plus grand, il n'y aura aucune inhibition. De même, pour un espacement identique, plus le rapport de longueurs entre les deux fissures sera élevé et plus l'inhibition sera importante.

Dans le cas d'un nombre plus important de fissures, les considérations géométriques telles que l'orientation ou l'espacement entre les fissures jouent un rôle important mais sont difficiles à quantifier du fait des multiples interactions. L'influence d'une population de fissures disposées aléatoirement a été étudiée expérimentalement [Hori et Nematt-Nasser, 1985]. Ces auteurs montrent que les interactions entre les fissures et leur coalescence entraînent un adoucissement et la localisation de la déformation. Le nombre de fissures est cependant assez limité dans cette approche. A partir de modèles numériques, il est possible de simuler la croissance d'un plus grand nombre de fissures et leurs interactions [Lockner et Madden, 1991a, 1991b; Reuschlé, 1992]. Ces simulations sont réalisées en deux dimensions sur des réseaux réguliers de liens. On distribue aléatoirement une population initiale de fissures dont la croissance est basée sur la théorie de l'élasticité linéaire. Ces modèles permettent alors de reproduire certaines propriétés observées expérimentalement sur les échantillons de roches (émissions acoustiques, dilatance, pic des contraintes...) ainsi que la localisation de la déformation le long d'une grande discontinuité (FIG. II-3) qui traverse le modèle.

La rupture macroscopique s'opère sur un objet complexe, constitué de nombreuses "failles" élémentaires. Cette segmentation traduit la difficulté d'observer une telle discontinuité, objet qui est clairement non identifiable aux failles élémentaires observées sur des systèmes géologiques. Cependant, si cette approche permet de décrire la localisation de la déformation à partir d'une population initiale de microfissures, il est aussi important de comprendre où vont se nucléer ces fissures. Dans les matériaux naturels, cette nucléation est fortement contrôlée par la présence d'hétérogénéités de toutes sortes (minéralogie et/ou résistances différentes, fissures préexistantes ...). Il est donc important de caractériser l'influence que peut avoir ce "désordre" sur la fracturation et la localisation de la déformation.

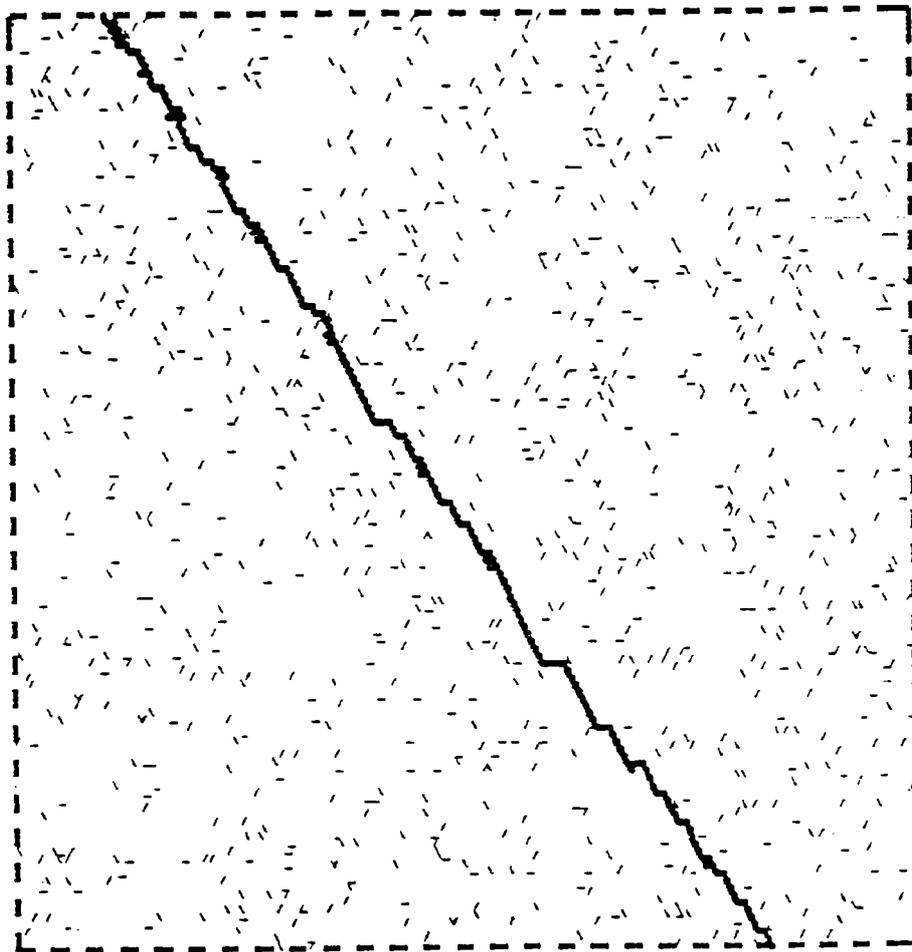


Figure II-3 : Rupture macroscopique finale d'un réseau de liens soumis à un cisaillement horizontal latéral. La fracture finale résulte de la coalescence de liens élémentaires dont la croissance suit la loi de l'élasticité linéaire (d'après Reuschlé, 1992).

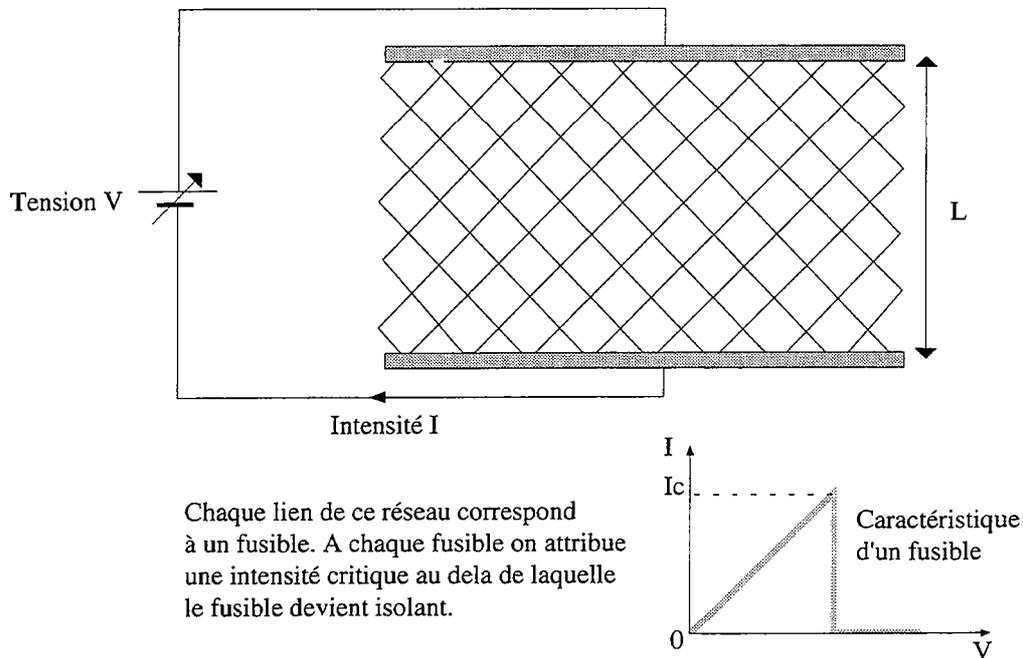
II-3 LA FRACTURATION DANS LES MILIEUX HETEROGENES

La fracturation dans les milieux hétérogènes peut se percevoir comme la superposition de deux mécanismes aux effets antagonistes. Le premier est associé à l'amplification des contraintes aux extrémités de la fissure et le second est lié à la présence des hétérogénéités de résistance dans le milieu. Lorsqu'un solide est soumis à un champ de contrainte, sa réponse mécanique va dépendre de la compétition existant entre ces deux effets. Qualitativement, les réponses du système varient selon la distribution des zones de forte et faible résistance présentes dans le système [Hansen *et al.*, 1991]. Si on ne décrit que le champ de force existant à l'extrémité de la première fissure, celui-ci va décroître en loi de puissance avec la distance. Il est maximum près de la fissure initiale et s'il n'y a pas de désordre, c'est à proximité de cette première fissure qu'apparaîtra la seconde. La rupture macroscopique du matériau s'effectue alors le long d'une grande discontinuité. Par contre, si l'on ne prend pas en compte ce champ de force, le matériau cassera là où il est le plus faible. Le "désordre" c'est à dire la distribution spatiale des zones de faibles et fortes résistances, conduira à la nucléation de la seconde fissure loin de la première. Plus le système sera grand et plus la zone la plus faible sera éloignée. Cela conduit alors à une rupture macroscopique décorrélée spatialement. Les effets combinés du désordre et de l'amplification de la contrainte aux extrémités de la fissure sont donc contradictoires et induisent, selon Hansen *et al.* [1991], une typologie complexe de la fracturation, dépendante de la nature du désordre. Cela se traduit en général par une organisation différente et caractérisée par des lois d'échelles. La notion de dimension fractionnaire devient alors importante. Une discussion plus approfondie fait l'objet du paragraphe V-3.

II-3-1 Les réseaux électriques, un analogue de la fracturation

Afin de mieux comprendre la fracturation dans les milieux hétérogènes, des simulations numériques ont été effectuées dans lesquelles les résistances à la rupture étaient variables. Il s'agit de réseaux réguliers de liens assemblés en deux dimensions [Herrmann *et Roux*, 1990; Charmet *et al.*, 1990]. Chaque lien du réseau est une poutrelle (ou un fusible) qui présente une résistance linéaire jusqu'à un seuil, au delà duquel la poutrelle casse ou bien le fusible devient isolant (FIG. II-4).

1) Stade Initial



2) On augmente régulièrement la tension V

3) Stade final (seuil de percolation)

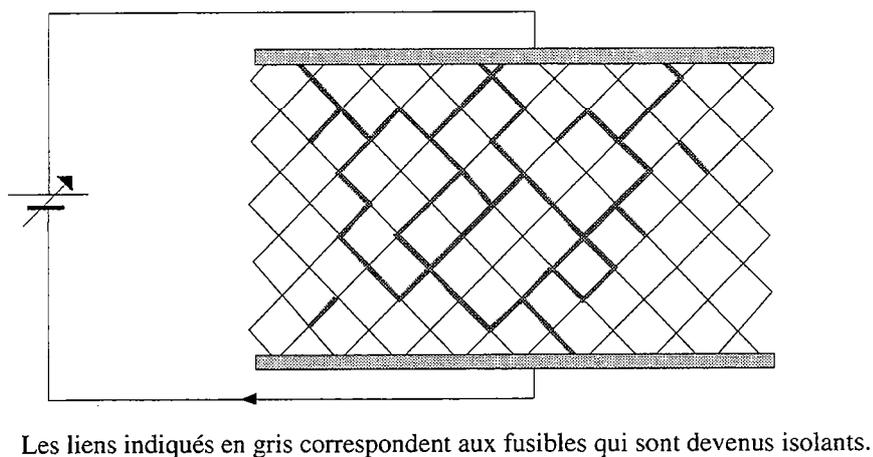


Figure II-4 : Analogie électrique de la fracturation : le réseau de fusibles. Chaque lien électrique devient isolant au delà d'une intensité critique. La fracturation finale est obtenue lorsqu'il existe un chemin isolant.

L'hétérogénéité dans le réseau est alors introduite en attribuant des seuils de ruptures différents à chaque poutrelle (ou fusible). C'est la variation de la distribution des seuils de ruptures qui permet de modifier le degré d'hétérogénéité dans le milieu.

Les simulations effectuées sur les réseaux de poutrelles conservent l'aspect tensoriel du problème mécanique. Celles-ci transmettent les forces et sont articulées aux noeuds. Par contre, pour les réseaux de fusibles, analogue électrique du problème mécanique, il s'agit de quantités scalaires qui ne permettent pas de faire la distinction entre une rupture en extension ou en compression. Ces derniers sont cependant plus fréquemment utilisés pour leur simplicité. Formellement, ils constituent un analogue de la déformation planaire. L'analogie électrique du problème mécanique est donnée dans le tableau II-1.

Quantité mécanique	Analogie électrique
Force F	Courant I
Déplacement u	Voltage V
Rigidité k	Conductance G
Résistance à la rupture	Intensité seuil i_c
Déformation ϵ	$\partial V / \partial i$

Tableau II-1 : analogie entre les grandeurs mécaniques et les grandeurs électriques

On applique au réseau une intensité I. La distribution des courants locaux obéit à la loi de Kirchoff c'est à dire que pour chaque noeud, la somme des courants est nulle. Lorsque l'intensité i locale traversant un fusible est supérieure à l'intensité seuil i_c , le lien devient isolant et le courant est redistribué dans les noeuds voisins. Si le courant est trop important pour les noeuds voisins, d'autres fusibles cassent et la fracturation se propage. La rupture macroscopique est alors définie lorsqu'il existe un chemin isolant qui connecte les deux bordures latérales, c'est le seuil de percolation.

II-3-2 Expression de la fracturation et localisation de la déformation

Dans ces réseaux, pour une distribution de seuils de rupture fixée (par exemple la distribution de Weibull, $P(S) = mS^{m-1} \exp[(-S/S_0)^m/S_0^m]$, avec $S \geq 0$), la dépendance entre la force appliquée F et l'élongation imposée λ montre les mêmes caractéristiques que la courbe contrainte-déformation observée en mécanique des roches. La force augmente jusqu'à une force critique F_c , pour laquelle on observe la rupture macroscopique de l'échantillon. En effectuant ce type de simulations pour différentes tailles L de réseau, la valeur de F_c change. Grâce à l'utilisation de variables réduites F/L^α et λ/L^β (FIG. II-5), il

est possible de s'affranchir de cet effet et d'obtenir des caractéristiques indépendantes de la taille L du système [de Arcangelis et al., 1989, de Arcangelis et Herrmann, 1989].

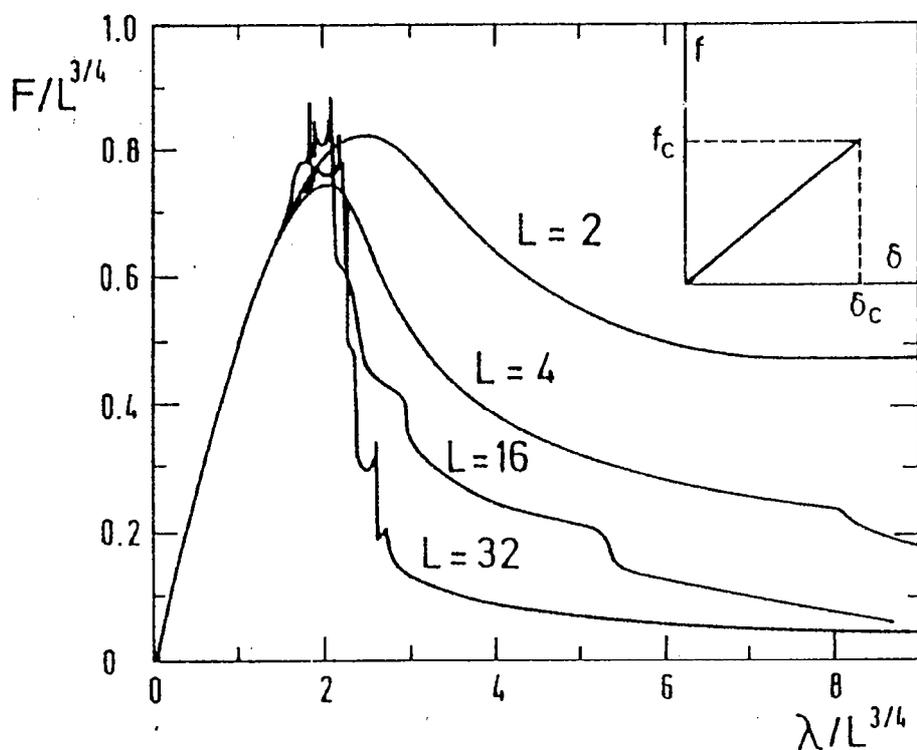


Figure II-5 : Relation entre la force F et le déplacement l normalisés par $L^{3/4}$, pour différentes tailles L de réseaux (d'après de Arcangelis, 1990).

Cette relation $F(\lambda)$ permet de séparer deux régimes bien distincts. Le premier est associé à l'augmentation de la force F avec l'élongation λ et est caractérisé par la création de nombreuses petites fissures isolées. Dans le second régime, les interactions entre les fissures sont très importantes et contrôlent la rupture. Ce processus de localisation et la géométrie de la fracturation peut se caractériser à l'aide du nombre d'éléments qui ont cassé. A la valeur maximale de la force, et pour différentes tailles L , celui-ci évolue comme L^D où D correspond à la dimension fractale du réseau de fissures. Cette dimension vaut 1,7, signifiant ainsi qu'il existe un grand nombre de fractures qui sont associées à la fracture principale. Lorsque l'on ne considère que les éléments appartenant à la fissure connectant les deux bordures latérales, la dimension D vaut 1,1 [de Arcangelis et Herrmann, 1989].

L'étude des moments de la distribution des courants locaux juste avant la rupture macroscopique (FIG. II-6) montre aussi un comportement particulier. Ceux ci obéissent à une distribution multifractale [de Arcangelis et al., 1989a; Roux et Hansen, 1990; Herrmann et de Arcangelis, 1990], c'est à dire que chaque classe d'intensité de courant peut être décrite par un exposant qui lui est propre. Cette multifractalité signifie que les

régions qui supportent de fortes déformations locales (responsable de la rupture macroscopique) constituent un sous-système avec une dimension fractale différente.

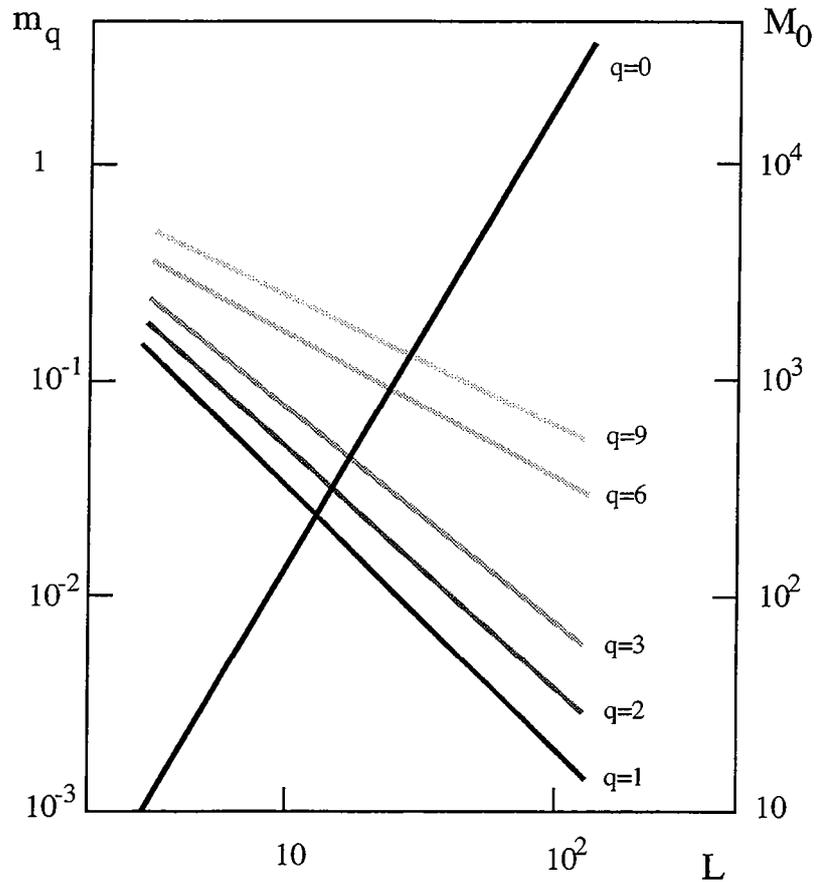


Figure II-6 : Caractère multifractal de la distribution des courants juste avant la rupture du réseau (d'après Herrmann et de Arcangelis, 1989).

Ces lois d'échelles, déterminées à partir de l'étude des réseaux de fusibles, présentent l'avantage de suivre l'évolution de la fracturation au cours du temps et de la quantifier objectivement à partir de la dimension fractale. En cela, ces résultats peuvent être directement comparés aux dimensions fractales déterminées à partir des émissions acoustiques. Celles-ci diminuent au cours du temps depuis 2,7 jusqu'à $2,2 \pm 0,2$ en trois dimensions [Hirata et al., 1987; Lockner et al, 1992; Lockner, 1993], soit en deux dimensions une diminution de 1,7 à 1,2, valeurs très proches de celles mesurées sur les réseaux de fusibles [de Arcangelis et al., 1989].

II-3-3 Le rôle du désordre

Il est évident que les seuils de résistance locaux participent activement à l'organisation spatiale de la fracturation. Les éléments faiblement résistants servent de point de nucléation des fissures alors que les éléments les plus résistants interviennent

plus tardivement dans le processus de rupture en arrêtant ou en réorientant la croissance des fissures. C'est donc l'importance relative de ces deux types d'hétérogénéités qui va contrôler l'organisation spatiale de la fracturation. L'utilisation des réseaux de fusibles est particulièrement intéressante puisqu'ils permettent, en modifiant la distribution des seuils de rupture, de cerner l'influence du désordre sur cette organisation spatiale.

Le comportement macroscopique de l'échantillon et la localisation de la déformation dépend des valeurs extrêmes de la distribution des seuils de ruptures [Hansen *et al.* 1991]. Ces auteurs ont ainsi montré que pour toutes les distributions possibles de seuils de rupture $p(s)$, il était possible de déterminer le mode de rupture en ne considérant que deux paramètres. Ces deux paramètres Φ_0 et Φ_∞ caractérisent la manière dont $p(s)$ peut décroître aux fortes et faibles valeurs de seuils :

$$p(s) \sim s^{-(\Phi_0-1)} \text{ quand } s \text{ tend vers zéro et,}$$

$$p(s) \sim s^{-(\Phi_\infty-1)} \text{ quand } s \text{ tend vers l'infini.}$$

Le comportement de ces deux paramètres permet alors d'établir une typologie des modes de rupture. On peut synthétiser ces différents modes à partir d'un diagramme de phase (FIG. II-7).

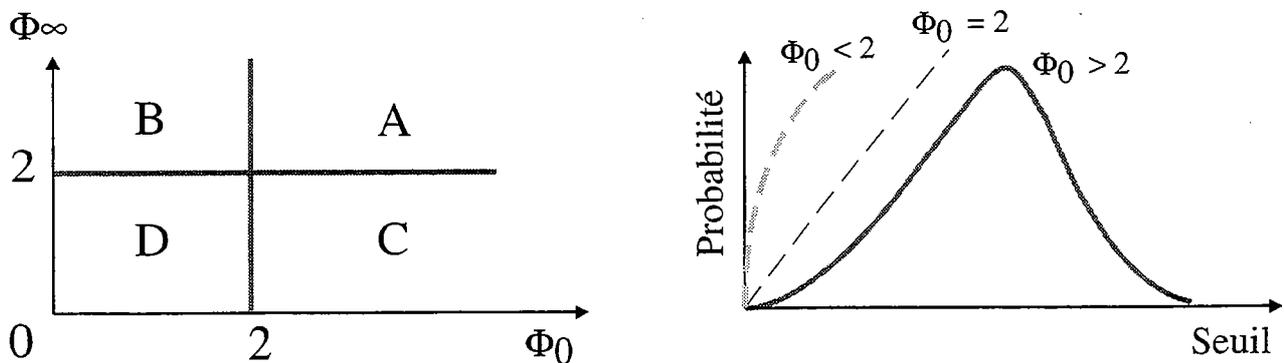


Figure II-7 : Diagramme de phase de la rupture fragile et histogramme des distributions correspondant. Les quatre régimes de déformations A, B, C et D correspondent à quatre grandes classes de distributions des hétérogénéités.

Lorsque Φ_∞ et Φ_0 sont supérieurs à 2 (cas A), il y a très peu de seuils à faibles et fortes résistances. Le milieu se comporte comme un milieu homogène et une seule fracture se développe et localise la déformation. Dans ce cas, la dimension fractale des éléments fracturés est égale à 1. Dans le cas B, il existe de nombreux éléments à faibles seuils de résistances. La déformation localise après une phase d'endommagement diffuse et la dimension fractale vaut 1,7. Pour les deux autres cas (D et C), le nombre d'éléments ayant un seuil de rupture élevé est important et la déformation est distribuée sur l'ensemble du réseau. Ce mode macroscopique de déformation se caractérise alors par une dimension fractale égale à 2. Ce type de diagramme permet donc de préciser,

lorsque l'on connaît la loi de distribution des hétérogénéités, le mode macroscopique de fracturation d'un milieu fragile-élastique.

II-3-4 La fracturation dans les systèmes couplés

A partir des réseaux de fusibles, il est également possible de simuler les milieux élasto-plastiques [Vanneste et Sornette, 1992]. Pour cela, on associe à chaque fusible (simulant la rupture fragile-élastique) un effet de dissipation thermique (effet Joule). La température T d'un fusible de résistance r qui supporte une intensité i obéit alors à l'équation :

$$dT/dt = ri^b(t) - aT(t) \quad \text{II-1}$$

où ri^b représente l'échauffement lié à l'effet Joule lorsque le fusible casse et $(-aT)$ décrit le couplage avec un bain thermique. La rupture d'un lien intervient lorsque sa température atteint un seuil T_c . Cette rupture thermique change la géométrie du réseau électrique et ainsi la distribution des courants. Le couplage avec le champ électrique induit des corrélations à longue distance entre les liens alors que le champ de température est une quantité locale, qui n'est relié au courant électrique qu'au niveau de chaque lien. L'augmentation du terme de relaxation thermique b , favorise donc la rupture à proximité du premier lien et tend à corrélérer spatialement la fracturation. L'analogie mécanique de ce couplage thermique correspond à l'ajout d'un terme de déformation plastique à la description de la rupture. En effet, la déformation totale se décompose entre une déformation élastique ε_E et une déformation plastique ε_P . La déformation élastique suit la loi de Hooke $\sigma = g\varepsilon_E$ (dans le cas électrique, identique à la relation $i = gv$) et la déformation plastique ε_P s'écrit comme

$$d\varepsilon_P/dt = G^{-1}\sigma^b - a\varepsilon_P \quad \text{II-2}$$

où l'exposant b est l'exposant reliant le taux de déformation à la contrainte. Les deux expressions II-1 et II-2 sont analogues dans leur formulation. Pour une distribution de conductances fixée, c'est à dire une classe de désordre donnée, trois niveaux de complexité peuvent alors être introduit. Il s'agit :

(1) $a=0$ et $b \rightarrow +\infty$. Cela revient au modèle classique de fusible (abordé précédemment) où le lien supportant le courant le plus important casse. La rupture macroscopique dépend alors de la classe de désordre introduite.

(2) $a=0$ et $0 < b < +\infty$. Dans ce cas, l'effet de la température intervient directement sur le mode macroscopique de déformation. Celui-ci passe d'une déformation très localisée (lorsque b est important) à une déformation distribuée (lorsque $b=0$) (FIG. II-8), ce qui se traduit par une augmentation de la dimension fractale des fusibles cassés (de 1 à 1,9).

(3) $a \neq 0$ et $0 < b < +\infty$. La chaleur peut être échangée avec le bain thermique. Cela peut alors abaisser la température d'un lien de manière significative et retarder sa rupture. Dans la limite où le terme $(-aT)$ n'est pas entièrement dominé par le terme (r_i^b) , la physique de la rupture est essentiellement dominée par la valeur de l'intensité imposée I (analogue à la force imposée). On observe aussi dans ce cas le passage depuis une déformation localisée à une déformation non localisée.

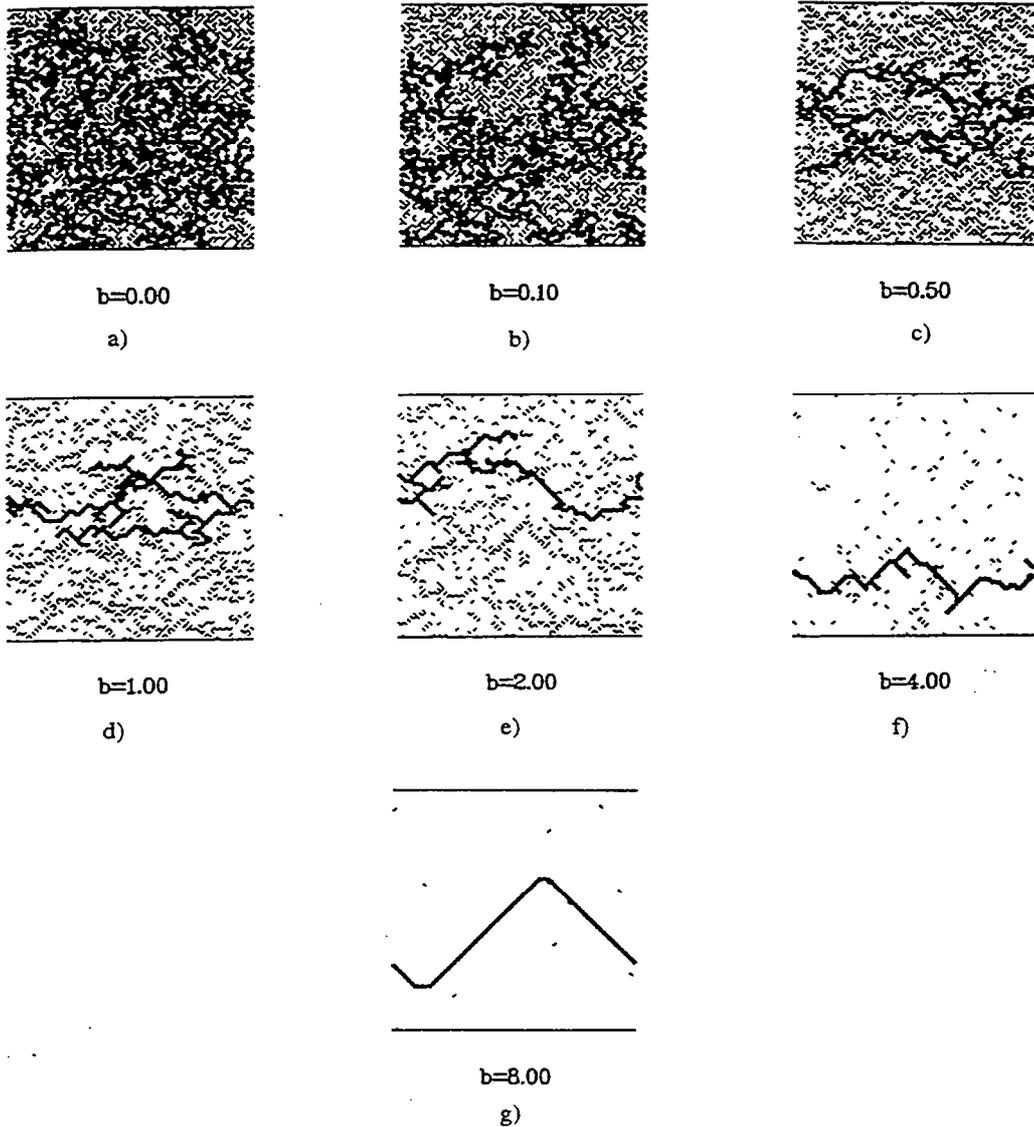


Figure II-8 : Evolution du mode macroscopique de déformation en fonction de l'importance de l'échauffement lié à l'effet Joule (exposant b). La valeur de a est égale à zéro dans ce cas (d'après Vanneste et Sornette, 1992).

II-4 CONCLUSION

Les deux approches, globales et locales, décrivent la localisation selon deux optiques différentes. L'approche macroscopique (globale) s'attache à décrire la localisation à partir de la loi comportementale du matériau et est basée sur les concepts de la mécanique des milieux continus. L'objectif principal de cette approche est la description de la localisation dans un matériel homogène sous l'effet d'un faible incrément de chargement. La localisation intervient lorsque cette loi rhéologique comportementale autorise l'émergence d'une solution compatible avec les conditions aux limites imposées. Dans ce cas, la localisation de la déformation est un phénomène relativement brutal et ne traduit que partiellement sa "construction" à l'échelle mesoscopique. La seconde approche (locale) s'attache à décrire la localisation à partir de la compétition entre le champ de contraintes existant aux extrémités des fissures et la capacité du système à se fracturer là où il est le plus faible. Cette dernière approche a permis de dresser une typologie des modes de déformation en fonction de la classe de "désordre" introduite initialement. D'autre part, pour une même classe de désordre, l'étude de la localisation, lorsque coexistent différents mécanismes de déformation, a mis en évidence le même type d'évolution macroscopique, *i-e* le passage depuis une déformation très localisée à une déformation distribuée. Ces deux évolutions montrent donc que la localisation de la déformation dépend (*i*) de la distribution des hétérogénéités et (*ii*) des mécanismes de déformation impliqués et de la compétition existant entre eux.

La lithosphère continentale est par excellence un milieu très hétérogène (structures préexistantes, minéralogie variable...) où coexistent une multitude de mécanismes de déformation. Décrire le comportement mécanique de la lithosphère nécessite donc de prendre en compte ces deux effets. Le premier se traduit par l'existence de lois d'échelles particulières et a été abordé dans le paragraphe II-3-3. Le chapitre suivant va donc s'attacher à décrire les différents mécanismes de déformation rencontrés dans la lithosphère et les différents modèles de déformation proposés pour décrire le comportement mécanique de la lithosphère.

III - LA MECANIQUE DE LA LITHOSPHERE

La lithosphère correspond à l'enveloppe superficielle rigide de la Terre, qui constitue les plaques célèbres pour leur tectonique. Elle comprend une partie de la croûte et du manteau. Sa base peut grossièrement être définie à partir de l'isotherme 1200°C, et est associée à une rhéologie tellement 'fluide' qu'elle n'autorise plus la transmission des contraintes.

En raison de son hétérogénéité de composition, la lithosphère continentale est plus facilement déformable et moins rigide que la lithosphère océanique. Cela se traduit par une dispersion des séismes plus importante en domaine continental. Cette propension à se déformer plus facilement est essentiellement liée à la grande diversité des comportements mécaniques qu'elle regroupe. Cela rend alors plus délicate sa description mécanique. Aussi, avant de présenter les différents comportements mécaniques proposés pour la lithosphère, est-il important de décrire les différents comportements des éléments qui la compose.

III-1 LA RHEOLOGIE

Depuis le début du siècle, les travaux expérimentaux effectués sur des échantillons de roches montrent qu'au premier ordre, le mode de déformation est dépendant des conditions de pression P et de température T appliquées [*Kick*, 1892; *Von Karmàn*, 1911; *Adams*, 1912]. En augmentant ces deux paramètres, on passe d'une déformation discontinue, caractérisée par la nucléation et la croissance d'une fissure qui coupe tout l'échantillon, à une déformation plus distribuée, puis à une déformation homogène (FIG. III-1).

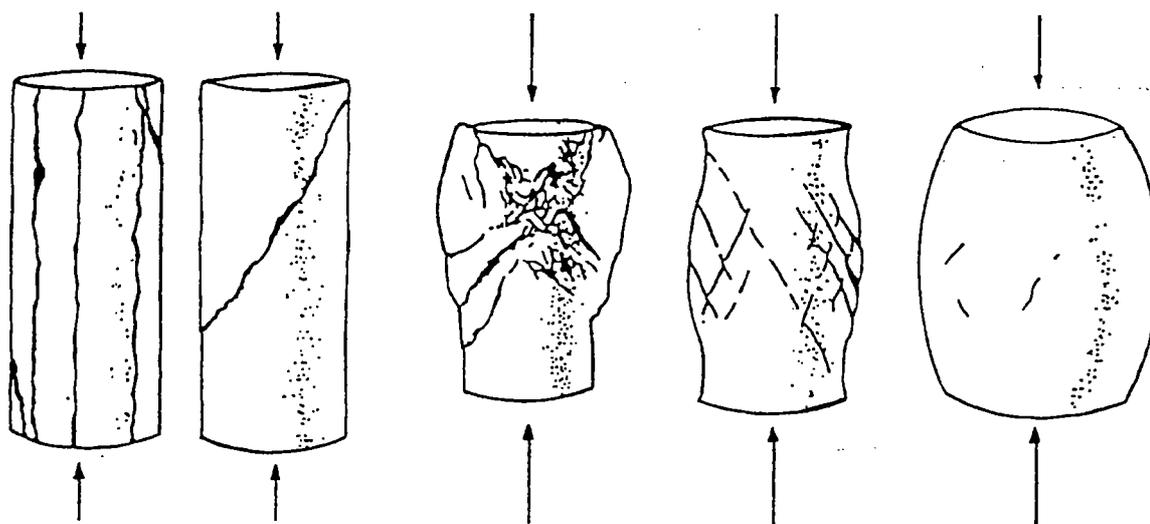


Figure III-1 : Evolution du mode de déformation en fonction des conditions de pressions et de température. La pression et la température augmente depuis la gauche vers la droite.

A partir de ces essais, une série de lois de comportement a été établie, qui détaille les relations rhéologiques en fonction des conditions appliquées (P , T , $\dot{\epsilon}$) et en fonction de la chimie (minéralogie, pression de fluides) [Byerlee, 1978; Paterson, 1978; McGarr, 1980; Caristan, 1982; Kirby, 1983; 1985; Tsenn et Carter, 1987; Evans et al., 1990; Evans et Dresen, 1991; Tullis et al., 1991] (voir aussi Kohlstedt et al., [1995] et Evans et Kohlstedt, [1995] pour une revue récente et complète). Chaque loi traduit un mode de déformation particulier parmi lesquels on peut citer la fracturation, le comportement semi-fragile, le fluage de basse et haute température, la pression solution ...

Chacune de ces lois correspond à des conditions imposées très précises et on ne retient généralement que trois modes de déformation pertinents pour caractériser la lithosphère: la rupture fragile, le comportement semi-fragile et le fluage visqueux.

III-1-1 Les mécanismes de déformation

1- La rupture

A faible pression et température, la réponse mécanique à une sollicitation d'un minéral, ou de manière plus générale d'une roche est la fracturation. Cette fracturation est peu sensible à la température et à la vitesse de déformation mais est fortement dépendante de la pression de confinement. Les expériences montrent que l'initiation de la fracture dépend de la contrainte différentielle ($\sigma_1 - \sigma_3$) et que cette contrainte est d'autant plus grande que la pression de confinement augmente. Ce mode de rupture suit une loi de type frottement solide, la loi de Mohr-Coulomb, qui s'exprime comme

$$\tau^* = \mu \sigma^* + c, \quad (\text{III-1})$$

où τ^* et σ^* sont les contraintes cisailante et normale appliquées sur un plan lorsqu'il y a rupture, et c et μ sont respectivement la cohésion de la roche et le coefficient de friction. Ce dernier s'exprime en fonction de l'angle de frottement interne Φ comme

$$\mu = \tan \Phi. \quad (\text{III-2})$$

Lorsque la contrainte cisailante τ appliquée est supérieure à τ^* , il y a rupture et pour les matériaux Coulombien, les failles se forment en faisant un angle de $(\pi/4 - \Phi/2)$ par rapport à la direction principale de raccourcissement. La courbe qui montre l'évolution de la contrainte pour laquelle il y a rupture (τ^*), en fonction de la pression de confinement P , constitue l'enveloppe de Mohr. A partir de cette enveloppe, il est possible de déterminer pour une profondeur donnée, la résistance à la rupture d'une roche.

On distingue deux enveloppes de Mohr, celle nécessaire pour fracturer la roche et celle nécessaire pour activer le glissement le long d'une faille lorsque l'échantillon est déjà fracturé. La contrainte nécessaire pour activer le glissement sur une faille préexistante est plus faible que celle nécessaire à la création d'une nouvelle faille. Il en résulte donc que la résistance des roches qui sont déjà fissurées, est limitée par la résistance à la friction le long des failles. Cette loi empirique, déterminée par *Byerlee* [1978], montre que la friction est généralement indépendante de la nature de la roche et vaut

$$\tau = 0,85 (\sigma - P_f) \text{ pour } 3 < \sigma - P_f < 200 \text{ MPa}$$

$$\tau = 60 + 0,6(\sigma - P_f) \text{ pour } 200 < \sigma - P_f < 1700 \text{ MPa} \quad (\text{III-3})$$

où P_f représente la pression de fluide dans les pores. Cette loi, déduite d'expériences effectuées sur différents échantillons de roches permet de déterminer la résistance de la lithosphère. Celle-ci est de l'ordre de la centaine de megapascal. Or, la détermination de la résistance à la friction de la faille de San-Andreas montre que celle-ci n'excède pas 20 MPa [*Henyey et Wasserburg*, 1971; *Lachenbruch et Sass*, 1980; 1988], soit presque un ordre de grandeur inférieur à la résistance prédite par l'équation III-3. Une telle résistance implique un coefficient de frottement interne μ , de l'ordre de 0,1-0,2. Cette faible résistance des failles, qui fait l'objet d'un débat, est basée sur deux observations. La première est l'absence d'anomalie thermique locale associée à la faille de San-Andreas, et la seconde est la rotation du champ de contraintes.

Deux raisons peuvent être invoquées pour expliquer ce faible coefficient de frottement. La première suppose que les failles sont remplies de manière ubiquiste avec des gouges (riche en argile) non consolidées et saturées en fluides. Ces argiles présentent des plans de faible rugosité, ce qui implique une diminution du coefficient de

frottement [Byerlee, 1967; Wang, 1984; Wintsch et al., 1995]. De plus, les gouges se comportent comme un matériau granulaire, se dilatent lorsqu'elles sont cisailées [Sammis et al., 1986], et localisent la déformation le long de bandes de Riedel. Ces deux effets (dilatance et bandes de Riedel) ont un effet stabilisant sur le glissement le long de la faille. La friction est moins importante et le coefficient de frottement est plus faible. Cependant, des expériences montrent que le coefficient de frottement interne des argiles les moins résistantes est supérieur à 0,2 [Morrow et al., 1992]. D'autre part, on observe une déshydratation et une compaction de ces gouges lorsque les conditions de pression et de température augmentent. Elles ne jouent plus dans ce cas le rôle de lubrifiant et ne peuvent expliquer la faible valeur de μ . En conclusion, la seule présence de minéraux moins résistants ne suffit pas à expliquer la faible résistance des failles.

La seconde raison que l'on peut invoquer est la présence de fluides. Cette idée n'a cependant pas été retenue immédiatement car la forte pression de fluide nécessaire pour faire chuter la résistance de la faille de 100 MPa à 20 MPa provoquerait la fracturation de l'encaissant et la fuite des fluides présents [Zoback et al., 1987]. Néanmoins, il a été montré que la rupture du matériel faillé (possédant un seuil plastique différent de la roche encaissante) pouvait conduire à la rotation du champ de contraintes, évitant ainsi la fracturation de l'encaissant [Rice, 1992; Byerlee, 1990; 1992]. Les conditions nécessaires pour produire cette rotation sont plus facilement activées au sein de larges failles, qui possèdent déjà une épaisseur importante de gouge. Par conséquent, les failles, qui ont déjà supporté de forts déplacements, présenteront une faible résistance alors qu'à l'opposé, les failles possédant une très faible épaisseur de gouge auront une résistance équivalente à celle prédite par la loi de Byerlee [Chester et al., 1995; Marone, 1995].

A cette influence physique des fluides, on peut aussi ajouter une influence chimique liée à l'effet corrosif des fluides (et en particulier de l'eau). Deux effets se révèlent importants dans l'affaiblissement des failles:

- à forte pression et température, on peut avoir une diminution de la porosité du matériel granulaire par des phénomènes de pression-dissolution au contact des grains [Hickmanns et Evans, 1995].

- On peut aussi former des joints imperméables par cicatrisation des fractures qui piègent les fluides dans la faille et empêchent leur fuite [Blanpied et al., 1992; Moore et al., 1994]. Si de tels joints existent, la pression de fluide doit varier le long des failles où des zones fortement hydratées peuvent alterner avec des zones plus sèches. A partir de cette hypothèse Lockner et Byerlee [1995] ont simulé le comportement mécanique d'une faille. Le coefficient de frottement moyen μ obtenu est alors égal à 0,14 ce qui est relativement proche de celui estimé le long de la faille de San-Andreas. L'origine de ces fluides reste cependant très débattue [Rice, 1992; Byerlee, 1990; 1992].

Pour conclure ce débat sur la faiblesse relative des failles, il n'existe pas d'arguments définitifs qui prouvent réellement ce fait [Davy, communication personnelle]. L'argument sur le flux de chaleur est caricatural car il suppose que la faille de San-Andreas prend en compte l'ensemble du déplacement aux limites du système ; ce qui n'est absolument pas vrai. L'autre argument concernant la rotation des contraintes est implicitement basé sur la représentativité macroscopique de mesures locales de contraintes. Ce point mérite d'être débattu. Scott [1996], par exemple, a montré que, pour un milieu granulaire, la dilatance dans les failles induit localement une rotation du champ de contrainte, sans que les failles ne soient d'une faible résistance.

2- Le fluage visqueux

A plus fortes conditions de pressions et de températures, les roches ne se fracturent plus mais se déforment en réorganisant leur arrangement cristallin. Les mécanismes de déformation sont alors de type fluage et peuvent être décrits par différentes lois. On ne retient généralement que deux types de fluage, le fluage par dislocation et le fluage par diffusion [Poirier, 1985; Carter et Tsenn, 1987; Ranalli, 1995; Evans et Kohlstedt, 1995]. Les observations directes indiquent que c'est le fluage par dislocation qui domine pour des contraintes supérieures à 10 MPa rencontrées dans la lithosphère [Karato, 1989]. La loi généralement admise pour décrire le fluage par dislocation dans les matériaux cristallins est une loi de puissance qui relie le taux de déformation $\dot{\epsilon}$ à la contrainte déviatorique $(\sigma_1 - \sigma_3)$ [Weertman, 1978]. Cette loi s'exprime comme

$$\dot{\epsilon} = A_d (\sigma_1 - \sigma_3)^n \exp [(-Q_d + PV_d)/RT], \quad (\text{III-4})$$

où A_d est une constante du matériau, Q_d et V_d représentent respectivement l'énergie d'activation et le volume d'activation pour le fluage, P la pression, T la température, R la constante des gaz parfaits et n une constante caractéristique du processus de fluage. Le produit PV_d est négligeable dans la gamme de pressions étudiée. Les paramètres importants sont donc l'exposant n , l'énergie d'activation Q_d et le paramètre A_d .

La valeur de n oscille en moyenne entre 3 et 5 selon les roches considérées et peut descendre jusqu'à 1 pour de fortes températures [Wang et al., 1994]. La possibilité d'une rhéologie newtonienne ($n=1$) n'est donc pas à écarter. Cela aurait alors pour conséquence d'abaisser considérablement la résistance des parties ductiles de la lithosphère.

S'il y a un consensus général sur la valeur de l'exposant n pour un minéral, les valeurs de Q_d et A_d diffèrent d'une expérience à une autre (les fluctuations peuvent être de plus de 50%). Ceci est en partie lié à la dépendance des paramètres Q_d et A_d avec l'orientation, par rapport à la contrainte compressive, des plans de glissements

préférentiellement activés au sein de l'échantillon [Mackwell et al., 1990; Bai et al., 1991]. Par ailleurs, la présence de fluides riche en H₂O ou CO₂, au sein de l'échantillon agit aussi directement sur les valeurs de n , A_d et Q_d . Toutes choses étant égales par ailleurs, cela se traduit par une dépendance de la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$ avec la teneur en fluides. Peu de travaux existent sur l'influence du CO₂; en revanche, on observe une décroissance de $\dot{\epsilon}$ avec la fugacité de l'eau [Kronenberg et Tullis, 1984] (FIG. III-2). La présence de fluides peut aussi faciliter l'activation d'autres mécanismes de fluage. Il s'agit de mécanismes de déformation chimiquement activés (qui peuvent aussi apparaître pour des gammes de temps et de taux de déformation supérieures à celles utilisées en laboratoire). C'est le cas du fluage par diffusion. Ce type de fluage est caractérisé par une dépendance avec la taille des grains et par une rhéologie newtonienne [Rutter et Brodie, 1988; Ranalli, 1995; Evans et Kohlstedt, 1995]. Ce mode de déformation, efficace surtout à haute température, est par contre encore mal contraint expérimentalement.

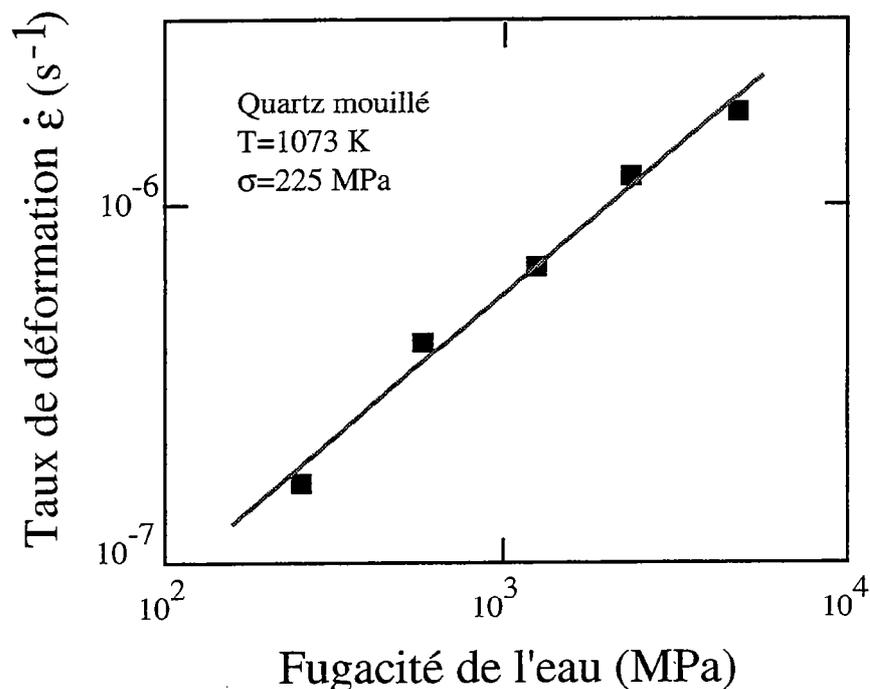


Figure III-2 : Influence de la teneur en eau sur le taux de déformation (d'après Kohlstedt et al., 1995).

Ces deux types de fluages constituent deux mécanismes extrêmes de déformation dans l'espace pression-température. Entre ces deux pôles, les deux mécanismes doivent coexister au sein de la roche. En effet, pour que le fluage par dislocation soit efficace, *i-e* ne crée pas de vide ou de recouvrement entre les grains de minéralogie différente, il est nécessaire d'activer un grand nombre de plans de glissement. Cela est très difficile et, les observations de terrain montrent que le fluage par diffusion-recristallisation n'est pas négligeable dans la gamme de pressions et températures rencontrée dans la lithosphère.

A partir de simulations numériques, faisant coexister ces deux mécanismes de fluages, il est possible de déterminer une loi comportementale moyenne. Cette loi moyenne est caractérisée par un exposant n dont la valeur varie de 1 à 4 seulement en modifiant la distribution de la taille des grains [Wang, 1994b]. La coexistence de ces deux types de fluages mise en évidence expérimentalement [Dell'Angelo et Olgaard, 1995], et leur importance relative déterminée numériquement [Wang, 1994b], peut aussi expliquer les variations obtenues dans la détermination expérimentale des paramètres n , A_d et Q_d .

3- Le régime transitoire

Entre ces deux modes de déformation extrêmes (fragile et visqueux), il existe une vaste gamme de comportements où coexistent les mécanismes de déformation fragile et plastique qui définit le régime transitoire. Celui-ci a été observé à haute température [Tullis et Yund, 1977; Shelton, 1981; Caristan, 1982], à haute pression [Shimada et Cho, 1990] et à haute pression/température [Tullis et Yund, 1992; Hirth et Tullis, 1994]. Ce régime transitoire se caractérise par un changement dans l'orientation des failles par rapport à la contrainte normale (de 30° à 45°), une distance entre les fissures plus réduite, une distribution plus homogène des microfractures (FIG. III-3) [Shimada et Cho, 1990; Shimada, 1993; Velde et al., 1993] ainsi qu'une diminution de la longueur des microfissures [Fredrich et al., 1989].

La limite entre le régime fragile et transitoire est associée à l'absence d'adoucissement après le pic des contraintes [Caristan, 1982; Evans et al., 1990; Shimada et Cho, 1990; Shimada, 1993], alors que la limite entre le régime transitoire et le régime visqueux est liée à la perte de dilatance [Evans et al., 1990]. Il est possible, pour une roche monominérale de préciser l'évolution du mode de déformation rencontré dans ce régime transitoire. Hirth et Tullis [1994] ont ainsi observé trois transitions bien distinctes sur des échantillons de quartzite.

1- Une transition qui sépare une rupture fragile d'une rupture semi-fragile : cette transition est liée à l'activation des dislocations, la déformation reste localisée.

2- Une transition qui sépare la rupture semi-fragile du fluage semi-fragile : cette transition correspond au passage d'une déformation localisée à une déformation distribuée. Elle intervient quand l'intensité des contraintes à l'extrémité des fissures est insuffisante pour propager la fissure à travers les limites de grains.

3- Une transition depuis le fluage semi-fragile jusqu'au fluage par dislocation. Elle apparaît comme le résultat d'une augmentation de la mobilité des grains avec la température.

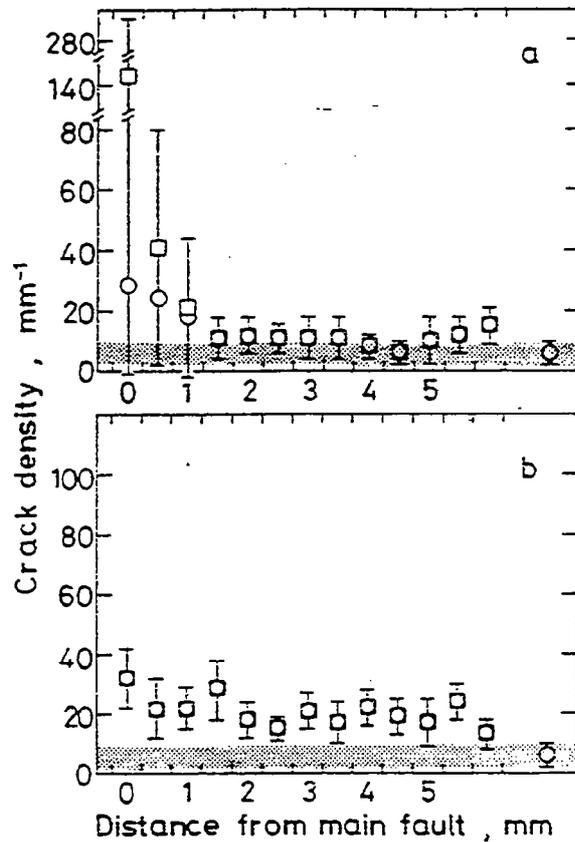


Figure III-3 : Evolution de la densité de micro-fissures en fonction de la distance à la faille principale pour une faible et une forte pression de confinement (d'après Shimada et Cho, 1990).

Pour les roches où plusieurs phases minérales coexistent, il est difficile d'observer ces transitions. Des critères empiriques ont été déterminés pour définir les transitions entre le régime purement fragile et le régime transitoire, d'une part, et entre le régime transitoire et le régime visqueux, d'autre part (FIG. III-4).

La borne supérieure, correspondant à la transition entre le régime purement fragile et le régime semi-fragile, est l'intersection du critère de Mohr-Coulomb avec la loi de friction de Byerlee [Evans et al., 1990; Kohlstedt et al., 1995; Evans et Kohlstedt, 1995; Lockner, 1995]. Qualitativement, ce critère signifie qu'à l'intersection de ces deux courbes, il est aussi facile d'activer une fracture orientée de manière optimale que d'en créer une nouvelle. Cette transition correspond à la transition fragile-ductile (TFD) dans la classification des modes de rupture définie par Rutter [1986]. Ce régime semi-fragile est caractérisé par une déformation macroscopiquement homogène, où persiste dans l'échantillon des mécanismes de déformation fragile, intrinsèquement localisant. La borne inférieure (limite entre le champ de déformation semi-fragile et le fluage plastique) correspond au moment où la contrainte déviatorique est égale à la pression de confinement, soit

$$(\sigma_1 - \sigma_3) = P. \quad (\text{III-5})$$

Ce critère de transition, appelé critère de Goetze [Evans et al., 1995], est le même que celui défini par Shimada et Cho [1990]. Lorsque la pression de confinement est

supérieure à la contrainte déviatorique, la déformation devient plastique. C'est la transition fragile plastique (TFP), à partir de laquelle il n'y a plus aucun mécanisme fragile impliqué [Rutter, 1986].

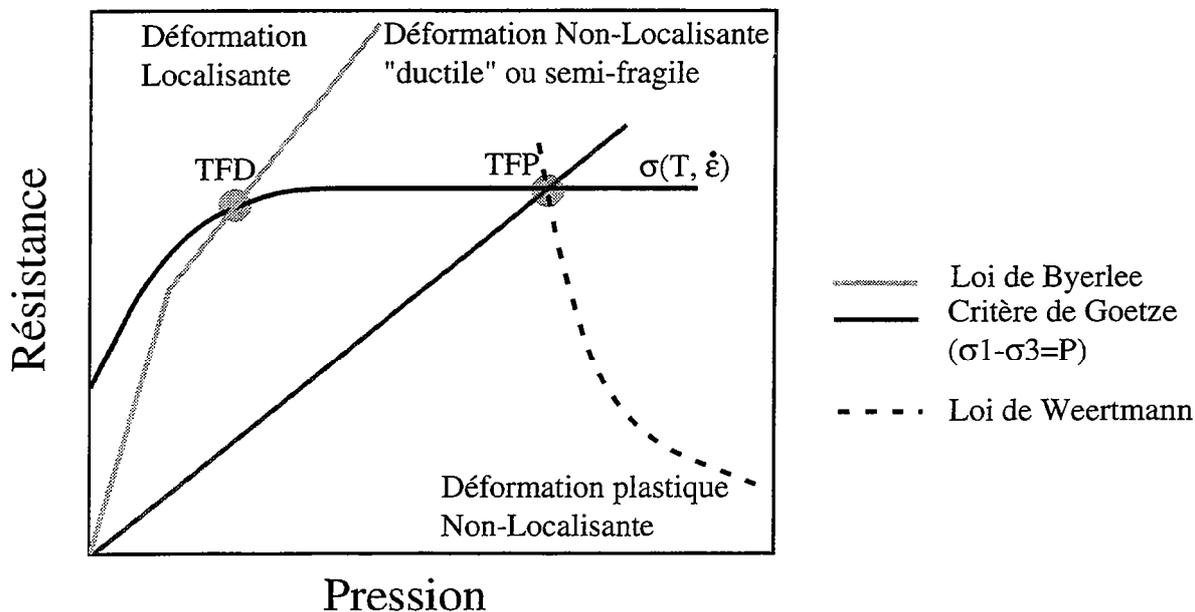


Figure III-4 : Evolution qualitative de la résistance en fonction de la pression de confinement (pour une température et un taux de déformation donné). Les transitions fragile-ductile (TFD) et fragile-plastique (TFP) sont indiquées et délimitent les trois modes de ruptures typiquement rencontrés dans la lithosphère (d'après Kohlstedt et al., 1995)

Il existe une autre approche, plus qualitative, qui permet de caractériser la transition entre le régime purement fragile et le régime semi-fragile. Elle consiste à assimiler cette transition à une température critique (ou à une pression critique) qui correspond au seuil de plasticité du minéral le moins "réfractaire" [Scholz, 1988] (FIG. III-5). Dans le cas de roches quartzo-feldspathiques, cette température est égale à 300°C, et correspond au seuil de plasticité du quartz. La déformation sera totalement plastique lorsque le minéral le plus réfractaire, dans ce cas le feldspath, aura atteint son seuil de plasticité (à une température de 450°C). Entre ces deux températures, le comportement mécanique macroscopique de tels systèmes n'est pas clairement défini et dépend fortement de la forme, de la taille et de la proportion des minéraux en présence. La roche se comportera comme un "matériau composite" où le quartz fluera, et où le feldspath répondra de manière fragile en formant des porphyroclastes.

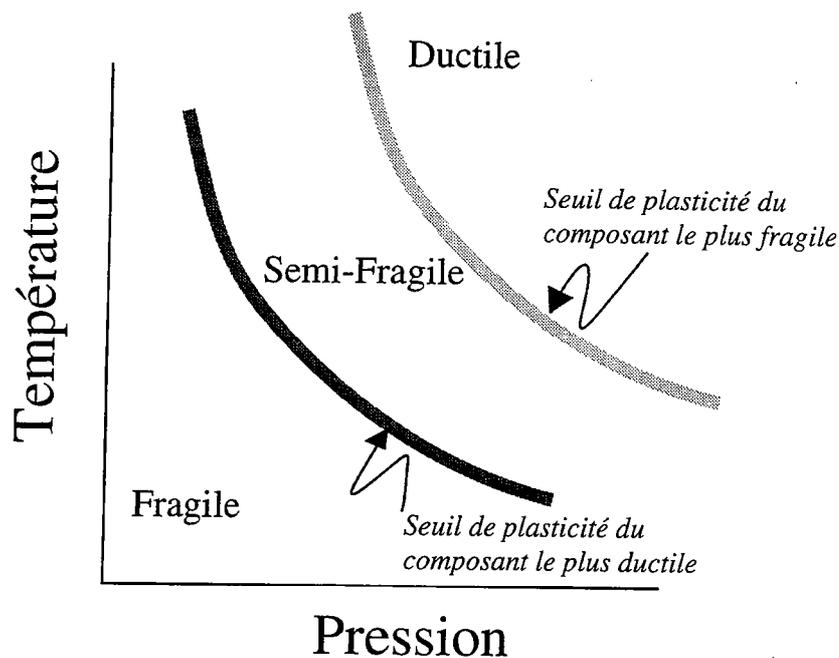


Figure III-5 : Diagramme qualitatif montrant l'évolution du mode de déformation en fonction de la pression et de la température (d'après Scholz, 1990).

En conclusion, la contribution des mécanismes fragiles et plastiques au sein de ce régime est encore mal défini. Bien que les limites inférieures et supérieures de ce mode de déformation soient bien contraintes empiriquement, sa compréhension demeure incomplète. Les différentes transitions déterminées à partir de roches monominérales [Hirth et Tullis, 1994] montrent que le comportement macroscopique dépend de la compétition existant entre les mécanismes de déformations fragile et plastique. Cette compétition est qualitativement identique à la compétition entre les mécanismes de déformation élastique et plastique observée sur les réseaux de fusibles [Vanneste et Sornette, 1992].

III-1-2 Les profils rhéologiques

1- La stratification de la lithosphère

Dans la lithosphère, la pression et la température augmentent avec la profondeur. La lithosphère va donc intégrer sur une même verticale les différents modes de déformations décrit précédemment, ce qui en fait un milieu complexe à modéliser. Généralement, on considère la lithosphère comme un milieu où alternent des niveaux fragiles et ductiles [Goetze et Evans, 1979; Brace et Kohlstedt, 1980; Kusznir et Park, 1986; Ord et Hobbs, 1989; Shimada et Cho, 1990; Kohlstedt et Evans, 1995], où l'on peut distinguer deux grands types de discontinuités. Le premier type correspond à une discontinuité chimique qui sépare deux niveaux de composition différentes (elle définit

par exemple l'interface croûte-manteau). Le second type de discontinuité est associé à un changement dans le mécanisme de déformation des roches; on passe d'un mécanisme de déformation fragile à un mécanisme de déformation ductile. En première approximation, on peut séparer au sein de la lithosphère continentale quatre grandes entités. La croûte supérieure, au comportement fragile, la croûte inférieure ductile, le manteau supérieur fragile et le manteau inférieur ductile (FIG. III-6). Cette stratification est fonction du gradient géothermique, dont dépend l'existence du manteau supérieur fragile. Le paramètre important est la température au Moho, qui fixe l'éventuelle présence de celui-ci [Sonders et England, 1986; Davy et Cobbold, 1991].

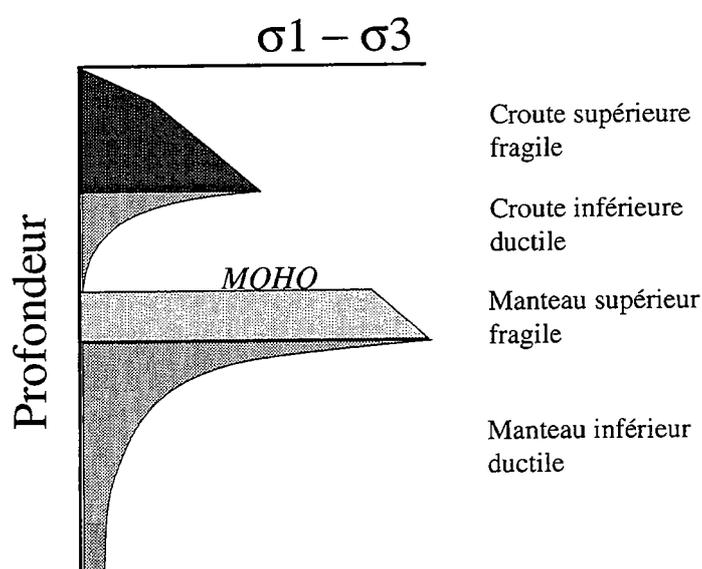


Figure III-6 : Profil rhéologique montrant la dépendance de la contrainte déviatorique ($\sigma_1 - \sigma_3$) en fonction de la profondeur.

Cette stratification rhéologique n'est bien sur qu'une simplification de l'enveloppe réelle de la lithosphère qui ne prend pas en compte les modes de déformation observés dans le régime transitoire. Or, ce dernier peut représenter une portion importante de la croûte. Ainsi, pour un Moho à 30 km de profondeur et un gradient géothermique de 20°C/km, ce régime transitoire (compris entre 300°C et 450°C pour une croûte quartzo-feldspathique) représente 7,5 km, alors que les parties purement fragile et purement plastique sont respectivement de 15 km et 7,5 km. D'autre part, dans cette zone, le mode de déformation observé résulte de la compétition existant entre les micro-mécanismes fragiles et les micro-mécanismes ductiles [Hirth et Tullis, 1994]. Par conséquent, l'extrapolation des lois rhéologiques fragiles et ductiles dans cette zone tend à surestimer le niveau de contrainte supportée par la lithosphère. Il est donc important d'intégrer ce

mode de déformation dans l'établissement de profils rhéologiques et dans l'estimation de la résistance de la lithosphère.

Comme aucune équation constitutive n'existe pour définir le comportement mécanique de ce champ transitionnel, *Kohlstedt et al.* [1995] supposent que la résistance de la lithosphère est définie par la connexion linéaire des limites TFD et TFP déterminées empiriquement. *Shimada et Cho* [1990] et *Shimada* [1993], à partir de l'observation d'un changement dans le type de fracturation pour des conditions de pression et de température élevées, supposent que la résistance de la zone intermédiaire est constante avec la profondeur (FIG. III-7). De même, *Ord et Hobbs* [1989], en se basant sur le changement dans la dépendance de la friction avec la vitesse de déformation, ont établi le même type de profils où le comportement mécanique du champ semi-fragile est indépendant de la pression (la résistance est constante avec la profondeur pour le régime semi-fragile).

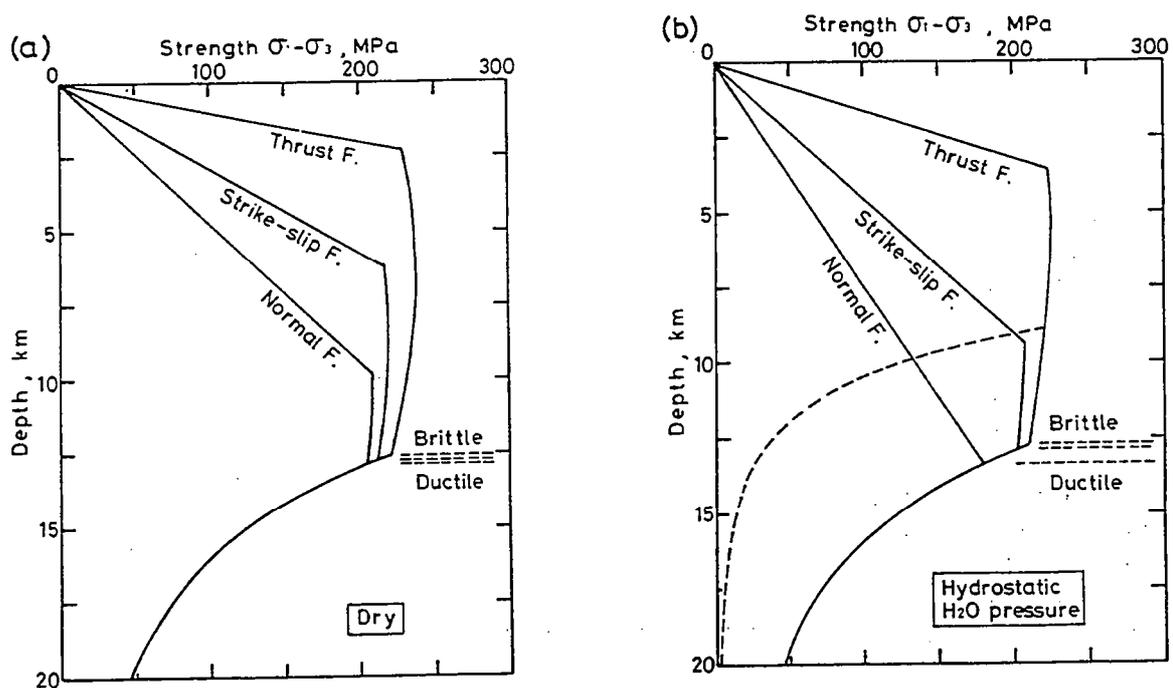


Figure III-7 : Exemple de profil rhéologique prenant en compte le mode de déformation transitionnel (d'après Shimada et Cho, 1990)

2- La résistance de la lithosphère

De manière générale, la lithosphère stable a un profil qui dépend du gradient géothermique et de la composition minéralogique de la croûte. On peut également

exprimer ces profils en fonction de la transition fragile-ductile de chaque phase minérale [Ord et Hobbs, 1989; Martinod, 1991]. Pour un gradient géothermique donné, on associe la transition entre la rupture fragile et le début du fluage ductile de chaque phase minérale à une température T_{FD} . A partir de la loi de Weertman (équation III-4), cette température critique s'exprime par

$$T_{FD} = \frac{Q_d}{R} * \frac{1}{[n \ln(\tau_{BD}) + \ln(A_d) - \ln(\dot{\epsilon})]} \quad (\text{III-6})$$

où τ_{BD} est la contrainte à la transition. En considérant une gamme de contraintes entre 200 et 600 MPa, la température pour laquelle la transition est effective au sein d'une phase minérale est relativement stable. Celle-ci ne varie que d'une trentaine de degrés sur plus de 400 MPa. Si on assimile la lithosphère à une succession de niveaux, contrôlés par le quartz entre 0 et 15 km, par les feldspaths entre 15 et 25 km et par des minéraux plus basiques (essentiellement l'olivine) pour des profondeurs plus importantes, il est possible, pour un gradient géothermique et pour un taux de raccourcissement donnés, de dresser une carte des comportements mécaniques avec la profondeur [Martinod, 1991]. On voit sur la figure III-7 que le mode de déformation (rupture fragile ou fluage ductile) varie avec la profondeur en fonction du gradient géothermique. Les gradients géothermiques rencontrés dans la lithosphère suivent un chemin qui recoupe les différentes transition T_{FD} de chaque phases minérales. Il en résulte donc un grand nombre de transitions "fragile-ductile" dans la croûte, ce qui se traduit par la coexistence de zones de forte résistance et de zones de décollement. Généralement, on ne retient que les discontinuités fragile-ductile de la croûte et du manteau. On estime alors la valeur de la résistance de la lithosphère en fixant quatre hypothèses supplémentaires,

- la lithosphère est à un état d'équilibre. Le gradient géothermique est latéralement uniforme et la lithosphère est uniformément déformée.
- Les directions principales des contraintes et des déformations sont horizontales ou verticales.
- Les valeurs principales de taux de déformation sont uniformes sur l'ensemble de la zone considérée.
- Seulement deux mécanismes sont considérés, la rupture fragile (le critère de Coulomb) et le fluage ductile (la loi de Weertman).

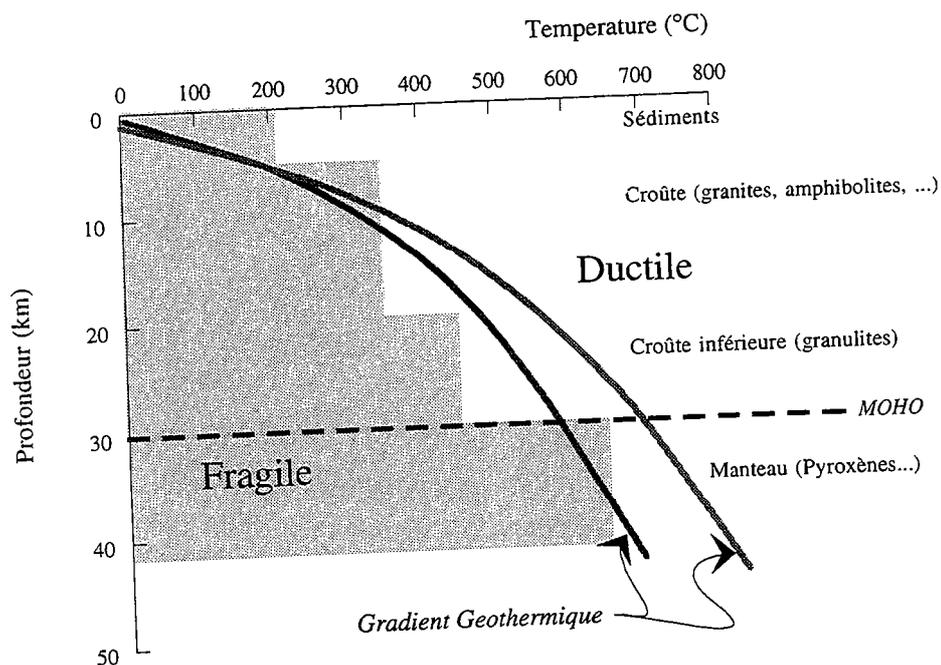


Figure III-8 : Schéma qualitatif montrant la variation du mode de déformation, pour un taux de déformation donné, en fonction de la profondeur et du gradient géothermique (d'après Martinod, 1991).

La résistance totale de chaque niveau est définie alors comme l'intégrale de la contrainte déviatorique locale ($\sigma_1 - \sigma_3$) sur l'épaisseur du niveau. Elle est de l'ordre de 10^{12} à 10^{13} N.m⁻¹ [Zoback, 1987; Sonders et England, 1986] et est fonction du contexte tectonique et du gradient géothermique. La résistance à la rupture de la croûte supérieure est en effet plus importante en compression qu'en extension. La résistance de la lithosphère est essentiellement dépendante de la température T_M au Moho dont va dépendre la présence du manteau lithosphérique fragile [Sonders et England, 1986]. La figure III-8 illustre l'influence de cette température T_M sur la résistance totale de la lithosphère. Dès que le manteau devient entièrement ductile, c'est à dire pour $T_M > 600^\circ\text{C}$, la résistance de la lithosphère diminue moins rapidement. Cette influence se caractérise également en comparant la résistance des niveaux fragiles avec celles des niveaux ductiles. Ainsi, la résistance des niveaux fragiles apparaît 5 à 7 fois plus importante que les niveaux ductiles en fonction de l'absence ou de la présence du manteau supérieur fragile [Davy et Cobbold, 1991].

$$\dot{\epsilon} = 10^{-15} \text{ s}^{-1}$$

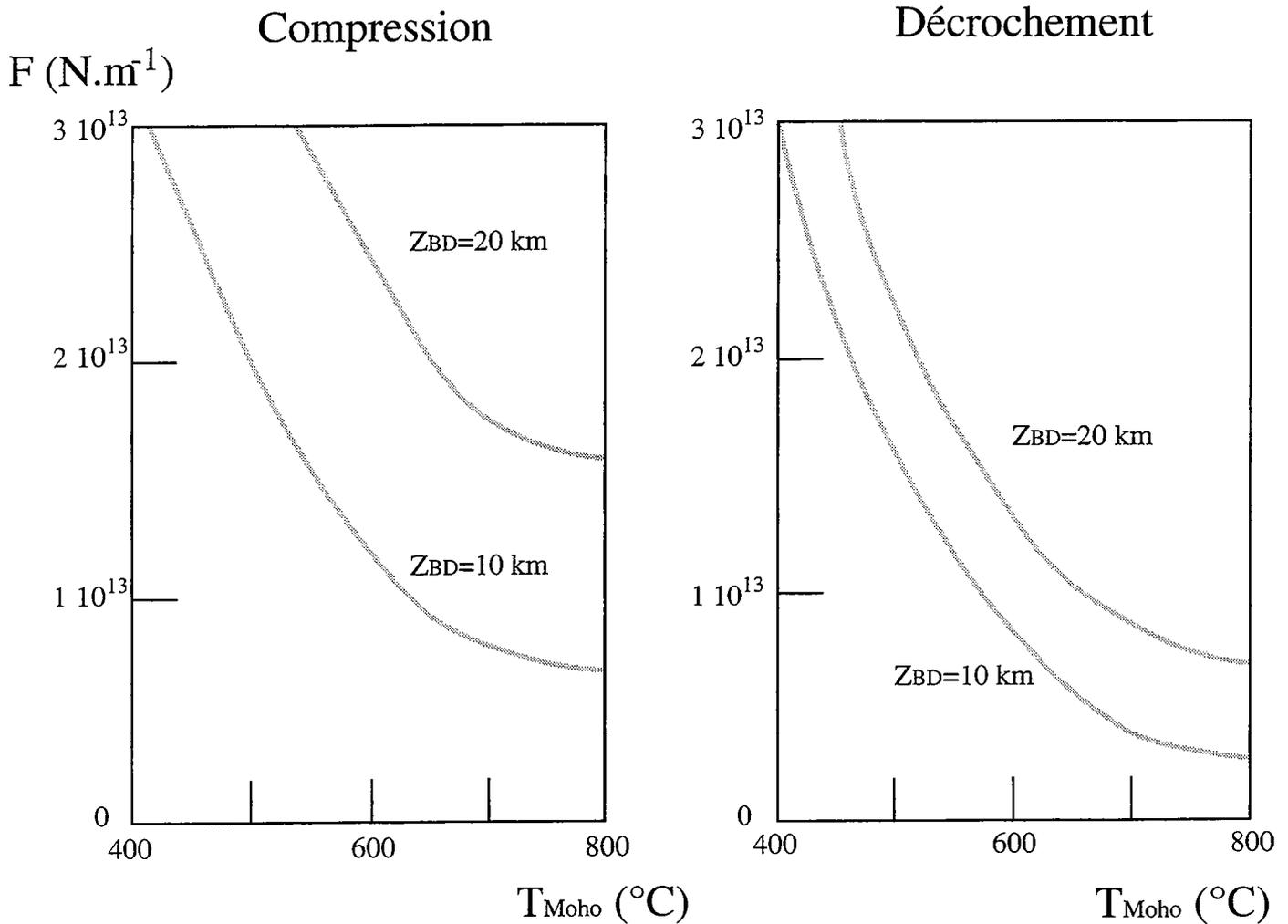


Figure III-9 : Dépendance de la résistance F de la lithosphère en fonction de la température au Moho pour un contexte géodynamique décrochant et compressif et pour des interfaces fragiles-ductile à 10 et 20 km. On suppose la pression de fluide égale à zéro (d'après Sonders, 1986).

Cette résistance, qui est fonction du régime tectonique (compression, décrochement ou extension), n'est, bien sûr, pas figée au cours du temps. Dans le cas de déformation extensive ou compressive, la présence de mouvements verticaux modifie l'état thermique. Cela conduit alors à une modification de la résistance des différents niveaux, et à une modification du mode de déformation [Buck, 1991].

Les profils rhéologiques, à partir desquels on estime la résistance, sont basés sur l'extrapolation, à des échelles de temps et de longueurs géologiques, des lois rhéologiques déterminées expérimentalement en laboratoire. Il convient donc de connaître la nature de ces extrapolations et les simplifications effectuées pour fixer les limites de ces profils.

3- Les limites de ces profils

Ces profils, qui permettent d'appréhender le comportement mécanique de la lithosphère, sont basés le principe de l'extrapolation des résultats obtenus en laboratoire. Les différentes hypothèses effectuées pour la construction de ces profils fixent donc leurs limites. Celles-ci peuvent se résumer à la discussion de quatre points essentiels : l'extrapolation des taux de déformation et des longueurs, l'influence physique et chimique des fluides, et la nature hétérogène des roches.

(1) Les expériences sont réalisées à des taux de déformation beaucoup plus élevés que ceux rencontrés dans la nature. Ces derniers varient entre 10^{-10} s^{-1} pour les régions les plus actives et 10^{-17} s^{-1} pour les régions stables. Il est, bien sur, impossible d'obtenir de tels taux de déformation en laboratoire. Les taux de déformation les plus faibles correspondent à 10^{-6} s^{-1} . L'extrapolation recouvre alors plus de 3 ou 4 ordres de grandeur pour les zones actives et presque 10 ordres de grandeur pour les régions stables. Si pour des taux de déformation naturels, d'autres mécanismes de déformation moins coûteux en énergie sont actifs, l'évaluation de la résistance de la lithosphère risque d'être surestimée. Les profils ne peuvent donc donner qu'une limite supérieure de la contrainte déviatorique supportée par la lithosphère.

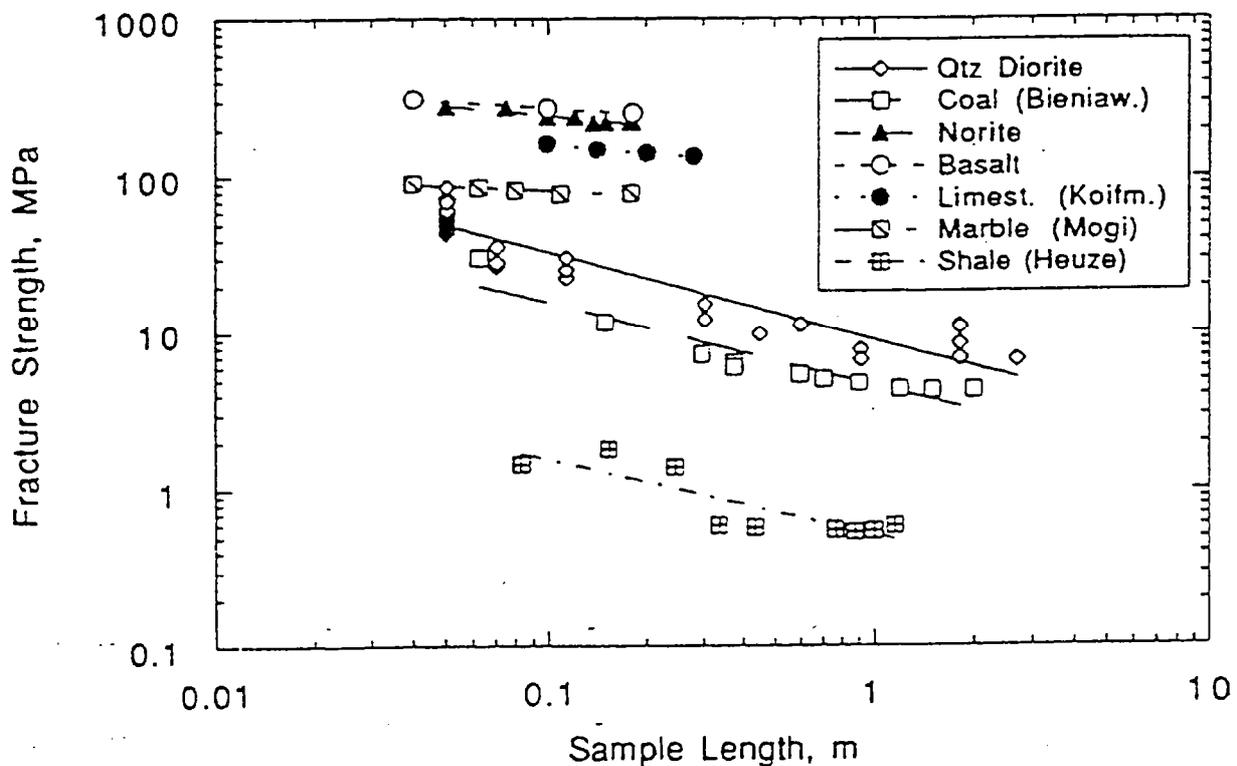


Figure III-10 : Dépendance de la taille de l'échantillon sur la résistance à la compression (d'après Lockner, 1995).

(2) Le transfert d'échelle, de l'échantillon à la lithosphère est aussi problématique. Les expériences à partir desquelles sont déduites les lois rhéologiques sont effectuées sur des échantillons de tailles centimétriques. Or, il existe une dépendance inverse de la résistance à la compression avec la taille de l'échantillon [Mogi, 1962; Bieniawsky, 1968; Heuze, 1980; Cunha, 1990]. La résistance est ainsi abaissée de près d'un ordre de grandeur entre un échantillon de quelques centimètres et un échantillon d'un mètre (FIG. III-9). Pour des volumes de roches plus importants, c'est la résistance au frottement qui fixe la rupture de la roche. Or, la résistance à la friction dépend de la longueur des fissures initialement présentes [Barton, 1976]. La transposition de l'échantillon à la lithosphère est donc délicate puisque les longueurs de failles ne présentent pas d'échelles caractéristiques.

(3) On a vu précédemment comment la présence d'une faible fraction de fluides pouvait modifier les paramètres des lois rhéologiques (fragile ou ductile). La modification de la pression de fluide (équation III-3) abaisse de plus d'un ordre de grandeur, la résistance de la lithosphère (FIG. III-10). D'autre part, la grande quantité de fluides présente laisse supposer que des mécanismes de déformation chimiquement activés existent dans les niveaux médio-crustaux. C'est à partir de cette hypothèse que Cox et Etheridge [1989], puis Chester [1995], ont construit un profil de résistance basé sur des lois de fluages chimiquement activées (phénomène de pression-solution). Ces processus réduisent alors fortement la résistance globale de la lithosphère et suggèrent d'autres explications de la faible résistance mécanique des failles lithosphériques.

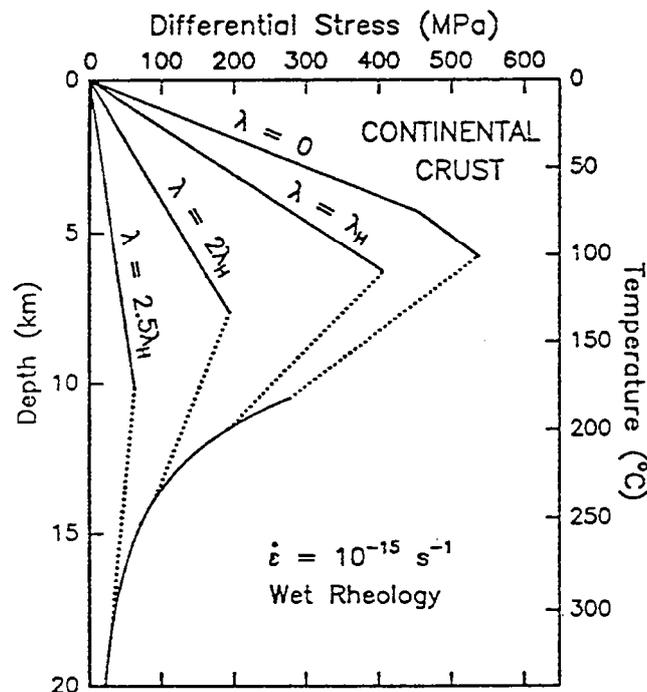


Figure III-11 : Influence de la pression de fluides sur le profil rhéologique. Plus celle-ci est importante et plus la contrainte différentielle à la transition fragile-ductile est faible. Les lignes en pointillées connectent la limite fragile-ductile (TFD) à la limite fragile-plastique (TFP) définie § III-1-1 (d'après Evans et Kohlstedt, 1995).

(4) Ces essais sont également effectués sur des roches qui ne sont souvent constituées que d'une phase minérale. La rhéologie d'assemblages bi ou tri-phasiques, dont on connaît le comportement mécanique de chaque phase, est encore mal connue malgré les quelques travaux effectués sur des assemblages binaires [Tullis et al., 1991; Handy, 1994]. Du fait des variations de formes, de composition chimique et de taille des grains, il est très difficile de connaître et de quantifier l'influence de chacun de ces paramètres sur le mode de déformation et sur les lois constitutives.

L'ensemble de ces restrictions, associé au caractère très hétérogène de la lithosphère (présence de structures préexistantes, composition minéralogique variable...), font de ces profils un outil à manipuler avec précaution pour expliquer les structures observées *in-situ*. De plus, il semble toujours possible d'établir un profil de résistance en accord avec la nature en prenant en compte les incertitudes de mesures des différents paramètres rhéologiques; celles-ci pouvant induire des variations sur près d'un ordre de grandeur [Chen et Molnar, 1983]. Malgré toutes ces réserves, les résultats expérimentaux issus de la mécanique des roches constituent une base de données importante indispensable pour aborder la mécanique de la lithosphère. Les profils qui en sont déduits, bien que imparfaits, donnent au premier ordre une bonne description de la lithosphère et de sa résistance.

III-2 LES MODELES DE DEFORMATION DE LA LITHOSPHERE CONTINENTALE

Dans la lithosphère, il existe de nombreux couplages verticaux liés à la grande diversité de comportements mécaniques rencontrés dans la lithosphère. Cependant, parce que son extension verticale (~100 km) est faible devant son extension horizontale, (~1000 km), on a souvent moyenné sur son épaisseur le comportement mécanique de la lithosphère¹. Deux types de modélisations émergent, qui correspondent chacun aux deux comportements mécaniques extrêmes rencontrés dans la lithosphère : le fluage visqueux et la rupture fragile. En fonction de la procédure de moyennisation utilisée, le comportement mécanique sera non localisant (lithosphère "visqueuse") [Bird et Piper, 1980; Vilotte et al., 1982; 1984; England et McKenzie, 1982; Sonders et England, 1986] ou localisant (lithosphère "fragile") [Tapponnier et al., 1982; Peltzer et al, 1984; Peltzer et Tapponnier, 1988].

Ces deux modèles ont été établis pour rendre compte de deux grandes observations géologiques. Il s'agit (i) de la dispersion spatiale des séismes pour l'approche "visqueuse" et (ii) du rejet important associé au mouvement le long des

¹ Mais aussi pour d'évidentes raisons de simplifications.

failles pour l'approche "fragile". La faible taille des failles sismiquement actives comparée à la région déformée, et la forte dispersion spatiale des séismes, a conduit à une approche continue de la déformation de la lithosphère. Cette approche suppose que le comportement mécanique est contrôlé par la partie la plus résistante de la lithosphère, le manteau ductile. Au contraire, l'observation de grands déplacements (de l'ordre de la centaine de kilomètres) associé aux grandes failles a conduit à une approche discontinue. Dans ce cas, c'est la croûte fragile qui contrôle la déformation. En fonction de l'approche considérée, les failles constitueront un objet de premier ou de deuxième ordre.

III-2-1 L'approche continue de la déformation continentale

Cette approche de la déformation de la lithosphère applique les concepts de la mécanique des milieux continus. Par définition, elle nécessite (i) de se fixer une loi rhéologique comportementale et (ii) de se placer à une échelle, au delà de laquelle on peut négliger les discontinuités de déplacement liées aux failles. On assimile alors le comportement mécanique de la lithosphère au comportement d'un fluide qui suit une loi de puissance [Bird et Piper, 1980; Vilotte et al., 1982; 1984; 1986; England et Mc Kenzie, 1982; 1983; England et Houseman, 1985; Sonder et England, 1986; 1989; Bird, 1989; England et Jackson, 1989; Houseman et England, 1993]. Les hypothèses inhérentes à ces modèles sont :

- Les cisaillements à la base de la lithosphère sont négligeables.
- La rhéologie moyenne de la lithosphère est décrite par une loi n'impliquant que les contraintes déviatoriques et les vitesses de déformation. En d'autre terme cette loi est du type loi de Weertmann (équation III-4) qui décrit le comportement ductile ($\dot{\epsilon} \approx \tau^n$).
- Les équations sont résolues en deux dimensions par intégration des lois constitutives sur une même verticale.

L'exposant n décrit la rhéologie moyenne de la lithosphère. Cette valeur ne représente pas, dans ce cas, un mécanisme individuel de déformation mais plutôt une moyenne du comportement rhéologique de la lithosphère. Cet exposant prend en compte la déformation associée au déplacement le long des failles (pour les matériaux plastiques, $n \rightarrow \infty$) et les mécanismes de déformation par fluage ($n \sim 3$) [Sonders et England, 1986]. Si la lithosphère continentale montre un comportement mécanique moyen avec un exposant $n \approx 3-4$, alors la majeure partie de la déformation est accommodée par le manteau ductile, en accord avec les exposants n mesurés expérimentalement sur l'olivine [Chopra et Paterson, 1981; 1984]. Au contraire un exposant n supérieur à 10 indique qu'une partie substantielle de la déformation est accommodée par le déplacement le long des failles.

A partir de ce modèle, il est également possible de déduire des longueurs caractéristiques de la déformation qui sont fonction des conditions aux limites (décrochement, extension, compression) [England et al., 1985]. Ainsi la largeur de la zone déformée l dans un contexte décrochant s'exprime comme

$$l \sim \frac{D}{\pi \sqrt{n}}$$

où D correspond à la longueur de la frontière déformée. A posteriori, en se fixant D et l , England et Molnar [1991] propose une valeur de n égale à 3 pour la région de San-Andreas et pour la faille Alpine de Nouvelle-Zelande. Ces valeurs suggèrent donc que la partie fragile ne participe que faiblement à l'accomodation de la déformation et que les failles ne constituent que la réponse passive de la croûte supérieure au déplacement du matériel ductile sous-jacent.

Cette approche continue de la déformation continentale implique l'existence d'un volume élémentaire au sein duquel la déformation est homogène. Les équations sont résolues par intégration des lois constitutives sur l'épaisseur de la lithosphère. Aussi cette longueur d'homogénéisation, si elle veut avoir un sens, doit être au moins égale à l'épaisseur de la lithosphère. La mise en évidence du caractère fractal des failles [Barton et Larsen, 1985; Okubo et Aki, 1987; La Pointe, 1988, Hirata, 1989; Scholz et Cowie, 1990; Vignes-Adler et al., 1991; Barton et Zoback, 1992;] remet cependant en question l'existence d'une telle échelle. En effet, cette propriété des réseaux de failles suggère l'existence d'une dépendance de la déformation avec l'échelle de mesure. Répondre à la question de savoir si une telle échelle existe nécessite donc de relier les propriétés géométriques décrivant la géométrie du réseau de failles à la déformation. L'utilisation des lois d'échelles (organisation spatiale et distribution des longueurs) ne permettrait pas cependant de confirmer ou d'infirmer son existence [Davy et al., 1990].

III-2-1 L'approche discontinue de la déformation continentale

Dans la seconde approche, au contraire, on suppose que toute la déformation imposée au limites des plaques est accommodée par quelques failles dont les longueurs sont plusieurs fois supérieures à l'épaisseur de la lithosphère [Tapponnier et al., 1982; Peltzer et al., 1984; Peltzer et Tapponnier, 1988]. Ces failles auraient des rejets de l'ordre de la centaine de kilomètres et les blocs délimités par ces failles ne seraient que peu déformés. Dans ce cas, l'effet adoucissant lié à la production de chaleur [Fleitout et Froidevaux, 1980], de gouges et à la présence de fluides [Byerlee, 1992; Rice, 1992] diminue fortement la résistance des failles. Il est alors plus facile de faire croître une faille qui a subit un fort déplacement que d'en créer une nouvelle. Cette approche localisante de la mécanique de la lithosphère provient de l'observation de grandes failles décrochantes qui absorbent une grande quantité de déplacement. C'est le cas par

exemple des décrochements asiatiques comme la faille du Fleuve Rouge ou celle de l'Altyn Tagh, mais aussi de la faille du Levant en Arabie, ou de la faille Nord-Anatolienne en Turquie.

A partir d'expériences analogiques, *Tapponnier et al.* [1982] en deux dimensions, puis *Peltzer et Tapponnier* [1988] en trois dimensions, ont montré que la déformation imposée aux limites du système pouvait être accommodée par une poignée de failles (4 ou 5) permettant l'expulsion latérale de grands blocs. La localisation, qui intervient brutalement, est induite par le caractère adoucissant de la rhéologie du modèle (en plasticine), et se traduit par une chute de contraintes lors de la formation des failles. Une fois ces structures créées, leurs dimensions importantes (de l'ordre de la taille de l'expérience) permettent l'accommodation des déplacements imposés aux limites.

III-2-1 Les modèles stratifiés fragile/ductile.

Réduire la lithosphère à un seul niveau rhéologique constitue une simplification excessive. Le champ de déformation ainsi que le champ de failles observé résulte sans doute de la compétition existant entre les niveaux fragiles et ductiles. L'utilisation de modèles analogiques, dimensionnés par rapport à la gravité et qui respectent la stratification fragile-ductile, permet de mieux cerner le rôle de cette stratification sur le mode de déformation [*Davy et Cobbold*, 1988; *Davy et al.*, 1990; *Davy et Cobbold*, 1991]. Dans de tels systèmes, la localisation intervient plus tardivement, après une phase de déformation diffuse, et se caractérise par un réseau complexe de failles [*Sornette et al.*, 1993]. La localisation dans ce cas, résulte de la croissance et de la coalescence de ces failles.

D'autre part, contrairement aux expériences analogiques effectuées sur plasticine, les failles observées dans ces expériences fragile-ductile sont nucléées assez loin de la bordure déformée (FIG. III-11). Le réseau de failles présente alors une géométrie plus complexe. On retrouve de telles lois d'échelles sur les réseaux naturels. En particulier, on observe la superposition de toute une gamme de longueurs de failles qui peuvent toutes, a priori, participer à la déformation.

Cette dernière représentation de la lithosphère s'avère être la plus réaliste, d'une part dans la conceptualisation de la lithosphère continentale et d'autre part, dans l'organisation finale du champ de déformation et du réseau de failles. Cette approche a également permis de mettre en évidence une évolution de la fracturation en fonction de la stratification rhéologique [*Sornette et al.*, 1993]. Une telle évolution traduit la participation de chaque niveau à l'organisation du réseau de failles. Cependant elle ne précise pas les paramètres physiques pour lesquels la déformation localise ainsi que l'influence de la rhéologie des modèles sur l'organisation de ce réseau de failles. De plus, elle ne précise pas si une échelle d'homogénéisation existe et, dans l'affirmative, la

valeur de cette dernière. Il est donc important de préciser ces deux points, afin de mieux cerner le mode de déformation de la lithosphère.

Deuxième modèle

Premier modèle

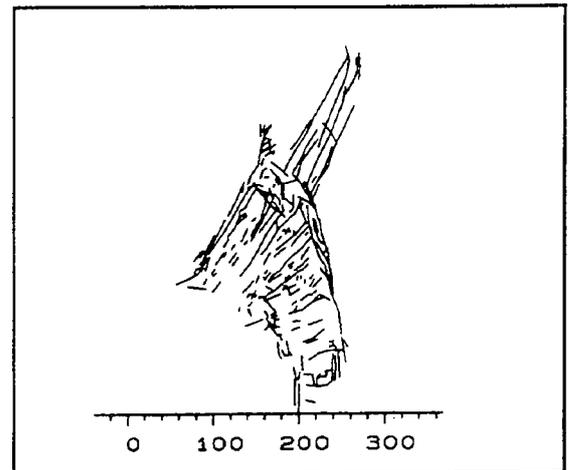
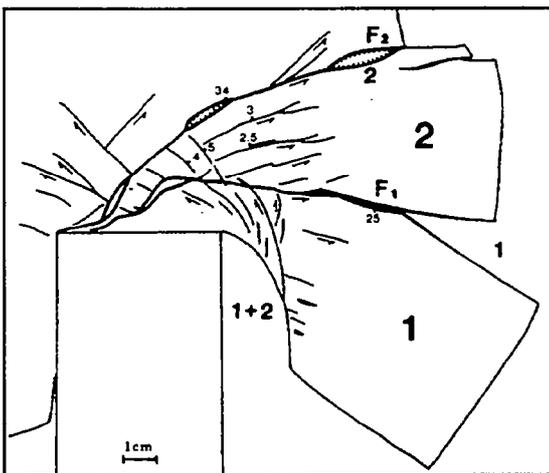
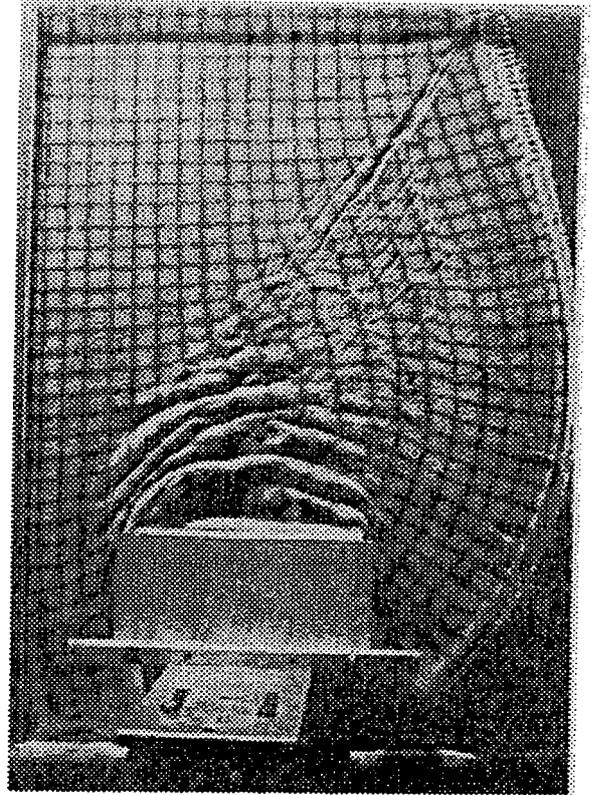
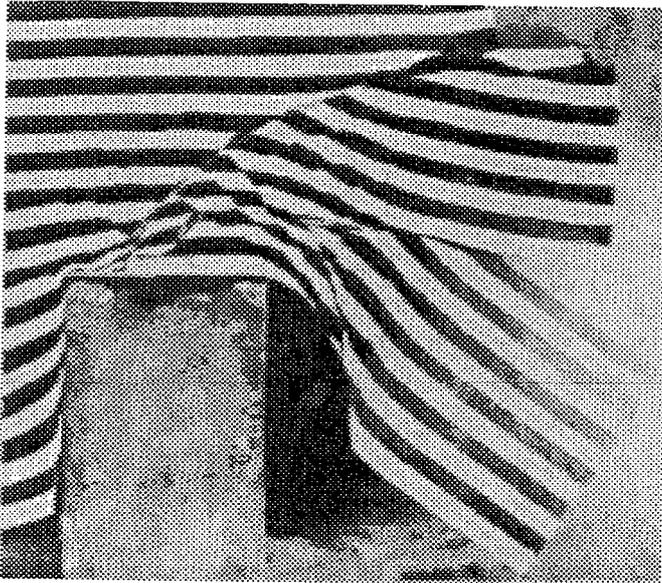


Figure III-12 : Deux modes de localisation proposés pour expliquer la déformation de la lithosphère (application au cas de la collision Inde-Asie). Dans le premier modèle, de grandes failles se nucléent à proximité du piston et traversent la totalité du modèle (d'après Tapponnier et al., 1982). Dans le second modèle, la localisation est plus tardive et se traduit par la création d'un réseau complexe de failles en avant du piston (d'après Davy et al., 1990).

III-3 CONCLUSION ET APPROCHE DEVELOPPEE

La déformation de la lithosphère a été principalement abordée selon trois approches. La première considère que la fracturation est contrôlée par la partie ductile. En d'autres termes, les failles ne constituent que la réponse passive de la croûte supérieure au déplacement du matériel ductile sous-jacent. Cette approche, basée sur la mécanique des milieux continus, suppose qu'il existe une échelle d'homogénéisation au-delà de laquelle la déformation peut être considérée comme homogène [England et McKenzie, 1982; 1983]. La seconde approche, au contraire, considère que c'est la partie fragile qui contrôle la déformation [Tapponnier et al., 1982]. Dans ce cas, c'est la création de grandes failles, la croissance et le jeu de celles-ci qui permet l'accommodation de la déformation. Celle-ci est alors très hétérogène et localisée. Enfin, la dernière approche conserve la stratification rhéologique fragile-ductile de la lithosphère. La déformation se localise après une phase diffuse de déformation et se caractérise par la création d'un réseau complexe de failles [Davy et al., 1990; Sornette et al., 1993].

L'étude de la fracturation dans les milieux hétérogènes a montré que la distribution initiale des hétérogénéités conditionnait le mode macroscopique de déformation et, qu'il était possible de dresser une typologie des modes de déformation en fonction de la classe de "désordre" [Hansen et al., 1991]. Trois modes macroscopiques de déformation pertinents pour les matériaux géologiques ont été individualisés.

- (1) La propagation d'une discontinuité dans le cas de matériaux peu désordonnés.
- (2) Une localisation macroscopique précédée d'une phase d'endommagement.
- (3) Une déformation diffuse sans localisation pour les matériaux très hétérogènes.

Ainsi, cette typologie montre que la transition entre un mode de déformation très localisant (cas (1)) et un mode de déformation non-localisant (cas (3)) n'est pas abrupte, et qu'il existe un "régime" intermédiaire pour lequel la déformation se localise après une phase d'endommagement. Les transitions entre chacun de ces trois modes résultent d'une modification de la compétition existant entre les hétérogénéités statiques (le désordre initialement introduit) et les hétérogénéités de croissance (la croissance des failles).

Invoker l'hétérogénéité du matériel n'est, bien sûr, pas suffisant pour décrire le mode de déformation lithosphérique. Il est possible, cependant, de dresser un parallèle entre l'évolution des modes de déformation liée à la distribution des hétérogénéités et l'évolution des modes de déformation liée à la compétition entre les niveaux fragiles et ductiles dans la lithosphère. En effet, le niveau ductile tend à homogénéiser et distribuer la déformation et joue, dans ce sens, un rôle analogue à celui du désordre. Aussi, en fonction de l'importance relative des niveaux ductiles sur les niveaux fragiles, il doit être possible de dresser la même typologie des modes de déformations pour la lithosphère.

Le but du chapitre suivant est donc, à partir d'une approche expérimentale, de préciser la nature (si elle existe) de la transition entre un mode de déformation localisé et un mode de déformation non-localisé.

IV - ETUDE EXPERIMENTALE DE LA LOCALISATION DE LA DEFORMATION DANS LES MILIEUX FRAGILE-DUCTILE

Cette étude est basée sur l'analyse du champ de déformation et du champ de failles résultant de la déformation de modèles analogiques. L'utilisation de ces modèles n'a pas pour but de reproduire exactement la complexité initiale des systèmes naturels, mais d'en simplifier la structure tout en leur gardant un degré de réalisme suffisant. En d'autres termes, les simplifications effectuées ne doivent pas influencer directement les processus que l'on désire étudier; c'est à dire l'accommodation de la déformation dans les milieux fragile-ductile et la croissance des réseaux de failles.

Cette démarche, commune à tous les types de modélisations (numériques ou analogiques) de tout système complexe, est bien sûr subjective, puisque le degré de simplification du problème va dépendre à la fois du nombre de variables présentes dans le système et du modèle conceptuel que l'on se fait de l'objet étudié. La lithosphère continentale est un milieu complexe, qui présente un grand nombre d'hétérogénéités d'origine diverses (comportements mécaniques différents, hétérogénéités de résistance, structures préexistantes...). La description complète de son comportement mécanique nécessite donc un grand nombre de variables que l'on peut difficilement incorporer au sein d'un modèle. Il convient alors de ne retenir que les paramètres les plus pertinents, permettant la description la plus juste de son comportement.

La modélisation analogique, qui respecte la stratification fragile-ductile, privilégie trois propriétés essentielles pour l'étude du mode de déformation de la lithosphère continentale:

- (i) le caractère fragile de la croûte supérieure,
- (ii) le caractère ductile de la croûte inférieure,
- (iii) la possibilité d'obtenir des déformations gravitaires, via les contrastes de densité.

Ils représentent bien sûr une simplification de la lithosphère mais semblent bien adaptés à l'étude des processus de localisation de la déformation et de croissance des réseaux de failles dans les systèmes fragile-ductile [Davy *et al.*, 1990]. La déformation de ces modèles n'est pas induite par des conditions cinématiques trop contraignantes, et s'exprime à travers la création d'un réseau dense de failles permettant une analyse

statistique représentative. Ces modèles font également intervenir un nombre réduit de paramètres, que l'on peut aisément modifier.

Notre but est donc, dans un premier temps, de préciser à partir de ces modèles, l'évolution du mode de déformation en fonction de l'importance relative des niveaux fragiles sur les niveaux ductiles et de préciser (si elle existe) la nature de la transition entre le mode de déformation localisé et le mode de déformation non localisé. Dans un deuxième temps, la caractérisation complète, au cours du temps, du champ de déformation permettra de fixer la nature du processus de localisation. Afin de tester l'existence d'une échelle d'homogénéisation et de mieux contraindre sa valeur, une analyse multi-échelle du champ de déformation sera réalisée. Enfin, l'analyse du réseau de failles issus de ces modèles permettra de mieux cerner le rôle de la stratification fragile-ductile sur la croissance et la propagation des failles, et donc sur la localisation.

IV-1 LA MODELISATION ANALOGIQUE : PRINCIPES ET METHODES

L'utilisation de modèles analogiques se justifie en tant qu'objets expérimentaux permettant de reproduire sur une courte période de temps (c'est à dire inférieure à l'espérance de vie d'un expérimentateur !!) des phénomènes actifs sur de grandes périodes de temps. Un tel changement d'échelle repose sur le principe du dimensionnement qui nécessite la connaissance des propriétés physiques du milieu naturels et l'utilisation de matériaux dont le comportement est analogue.

IV-1-1 Le dispositif expérimental

1- Le dimensionnement

Le principe du dimensionnement est basé sur l'égalité entre les grandeurs adimensionnelles du modèle et celles de l'exemple naturel [Hubbert, 1937; Ramberg, 1967]. Deux conditions doivent être satisfaites:

- la condition de similitude géométrique (homothétie entre le modèle et l'exemple naturel)
- la condition de similitude dynamique (les équations d'évolution des systèmes doivent être identiques).

En déterminant des coefficients de réduction appropriés pour chacune des unités fondamentales, la longueur (L_0), le temps (t_0) et la masse (M_0), les autres grandeurs qui découlent de ces trois grandeurs élémentaires comme la viscosité (η_0), la vitesse (U_0) ou

les forces (F_o) seront également fixées. La première condition de similitude est alors remplie.

La seconde condition nécessite que (i) l'équation fondamentale de la dynamique, (ii) les équations de la rhéologie et (iii) les équations de la chaleur soient vérifiées. Dans notre étude, nous ne nous intéresserons qu'à l'aspect mécanique du problème et nous négligerons les effets thermiques. Ce choix a priori arbitraire sera justifié ultérieurement. Il reste donc à s'assurer que les conditions de similitudes, pour l'équation fondamentale de la dynamique et pour les équations de la rhéologie soient vérifiées. L'équation générale de la dynamique en fonction des variables non dimensionnelles (notées *) s'écrit comme

$$\frac{U_o}{gt_o} \left(\frac{\partial U_i^*}{\partial t^*} + \frac{\partial U_i^*}{\partial X_j^*} U_j \right) = \frac{\sigma_o}{\rho g L_o} \left(-\frac{\partial P^*}{\partial X_i^*} - \frac{\partial \sigma_{ij}^*}{\partial X_j^*} + \frac{\rho g L_o}{\sigma_o} \right) \quad (IV-1)$$

où (U_o/gt_o) représente le rapport des forces inertielles sur les forces gravitaires, et où $(\sigma_o/\rho g L_o)$ est le rapport entre le champ de contrainte global et les contraintes gravitaires. Le terme inertiel (U_o/gt_o) , de l'ordre de 10^{-23} , est négligeable dans les déformations lithosphériques. Dans nos modèles, celui-ci est de l'ordre de 10^{-10} (tableau IV-1) et peut être également négligé.

En revanche, le rôle des forces gravitaires ne peut être négligé. La pression lithostatique $(\rho g L_o)$ peut en effet être du même ordre de grandeur que les forces tectoniques (σ_o) et il est nécessaire alors de prendre en compte le rapport entre ces deux quantités $(\sigma_o/\rho g L_o)$. Le rapport du modèle expérimental doit être égal au rapport naturel. Pour cela, on fixe σ_o égal à $\rho g L_o$, les équations de la rhéologie fournissant les critères de similitudes. Le tableau IV-1 résume les différentes réductions d'échelles à effectuer pour dimensionner le problème.

	L_o (m)	t_o (s)	ρ_o ($kg.m^{-3}$)	U_o ($m.s^{-1}$)	g ($m.s^{-2}$)	σ_o (Pa)	η_o (Pa.s)	(U_o/gt_o)
<i>Nature</i>	3.10^4 (30 km)	3.10^{13} (1Ma)	3300	3.10^{-10} (1 cm/an)	9,8	10^7 (10 MPa)	10^{21}	10^{-23}
<i>Modèle</i>	0,01 (1 cm)	3600 (1 h)	1400	3.10^{-6} (1cm/h)	9,8	1	3.10^4	10^{-10}

Tableau IV-1 : Comparaison des constantes utilisées dans notre modélisation analogique et les constantes naturelles.

Il ne reste donc qu'à remplir les conditions de similitude pour les équations de la rhéologie. Celles ci étant fixées pour la lithosphère, ce sont elles qui vont guider le choix des matériaux. Le comportement fragile, s'il suit la loi de Mohr-Coulomb, est

contrôlé par le rapport de la contrainte cisailante τ à la contrainte normale σ (équation III-1). Les conditions de similitudes impliquent alors un même angle de frottement interne et une cohésion quasi-nulle. En supposant la véracité de la loi obtenue par *Byerlee* [1978], le sable sec de granulométrie de l'ordre de la centaine de micromètres, satisfait à ces conditions. Il présente un angle de frottement interne de 30° , une cohésion négligeable [*Mandl, et al., 1977*] et se déforme suivant des bandes de cisaillement [*Desrues, 1984, Vardoulakis, 1980*] d'épaisseur très faible (millimétrique) par rapport aux dimensions caractéristiques de l'expérience. Ces bandes de cisaillement, similaires aux failles, se créent pour des déformations inférieures à 10%. La chute de contrainte associée est de l'ordre de 10% [*Mandl, 1977*]. La localisation de la déformation (création d'une faille) dans ces matériaux granulaires est associée à la dilatation du matériau et s'accompagne d'une rotation locale du champ de contraintes [*Scott, 1996*]. La dilatation a pour effet d'abaisser localement la résistance, ce qui permet aussi de rendre compte de la faible résistance des failles dans nos modèles.

Le mode de déformation ductile se caractérise par une dépendance de la contrainte déviatorique avec le taux de déformation et la viscosité. Celle-ci s'exprime comme

$$\sigma^* = \eta^* U^* / L^* = \eta^* / T^*$$

où σ^* , η^* , L^* et T^* désignent les rapports de contrainte, de viscosité, longueur et temps. La réduction d'échelle pour les longueurs L^* est de 10^{-7} , pour le temps de 10^{-10} . Pour la vitesse U elle sera donc de 10^3 . Le rapport des contraintes, fixé par le rapport des pressions lithostatiques, que ce soit pour les forces gravitaire ou les rhéologies Coulombienne, est de l'ordre de 10^{-7} . Cela impose la réduction d'échelle pour la viscosité de 10^{-17} . Pour des viscosités de 10^{21} Pa.s, de l'ordre de celles rencontrées dans la lithosphère, la viscosité des niveaux ductiles de nos expériences sera de l'ordre de 10^4 Pa.s. Les matériaux répondant le mieux à cette condition sont les silicones [*Faugère et Brun, 1984; Weijermars, 1986*] dont la viscosité varie entre 10^3 et 10^5 Pa.s en fonction des conditions de préparation et dont la densité varie entre 1,2 et 1,5. Certaines d'entre elles présentent néanmoins l'inconvénient d'avoir un comportement newtonien (les contraintes sont directement proportionnelles à la vitesse de déformation) et de ce fait, ne sont pas un analogue parfait des parties ductiles de la lithosphère. Le dimensionnement retenu pour les longueurs et le temps interdit l'utilisation de silicones non-newtoniennes, celles-ci ayant des viscosités trop importantes.

2- Les limites et les forces de la modélisation analogique

La modélisation analogique se heurte à deux types de problèmes, (i) il est difficile de modéliser des mécanismes couplés et (ii) il est délicat de modéliser tous les types de déformation rencontrés dans la lithosphère.

Le premier point se traduit par une modélisation purement mécanique de la lithosphère, sans prendre en compte l'aspect thermique. Cela implique qu'il n'y a pas de

réajustements thermiques et qu'il n'y a pas de variations spatiales et temporelles de l'interface fragile-ductile. Cette limitation est importante puisque les temps de relaxation de la chaleur sont comparables aux temps caractéristiques de la déformation. La migration de l'interface fragile-ductile peut ainsi modifier les résistances relatives des différents niveaux rhéologiques ainsi que la résistance globale de la lithosphère. Cela peut alors conduire à un changement dans le type de déformation, depuis une déformation localisée à une déformation non localisée (ou inversement) [Buck, 1991]. Afin de s'affranchir de ce problème, nous avons choisi de nous placer en régime décrochant. En effet, ce régime tectonique ne devrait pas induire de variation de l'interface fragile-ductile et donc aucun réajustement thermique.

Le second point est lié à la complexité des comportements mécaniques rencontrés dans la lithosphère. Le sable, représentatif des parties fragiles de la lithosphère est un matériel Coulombien. Or, les essais effectués sur échantillons de roches montrent qu'il existe un vaste champ transitionnel où coexistent les mécanismes de déformation fragile et ductile. Compte tenu de la faible épaisseur de nos niveaux de sable, il est difficile d'intégrer ce mode de déformation transitionnel dans nos modèles. Mais, notre but est plus la compréhension du comportement mécanique d'un système où coexiste un milieu localisant et un milieu non localisant que la reproduction *in-extenso* de la lithosphère.

D'autre part, le comportement ductile est simulé à l'aide d'un fluide newtonien qui n'est pas représentatif a priori du comportement mécanique de la lithosphère. Ce choix, imposé par le dimensionnement, va fixer la limite supérieure du comportement d'un milieu fragile-ductile. En d'autres termes, si le comportement est localisant, alors dans le cas d'un fluide non newtonien, la localisation sera encore plus prononcée. La présence de ce pôle extrême non-localisant va donner les résultats les plus contrastés quant à l'influence d'un niveau ductile sur l'organisation de la déformation et l'existence d'un niveau non-newtonien ne fera que faciliter la localisation.

Enfin, dans nos modèles, la viscosité est constante avec la profondeur. Pour palier à ce problème, la résistance des parties ductiles de la lithosphère (qui diminue avec la profondeur) est modélisée par une résistance équivalente moyenne [Davy et Cobbold, 1991] (FIG. IV-1). c'est notamment à partir de cette hypothèse qu'est défini le rapport de résistance existant entre les niveaux fragiles et les niveaux ductiles présenté § IV-1-2

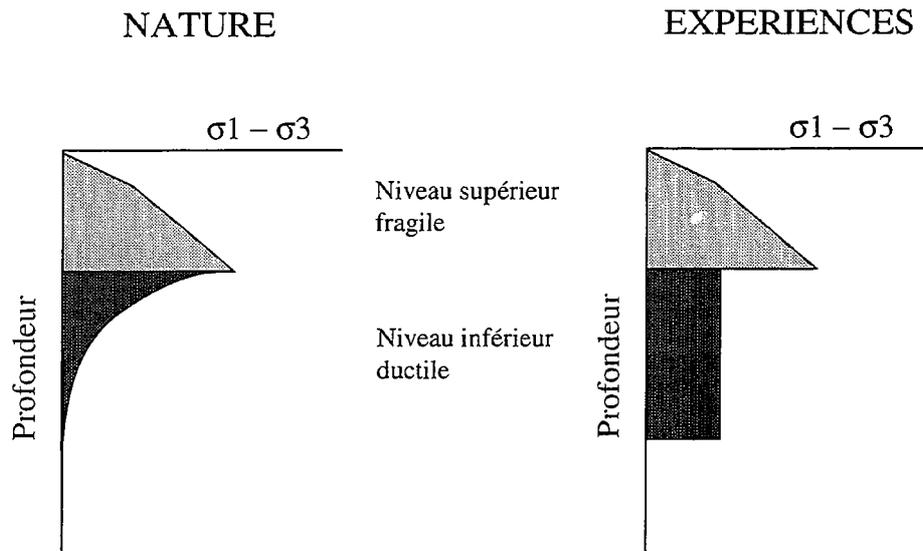


Figure IV-1 : Comparaison entre les profils rhéologiques naturels et les profils rhéologiques utilisés dans les modèles.

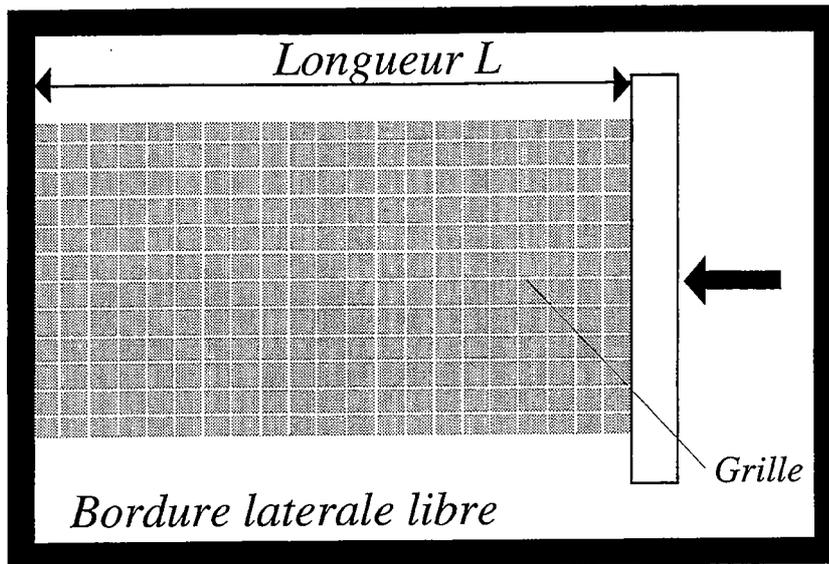
Le choix des rhéologies fragiles et ductiles dans cette étude se justifie plus comme la recherche de modèles simples, qui apportent le plus d'informations sur la mécanique de ces systèmes et sur les processus mis en jeu, que comme la reproduction intégrale de la lithosphère. L'application directe des résultats issus de la modélisation à la lithosphère doit donc s'effectuer avec beaucoup de précautions. De plus, malgré leurs imperfections, en règle générale les modèles analogiques restent plus performants que les modèles numériques pour la modélisation de la croissance des réseaux de failles et pour l'étude de la déformation tridimensionnelle. Leur avantage réside avant tout dans la capacité qu'ont ces modèles à créer, faire croître et à faire se connecter les failles.

3- Principes expérimentaux et conditions aux limites.

Nos modèles sont construits en superposant des niveaux dont les propriétés et réponses mécaniques sont différentes. Le but de notre étude est de caractériser l'influence de chaque couche rhéologique sur le champ de déformation observé en surface et sur la croissance des failles. Nous avons donc simplifié la structure rhéologique en ne considérant que deux couches lithosphériques.

Sur du miel servant de liquide de confinement, nous déposons successivement une couche de silicone, au sein de laquelle la déformation est continue, et une couche de sable où la déformation est discontinue et localisée [Desrues, 1984]. Les bandes de cisaillements créées dans le sable sont analogues aux failles rencontrées dans la croûte terrestre [Davy et Cobbold, 1991].

Vue de surface



Vue en coupe

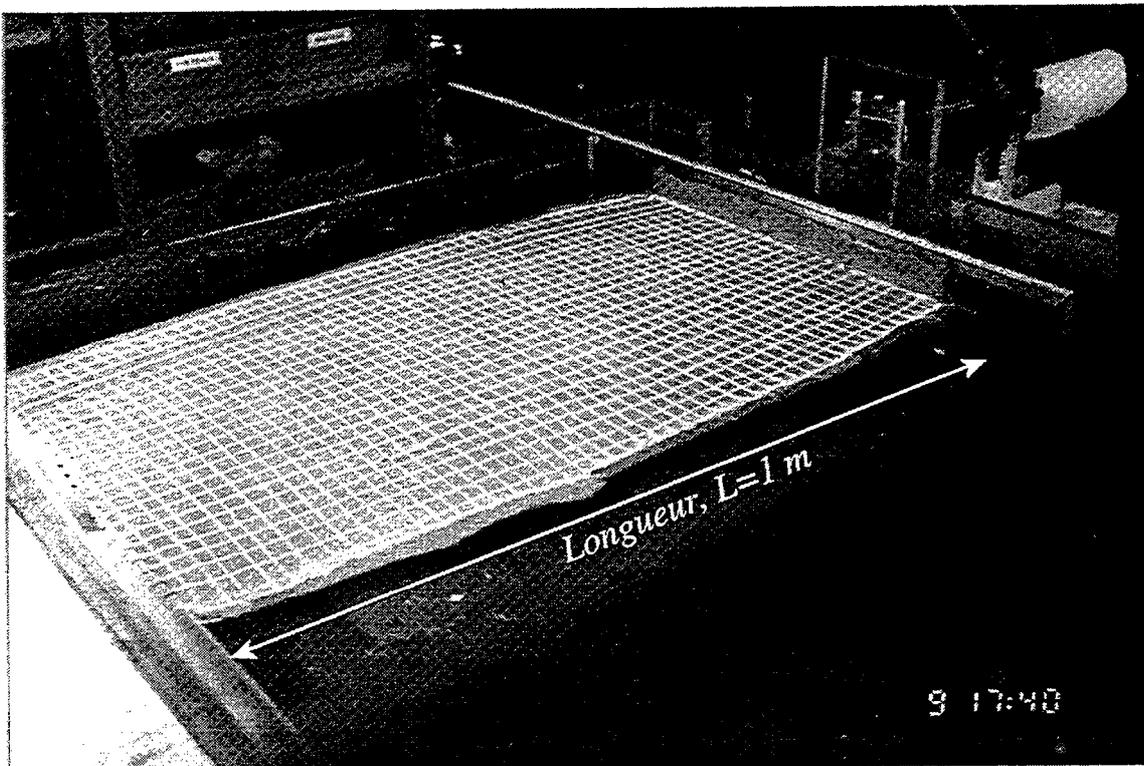
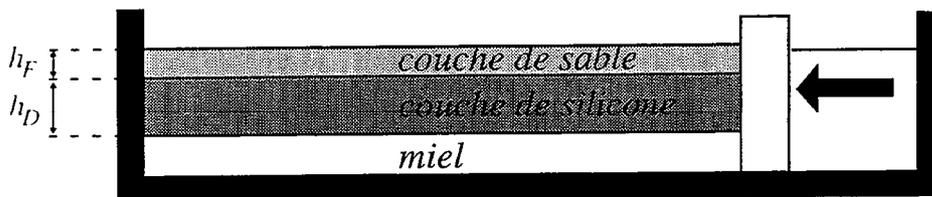


Figure IV-2 : Vue de surface (en haut) et de profil (milieu) du dispositif expérimental. La photographie du bas montre l'état initial de nos expériences.

Les différentes couches de sable et de silicone ont une épaisseur centimétrique, faible devant la dimension horizontale de l'expérience (d'un facteur 10 au minimum) (FIG. IV-2). A la surface du sable, on dispose régulièrement des marqueurs passifs (environ tous les deux centimètres) pour permettre une analyse de la déformation locale. La vitesse de compression appliquée U est constante au cours de l'expérience et varie de 2 cm/h à 50 cm/h selon les expériences.

Les choix des épaisseurs et des vitesses de déformation pour nos expériences sont cohérents avec les valeurs rencontrées dans la nature. Cependant, ce n'est pas tant la similitude avec la lithosphère terrestre que la compréhension de la mécanique d'un système simple qui nous intéresse. Il convient donc de se fixer des conditions aux limites les moins contraignantes possibles. Dans cet esprit et pour n'observer que les structures liées à la stratification rhéologique, nous avons décidé de simplifier au maximum les conditions aux limites afin de s'affranchir des cisaillements latéraux. Pour cela, nos modèles sont construits avec deux bordures latérales libres (FIG. IV-2). L'interface silicone-miel ne subit que de très faibles contraintes cisailantes, par conséquent, nos modèles ne sont contraints qu'en avant des deux pistons et le champ de déformation observé sera essentiellement lié aux différentes résistances des niveaux en présence. De telles conditions aux limites sont analogues aux conditions aux limites utilisées dans les simulations numériques [Hobbs et Ord, 1989; Hobbs, et al., 1990; Donze et al., 1994] et dans les essais biaxiaux de mécanique des roches.

D'autre part, le sable étant un matériau granulaire, il comporte un degré d'hétérogénéités difficile à contrôler. Deux expériences effectuées dans les mêmes conditions seront par conséquent statistiquement identiques mais différeront dans le détail. C'est pourquoi, pour déterminer les grandeurs qui sont statistiquement reproductibles de celles qui ne le sont pas, c'est à dire séparer ce qui est associé à la mécanique propre du système de ce qui est lié aux hétérogénéités, les expériences ont toutes été effectuées suivant le même protocole expérimental.

IV-1-2 La paramétrisation des modèles

De manière générale, la caractérisation qualitative et quantitative de systèmes où intervient un grand nombre de paramètres peut se résumer à l'étude de nombres sans dimensions (par exemple le nombre de Reynolds ou de Peclet en mécanique des fluides) et des relations existant entre eux. Pour caractériser nos expériences, nous avons choisi une grandeur physique adimensionnelle, le rapport de résistance R qui mesure l'importance relative de la résistance des couches fragiles sur les couches ductiles. C'est ce paramètre qui variera d'une expérience à l'autre. Celui-ci s'exprime comme :

$$R = \frac{\int (\sigma_1 - \sigma_3) dz}{\int (\sigma_1 - \sigma_3) dz} \quad (\text{IV-2})$$

Fragile
Ductile

Du fait de l'existence des bordures latérales libres, l'avancée du piston sera accommodée en partie par l'extrusion latérale de nos modèles, facilitée par le jeu de failles décrochantes. Il est possible pour l'ensemble du modèle d'estimer la valeur des contraintes principales σ_1 , σ_2 et σ_3 .

La contrainte σ_1 peut être assimilée à l'axe principal de raccourcissement. Les bordures latérales étant libres, la contrainte s'exerçant sur celles-ci est la plus faible et correspond à σ_3 . La contrainte intermédiaire est donc la contrainte verticale et s'exprime par

$$\sigma_2 = \rho g z$$

où ρ est la densité, g l'accélération et z la profondeur. A partir des hypothèses suivantes : $\sigma_2 = (\sigma_1 + \sigma_3)/2$ (contexte décrochant) et $\sigma_1 = 3 \sigma_3$ (condition pour qu'il y ait rupture), on peut estimer la contrainte différentielle, $\sigma_1 - \sigma_3$, comme

$$(\sigma_1 - \sigma_3) = \rho g z$$

L'intégration sur l'épaisseur du modèle de cette contrainte déviatorique donne la résistance du niveau fragile. Pour les couches ductiles, la résistance est dépendante de la vitesse de déformation imposée. Cette résistance est obtenue en intégrant la contrainte différentielle moyenne, qui s'exprime comme

$$(\sigma_1 - \sigma_3) = \eta \dot{\epsilon},$$

où η est la viscosité et $\dot{\epsilon}$ le taux de déformation. Pour des raisons de dimensionnement, nous avons choisi pour le taux de déformation, une valeur moyenne,

$$\dot{\epsilon} = U/L$$

où U est la vitesse de raccourcissement et L la longueur initiale de l'expérience. Cependant, les résistances, pour les niveaux ductiles, déterminées à partir de ce taux de déformation n'expriment pas les valeurs réelles et sous-estiment la résistance visqueuse locale. Le calcul du taux de déformation réel nécessite d'estimer la largeur de la zone déformée. Celle-ci étant moins importante que la longueur initiale du modèle, le taux de déformation sera plus fort, ce qui conduit alors à un rapport R plus faible. La largeur de la zone déformée est objectivement difficile à déterminer, aussi avons nous paramétrisé dans un premier temps la résistance du niveau ductile à l'aide du taux de déformation moyen défini ci-dessus. A partir des résistances des niveaux fragiles et ductiles, le rapport de résistance R s'exprime alors comme:

$$R = \frac{\int_{h_D}^{h_F} \rho g z dz}{\int_{h_D}^{h_F} \eta \left(\frac{U}{L} \right) dz} = \frac{\rho g h_F^2}{2 \eta U h_D} L \quad (\text{IV-3})$$

où h_F est l'épaisseur du niveau fragile, et h_D l'épaisseur du niveau ductile. Ce rapport de résistance peut être modifié expérimentalement de deux manières. La première consiste, toutes choses étant égales par ailleurs, à faire varier le rapport d'épaisseur h_F/h_D entre les niveaux fragiles et ductiles. Plus l'épaisseur h_F sera importante et plus R sera élevé et plus la partie fragile contrôlera la déformation. Le second moyen consiste à faire varier la vitesse de déformation U . Pour des vitesses de déformation élevées, R sera faible (le niveau ductile sera très résistant), alors que pour de faibles vitesses, la résistance du niveau ductile sera faible et le rapport R sera important (FIG. IV-3). Dans nos expériences, nous avons fait varier ce rapport de 3 à 66 pour caractériser l'influence de chaque niveau sur le champ de déformation.

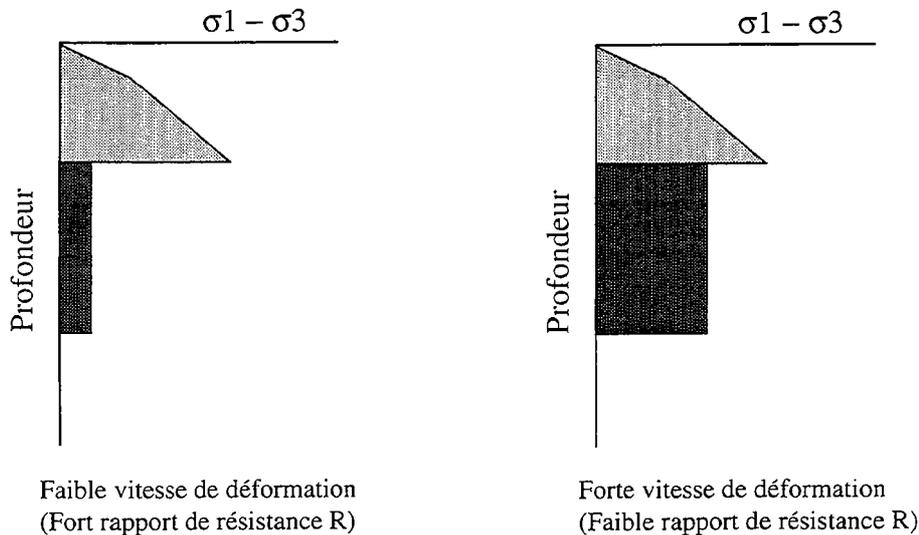


Figure IV-3 : Profil rhéologique de nos expériences correspondant à deux rapports de résistances différents. A gauche, la silicone est peu résistante, le rapport de résistance est élevé. A droite, la silicone est résistante, le rapport de résistance R est faible.

IV-1-3 Quantification de la déformation et techniques d'analyse

1- Technique d'acquisition du champ de déplacement

La déformation de la surface des expériences a été mesurée à l'aide de deux techniques différentes: (i) une digitalisation de la grille de surface à partir de reproductions photographiques, et (ii) une analyse stéréophotogrammétrique [Desrues, 1984]. La première méthode permet de traiter rapidement un grand nombre de données (par exemple, 1100 points par stade d'évolution pour les expériences de 1 mètre) mais avec une faible précision sur les déformations, d'environ 10%. La figure IV-4 montre l'histogramme des déformations locales apparentes, obtenues en superposant la même grille digitalisée deux fois. On voit ainsi que les déformations sont centrées sur un pic à 10%. Il n'est donc pas possible d'avoir accès aux faibles déformations. Cette méthode peut cependant être utilisée pour illustrer la distribution des déformations finies pour un fort raccourcissement.

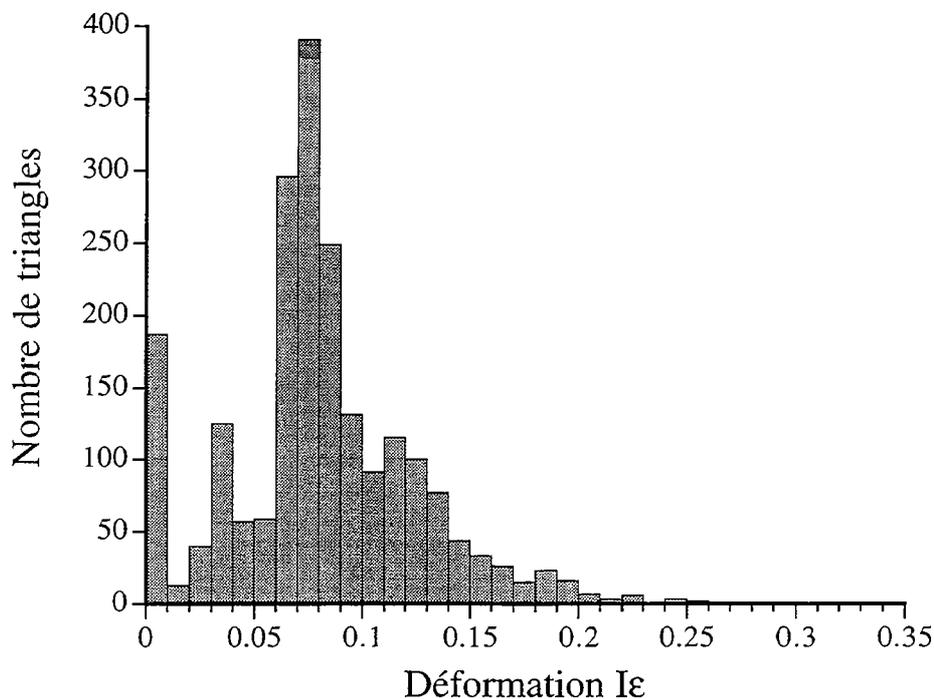


Figure IV-4 : Histogramme des déformations calculé à partir de deux digitalisations successives de la même grille. Cette distribution montre que l'erreur commise sur les déformations, par cette méthode d'analyse est de 10%.

La méthode de stéréophotogrammétrie permet une analyse plus précise de la déformation. L'erreur est de l'ordre de 10^{-3} soit une précision 100 fois supérieure à la digitalisation classique. La méthode est toutefois plus lourde à mettre en oeuvre. Elle regroupe un ensemble de techniques basées sur la mesure des écarts de parallaxes entre deux clichés différents. Il peut s'agir de deux photographies d'un même objet pris sous deux angles de vues différents au même moment (parallaxe spatiale), ou pour nos expériences, de deux stades différents d'une expérience photographiés suivant le même angle de prise de vue (parallaxe temporelle). Cette technique stéréophotogramétrique permet alors de reconstituer les déplacements de points entre les deux clichés [Desrues, 1983, Desrues et Duthilleul, 1984]. A partir de ce champ de déplacement, il est possible de restituer le champ de déformation. Cette technique comparée à l'analyse menée précédemment, nous permet une meilleure précision dans la saisie des points et donc une analyse de la déformation beaucoup plus fine. La précision sur la saisie des points est de l'ordre de la dizaine de micromètres, ce qui, ramené à l'échelle de nos expériences, nous donne une précision sur les déplacements de l'ordre du demi-millimètre, nettement supérieure à celle obtenue jusqu'à présent. Cet outil a déjà permis de caractériser l'apparition de la localisation de la déformation sur des échantillons de roches en compression simple [Torrenti et al., 1991; Tillard, 1992] et a aussi été utilisé pour l'analyse du champ de déplacement lors d'expériences analogiques [Peltzer et Tapponnier, 1988]. Cette analyse très fine de la déformation va nous permettre de caractériser très précisément le processus de localisation de la déformation dans nos expériences, et aussi d'effectuer une analyse multi-échelle du champ de déformation, afin de préciser l'éventuelle existence d'une échelle d'homogénéisation.

2- Mesure de l'hétérogénéité du champ de déformation

Le champ de déformation² a été caractérisé à partir de deux quantités. Il s'agit de l'intensité de la déformation I_ε et l'indice de localisation S_2 . L'intensité I_ε se définit comme le second invariant du tenseur des déformations et correspond à une mesure locale de la déformation. Elle est équivalente, à une constante de normalisation près, à la demi-différence des valeurs propres λ_1 et λ_2 du tenseur des déformations. Elle est définie comme

$$I_\varepsilon = \sqrt{(\varepsilon_{11} - \varepsilon_{22})^2 + 4\varepsilon_{12}^2} \quad (\text{IV-4})$$

Le calcul de l'intensité de déformation peut être effectué, soit en déformation finie (le stade de référence correspond au stade initial), soit en déformation incrémentale. Dans ce cas, on calcule le champ de déformation entre le stade i et le stade $i+di$. Cette

² Pour l'ensemble des expériences traitées en déformation finie, nous avons utilisé la déformation $\varepsilon = (\Delta l/l)$. Au contraire, pour les expériences traitées par stéréophotogrammétrie, nous avons utilisé la déformation logarithmique $\varepsilon = \log[(l+\delta l)/l]$ valide pour les petites déformations.

dernière analyse permet une étude très fine de l'évolution du champ de déformation et permet de préciser l'apparition de la localisation. A partir de la valeur de I_ε , mesurée pour tous les triangles élémentaires, on définit le second paramètre S_2 qui est un paramètre global et correspond qualitativement à une mesure de la surface déformée [Sornette et al., 1993]. Celui ci se définit comme

$$S_2 = \frac{1}{S_t} \frac{\left[\int_{S_t} I_\varepsilon dS \right]^2}{\int_{S_t} (I_\varepsilon)^2 dS} \quad (\text{IV-5})$$

où S_t est la surface totale de l'expérience. Comme dans notre cas, nous avons un ensemble discret de triangles, cette expression devient

$$S_2 = \frac{1}{N_t} \frac{\left[\sum_{N_t} I_\varepsilon \right]^2}{\sum_{N_t} (I_\varepsilon)^2} \quad (\text{IV-6})$$

où N_t est le nombre total de triangles élémentaires à partir desquels on calcule la déformation. Dans l'hypothèse d'une déformation homogène, tous les triangles supportent la même déformation I_ε . On a donc :

$$S_2 = \frac{1}{N_t} \frac{[N_t I_\varepsilon]^2}{N_t (I_\varepsilon)^2} = 1 \quad (\text{IV-7})$$

Par contre, si tous les triangles supportent une déformation différente, nous avons $\left[\sum_{N_t} (I_\varepsilon)^2 \right] > \left[\sum_{N_t} I_\varepsilon \right]^2$ et S_2 sera inférieur à 1.

Une large valeur de S_2 (proche de 1) correspondra donc à une déformation homogène, alors qu'une valeur plus faible indiquera une localisation de la déformation.

On peut aussi exprimer ce paramètre en fonction de la variance σ de la distribution de l'intensité de la déformation. La déformation moyenne $\langle I_\varepsilon \rangle$ vaut

$$\langle I_\varepsilon \rangle = \frac{1}{N_t} \sum_{N_t} I_\varepsilon(i) \quad (\text{IV-8})$$

où $I_\varepsilon(i)$ est la déformation supportée par le triangle i . La variance σ s'écrit alors comme

$$\sigma^2 = \langle I_\varepsilon^2 \rangle - \langle I_\varepsilon \rangle^2$$

ce qui conduit à

$$S_2 = \frac{\langle I_\varepsilon \rangle^2}{\langle I_\varepsilon \rangle^2 + \sigma^2} \quad (\text{IV-9})$$

Lorsque la déformation est homogène (FIG. IV-5), la distribution des déformations est unimodale, la variance tend vers zéro et S_2 tend vers 1. A l'opposé, lorsque la déformation est très localisée, la distribution est plus large et la variance est élevée. Le paramètre S_2 tend alors vers une valeur plus faible. La localisation de la déformation se traduit au cours du temps par la création d'une zone étroite où se concentre toute la déformation. Cela induit une distribution des déformation de plus en plus large. la variance augmente et le paramètre S_2 décroît. C'est donc l'évolution de S_2 avec la déformation imposée qui fixera le régime de déformation macroscopique (localisant ou non localisant).

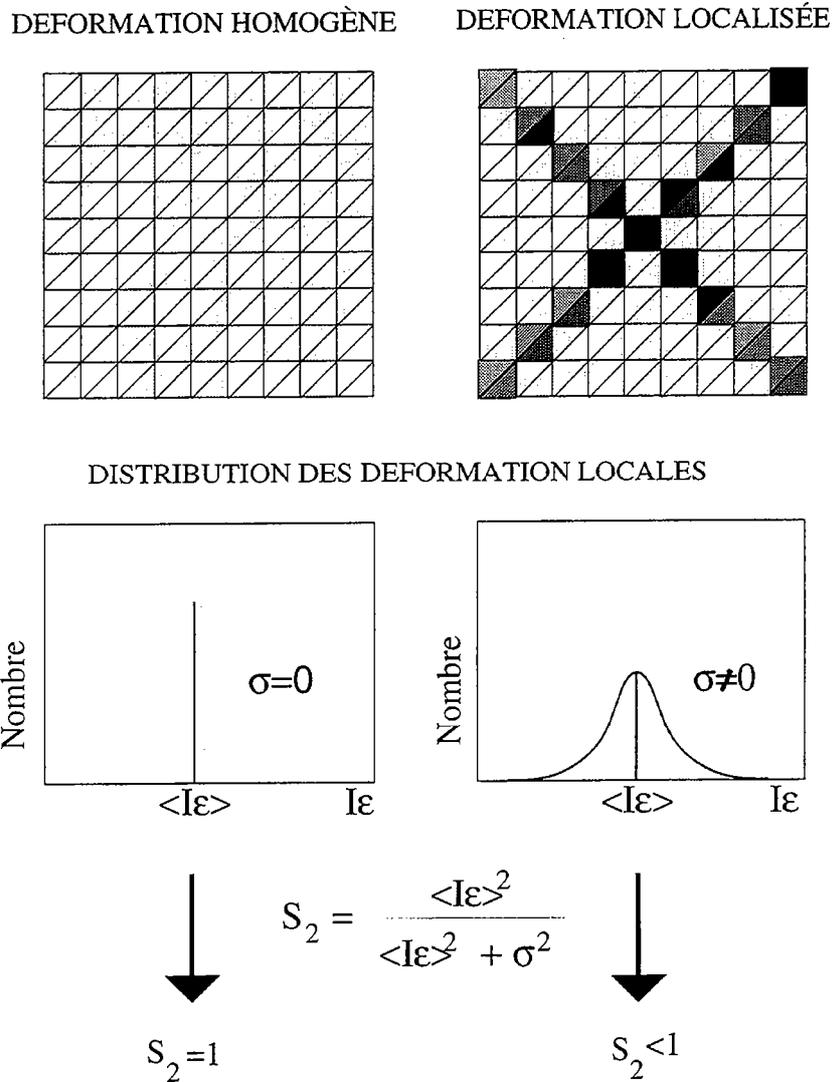


Figure IV-5 : Schéma montrant la valeur de S_2 en fonction du mode de déformation (homogène à gauche et hétérogène à droite) et signification de S_2 vis à vis de la variance σ .

IV-2 LES MODES DE DEFORMATION

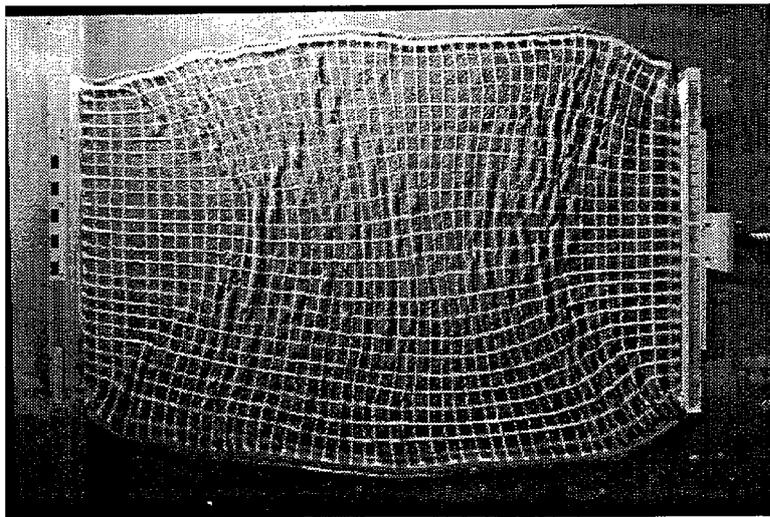
IV-2-1 Présentation et description des modes de déformation

1- Description qualitative.

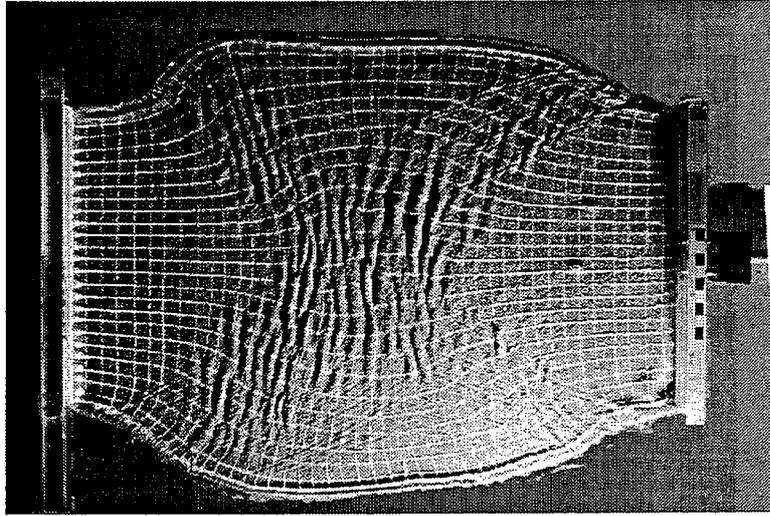
Nous avons réalisé dans un premier temps, pour une taille L donnée, différentes expériences pour différents rapports de résistances R existant entre les niveaux fragiles et ductiles. Suivant la valeur de R , le comportement macroscopique varie. La figure IV-6 montre trois expériences au même stade de raccourcissement (20%) pour trois valeurs différentes de R (12, 15 et 66). Ces expériences résument les trois modes de déformation typiquement rencontrés dans les systèmes fragile/ductile.

Le premier mode de déformation (que nous définirons comme le mode **A**) est associé au rapport de résistance R le plus faible. La déformation dans ce cas est distribuée sur l'ensemble de l'expérience, avec création d'une multitude de petites failles qui occupent tout l'espace. Ce réseau de failles diffus et dense se crée à partir de 5-7% de raccourcissement; les failles s'orientent majoritairement à 45° de la direction principale de raccourcissement. Le modèle se déforme macroscopiquement en prenant une forme de tonneau et l'extrusion est limitée. Ces failles ne semblent pas présenter de rotation au cours du temps.

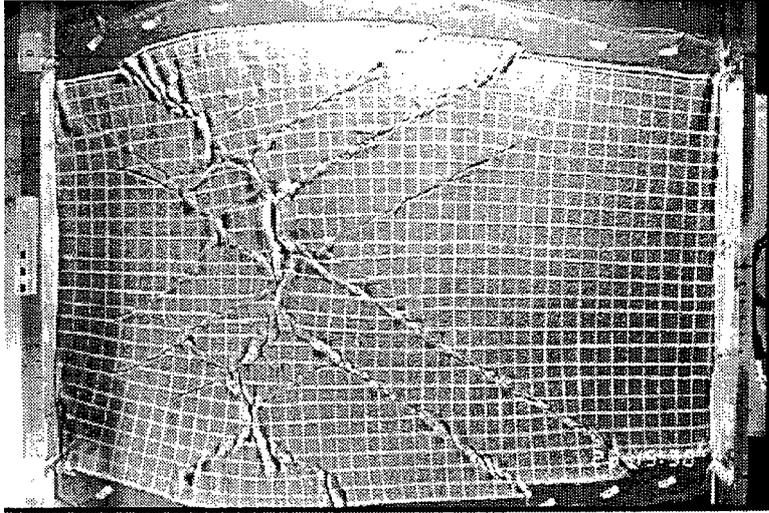
Augmentation du rapport de résistance R



Mode **A**



Mode **B**



Mode **C**

Fig. IV-6 : Vue de surface de trois différents modes de déformations observés pour 20% de raccourcissement en fonction du rapport de résistance R . Le mode **A** correspond aux faibles rapports, le mode **B** aux rapports intermédiaires et le mode **C** aux forts rapports de résistance.

Pour un même raccourcissement mais un rapport de résistance plus important ($R=15$), nous observons un autre mode de déformation (mode **B**). La déformation est localisée le long de deux bandes de cisaillements auxquelles est associé un réseau complexe de failles. On distingue deux familles de failles conjuguées qui jouent en décrochements. La première famille correspond aux failles orientées NE-SW dont le jeu est sénestre, la seconde est orientée NW-SE et correspond à des décrochements dextre. Les rejets les plus importants atteignent quelques centimètres comme le montre le décalage des marqueurs passifs. De larges surfaces ne sont pas affectées par la fracturation et subissent une rotation au cours du temps, qui reste toutefois inférieure à 10° . Ces failles apparaissent au centre de l'expérience, à partir de 5-7% de raccourcissement, s'enracinent à l'interface entre le sable et la silicone et tendent à se connecter aux bordures libres de l'expérience. L'extrusion latérale semble aussi importante que dans le cas d'expériences non-localisantes. Par contre, l'échantillon prend une forme de barillet typique, observée en simulations numériques et lors d'essais expérimentaux sur des échantillons de roches.

Lorsque le rapport de résistance est encore plus élevé, la déformation se localise le long de grandes failles qui traversent l'expérience de part en part (mode **C**). Ces failles accommodent tout le raccourcissement imposé et décalent fortement les marqueurs passifs en expulsant de vastes portions non déformées vers les bordures libres.

La figure IV-7 illustre l'évolution au cours du temps d'une expérience localisante (mode **B**) et d'une expérience non localisante (mode **A**) pour les mêmes stades de raccourcissement (10, 15 et 20%). Pour un fort rapport R ($R=37$ en haut), la déformation se caractérise par une localisation progressive de la déformation le long de bandes de cisaillements et par la nucléation, la croissance et la connexion des failles. La déformation est symétrique par rapport à l'axe de raccourcissement. On observe en outre deux zones triangulaires non déformées au voisinage des pistons. Ces "triangles morts" sont induits par le frottement du bicouche sable-silicone sur les pistons et traduit la nature fortement non-linéaire de la rhéologie de nos modèles ainsi que l'existence d'un seuil de plasticité. Pour un faible rapport de résistance ($R=3$ en bas), quel que soit le raccourcissement, la déformation reste distribuée sur toute la surface de l'expérience. On note dans ce cas une diminution de la taille des "triangles morts". Enfin la figure IV-8 montre différentes expériences au même stade de raccourcissement (toujours 20%) mais pour toute une gamme de valeurs de R . On voit nettement que lorsque le rapport de résistance diminue, on passe d'un mode de déformation localisé à un mode de déformation non-localisé.

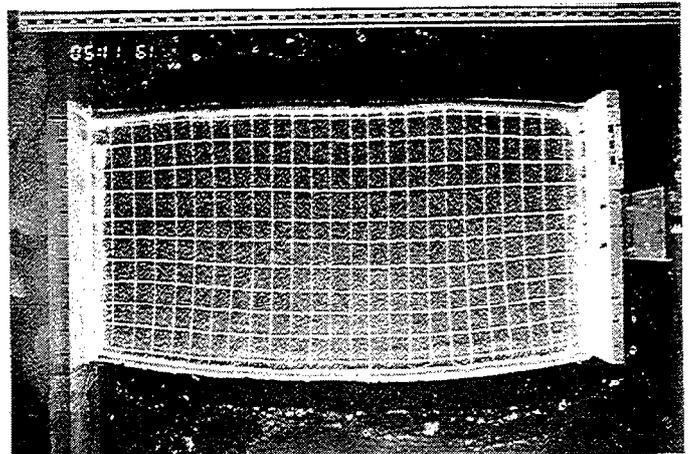
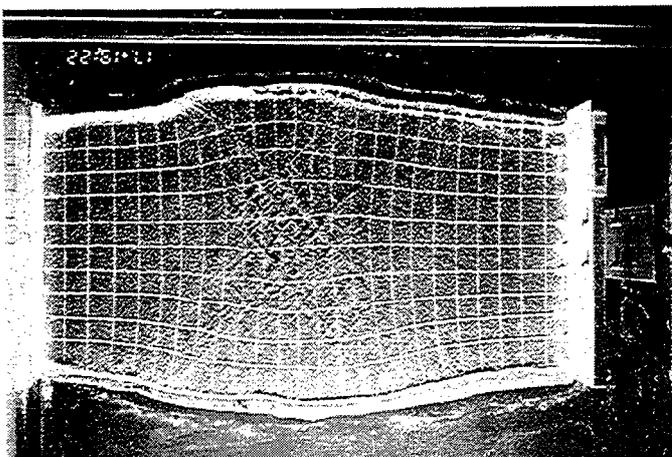
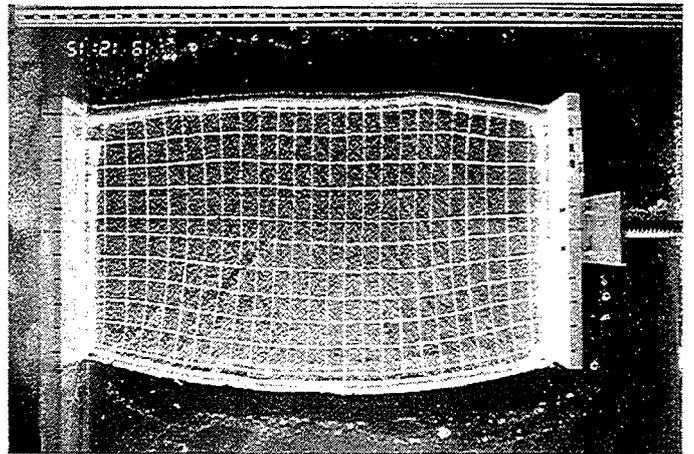
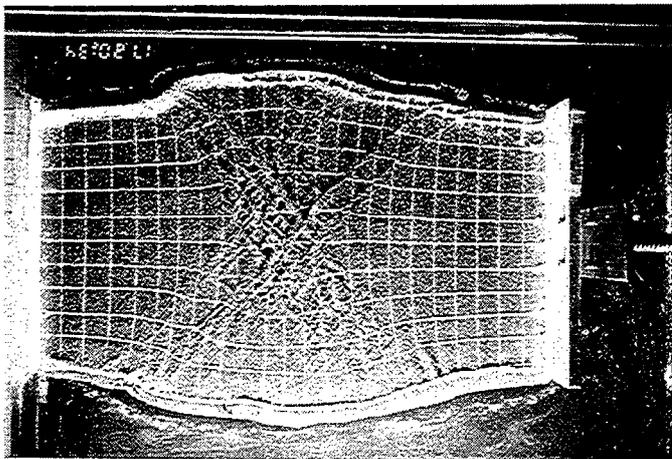
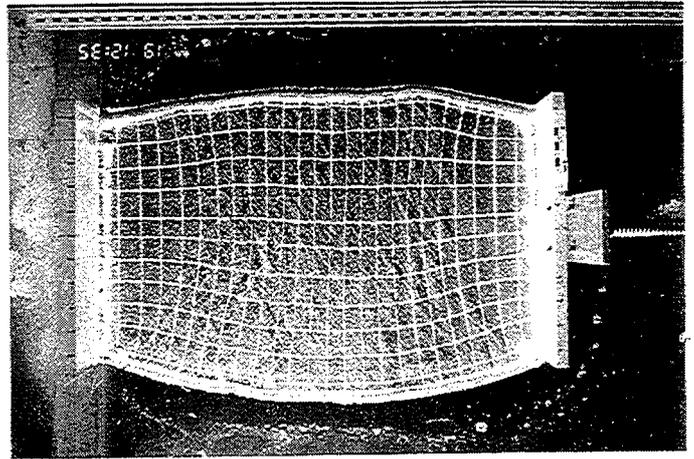
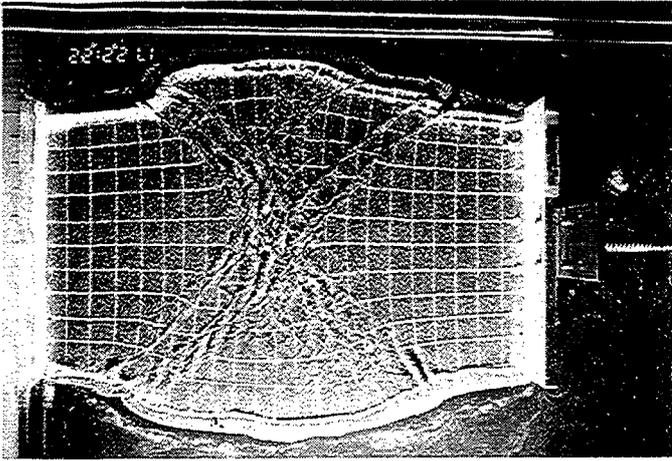
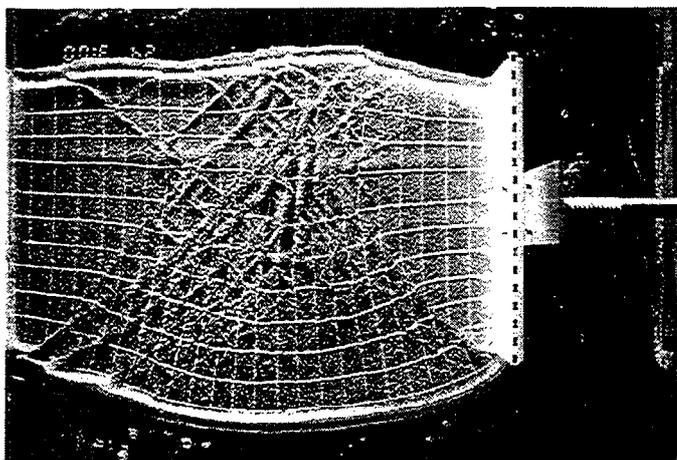
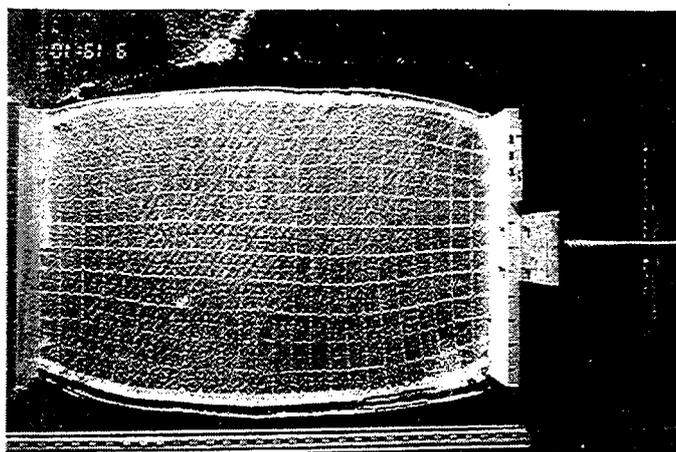


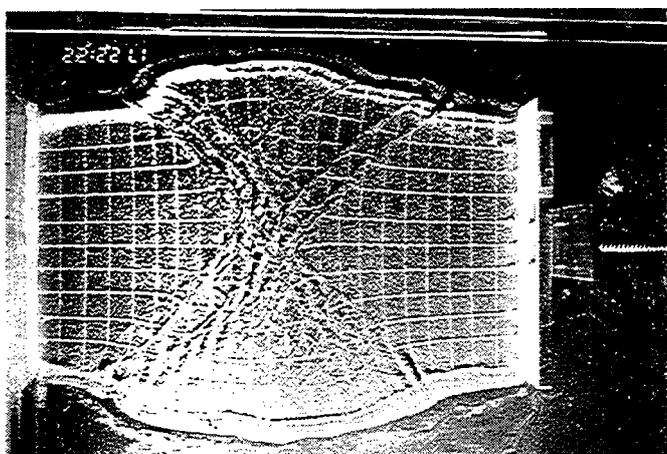
Fig IV-7 : Comparaison entre une expérience réalisée avec un fort rapport de résistance R (Exp. N°13 $R=37$, en haut) et une expérience réalisée avec un faible rapport de résistance R (exp N°14 $R=7,4$, en bas).



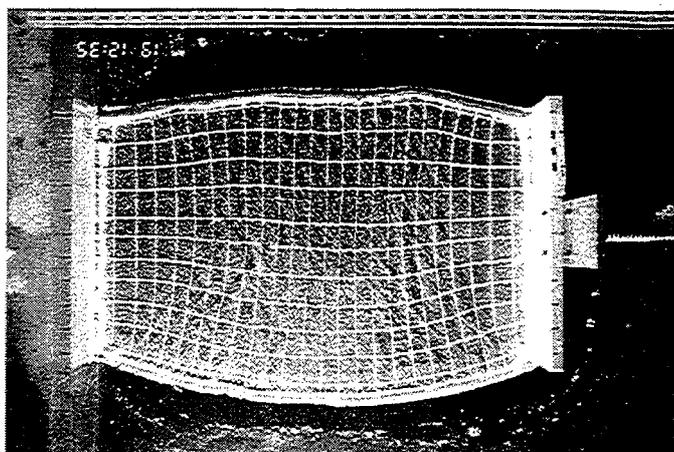
(a)



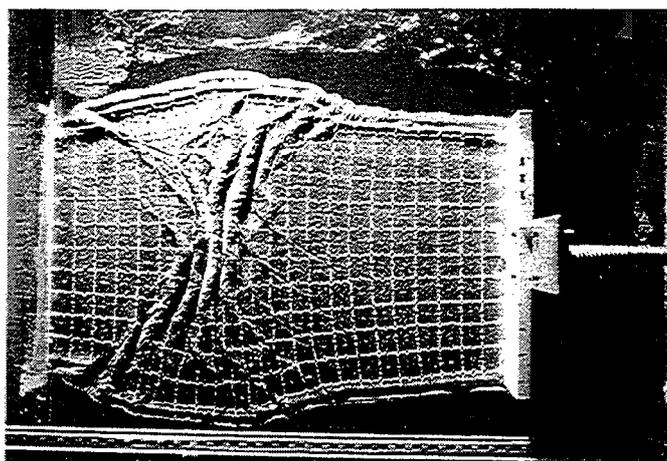
(b)



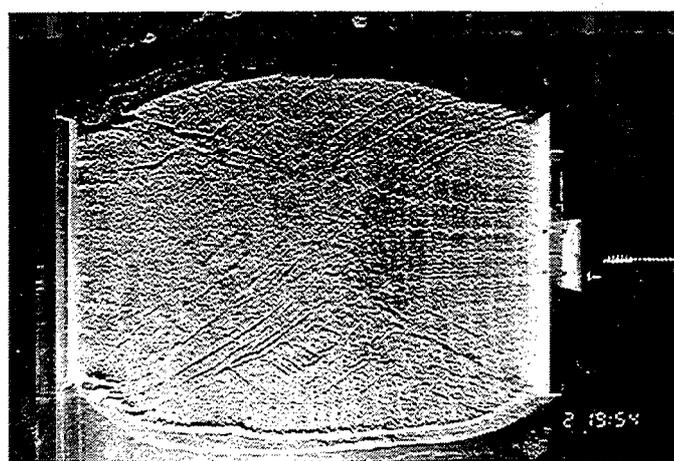
(c)



(d)



(e)



(f)

Fig. V-8 : Vue de surface, pour 20% de raccourcissement, des expériences réalisées avec différents rapport de résistances, (a) $R=42$ Exp. N°12 ; (b) $R=37$ Exp. N°13 ; (c) $R=18,5$ Exp. N°8 ; (d) $R=14,7$ Exp. N° 31 ; (e) $R=7,4$ Exp. N°14 ; (f) $R=2,9$ Exp. N°32. Les expériences N°31 et 32 sont des expériences tricouches. Leur caractéristiques sont reportées dans le tableau IV-3

La déformation macroscopique finale présente une organisation différente, qui dépend du couplage existant entre les couches fragiles et les couches ductiles. Il est donc possible de dresser un typologie des modes de déformation en fonction du rapport R . Celle-ci a aussi été établie numériquement, et fera l'objet d'un paragraphe ultérieur et est reportée entièrement en *Annexe*. Ces simulations ont permis de caractériser la transition entre le régime purement localisant (mode **C**) et le régime non-localisant (mode **A**). Nous nous intéresserons plus particulièrement à l'étude de la transition entre le mode non-localisant (mode **A**) et le mode de déformation localisant (mode **B**).

2- Analyse du champ de déformation finie

Des expériences de dimension horizontale $L=1000$ mm ont été réalisés pour différentes valeurs de R . L'intensité de la déformation au sein de chaque triangle a été calculée à partir d'une digitalisation "classique" de la grille de marqueurs passifs. Les caractéristiques de ces expériences sont données dans le tableau IV-2 et le champ de déformation est présenté sur la figure IV-9. Pour chaque expérience, l'intensité de la déformation est normalisée par la valeur de la déformation maximale. Les zones les plus foncées indiquent les valeurs de déformation les plus proches de la déformation maximale.

Pour les deux essais localisants, il existe deux domaines bien distincts. Un domaine qui présente une déformation très faible, et un domaine (correspondant aux deux bandes de cisaillements connectant les bordures latérales) où la déformation est plus élevée. Au contraire, pour les deux essais non localisants, ce contraste entre les zones fortement et faiblement déformées n'existe pas et la déformation semble distribuée de manière plus homogène sur l'ensemble de l'expérience. Pour les quatre essais, on note également la présence de deux triangles morts induit par le frottement du bicouche sur les pistons (cf. FIG. IV-8). La taille de ces triangles diminue avec la vitesse de raccourcissement (i-e R diminue) ce qui est compatible avec une résistance plus importante des couches de silicone.

A cause des conditions aux limites utilisées et en particulier suite au frottement sur les pistons, le champ de déformation à l'état fini ne montre pas de différence fondamentale entre les différents essais. L'analyse de l'évolution de la déformation au cours du temps est beaucoup plus instructive car elle permet de mettre en évidence (s'il existe) le processus de localisation de la déformation. Cette analyse a été effectuée à partir de l'évolution de la déformation moyenne $\langle J_\varepsilon \rangle$ qui représente une moyenne arithmétique des intensités locales de déformation (équation IV-4), et à partir de l'indice de localisation S_2 (équation IV-6) qui représente une mesure intégrée globale de la distribution des déformations locales.

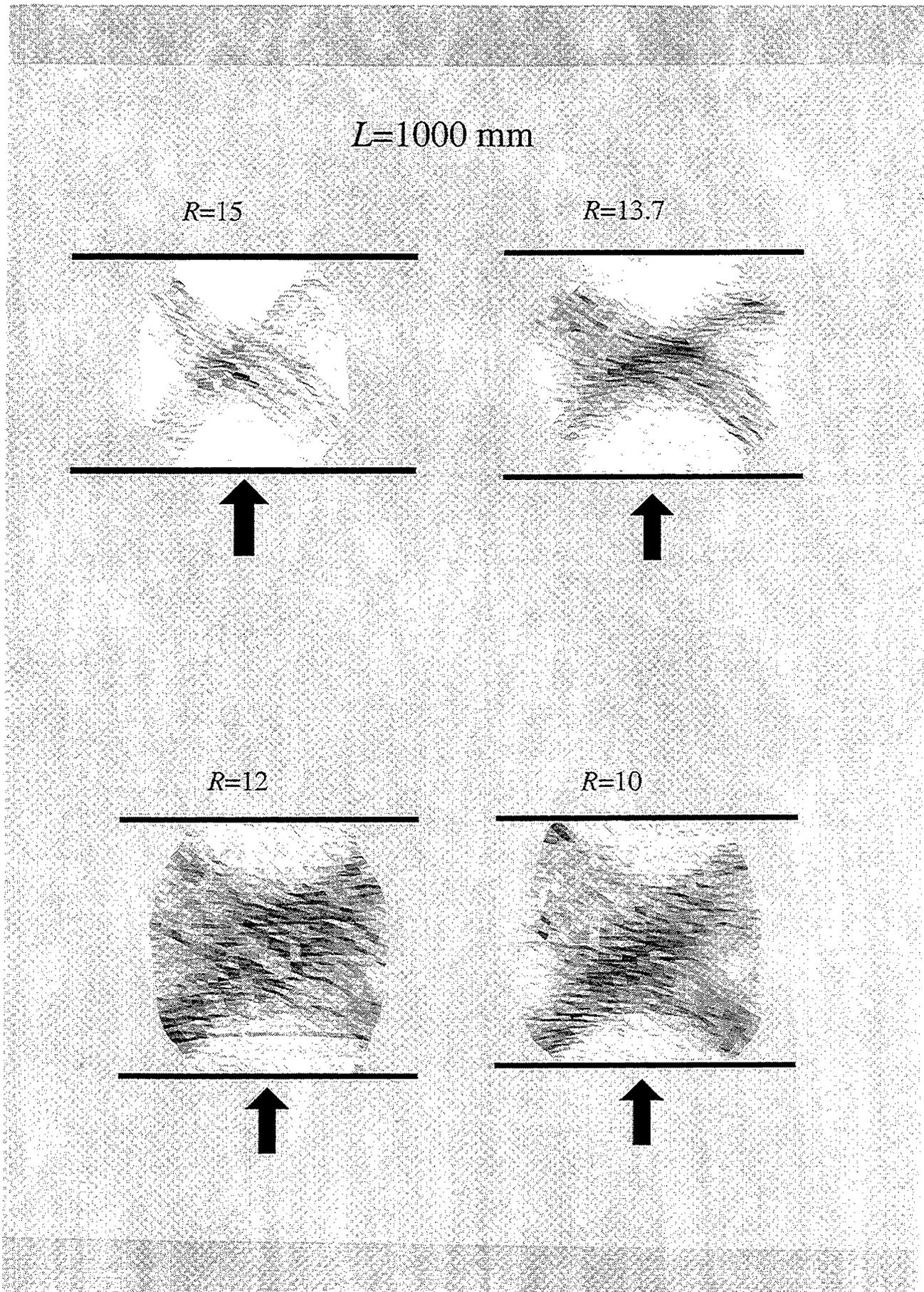


Figure IV-9 : Champs de déformation obtenus après 20% de raccourcissement pour quatre expériences réalisées avec différents rapports de résistance R (Expériences N°3, 4, 5 et 6).

N°	Longueur L (mm)	h_F (mm)	densité du sable (kg.m^{-3})	h_D (mm)	densité de la silicone (kg.m^{-3})	Viscosité de la silicone (10^4 Pa.s)	Vitesse de déformation (mm.hr^{-1})	Rapport de résistance	Caractéris- tiques
1	1000	5	1400	20	1360	4,5	30,0	22,90	Loc
2	1000	5	1400	20	1360	3,0	40,0	25,70	Loc
3	1000	5	1400	20	1400	4,0	50,0	15,07	Loc
4	1000	5	1400	20	1400	4,0	55,0	13,70	Loc
5	1000	5	1400	20	1400	4,0	65,0	11,90	NLoc
6	1000	5	1400	20	1400	4,0	75,0	10,04	NLoc
7	1000	5	1400	20	1400	4,0	95,0	7,930	NLoc
8	750	5	1230	20	1340	5,5	20,0	18,52	Loc
9	750	5	1270	20	1350	5,5	20,0	18,20	Loc
10	750	5	1230	20	1340	5,5	100,0	3,750	NLoc
11	750	5	1270	20	1350	5,5	100,0	3,650	NLoc
12	750	5	1400	10	1340	5,5	20,0	42,10	Loc
13	750	5	1230	10	1340	5,5	20,0	37,06	Loc
14	750	5	1230	10	1340	5,5	100,0	7,400	NLoc
15	400	5	1400	20	1360	5,0	85,0	2,900	Loc
16	400	5	1400	20	1360	5,0	50,0	4,950	NLoc
17	400	10	1400	20	1360	5,0	66,0	15,26	Loc
18	400	10	1400	20	1360	5,0	103,0	10,00	Loc
19	400	10	1400	20	1360	5,0	206,0	5,000	Loc
20	400	10	1400	20	1360	5,0	250,0	3,950	NLoc
21	400	15	1400	20	1360	5,0	370,0	6,000	Loc
22	400	15	1400	20	1360	5,0	550,0	4,040	NLoc
23	400	5	1400	10	1360	5,0	40,0	12,30	NLoc
24	200	5	1400	20	1360	5,0	12,3	10,10	Loc
25	200	5	1400	20	1360	5,0	24,7	5,000	Loc
26	200	5	1400	20	1360	5,0	41,2	3,000	Loc
27	200	5	1400	20	1360	5,0	82,4	1,500	NLoc

Tableau IV-2 : Paramètres expérimentaux. Le mode de déformation est indiqué dans la dernière colonne : Loc, mode localisant; NLoc, mode non-localisant

L'indice de localisation S_2

Afin de suivre l'évolution temporelle du champ de déformation, nous avons calculé l'indice de localisation S_2 pour différents raccourcissements (FIG. IV-10). Celui-ci montre deux comportements distincts, en fonction de la valeur de R . Pour les deux essais ayant le plus fort rapport R , dans les premiers stades de l'expérience, les déformations enregistrées par les déplacements de la grille disposée à la surface montre que S_2 représente 80% de la surface totale. Etant donné l'imprécision sur la mesure de I_ε , cette valeur n'est pas différente de celle obtenue pour une déformation totalement homogène. En effet, une déformation homogène se caractérise par une valeur de S_2 égale à 1, ce qui implique une variance nulle (cf. équation IV-9). La figure IV-5 qui montre l'histogramme des déformations obtenu après la digitalisation de la même grille est loin de la fonction unimodale centrée sur zéro attendue théoriquement. Par conséquent, lorsque la déformation moyenne $\langle I_\varepsilon \rangle$ est faible, c'est la valeur de la variance σ liée aux erreurs de mesures qui va contrôler la valeur de S_2 .

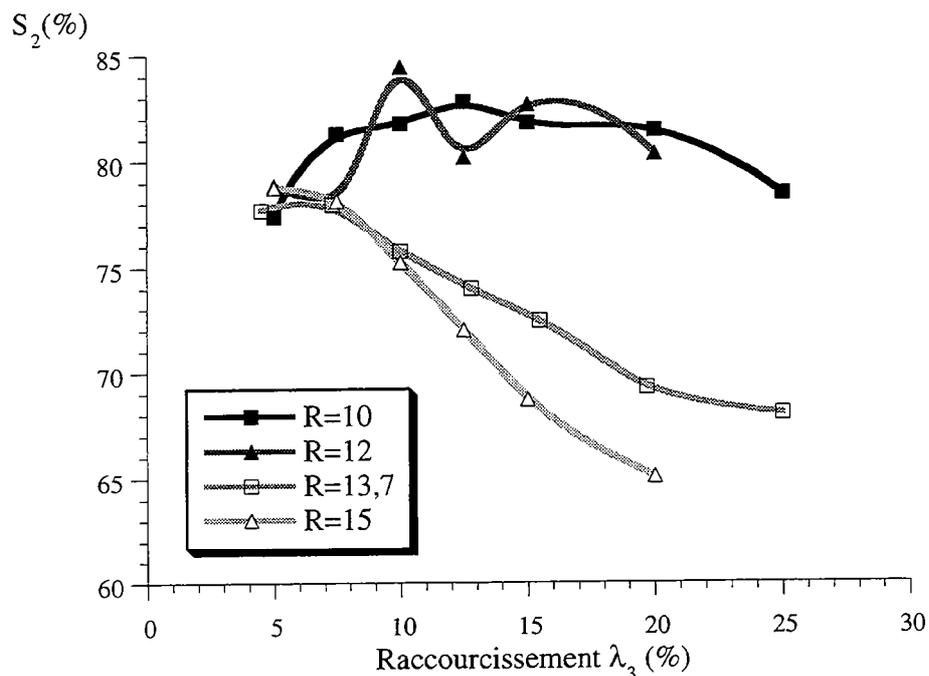


Figure IV-10 : Evolution au cours du raccourcissement pour les quatre essais présentés sur la figure IV-9 du paramètre de localisation S_2 (Expériences N°3, 4, 5 et 6). La diminution de ce paramètre indique une localisation progressive de la déformation.

A mesure que le raccourcissement devient plus important, la déformation est de moins en moins homogène et les valeurs obtenues pour S_2 diminuent régulièrement jusqu'à 65% de la surface totale; il y a donc une réelle localisation de la déformation à l'intérieur des bandes de cisaillements observables sur la figure IV-9. Pour les deux autres essais, la surface déformée S_2 ne varie pas avec la déformation imposée; S_2 reste

constant autour de 80%, traduisant ainsi une déformation distribuée. Le passage entre un mode de déformation localisant et un mode non localisant a lieu pour un rapport critique R_c . Cette transition est brutale et, pour cette série d'expériences avec une dimension horizontale initiale $L=1000$ mm, R_c est égal à 13. Nous verrons plus loin que ce rapport critique R_c varie en fonction de la dimension horizontale de l'expérience. lorsque $R > R_c$, l'initiation de la déformation est aussi très sensible à la valeur du rapport de résistance. En augmentant R , la localisation est de plus en plus précoce.

Intensité de la déformation et distribution des déformations locales

Nous avons caractérisé la localisation de la déformation à partir de l'indice S_2 . Celui-ci correspond à une mesure moyenne; il intègre sur toute la surface de l'expérience des variations de déformation. Une analyse plus précise (mais peut-être moins lisible) peut être obtenue en étudiant la distribution de l'ensemble des déformations à l'intérieur de l'expérience. Pour cela nous avons calculé la distribution de densité $N(I_e)$ de l'intensité de la déformation locale I_e mesurée pour chaque triangle élémentaire. Cela revient à mesurer le nombre de triangles dont l'intensité de la déformation I_e est comprise dans un intervalle $[I_e, I_e+dI_e]$. La quantité dI_e est importante puisque c'est elle qui va fixer le degré de lissage de la distribution. La valeur retenue sera celle pour laquelle les fluctuations seront les moins importantes.

L'évolution en déformation finie et à partir d'une digitalisation classique de cette distribution de densité $N(I_e)$, pour un régime de déformation localisant ($R=15$) et non localisant ($R=10$) est reportée sur la figure IV-11. Nous n'avons pas représenté les valeurs de déformation inférieures à 0,1; celles-ci se situent dans la gamme d'erreur. Dans les premiers stades de l'expérience, aucune distinction ne peut être faite entre les deux modes (en haut). Dans les deux cas, la déformation est distribuée sur toute la surface et la distribution est centrée sur la déformation moyenne imposée. En augmentant le raccourcissement, les deux modes s'individualisent et on observe pour le régime localisant une différence dans la distribution des fortes valeurs de l'intensité de la déformation (au centre et en bas).

Cette étude en déformation finie montre qu'en fonction du rapport de résistance R , il est possible d'individualiser deux modes de déformation différents. La transition entre chacun de ces deux modes est brutale et intervient pour un rapport critique R_c . De plus, le processus de localisation est un phénomène progressif, qui ne nécessite pas l'existence de grandes zones de faiblesse préexistantes. Celui-ci peut résulter entre autres des interactions existant entre les premières fissures créées et/ou de la modification des propriétés mécaniques locales des zones déjà déformées. Afin d'affiner ces résultats, et le passage d'une déformation distribuée à une déformation localisée, nous avons analysé le champ de déformation incrémental d'une expérience localisante.

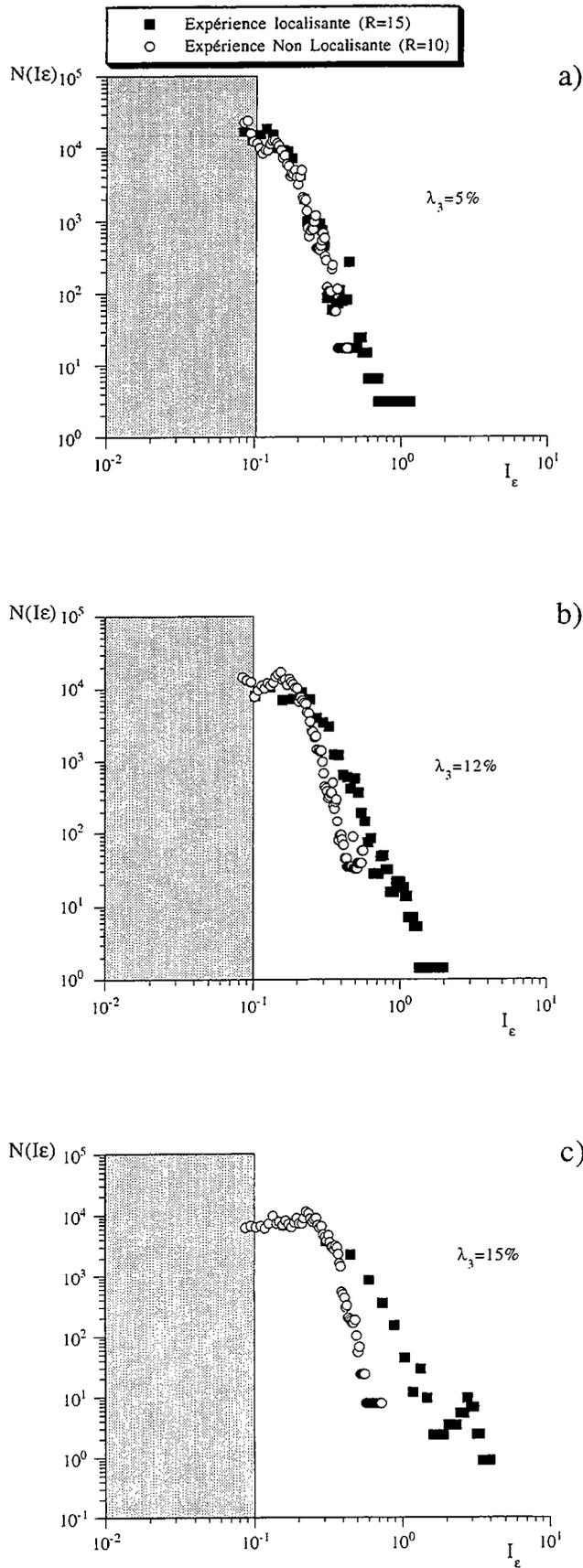


Figure IV-11 : Distribution de l'intensité de déformation $N(I_e)$ pour une expérience localisante (Exp. N° 3, R=15) et une expérience non-localisante (Exp. N°6, R=10) pour 5% (a), 12,5% (b) et 15% (c) de raccourcissement. La zone grisée indique les déformations pour lesquelles les valeurs sont comparables à l'erreur liée à la digitalisation.

3- Analyse du champ de déformation incremental

L'analyse précédente a été effectuée en déformation finie et il est très difficile de déterminer le moment précis où la localisation a lieu. De plus, les erreurs associées à la digitalisation classique ne nous permettent pas d'effectuer une analyse incrémentale de la déformation, très sensible aux faibles valeurs de déformation. Grâce à la stéréophotogrammétrie et à la très grande précision dans la mesure du déplacement des points, nous avons effectué une analyse incrémentale complète du champ de déplacement et du champ de déformation. Cette analyse a été réalisée pour tous les stades incrémentaux d'une expérience localisante (expérience N°2, $R=25,7$) dont le rapport de résistance R est supérieur à R_c . Chaque incrément correspond à un raccourcissement de 1%, et a été caractérisé par son champ de déplacement et par son champ de déformation. Compte tenu de la lourdeur de l'analyse, une seule expérience a été traitée.

Champ de déplacement et déformation

Le champ de déplacement et le champ de déformation associé pour quatre incréments de raccourcissements différents est présenté sur la figure IV-12. Le champ de déplacement dans les premiers stades de raccourcissement est relativement homogène et continu. La déformation, faible, est distribuée sur l'ensemble de la surface. Lorsque la déformation imposée augmente (incrément 4-5%), on observe une divergence dans la direction des vecteurs déplacements. Le point où cette divergence s'initie est situé au centre de l'essai. La déformation commence à se concentrer le long d'une bande située au centre de l'expérience. Lorsque le raccourcissement est plus important, la divergence s'accroît et on distingue quatre grandes zones limitées par (i) un fort gradient dans le champ de déplacement et/ou (ii) un changement important dans l'orientation des vecteurs. Le fort gradient dans le champ de déplacement est visible entre le bloc Sud caractérisé par de forts déplacements relativement constants en amplitude, et le bloc Nord, où les déplacements sont nuls. À l'Est et à l'Ouest, on observe un changement dans l'orientation des vecteurs. Ceux-ci passent brutalement d'une orientation N-S à une orientation N-W dans le bloc Ouest et à une orientation N-E dans le bloc Est. Au sein de ces deux blocs, le déplacement est constant. Les deux lignes qui délimitent ces quatre zones correspondent aux deux bandes de cisaillements observées sur l'expérience et à la zone où sont concentrées les failles. Ces deux bandes sont orientées à 30-45° de la direction principale de raccourcissement.

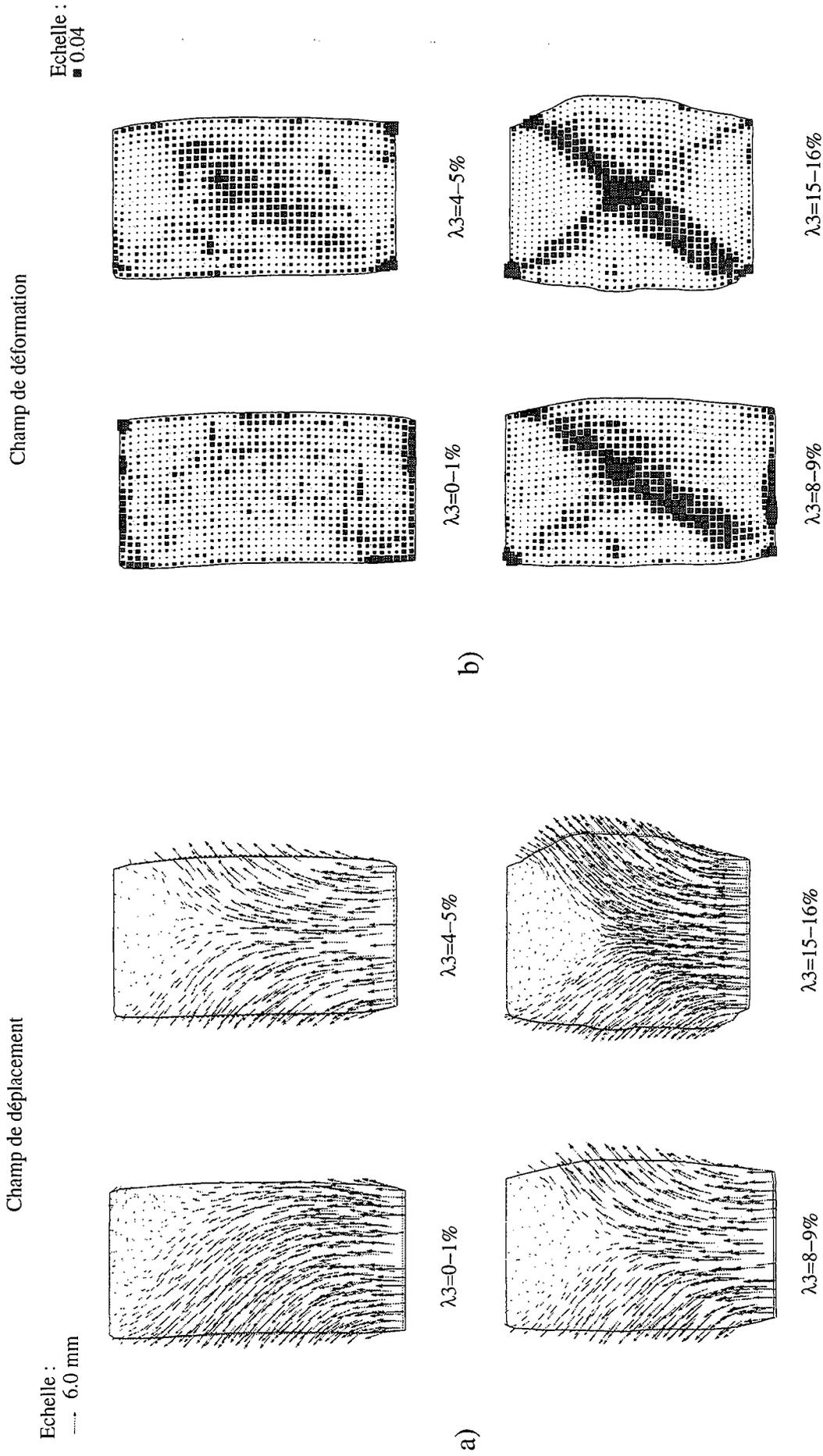
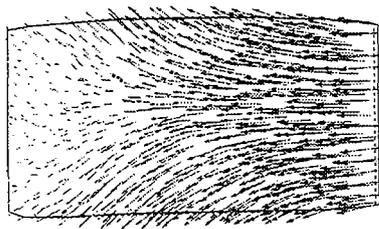


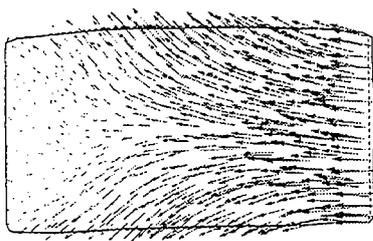
Fig. IV-12 : Champs de déplacements (a), et champs de déformations associés (b) de l'expérience N°2, obtenus pour quatre incréments de raccourcissement différents ($\lambda_3=0-1\%$, $4-5\%$, $9-10\%$ et $15-16\%$). L'échelle de la figure (a) est indiquée en haut à gauche et correspond à un déplacement de 6 mm. Celle de la figure (b) est reportée en haut à droite et correspond à une intensité de 0,04.

Champ de déplacement

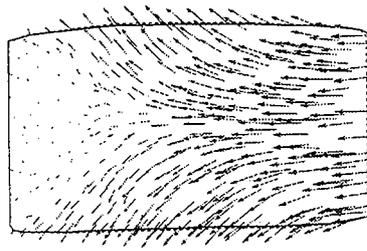
Echelle:
6.0 mm



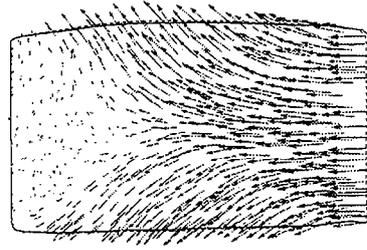
$\lambda_3=2-3\%$



$\lambda_3=3-4\%$



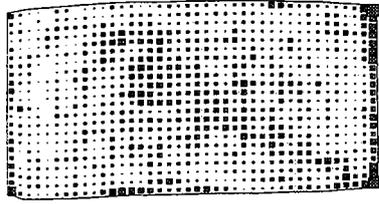
$\lambda_3=4-5\%$



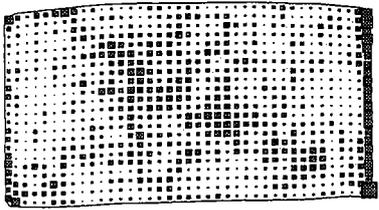
$\lambda_3=5-6\%$

Champ de déformation

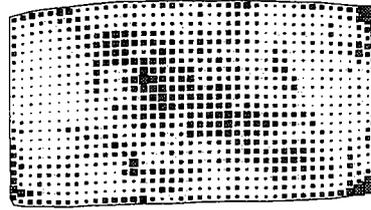
Echelle:
0.04



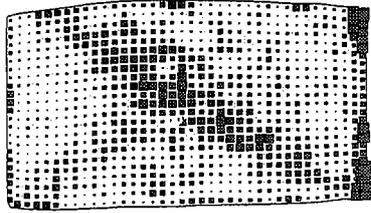
$\lambda_3=2-3\%$



$\lambda_3=3-4\%$



$\lambda_3=4-5\%$



$\lambda_3=5-6\%$

Fig. IV-13 : Champs de déplacements (a), et champs de déformations associés (b) de l'expérience N°2, obtenus pour quatre incréments de raccourcissement différents ($\lambda_3=2-3\%$, $3-4\%$, $4-5\%$ et $5-6\%$). L'échelle de la figure (a) est indiquée en haut à gauche et correspond à un déplacement de 6 mm. Celle de la figure (b) est reportée en haut à droite et correspond à une intensité de 0,04.

Le passage depuis une déformation distribuée jusqu'à une déformation localisée a été caractérisé à partir de cette première analyse. Une analyse plus fine nous permet de pointer le moment précis où cette localisation a lieu. Pour cela nous avons analysé le champ de déplacement et le champ de déformation pour quatre incréments successifs (2-3%, 3-4%, 4-5% et 5-6%). La localisation est relativement précoce puisqu'elle est effective dès 5% de raccourcissement (FIG. IV-13). D'autre part, l'analyse stéréophotogrammétrique nous montre des variations spatiales et temporelles de l'intensité de la déformation. Celles-ci interviennent dans les premiers stades de raccourcissement, lorsque la déformation n'est pas corrélée. Elles sont associées au fonctionnement des premières failles et/ou aux hétérogénéités locales de résistances. La perte d'homogénéité dans le champ de déplacement résulte de la nucléation et du fonctionnement des premières failles au sein de l'expérience.

Ces fluctuations de l'intensité de la déformation sont cohérentes avec les résultats obtenus à partir d'études numériques qui montrent des variations dans l'activité des failles au cours du temps [Cowie *et al.*, 1993b, 1995; Sornette *et al.*; 1994]. Elles sont aussi comparable aux fluctuations observées lors de l'enregistrement des émissions acoustiques sur les échantillons de roches déformés sous presse. Dans ce dernier type d'expérience, une phase d'endommagement, où la déformation n'est pas corrélée et où les fluctuations sont les plus importantes précède aussi la localisation de la déformation [Hirata *et al.*, 1987; Lockner *et al.*, 1992; Lockner, 1993, 1995; Shah *et Labuz*, 1995].

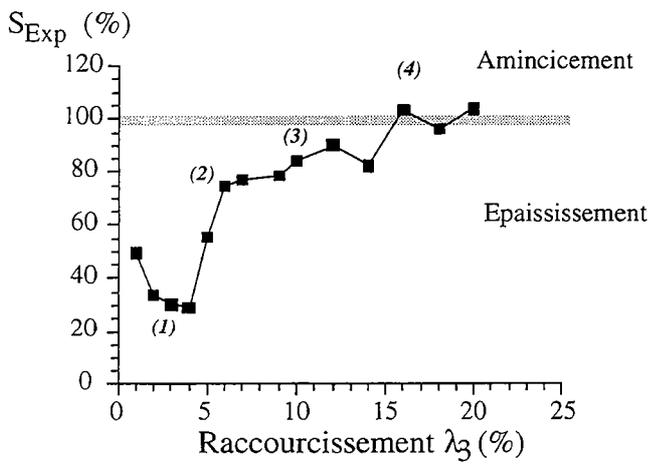
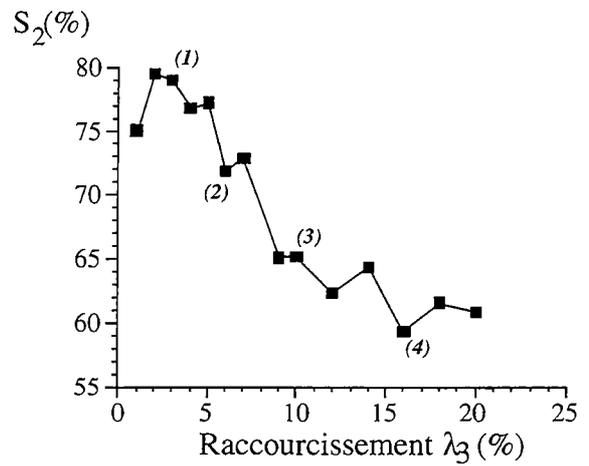
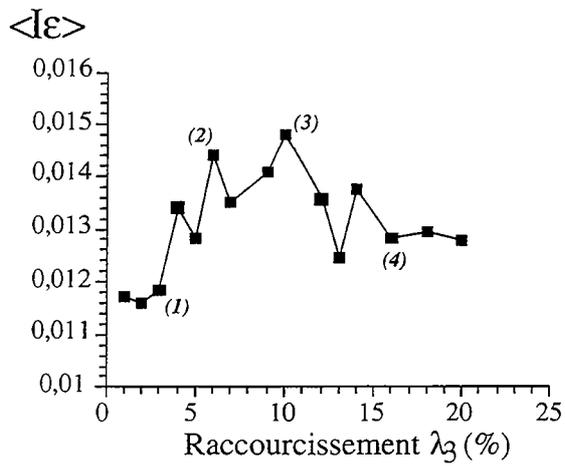
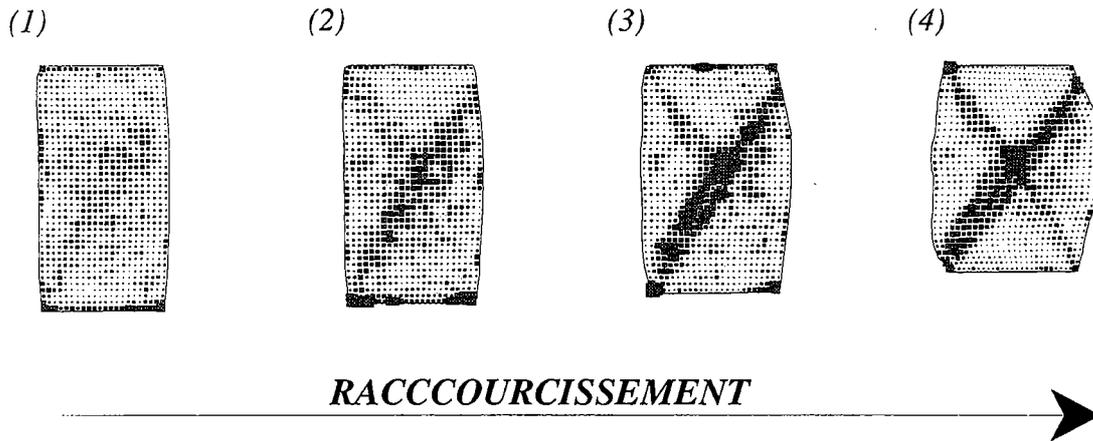
Pour compléter l'étude effectuée en déformation finie, nous avons aussi mesuré, pour chaque incrément, la déformation moyenne $\langle I_e \rangle$ et l'indice de localisation S_2 . De plus, du fait des conditions aux limites utilisées dans nos expériences, le déplacement imposé peut être accommodé par extrusion latérale de matériel. Afin de préciser l'influence de la localisation sur cette extrusion, nous avons mesuré la variation de surface totale. Nous avons donc mesuré la surface expulsée latéralement de part et d'autre des deux pistons (S_{exp}) et nous l'avons comparée à la surface indentée (S_i). Le rapport de ces deux quantités donne le pourcentage de surface expulsée. Dans le cas où $S_{exp} < S_i$, la surface expulsée est moins importante que la surface indentée, l'accommodation du déplacement se fait globalement par épaissement. Dans le cas contraire, l'accommodation se fait par extension.

Nous avons donc suivi l'évolution de ces trois paramètres pour chaque incrément de raccourcissement et interprété leur évolution temporelle en terme d'organisation de la déformation. La figure IV-14 montre, associée à cette évolution temporelle, le champ de déformation pour quatre stades de déformation. Il s'agit des incréments de raccourcissement 2-3%, 5-6%, 9-10% et 15-16%.

Déformation moyenne $\langle I_\epsilon \rangle$, indice de localisation S_2 et extrusion

La moyenne des déformations locales $\langle I_\epsilon \rangle$, malgré quelques fluctuations, est constante au cours du raccourcissement et est égale à la déformation moyenne imposée (FIG. IV-14a). L'indice S_2 traduit l'organisation de la déformation et le degré de localisation de la déformation. Dans les premiers stades de raccourcissement, la déformation est distribuée sur toute la surface de l'expérience et le paramètre S_2 est élevé (FIG. IV-14b). En augmentant le raccourcissement, S_2 diminue fortement, traduisant ainsi le début de la localisation. La chute du paramètre S_2 correspond au début de la localisation le long d'une première bande de cisaillement orientée SW-NE ($\lambda_3=5-6\%$). En augmentant la déformation imposée, la bande de cisaillement se développe progressivement, ce qui se traduit par une décroissance régulière de S_2 . Lorsque cette bande connecte les deux bordures latérales ($\lambda_3=9-10\%$), S_2 se stabilise autour de 60% et n'évolue plus avec la déformation imposée. C'est aussi à partir de ce raccourcissement que la déformation moyenne se stabilise. Tout le déplacement est alors accommodé par la bande de cisaillement. Une seconde bande, qui se forme à partir de 10%, orientée NE-SW, ne tend pas à augmenter S_2 . Celle-ci n'accommode qu'une faible partie de la déformation imposée. Cette valeur de S_2 , analogue à une mesure de la surface déformée, est égale à 60%. Elle est nettement supérieure à la surface occupée par la bande, et implique donc une déformation faible mais non négligeable à l'extérieur de la bande.

Il est aussi possible à partir de cette analyse de suivre l'évolution de la surface extrudée et de corrélérer celle-ci à la localisation. Le rapport entre la surface expulsée latéralement S_{exp} et la surface indentée S_i entre chaque incrément de déformation (c'est à dire la variation de surface) est représenté FIG. IV-14c. Ce rapport n'est pas constant au cours du temps et dépend du degré de localisation. Dans les premiers stades de raccourcissement, l'extrusion est faible (30% pour les incréments 1-2% et 2-3%) alors que pour de forts raccourcissements (incrément 14-15% ou 19-20%), l'extrusion est proche de 100% signifiant que toute la surface remplacée par le piston est expulsée latéralement. Dans les premiers stades, la surface indentée étant plus importante que la surface extrudée, l'accommodation de la déformation se fait par épaissement. Au contraire, à partir de 10% de raccourcissement, la déformation est "sub-plane". Ce passage, depuis 30% à 100% de surface extrudée est là encore associé à la formation de la bande et à sa connexion.



Distribution des déformations locales

La localisation se caractérise par la création de bandes de cisaillement où toute la déformation se concentre. Cela induit alors de fortes fluctuations dans les valeurs de déformation locales que le paramètre S_2 ainsi que la déformation moyenne $\langle I_\varepsilon \rangle$ intègrent. Il est donc plus judicieux, pour caractériser entièrement le processus de localisation de suivre l'évolution de la distribution $N(I_\varepsilon)$ des déformations locales au cours du temps. Cette distribution mesure comme précédemment le nombre d'éléments dont la déformation I_ε est comprise dans l'intervalle $[I_\varepsilon, I_\varepsilon + dI_\varepsilon]$. Nous avons représenté (FIG. IV-15) trois distributions $N(I_\varepsilon)$ correspondant à trois incréments de raccourcissement où la déformation s'exprime différemment. Il s'agit des incréments 1-2% (champ de déformation distribué), 7-8% (création de la bande de cisaillement) et 19-20% (la bande de cisaillement connecte les deux bordures latérales).

Dans les premiers stades de déformation, $N(I_\varepsilon)$ est symétrique et centrée sur la déformation moyenne imposée. Lorsque le raccourcissement est plus important (7-8%), la distribution devient asymétrique. On augmente la densité d'éléments qui subissent une forte déformation alors que le nombre d'éléments faiblement déformés ne varie pas (la déformation moyenne augmente). Lorsque la bande est bien individualisée et connecte les deux bordures latérales, on observe alors une augmentation de la densité d'éléments faiblement déformés alors que la densité des éléments les plus déformés n'évolue pas. Cela a pour conséquence une légère diminution et une stabilisation de la déformation moyenne (cf. FIG. IV-14a).

Le processus de localisation de la déformation est un phénomène progressif qui dépend de l'importance relative des différents niveaux rhéologiques fragiles et ductiles. Dans les premiers stades de l'expérience, il est impossible de discerner un mode de déformation localisant d'un mode de déformation non-localisant. C'est la diminution au cours du raccourcissement du paramètre S_2 qui met en évidence le processus de localisation. Celui-ci se caractérise par la création d'une bande de cisaillement au centre de l'expérience qui croît et connecte les deux bordures latérales. La localisation ne semble donc pas liée à l'existence d'une singularité du champ de contraintes à proximité des pistons. La transition entre ces deux modes de déformation est abrupte et est effective pour un rapport de résistance critique R_c . Ce rapport a été défini en supposant un taux de déformation $\dot{\varepsilon}$ moyen (équation IV-2). Afin de valider ce rapport de résistance R et mieux contraindre la transition entre ces deux modes, une étude dimensionnelle a été effectuée.

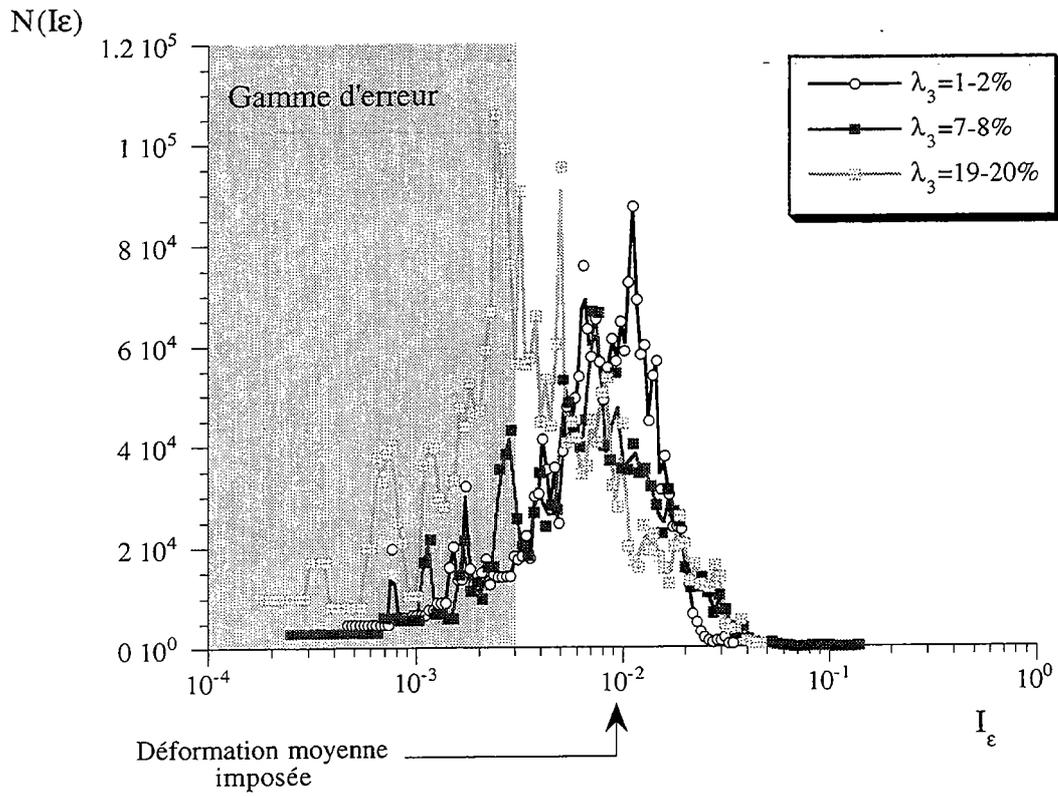


Figure IV-15 : Distribution de densité de l'intensité de déformation $N(I_\epsilon)$, pour les incréments de raccourcissement 1-2%, 7-8% et 19-20%. La déformation moyenne est égale à la déformation imposée. La zone grisée indique les déformations comprises dans la gamme d'erreur (expérience N°2).

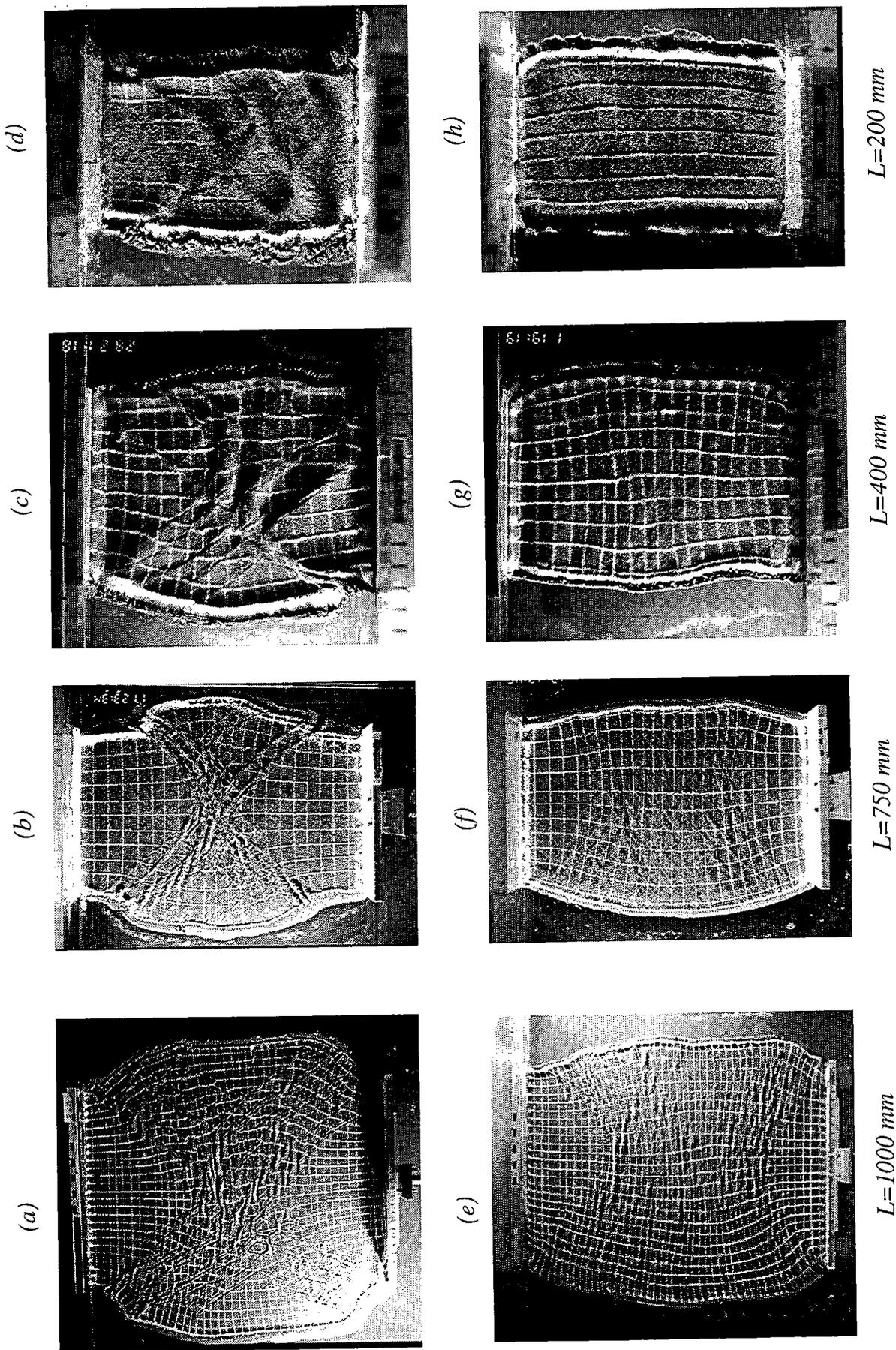


Fig. IV-16 : Vue de surface d'expériences localisantes (a, b, c et d, correspondant aux expériences N°4, 13, 16 et 26) et non localisantes (e, f, g et h, correspondant aux expériences N°5, 14, 15 et 27) à 20% de raccourcissement, réalisées pour des longueurs initiales L différentes ($L=1000, 750, 400$ et 200 mm). La transition s'effectue pour un rapport critique R_c différent pour chaque expérience. La taille de la maille élémentaire est différente d'une expérience à l'autre.

IV-2-2 Analyse dimensionnelle de la transition localisation/non-localisation

Nous avons réalisé une série d'expériences de longueur initiale L différentes (200, 400, 750 et 1000 mm) tout en conservant un rapport longueur/largeur d'expérience constant. En effet, si le paramètre R est bien adapté, quelle que soit la taille de l'expérience, la transition doit avoir lieu pour le même rapport critique R_c . Cela revient donc à vérifier que l'hypothèse émise quant à l'expression du taux de déformation moyen $\dot{\epsilon}$ est valable et que celui-ci traduit bien la physique du problème.

Nous avons donc, pour chaque taille, les autres paramètres, épaisseurs, viscosité et densité demeurant constants, déterminé le mode de déformation et borné (à l'aide de S_2) le rapport de résistance pour lequel la transition était effective. La figure IV-16 présente pour différentes tailles les deux modes de déformations. Les figures IV-16a, b, c et d montrent pour différentes tailles le champ de déformation obtenu après 20% de raccourcissement lorsque $R > R_c$. Ces expériences présentent toutes deux bandes de cisaillements auxquelles sont associées un réseau complexe de failles. Pour les petites tailles, on note aussi une accommodation de la déformation par épaissement. Les figures IV-16e, f, g, h montre pour le même raccourcissement (20%) et les mêmes tailles, l'organisation du champ de déformation lorsque $R < R_c$. Dans ce cas, la déformation est uniformément distribuée sur l'ensemble de l'expérience.

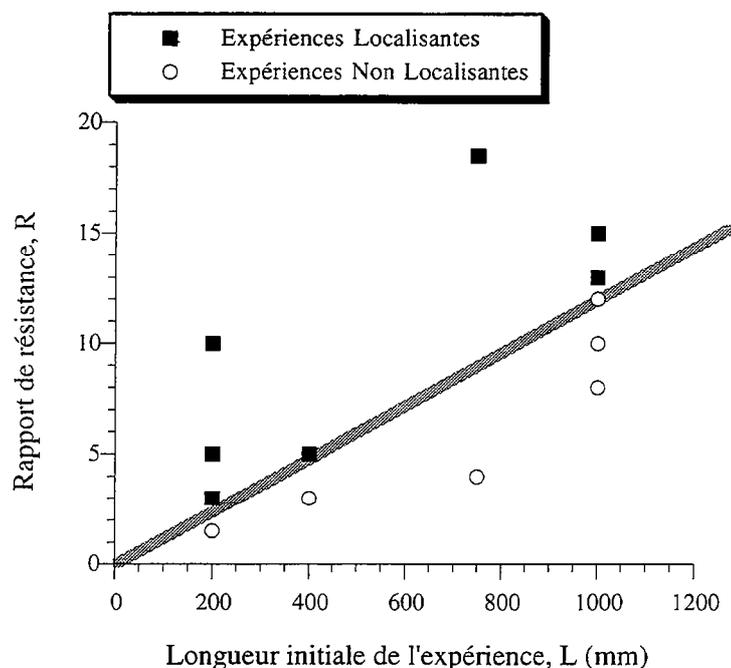


Figure IV-17 : Modes de déformation des différentes expériences de la figure IV-16 présentés dans un diagramme montrant l'évolution de R en fonction de L , la taille de l'expérience.

La transition entre le mode de déformation localisant et le mode de déformation non-localisant intervient pour des rapports de résistances R_c différents suivant la taille de l'expérience (FIG. IV-17). Cette dépendance du rapport critique R_c avec la taille L du système indique clairement que le rapport de résistance R n'est pas suffisant pour décrire complètement la transition. A partir de l'expression de R (équation IV-2), il apparaît que la transition n'est fonction que de l'épaisseur des couches, de leur densité, de la viscosité et de la vitesse de déformation. En réeffectuant une analyse dimensionnelle, on peut définir un nouveau paramètre de localisation Γ comme une fonction non dimensionnelle des grandeurs physiques du problème.

$$\Gamma = \Phi\left(\frac{\rho_i g h_i^2}{\eta U}, \rho^*, h^*\right) \quad (\text{IV-10})$$

où les grandeurs ρ_i et h_i sont les densités et longueurs à déterminer et où ρ^* et h^* sont les rapports adimensionnels des densités et des longueurs.

Le rapport de densité ρ^* est équivalent au nombre d'Argand Ar qui fixe l'importance relative des forces gravitaires sur les forces tectoniques [*England et McKenzie, 1982*]. Ce nombre d'Argand a été calculé pour nos expériences. Celui-ci fixe le taux d'extrusion latérale dans nos modèles mais n'intervient pas sur la transition localisation/non-localisation (cf. *Annexe*). Le paramètre de localisation Γ peut donc se limiter au premier terme non dimensionnel de l'équation (IV-10) où la longueur caractéristique h_i reste à déterminer. Pour cela, nous avons réalisé des expériences avec différentes épaisseurs de sable. Pour trois épaisseurs différentes (5, 10 et 15 mm), nous avons borné la transition entre le mode localisant et le mode non localisant. Afin de déterminer la longueur h_i nous avons défini une longueur "mécanique" l_M qui s'exprime comme

$$l_M = \sqrt{\frac{\eta U}{\rho g}} \quad (\text{IV-11})$$

A la transition localisation non-localisation, l'évolution de cette longueur en fonction de l'épaisseur du niveau fragile, montre une corrélation linéaire (FIG. IV-18). La longueur caractéristique h_i à déterminer correspond donc à l'épaisseur du niveau fragile. Le paramètre de localisation adimensionnel Γ peut alors s'écrire comme

$$\Gamma = \frac{\rho g h_F^2}{\eta U} \quad (\text{IV-12})$$

Pour Γ supérieur à 1/2, le régime de déformation sera localisant alors que lorsque Γ est inférieur à 1/2, le mode de déformation sera non localisant.

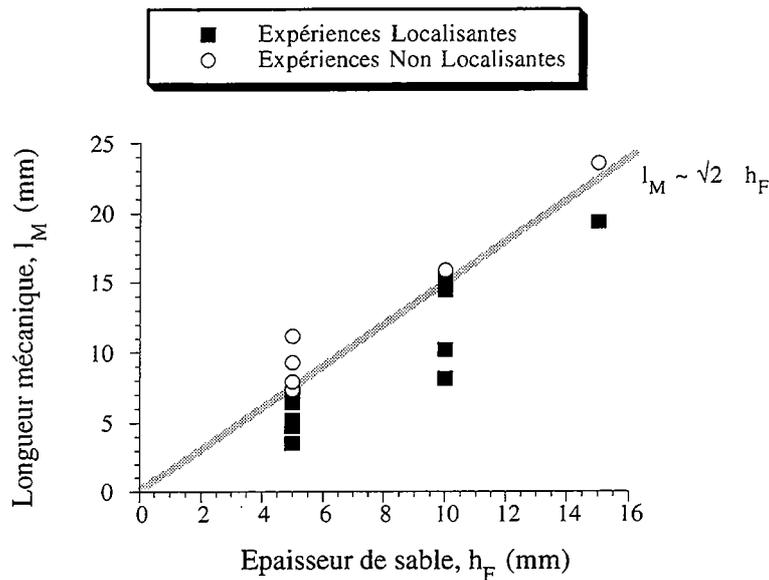


Figure IV- 18 : Evolution de la longueur mécanique l_M définie à partir de l'équation (IV-11) comme une fonction de l'épaisseur du niveau de sable h_F .

La définition même de ce paramètre implique que celui-ci est indépendant de l'épaisseur du niveau ductile. Si l'on considère que les contraintes liées à la propagation des failles sont atténuées en profondeur, il semble alors normal que la transition soit indépendante de l'épaisseur du niveau ductile, et donc que celui-ci ne soit qu'un paramètre de deuxième ordre.

L'analyse en déformation incrémentale du champ de déformation d'une expérience localisante a montré que la localisation s'initiait au centre de l'expérience et que la bande croissait pour connecter les deux bordures latérales. Cette connexion correspond à la stabilisation du paramètre S_2 . Par conséquent, plus une expérience sera grande et plus la décroissance de S_2 sera importante. En d'autres termes, toutes choses étant égales par ailleurs, la localisation sera beaucoup plus prononcée dans les systèmes de taille infinie.

A partir du paramètre mécanique Γ , qui permet de déterminer indépendamment de la taille comment l'expérience va macroscopiquement se déformer, il est possible de vérifier ce postulat. La figure IV-19 montre le pourcentage de surface déformée (le paramètre S_2), pour différentes valeurs de Γ et différentes tailles d'expériences ($L=200$ mm et $L=1000$ mm). La transition entre les modes de déformation est effective pour $\Gamma=0,5$. On voit clairement que plus l'expérience est grande et plus la localisation est prononcée. D'autre part, plus L est important, et plus la transition entre les deux modes de déformation est abrupte. Cet effet de taille est très proche des effets de taille finie dans les processus de percolation.

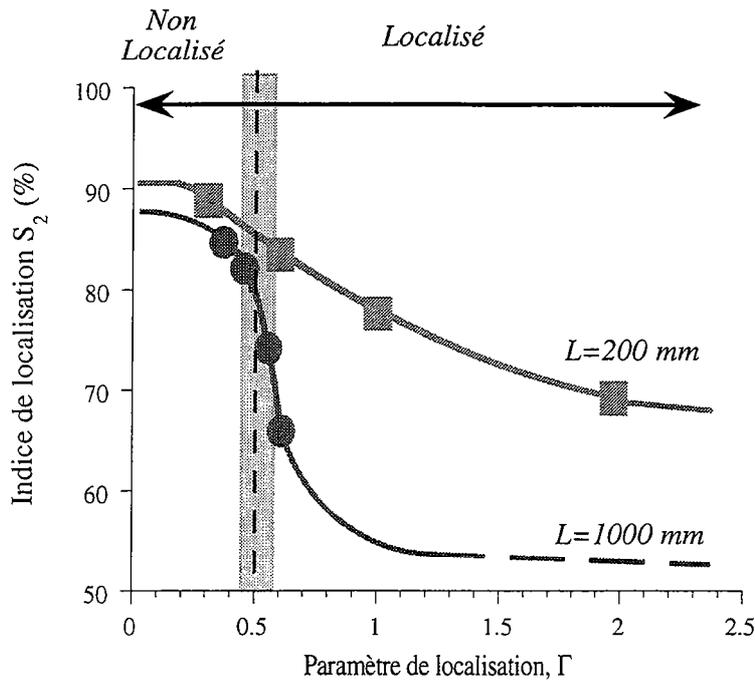


Figure IV-19 : Variation de la surface déformée (paramètre S_2) après 20% de déformation appliquée, en fonction de la valeur de Γ .

IV-2-3 Modèle numérique associé

Afin de mieux contraindre la nature de la transition entre ces deux modes de déformation et vérifier si celle-ci n'est pas liée aux conditions expérimentales, nous avons réalisés des simulations numériques. Cette approche est présentée en annexe dans l'article intitulé : "*Localization and fault growth in layered brittle-ductile systems: Implications for deformations of the continental lithosphere*".

Cette étude part du modèle classique de fusibles défini §II-3-1. On associe comme précédemment à chaque fusible un seuil de rupture différent et la distribution des seuils de rupture est choisie de telle sorte que la rupture finale soit localisée. Pour cela, on se fixe une distribution de seuils de rupture du type $p(s)=s^{-1}$ avec $1 \leq s \leq 2$. Ce type de distribution conduit à une déformation localisée le long d'une grande faille. A ces fusibles, analogue d'un milieu fragile, nous avons couplé en parallèle des capacités qui constituent un analogue des milieux visqueux et nous imposons un courant alternatif de fréquence f (f est équivalente à une vitesse de déformation). Le courant passe à la fois à travers le fusible et la capacité. Lorsqu'un fusible atteint son seuil de rupture, il casse et devient isolant, alors que les capacités montées en parallèle ne subissent aucun dommage. En fonction de f , le courant qui traverse les capacités varie. Pour une fréquence f nulle, le comportement est similaire à celui d'un réseau de fusibles et correspond à un milieu fragile. Par contre, en augmentant la fréquence, de plus en plus

de courant passe à travers les capacités et on donne plus de poids à la déformation visqueuse.

Cette étude a permis aussi de distinguer deux modes de déformation. Le premier correspond à une déformation localisée et est associé aux faibles fréquences f . La proportion de liens cassés au seuil de percolation (lorsqu'il existe un chemin de fusibles cassés qui connecte les deux bordures) est faible et la dimension fractale de ces liens est égale à 1. Le second mode de déformation est un mode distribué, et est associé aux fortes valeurs de f . Dans ce cas, la dimension fractale des fusibles cassés est égale à 2. La transition entre ces deux modes de déformation est brutale et intervient pour une fréquence critique f_c . Cette transition peut être assimilée à une transition de phase, dans le sens thermodynamique du terme et est analogue à la transition observée expérimentalement.

Pour des fréquences proches de la transition, nous n'observons pas de décroissance continue de la dimension fractale des liens cassés depuis 2 jusqu'à 1 mais une troisième valeur qui est égale à 1,9. Une telle dimension est caractéristique des phénomènes critiques comme la percolation [Stauffer et Aharony, 1992]. Cependant il n'est pas possible de déterminer si cette dimension est une vraie dimension fractale ou bien si elle n'est pas liée à la proximité d'un point critique, correspondant à la transition.

Cette vérification numérique nous amène donc à conclure qu'il existe trois modes de déformations bien particuliers. Ceux-ci dépendent de l'importance relative de la résistance des niveaux fragiles sur la résistance des niveaux ductiles. Chacun de ces trois modes, observés expérimentalement (cf. FIG. IV-6) a été proposé pour expliquer le mode de déformation de la lithosphère. Deux méthodes peuvent nous aider à trancher : une méthode directe, basée sur la rhéologie et sur le rapport de résistances existant entre les couches fragile et ductile dans la lithosphère, et une méthode indirecte basée sur la détermination des lois d'échelles du champ de déformation et des failles.

Cette dernière méthode offre le plus d'avantage puisqu'il n'est pas nécessaire dans ce cas d'émettre d'hypothèses concernant la rhéologie de la lithosphère. Cependant les réseaux de fusibles-capacités à partir desquels on a caractérisé chacun des trois modes de déformation, constituent une approche scalaire de la fracturation. Il n'est pas possible dans ce cas de faire la distinction entre une déformation compressive et une déformation extensive. Aussi est-il important de vérifier expérimentalement ces dimensions fractales.

IV-3 ECHELLE CARACTERISTIQUE ET LOIS D'ECHELLES APPLIQUEES AUX DEFORMATIONS

En pratique, le calcul d'une déformation s'effectue par rapport à une surface élémentaire. Le choix de cette échelle de mesure, qui n'est pas toujours spécifié de manière explicite, pose cependant des problèmes lorsque l'on souhaite définir la déformation d'un milieu hétérogène. Si cette mesure veut avoir un sens, *i-e* si elle se veut représentative du système, elle ne doit pas dépendre du choix de l'échelle de mesure élémentaire. Dans le cas contraire, toute extrapolation à l'échelle macroscopique nécessite de connaître la fonction de transfert des petites aux grandes échelles.

L'étude statistique des réseaux de failles montre que l'organisation spatiale de ces réseaux, ainsi que la distribution des longueurs de failles, obéissent à des lois d'échelles, ce qui implique qu'il n'existe pas d'échelle caractéristique. La distribution des longueurs, plus particulièrement, pose le problème de la contribution des grandes et des petites failles sur la déformation globale. A partir de l'étude statistique des réseaux de failles, il n'est pas possible de statuer sur l'existence d'une éventuelle échelle d'homogénéisation (au delà de laquelle la déformation est indépendante de l'échelle d'observation) [Davy *et al.*, 1990].

Afin de tester la dépendance de la déformation en fonction de l'échelle de mesure, nous avons donc étudié le comportement de la déformation à différentes échelles. Pour cela, nous avons déterminé sa distribution spatiale et la déformation moyenne pour différentes tailles de mailles élémentaires.

IV-3-1 Organisation spatiale du champ de déformation

Un des outils permettant de décrire les objets qui possèdent des propriétés d'invariance d'échelle est le fractal. Cette propriété d'invariance signifie que l'objet est auto-similaire *i-e* statistiquement identique, quelle que soit l'échelle d'observation. Ces objets auto-similaires peuvent se caractériser à l'aide d'une dimension fractale. Il s'agit d'un nombre non-entier, qui quantifie le degré d'irrégularité et de fragmentation d'un ensemble géométrique ou d'un objet naturel, et qui se réduit, dans le cas d'objets de la géométrie Euclidienne, à leur dimension usuelle [Mandelbrot, 1983]. La dimension usuelle Euclidienne correspond à la dimension de l'espace dans lequel est compris l'objet. Un plan a une dimension euclidienne de 2 et un volume une dimension de 3. Différentes méthodes existent, qui permettent de déterminer la dimension fractale d'un objet. La méthode de *box-counting* (dite aussi de recouvrement) [Hentschell *et*

Proccacia, 1983], la méthode de la variation de masse [*Mandelbrodt*, 1983] et la fonction de corrélation [*Grassberger et Proccacia*, 1983].

L'utilisation des méthodes comme la méthode de recouvrement ou la méthode de variation de masse n'est judicieuse que s'il est possible de distinguer l'objet mesuré de l'espace euclidien dans lequel il est compris (les côtes bretonnes ou des failles par exemple). Dans nos expériences, tous les éléments sont déformés et l'objet, en l'occurrence les éléments déformés, sont uniformément distribués dans le plan. La dimension fractale sera alors égale à 2 et ne décrira pas la nature hétérogène de la déformation. Il est bien sûr possible d'établir une dichotomie d'éléments déformés et d'éléments non déformés. Cependant celle-ci nécessite la définition d'une déformation seuil au delà de laquelle on considéra l'élément comme fracturé. La déformation dans nos modèles expérimentaux se traduit par la création de failles. On peut donc supposer que l'élément sera déformé lorsque la masse de faille (la longueur cumulée des failles incluses dans l'élément) est supérieure à une masse critique M_c . Cette technique permet alors de mesurer la dimension fractale des domaines fracturés [*Bour et al.*, 1994]. Toutefois, dans notre cas, notre but est plus d'estimer la dépendance d'échelle de la déformation, déduite du déplacement des noeuds de la grille que d'estimer la dépendance d'échelle de la déformation à partir des failles. En théorie, les deux dépendances doivent être égales et la comparaison fera l'objet du paragraphe V-4. L'utilisation d'outils autres que la méthode de variation de masse ou que la méthode de recouvrement est par conséquent nécessaire pour caractériser la géométrie des zones déformées.

La dimension de corrélation permet de mesurer le degré d'occupation de l'espace par un objet. La fonction de corrélation se définit comme

$$C(\mathbf{R}) = \frac{1}{V} \sum_{dr} m(\mathbf{R} + dr)m(dr) \quad (\text{IV-13})$$

où V représente le volume de l'objet et m la quantité (la masse) allouée au point situé en dr [*Vicsek*, 1989]. Elle correspond donc à la somme du produit des "masses" $m_i m_j$ dont la distance est inférieure à \mathbf{R} .

Si les objets sont constitués de points, il est possible de calculer la distribution des distances point à point. On peut aussi l'exprimer comme

$$C(\mathbf{R}) = \frac{2}{N(N-1)} N(r < \mathbf{R})$$

où N est le nombre d'éléments (e_1, e_2, \dots, e_n) et $N(r < \mathbf{R})$ est le nombre de couples (e_i, e_j) séparés par une distance inférieure à \mathbf{R} [*Grassberger et Proccacia*, 1983; *Hirata*, 1989; *Lockner*, 1993]. La fonction de corrélation montre une dépendance avec \mathbf{R} qui est de la forme :

$$C(\mathbf{R}) \sim \mathbf{R}^{D_c} \quad (\text{IV-14})$$

où D_c est la dimension de corrélation. Cette dimension est définie pour $\mathbf{R} \rightarrow \infty$ et permet de décrire le degré d'occupation spatiale de l'objet considéré.

Nous avons affecté la déformation locale I_e au barycentre de la maille à partir de laquelle elle était calculée. On mesure alors la fonction de corrélation de la distribution des barycentres $C_N(\mathbf{R})$ et la fonction de corrélation de la distribution des déformations locales $C_e(\mathbf{R})$. La première fonction $C_N(\mathbf{R})$ correspond au nombre de barycentres des éléments dont la distance est inférieure à \mathbf{R} . La déformation est calculée sur des mailles carrées qui occupent l'ensemble de la surface. Les barycentres de ces mailles sont donc distribués uniformément dans l'espace et $C_N(\mathbf{R})$ évolue comme \mathbf{R}^2 . La seconde fonction, $C_e(\mathbf{R})$ correspond à la somme du produit des déformations locales supportées par les éléments dont les barycentres sont séparés d'une distance inférieure à \mathbf{R} . Elle évolue comme \mathbf{R}^{D_c} , où D_c est la dimension de corrélation. Celle-ci est égale à 2 dans le cas d'une distribution aléatoire des déformations et est inférieure à 2 lorsque la déformation suit une loi d'échelle. Afin de mesurer la dimension de corrélation D_c en s'affranchissant des fluctuations liées aux erreurs de mesures, nous avons reporté le rapport entre ces deux fonctions, $C_e(\mathbf{R})/C_N(\mathbf{R})$ qui évolue comme \mathbf{R}^{D_c-2} .

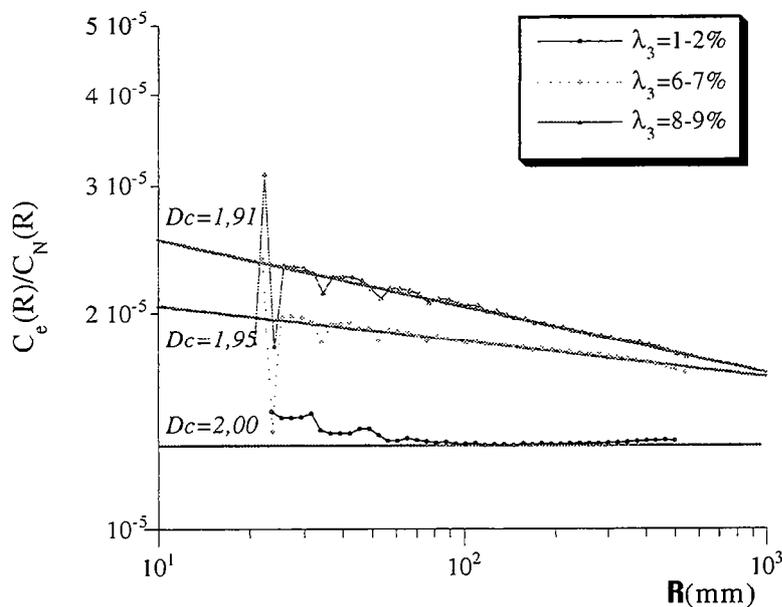


Figure IV-20 : Evolution du rapport $C_e(\mathbf{R})/C_N(\mathbf{R})$ en fonction de \mathbf{R} pour les incréments 1-2%, 6-7% et 8-9%. La pente de la droite est égale à D_c-2 , où D_c est la dimension de corrélation.

Figure IV-21 : Comparaison du rapport $C_d(\mathbf{R})/C_N(\mathbf{R})$ calculé à partir de la distribution spatiale observée et du rapport calculé à partir de la redistribution aléatoire des déformations pour les incréments 1-2% (a), 6-7% (b) et 8-9% (c). Les dimensions $D_c=1,95$ et $D_c=1,91$ sont significativement différentes de 2 et traduisent l'organisation du champ de déformation.

La FIG. IV-20 montre comment évolue ce rapport pour les incréments de raccourcissement 1-2%, 6-7% et 8-9%. Afin de fixer le domaine de validité de la mesure de D_c et de voir si elle est significativement différente de 2, nous avons redistribué de manière aléatoire pour chaque incrément de raccourcissement, les déformations locales et calculé la fonction de corrélation dont la dimension est égale à 2. Dans les premiers incréments, le rapport $C_\epsilon(R)/C_N(R)$ est invariant, ce qui indique que la dimension de corrélation est égale à 2. La redistribution aléatoire des déformations montre, elle aussi, une dimension de 2 et il n'est pas possible de faire la distinction entre les deux organisations (FIG. IV-21a). Lorsque le raccourcissement augmente, D_c diminue régulièrement ($\lambda_3=6-7\%$ et $8-9\%$) et la distribution est significativement différente d'une distribution aléatoire (FIG. IV-21b et c). Cela implique que les déformations s'organisent spatialement au cours du raccourcissement et que celles-ci obéissent à une loi d'échelle.

La mesure de D_c pour chaque incrément reportée en fonction du raccourcissement permet de suivre cette corrélation. Deux régimes peuvent être individualisés (FIG. IV-22). Le premier, associé aux premiers stades de raccourcissement ($\lambda_3 < 5\%$), est caractérisé par une dimension égale à 2 et traduit la nature décorrélée de la déformation.

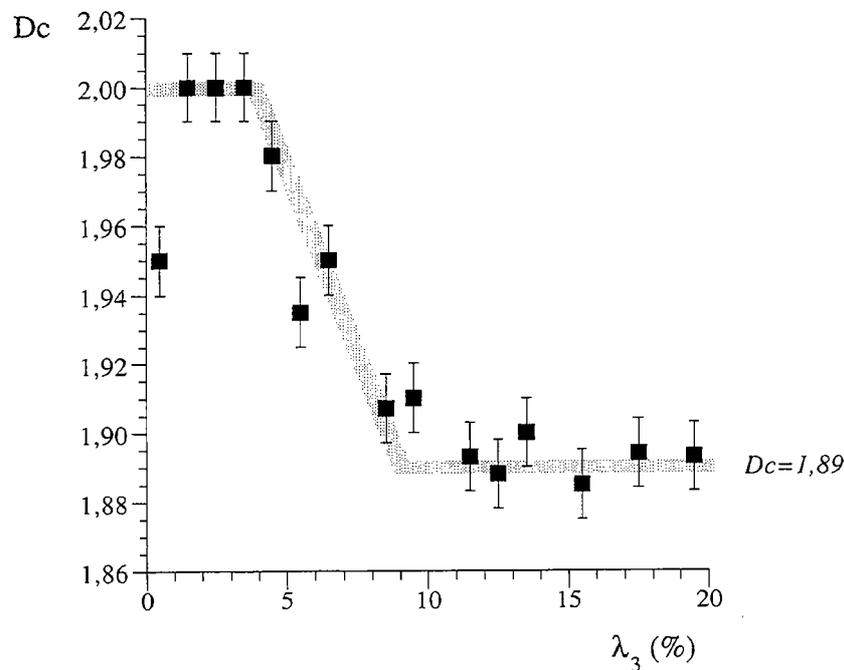


Figure IV-22 : Evolution au cours du temps de la dimension de corrélation D_c . Le passage entre $D_c=2$ et $D_c= 1,89$ correspond à la nucléation, à la croissance et à la connexion de la bande de cisaillement aux bordures latérales.

Le second régime, par contre, est défini pour des raccourcissements supérieurs à 10%. Il est caractérisé par une dimension stable au cours du temps, égale à 1,89 et est significativement différente de 2 comme l'indique les distributions aléatoires. Il est possible de relier ces deux régimes à l'évolution de la déformation. La fin du premier régime, où $D_c=2$, correspond à la nucléation de la bande, et au début de la localisation alors que le début du second régime ($D_c=1,89$) est associé à la connexion de la bande de cisaillement aux deux bordures latérales. La transition entre ces deux régimes est abrupte et traduit le changement d'organisation spatiale de la déformation.

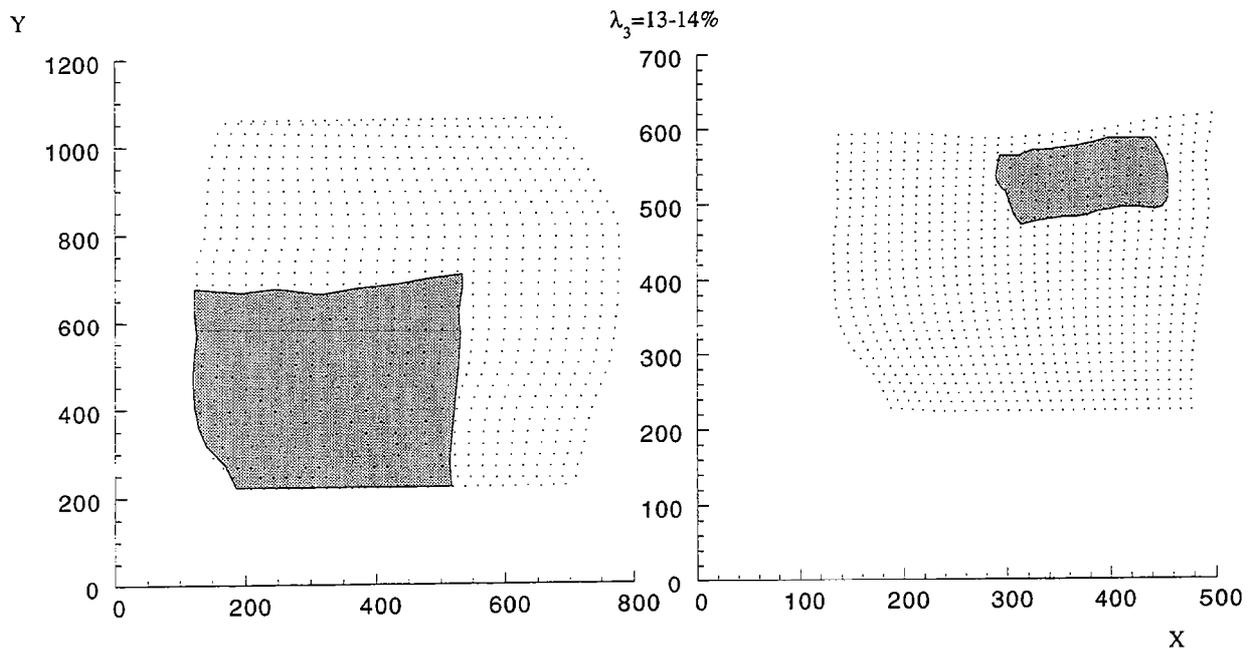


Figure IV-23 : Parties de l'expérience redigitalisées (en grisé) avec le même nombre de points de mesure. A gauche, le quart Sud-Ouest de l'incrément de raccourcissement 13-14% et à droite, la portion de la bande de cisaillement située dans ce quart Sud-Ouest.

Pour analyser à des échelles inférieures, nous avons redigitalisé de manière très fine le quart Sud-Ouest et Nord-Ouest pour l'incrément 13-14% de l'expérience. Le nombre de points de mesure dans ces deux quartiers est aussi important que le nombre de point de mesure sur l'ensemble de la surface (FIG. IV-23). Puis, à l'intérieur de ces deux quartiers, nous avons réitéré l'opération pour une portion de surface intégrant la bande de cisaillement. Le calcul de la fonction de corrélation montre, pour la surface totale de l'expérience, une dimension $D_c=1,88$. Par contre, la dimension de corrélation de la déformation pour la plus petite échelle (la zone contenant une partie de la bande de cisaillement) est égale à 2. Pour les quartiers SW et NW, le comportement est proche du comportement global (FIG. IV-24). La déformation à l'intérieur de la bande apparaît donc beaucoup plus homogène, ce qui suggère une organisation complexe.

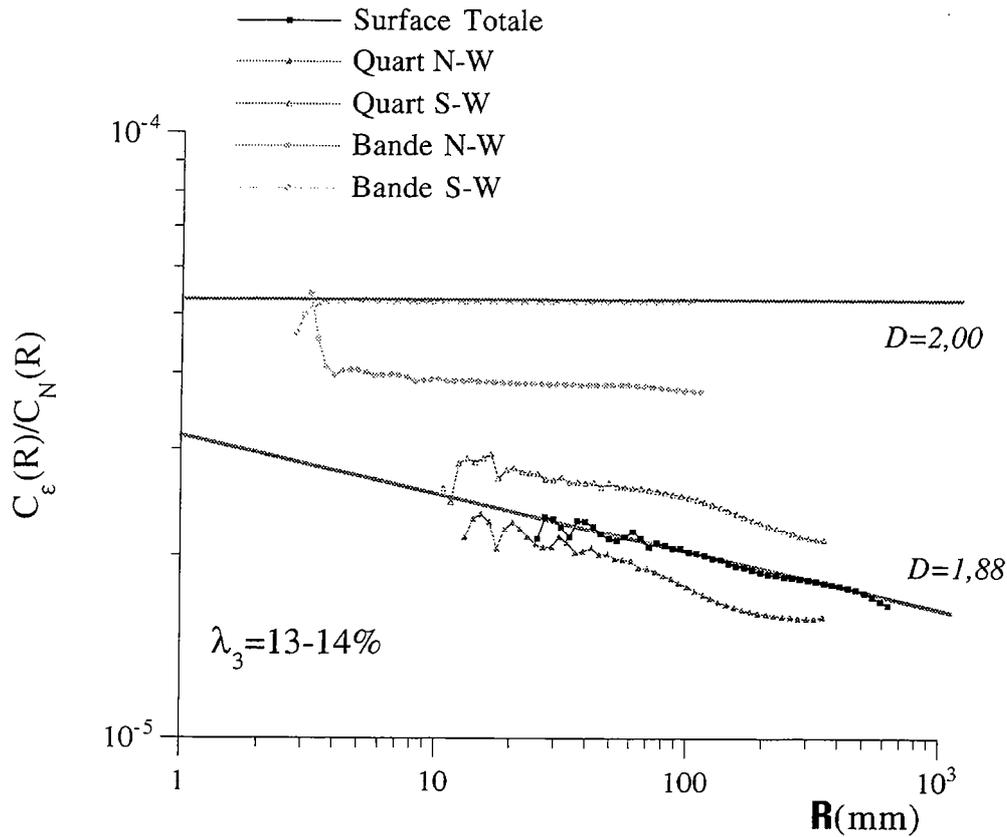


Figure IV-24 : Evolution pour l'incrément de raccourcissement 13-14% du rapport $C_\epsilon(\mathbf{R})/C_N(\mathbf{R})$ en fonction de \mathbf{R} pour les zones redigitalisées (Quart SW et NW et portion de la bande de cisaillement située dans le quart SW et NW). Le rapport $C_\epsilon(\mathbf{R})/C_N(\mathbf{R})$ est aussi représenté en fonction de \mathbf{R} pour la surface totale de l'expérience.

Ces mesures ont été calculées pour une taille de maille fixée. Elles montrent l'existence d'une échelle caractéristique dont la pertinence de la déformation peut dépendre. Pour relier les paramètres globaux de la déformation à la distribution des déformations locales, il est nécessaire de faire varier la taille de la maille élémentaire Z .

Intensité de la déformation

$Z=18,1 \text{ mm}$



$Z=24,1 \text{ mm}$



$Z=42,2 \text{ mm}$

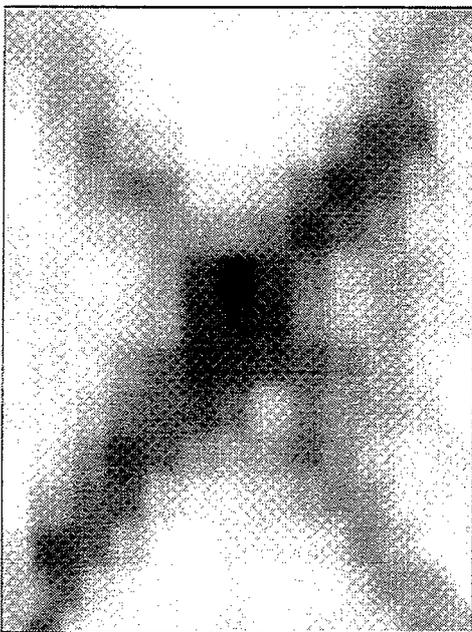


Figure IV-25 : Evolution du champ de déformation pour l'incrément de raccourcissement 19-20% en fonction de la taille de la maille élémentaire Z .

IV-3-2 Dépendance de la déformation avec la taille de la maille

Nous avons, pour chaque incrément de raccourcissement, recalculé l'intensité de la déformation pour différentes tailles de mailles Z et observé comment évoluait le champ de déformation en fonction de Z . La figure IV-25 illustre l'évolution du champ de déformation lorsque l'on augmente la taille de la maille. Il apparaît clairement qu'en augmentant Z , on homogénéise la déformation. Les bandes de cisaillements s'estompent peu à peu et la déformation devient de plus en plus diffuse. Dans un premier temps, nous nous sommes donc attachés à caractériser la dépendance entre le champ de déformation et la taille Z de la maille élémentaire à partir de paramètres globaux. Ces paramètres sont la déformation moyenne $\langle I_\varepsilon \rangle$ (FIG. IV-26) et l'indice de localisation S_2 (FIG. IV-27). Cette analyse a été effectuée avant et après la localisation de la déformation.

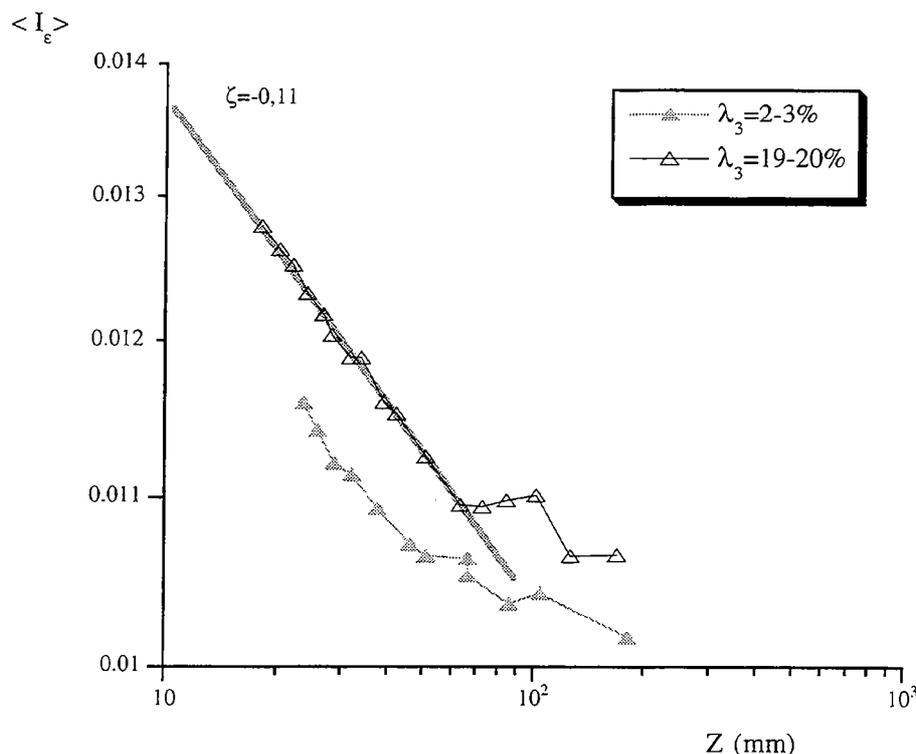


Figure IV-26 : Dépendance de la déformation moyenne $\langle I_\varepsilon \rangle$ calculée pour les incréments de raccourcissement 2-3% et 19-20% en fonction de la taille de Z de la maille.

Avant la localisation, la déformation moyenne $\langle I_\varepsilon \rangle$ décroît faiblement avec la taille Z de la maille. Par contre, lorsque la déformation est localisée ($\lambda_3 > 10\%$), la dépendance de $\langle I_\varepsilon \rangle$ avec Z est nette. La déformation moyenne décroît régulièrement, selon une loi de puissance Z^ζ avec $\zeta = 0,11 \pm 0,01$. Toutefois, au-delà d'une taille de maille critique Z_c , $\langle I_\varepsilon \rangle$ demeure constant.

Le paramètre S_2 , évolue différemment. Dans les premiers stades, où la déformation n'est pas corrélée, celui-ci augmente régulièrement avec Z . Par contre, lorsque la déformation est localisée, la dépendance de S_2 avec Z présente également deux tendances. Pour les faibles valeurs de Z , S_2 est stable et est indépendant de la taille de la maille. Par contre, pour les grandes tailles de mailles, S_2 augmente régulièrement. Ce changement dans le comportement de S_2 est brutal et intervient pour la même taille de maille critique Z_c . Nous avons, par définition (équation IV-9),

$$S_2 = \frac{\langle I_\varepsilon \rangle^2}{\langle I_\varepsilon \rangle^2 + \sigma^2}$$

L'augmentation de S_2 lorsque $Z > Z_c$ signifie donc que la variance diminue, on homogénéise la déformation.

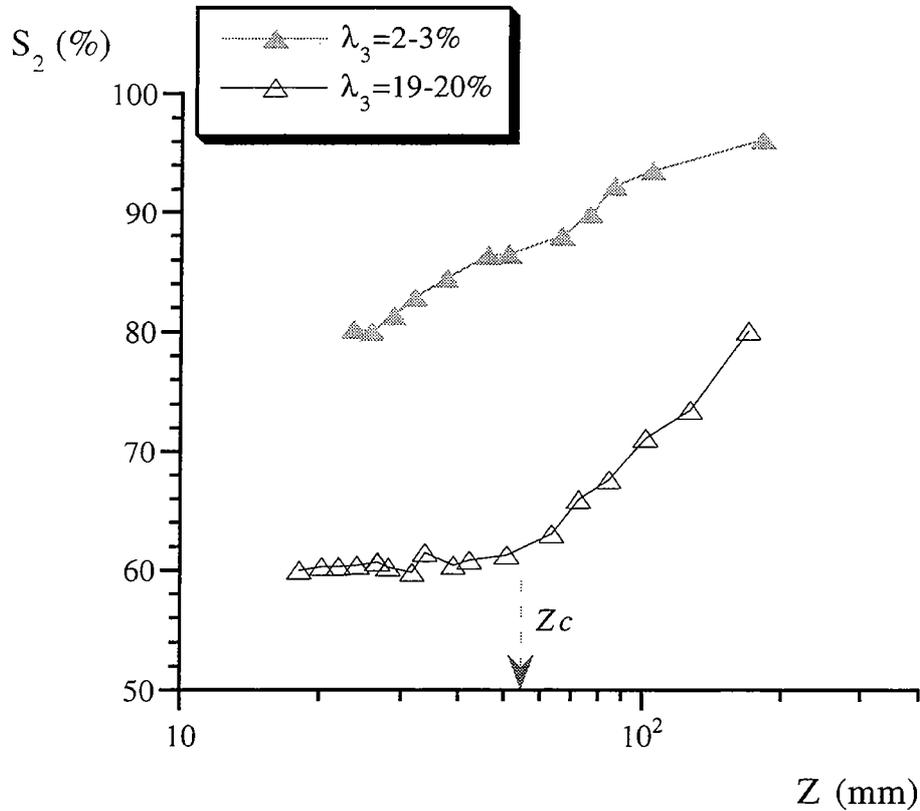


Figure IV-27 : Evolution du paramètre de localisation S_2 en fonction de la taille de la maille Z . Lorsque la déformation est localisée, il existe une maille critique Z_c au delà de laquelle on homogénéise la déformation.

On voit donc à travers cette première analyse que la taille de la maille joue aussi un rôle prédominant et qu'il est possible de définir une taille critique Z_c comme l'échelle à partir de laquelle la déformation s'homogénéise. L'étude du champ de déformation à partir d'une taille de maille Z , supérieure à Z_c , fera apparaître le champ de déformation homogène alors que lorsque $Z < Z_c$, on traduira entièrement le processus de localisation (S_2 est stable) et le degré d'occupation spatiale de la déformation ($\langle I_\varepsilon \rangle \sim Z^{-\zeta}$). La valeur

de Z_c déterminée à partir de cette analyse peut s'interpréter comme un effet de taille finie, liée à la largeur de la bande de cisaillement.

Mais, les deux paramètres S_2 et $\langle I_\varepsilon \rangle$ ne traduisent que le comportement moyen du champ de déformation en fonction de Z . Ces mesures intègrent l'ensemble des fluctuations spatiales du champ de déformation. La localisation se caractérise par la définition d'une zone réduite où la déformation se concentre et de zones très peu déformées. Les éléments constituant la bande de cisaillement et les éléments extérieurs à cette bande peuvent évoluer différemment avec la taille Z de la maille. De manière générale, on peut se demander si chaque classe de déformation n'est pas caractérisée par sa propre loi d'échelle. Cela implique alors l'existence d'une multitude d'exposants, caractéristiques d'une géométrie multifractale de la déformation [*de Arcangelis, et al., 1989, de Arcangelis et Herrmann, 1989, Roux et Hansen, 1990*].

IV-3-3 Caractérisation multifractale du champ de déformation

L'étude de paramètres locaux peut être plus intéressante en vue de mieux préciser le processus de localisation. Le calcul des différents moments d'ordre q de la distribution des déformations locales permet de filtrer l'information en donnant, suivant la valeur de q , un poids statistique plus important aux faibles ou aux fortes valeurs de déformation (respectivement $q < 0$ et $q > 0$). Ces moments d'ordre q correspondent aux différents moments statistiques de la distribution des déformations. La dimension D_q mesurée correspond alors à la dimension fractale du sous-système constitué des zones faiblement ou fortement déformées.

Pour calculer ces moments, on définit la mesure p_i comme une probabilité égale à

$$p_i = \frac{I_\varepsilon(i)}{\sum_i I_\varepsilon(i)},$$

où $I_\varepsilon(i)$ correspond à l'intensité de déformation supportée par le $i^{\text{ème}}$ carré élémentaire de taille Z_i . Les p_i sont normalisés par rapport à la somme des déformations présentes dans le système, de telle sorte que $\sum p_i = 1$. La valeur des moments d'ordre q de la distribution est alors donnée par

$$M_q = \sum p_i^q$$

Plus q sera élevé et plus la somme sera sensible aux p_i les plus importants. La dépendance de q avec Z s'exprime à partir d'exposants non triviaux D_q tels que:

$$M_q(Z) \sim Z^{-(q-1)D_q}, \quad (\text{IV-15})$$

où les dimensions D_q sont appelées dimensions généralisées d'ordre q [*Grassberger et Procaccia, 1983, Hentschel et Procaccia, 1983*]. Lorsque $q=0$, on

donne le même poids statistique aux éléments présents dans le système. Le moment $M_{q=0}$ est alors égal au nombre d'éléments présents et la dimension $D_{q=0}$ traduira l'organisation spatiale des éléments déformés indépendamment de leur intensité. Dans l'expérience, tous les éléments étant déformés, celle-ci est égale à 2.

Lorsque $q=1$, il n'est pas possible de définir la dimension $D_{q=1}$ à l'aide de l'équation (IV-17). On définit alors le moment d'ordre 1 comme

$$M_{q=1} = \sum_i p_i^q \log(p_i)$$

et la dimension $D_{q=1}$ qui correspond à la dimension d'information s'écrit comme

$$D_1 = - \lim_{Z \rightarrow 0} \frac{\sum_i p_i \log p_i}{\log Z} \quad (\text{IV-16})$$

Enfin, la dimension $D_{q=2}$ est la dimension de corrélation et est égale en théorie à la dimension de corrélation D_c .

L'ensemble de ces différents moments permet d'illustrer différents aspects de la distribution spatiale des mesures p_i . Plus q est élevé et plus la contribution des zones de fortes concentrations sera importante. En d'autres termes, plus q est grand et plus la zone échantillonnée est spatialement réduite autour des grandes valeurs de p_i . Cela implique donc qu'en augmentant la valeur de q , la dimension généralisée d'ordre q diminuera. Si toutes les dimensions généralisées sont identiques, alors le champ de déformation n'est pas multifractal. Il s'agit dans ce cas d'un fractal pur, et la probabilité de rencontrer une déformation I_ε est indépendante de la valeur de l'intensité de déformation.

Afin de faciliter la détermination des dimensions généralisées D_q , nous avons normalisé les moments M_q par le moment d'ordre zéro M_0 [de Arcangelis et al., 1989; Herrmann et de Arcangelis, 1990]. Ces nouveaux moments m_q s'expriment comme

$$m_q = \left(\frac{M_q}{M_0} \right)^{\frac{1}{q}} \quad (\text{IV-17})$$

Si la distribution des déformations n'est pas multifractale, les moments normalisés m_q suivront la même dépendance d'échelle et seront caractérisés par le même exposant. Les figures IV-28a et b montrent, pour les incréments de raccourcissement 1-2% et 19-20%, l'évolution en fonction de q de ces moments. Pour ces deux incréments, on observe des lois d'échelles différentes selon la valeur de q .

La gamme de longueur sur laquelle sont mesurées les D_q évolue avec le raccourcissement. En effet, dans les premiers stades de raccourcissement, D_q est défini sur toute la gamme de Z . Par contre, comme pour la dimension de corrélation, lorsque la déformation est localisée ($\lambda_3 > 10\%$), les moments m_q montrent deux comportements, qui sont fonction de la taille Z de la maille. Pour les faibles valeurs de Z , les moments

normalisés évoluent comme Z^2 , quelle que soit la valeur de q . Par contre, lorsque Z est élevé, les moments m_q évoluent avec Z comme Z^D où D est la dimension fractale. La valeur de Z pour laquelle ce changement apparaît correspond à la taille Z_c définie précédemment et suggère encore une fois que la taille finie de la bande de cisaillement joue un rôle non négligeable.

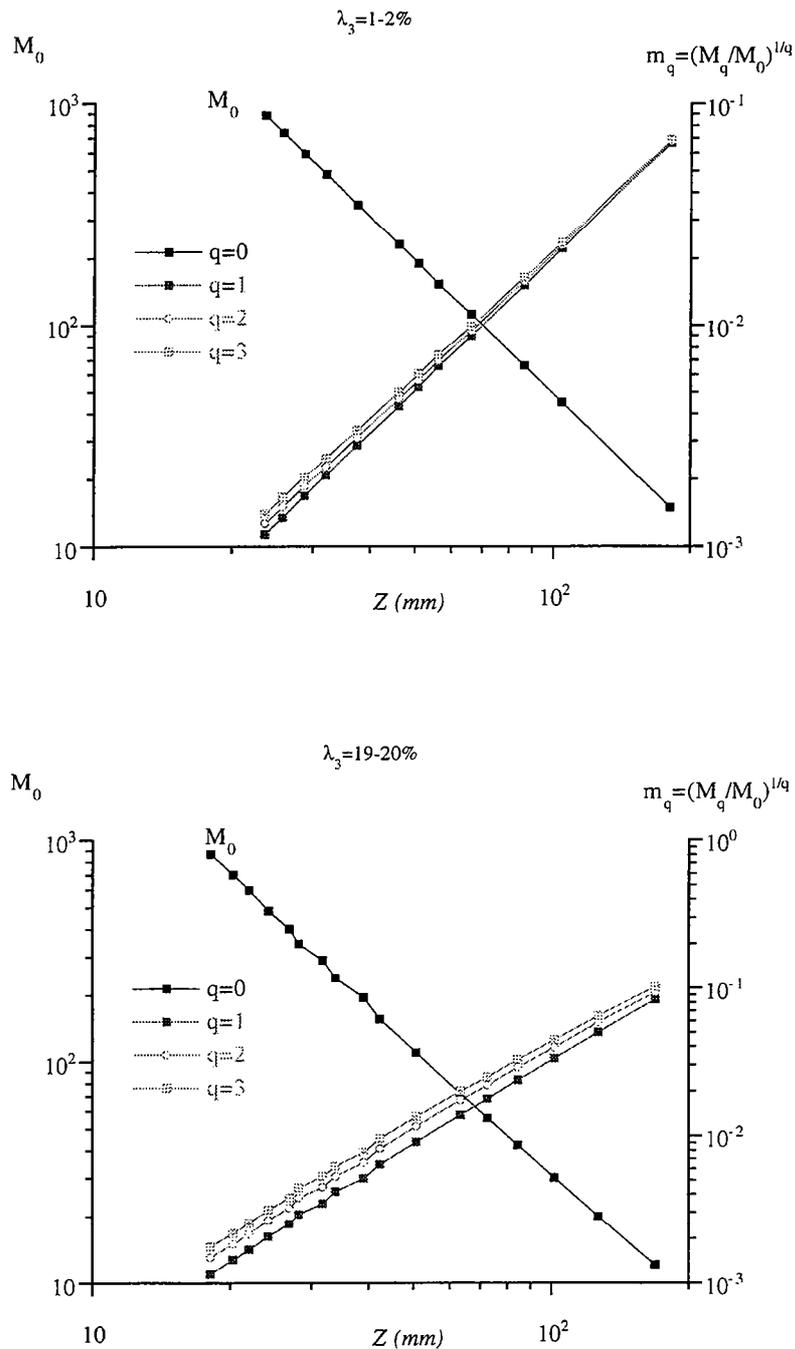


Figure IV-28 : Evolution des moments normalisés m_q de la distribution des déformations locales en fonction de la taille de la maille élémentaire Z pour les incréments 1-2% et 19-20%. Chaque moment évolue avec un exposant différent.

La figure IV-29a montre l'évolution des D_q en fonction de la valeur de q pour trois incréments de raccourcissements différents. Dans les premiers stades de raccourcissement (1-2%), les dimensions D_q sont proches de 2, ce qui traduit la nature décorrélée des déformations locales. L'expérience se déforme macroscopiquement de manière homogène. Au contraire, à mesure que la déformation se localise, les D_q diminuent avec q , traduisant une organisation multifractale du champ de déformation.

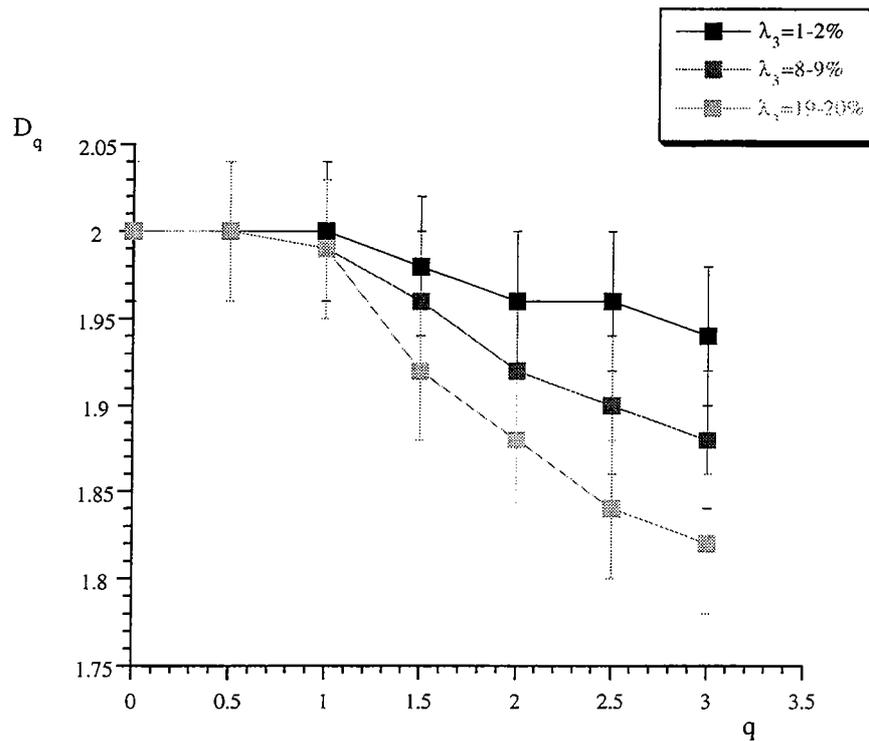


Figure IV-29a : Dimension généralisée D_q en fonction de la valeur de q pour les incréments 1-2%, 8-9% et 19-20%. Au cours du raccourcissement, Les dimensions D_q décroissent, signifiant une déformation de plus en plus localisée.

L'évolution des dimensions généralisées D_q en fonction du raccourcissement (FIG. IV-29b) permet de distinguer deux régimes, identiques à ceux déterminés par la dimension de corrélation D_c . Ces deux régimes correspondent aux stades *anté* et *post*-localisation. Avant la localisation, les valeurs de D_q sont proches de 2 et traduisent la nature décorrélée de la déformation. Lorsque le raccourcissement est supérieur à 4%, la bande de cisaillement se forme et la corrélation des déformations locales devient plus importante. Les D_q chutent alors jusqu'à une valeur limite, atteinte lorsque la bande de cisaillement connecte les bordures latérales (10%). Cette valeur limite, obtenue lorsque la déformation est localisée, est très sensible à la valeur de q ($D_1=2$, $D_2=1,89$, $D_3=1,84$) et traduit un contraste de plus en plus accentué entre les zones faiblement et fortement déformées. Cette décroissance des dimensions D_q signifie que plus les éléments sont

déformés et plus l'espace qu'ils occupent est réduit, *i-e* que la déformation est de plus en plus localisée.

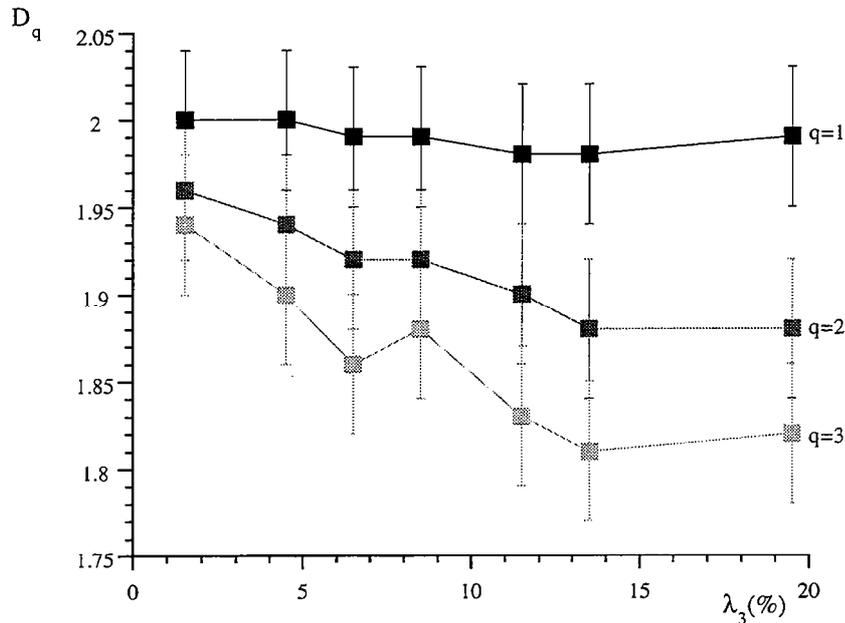


Figure IV-29b : Evolution de la dimension d'ordre q en fonction du raccourcissement pour $q=1$, $q=2$ et $q=3$. La décroissance des dimensions D_q au cours du raccourcissement indique une corrélation spatiale des fortes déformations de plus en plus importante.

Les simulations numériques effectuées sur des réseaux de fusibles [de Arcangelis *et al.*, 1989a, 1989b; Herrmann *et de Arcangelis*, 1990], montre que la distribution des courants locaux obéit à une géométrie multifractale, juste avant que le dernier lien ne casse et que la localisation ne s'effectue le long d'une grande discontinuité. D'autres simulations numériques effectuées sur des réseaux élastiques [Cowie *et al.*, 1995] montrent également une distribution multifractale de la fracturation. Enfin, des simulations numériques de la croissance des bandes de cisaillements montrent le même type d'organisation [Poliakov *et Herrmann*, 1994]. Ces différentes simulations ainsi que nos expériences suggèrent donc que la propriété multifractale de la distribution des déformation locales est associée à la localisation de la déformation et permet de caractériser ce processus.

IV-3-4 Conclusion

L'analyse de l'organisation spatiale du champ de déformation à partir de la dimension de corrélation montre au cours du temps l'existence de deux régimes. Avant

que la bande de cisaillement ne se forme, la déformation est uniformément distribuée dans l'espace et la dimension est égale à 2. Par contre lorsque la bande de cisaillement connecte les deux bordures latérales de l'expérience, la dimension de corrélation est stable et vaut 1,89. Une telle évolution signifie donc que (i) la déformation moyenne n'occupe pas tout le plan et (ii) la dimension de corrélation du champ de déformation dans les expériences non localisante est égale à 2 (identique aux premiers stades de raccourcissement d'une expérience localisante).

D'autre part, l'analyse du champ de déformation montre que la déformation dépend de l'échelle de résolution et qu'il existe une longueur caractéristique du processus de localisation. Cette longueur correspond à l'épaisseur finie de la bande de cisaillement et peut de même être individualisée lors de la mesure de la dimension de corrélation. Elle intervient aussi dans la dépendance du paramètre S_2 avec la taille de la maille et dans la mesure des dimensions généralisées d'ordre q . Cette longueur apparaît au seuil de percolation, c'est à dire lorsque la bande de déformation connecte les deux bordures latérales de l'expérience. Au delà de cette échelle Z_c , on homogénéise la déformation, la déformation moyenne $\langle I_\epsilon \rangle$ est insensible à la taille de la maille utilisée.

Enfin la localisation de la déformation, lorsque la bande de cisaillement connecte les deux bordures latérales, se caractérise par une géométrie multifractale du champ de déformation. en d'autre termes, l'occupation spatiale de la déformation est fonction de son intensité, ce qui traduit la concentration de la déformation dans la bande de cisaillement. Cette propriété caractérise elle aussi le processus de localisation.

IV-4 APPLICATION A LA LITHOSPHERE

La lithosphère terrestre est beaucoup plus complexe que la simple superposition d'un niveau fragile et d'un niveau ductile. Elle présente de multiples découplages dont le principal correspond à la variation de la résistance entre le manteau lithosphérique et la croûte inférieure. L'existence de deux niveaux résistants (la croûte supérieure et le manteau supérieur), entre lesquels est intercalé un niveau moins compétent (la croûte inférieure) perturbe sans doute le champ de déformation et modifie la nature de la transition entre les modes de déformations localisés et non localisés. Aussi, il convient de préciser l'influence de ce niveau ductile plus résistant sur le mode de déformation macroscopique et sur la transition entre les deux modes de déformation.

IV-4-1 Les modèles tricouches

Nous avons effectué des expériences analogiques qui respectent la stratification fragile/ductile/ductile (expériences tricouches). Celles-ci ont été construites suivant le

même principe expérimental que les essais précédents. La différence réside dans la superposition de deux niveaux de silicones d'épaisseurs égales mais de viscosités différentes. Sur le miel servant toujours de liquide de confinement nous déposons successivement la silicone la plus visqueuse (représentative du manteau lithosphérique ductile), puis la silicone la moins visqueuse (analogue de la croûte inférieure) sur laquelle est déposé le sable (FIG. IV-30). La résistance de nos modèles est modifiée en changeant la vitesse de raccourcissement imposée U .



$$\Gamma_1 = \frac{R_{\text{sable}}}{R_{\text{sil-1}}}$$

$$\Gamma_2 = \frac{R_{\text{sable}}}{R_{\text{sil-2}}}$$

Figure IV-30 : Vue en coupe du dispositif expérimental et de la stratification rhéologique des expériences tricouches. La viscosité η_1 de la couche intermédiaire (silicone1) est inférieure à la viscosité η_2 de la couche basale (silicone2). Γ_1 correspond au rapport de la résistance du niveau de sable sur la résistance du niveau intermédiaire (silicone1). Γ_2 correspond au rapport de la résistance du niveau de sable sur la résistance du niveau basal (silicone2).

Ces expériences sont caractérisées à partir du rapport de résistance Γ . Cependant si la caractérisation des essais "bicouches" à partir de ce paramètre est relativement aisée, elle se complique dans le cas d'expériences multicouches. En effet, caractériser Γ à partir d'une résistance ductile moyenne ne traduit pas nécessairement le champ de déformation observé ainsi que le comportement mécanique réel de nos expériences. Cette résistance moyenne est essentiellement contrôlée par la couche la plus visqueuse et n'intègre pas le rôle de la couche la moins compétente. Il est alors plus judicieux de définir un paramètre permettant de déterminer l'influence de chacune de ces couches sur le mode de déformation macroscopique.

Pour cela, nous avons défini pour chaque niveau de silicone un rapport Γ qui correspond au rapport de résistance existant entre le niveau fragile et le niveau ductile

considéré. Le paramètre Γ_1 correspond ainsi au rapport de résistance existant entre la couche fragile et la couche la moins compétente, alors que le rapport Γ_2 , correspond au rapport existant entre la couche fragile et la couche la plus visqueuse. A partir de ces deux valeurs, il est possible d'individualiser trois cas pertinents pour représenter la lithosphère continentale:

- (1) Les valeurs de Γ_1 et Γ_2 sont supérieures à 0,5.
- (2) Les valeurs de Γ_1 et Γ_2 sont inférieures à 0,5.
- (3) Γ_1 est supérieur à 0.5 et Γ_2 est inférieur à 0.5

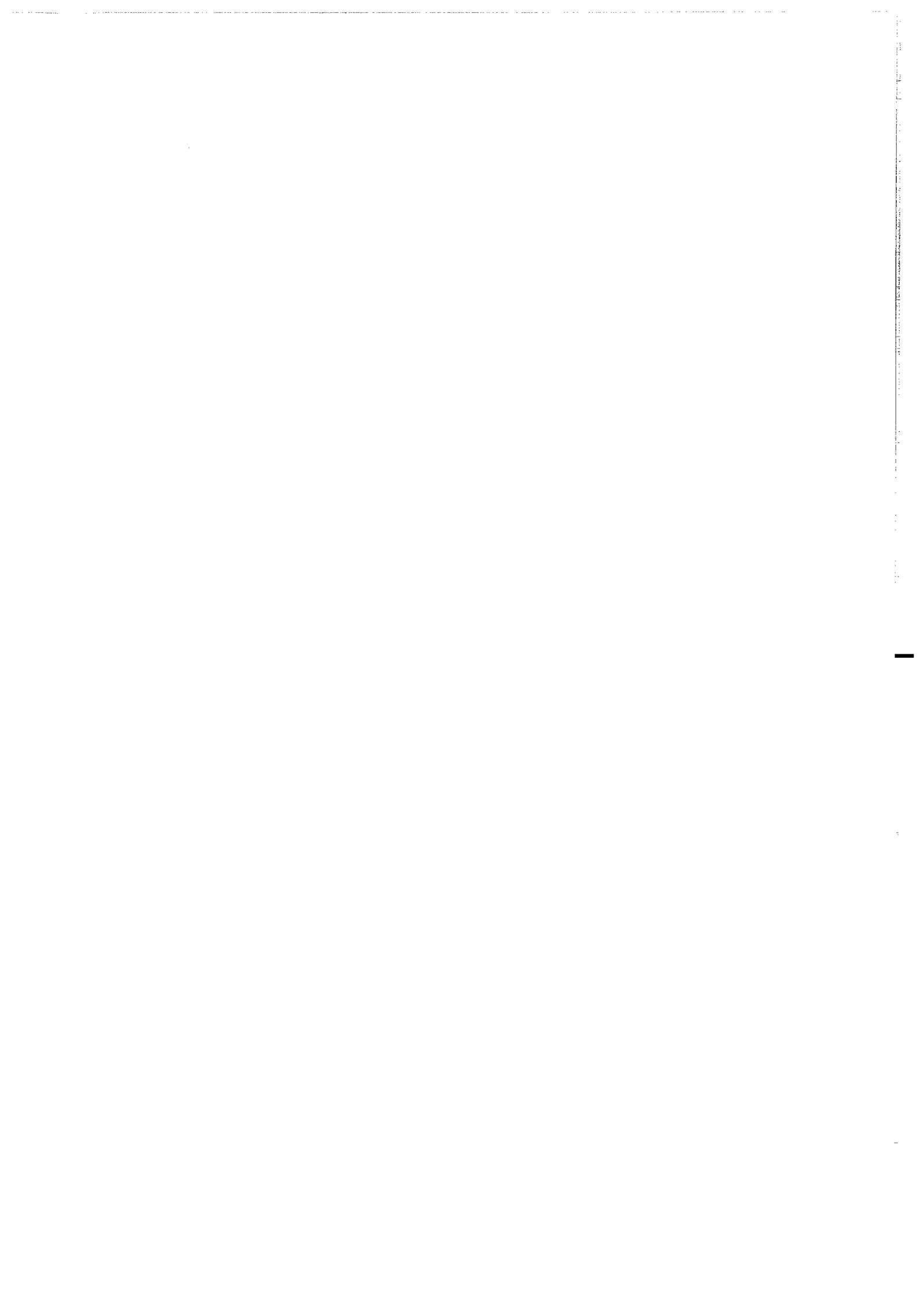
Ces trois cas correspondent chacun à une réponse mécanique particulière du modèle³. L'attitude de Γ_1 et Γ_2 vis à vis de 0,5 est identique pour les cas (1) et (2). Ces deux cas seront donc respectivement localisant et non localisant. Le cas (3) est par contre plus ambigu. En effet, selon Γ_2 le mode de déformation sera non localisé, alors qu'au contraire, selon Γ_1 la déformation sera localisée.

Pour lever cette ambiguïté, nous avons réalisé des expériences correspondant à ces trois cas. En fonction du mode de déformation observé pour le cas (3), nous pourrions déterminer quel est le niveau qui contrôle le mode de déformation. Le mode de déformation (localisant ou non localisant), a été précisé à partir du paramètre S_2 et de son évolution temporelle (FIG. IV-31). Pour les cas (1) et (2), le comportement de S_2 est en accord avec les valeurs de Γ_1 et Γ_2 . Pour le cas (1), S_2 diminue et il y a localisation de la déformation. Pour le cas (2), S_2 reste constant, traduisant une déformation distribuée. Pour le cas intermédiaire (3), S_2 décroît régulièrement au cours du temps. Cela signifie que la déformation se localise progressivement et donc que c'est le niveau ductile le moins résistant (le niveau intermédiaire) qui fixe le mode macroscopique de déformation ($\Gamma_1 > 0,5$). L'évolution du paramètre S_2 montre aussi que la localisation apparaît plus tardivement.

³La résistance du manteau ductile supérieur étant supérieure à la résistance de la croûte inférieure, nous ne considérerons pas le cas où la silicone basale est moins visqueuse que la silicone intermédiaire.

N°	Longueur L (mm)	h_F (mm)	h_D niveau 1 (mm)	h_D niveau 2 (mm)	Vitesse de déformation (mm.hr ⁻¹)	Rapport de Viscosité (η_1/η_2)	Γ_1	Γ_2	Caractéris- tiques
28	750	5	10	10	20,0	0,43	0,75	0,32	cas3
29	750	5	10	10	100,0	0,48	0,13	0,06	cas2
30	750	5	10	10	20,0	0,48	0,67	0,32	cas3
31	750	5	10	10	20,0	0,55	0,55	0,30	cas3
32	750	5	10	10	100,0	0,55	0,11	0,06	cas2
33	750	5	10	10	20,0	1,00	0,98	0,98	cas2
34	750	5	10	10	100,0	1,00	0,20	0,20	cas2
35	1000	5	10	10	95,0	1,00	0,31	0,31	cas2
36	1000	5	10	10	75,0	1,00	0,40	0,40	cas2
37	1000	5	10	10	65,0	1,00	0,46	0,46	cas3
38	1000	5	10	10	55,0	1,00	0,55	0,55	cas1
39	1000	5	10	10	50,0	1,00	0,60	0,60	cas1
40	1000	5	10	10	40,0	1,00	1,03	1,03	cas1
41	1000	5	10	10	30,0	1,00	0,91	0,91	cas1
42	1000	5	10	10	60,0	0,66	0,42	0,28	cas2
43	1000	5	10	10	120,0	0,50	1,47	0,73	cas1
44	1000	5	10	10	180,0	0,38	0,23	0,09	cas2
45	1000	5	10	10	40,0	0,26	2,37	0,62	cas1
46	1000	5	10	10	80,0	0,25	1,54	0,38	cas3
47	1000	5	10	10	10,0	0,23	6,82	1,57	cas1
48	1000	5	10	10	100,0	0,22	1,37	0,31	cas3
49	1000	5	10	10	80,0	0,15	0,92	0,09	cas3
50	1000	5	10	10	40,0	0,10	2,06	0,22	cas3

Tableau IV-3 : Synthèse des expériences tricouches réalisées. La dernière colonne indique le type d'expérience réalisées (cas1 : Γ_1 et $\Gamma_2 > 0,5$; cas2 : Γ_1 et $\Gamma_2 < 0,5$; cas3 : $\Gamma_1 > 0,5$ et $\Gamma_2 < 0,5$).



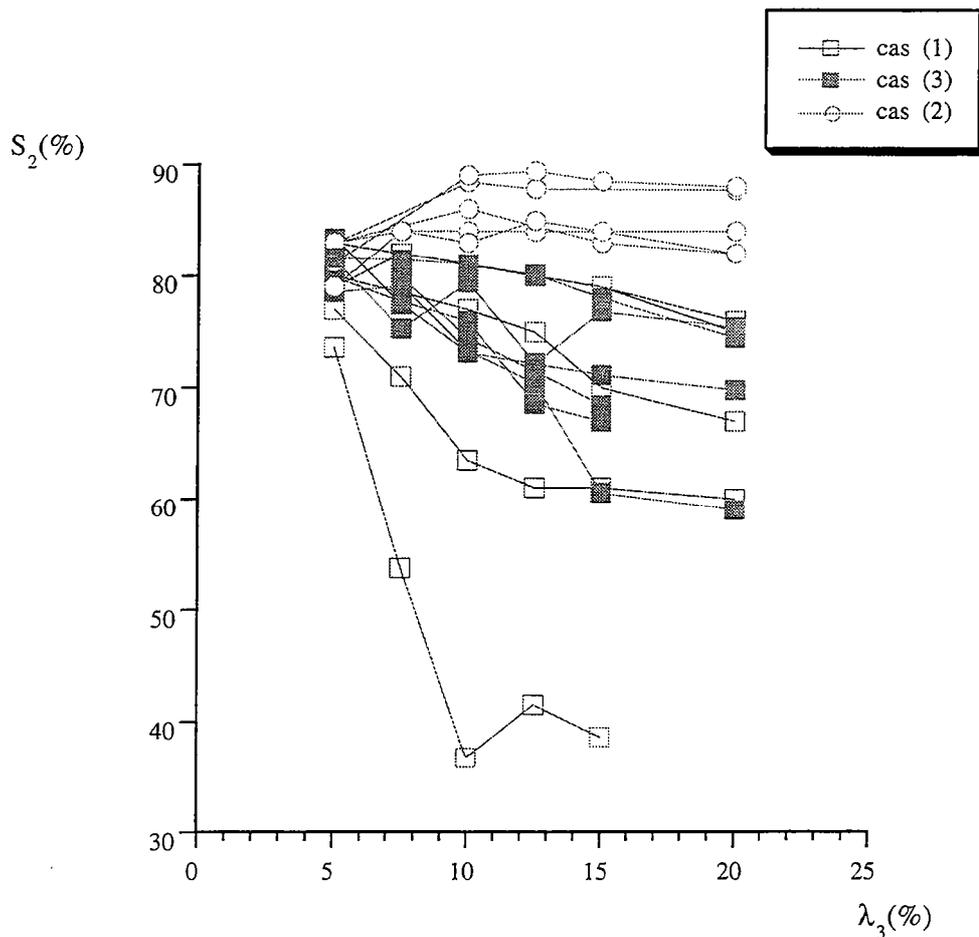


Figure IV-31 : Détermination du mode macroscopique de déformation à partir du comportement de S_2 au cours du raccourcissement. Dans le cas 1, Γ_1 et Γ_2 sont inférieurs à 0,5. Dans le cas 2, Γ_1 et Γ_2 sont supérieurs à 0,5. Dans le cas 3, Γ_1 est supérieur à 0,5 et Γ_2 est inférieur à 0,5. La décroissance de S_2 au cours du raccourcissement indique un mode de déformation localisé pour le cas 3.

Afin de mieux caractériser le processus de localisation et d'évaluer l'influence relative de chaque niveau ductile sur l'organisation spatiale de la déformation, nous avons effectué une étude stéréophotogrammétrique du champ de déformation incrémental d'une expérience intermédiaire (cas (3)). Cette expérience montre que pour un Γ_1 supérieur à 0,5, la déformation est nettement moins localisée que celle rencontrée dans les expériences bicouches localisantes effectuée avec un Γ plus faible (FIG. IV-32). Pour les mêmes incréments de raccourcissement, l'intensité de la déformation est plus diffuse dans l'expérience comportant deux niveaux ductiles et il est très difficile d'individualiser une bande de cisaillement. Cette différence implique que le milieu visqueux plus résistant, qui n'intervient pas sur la transition, joue un rôle dans l'organisation spatiale de la déformation.

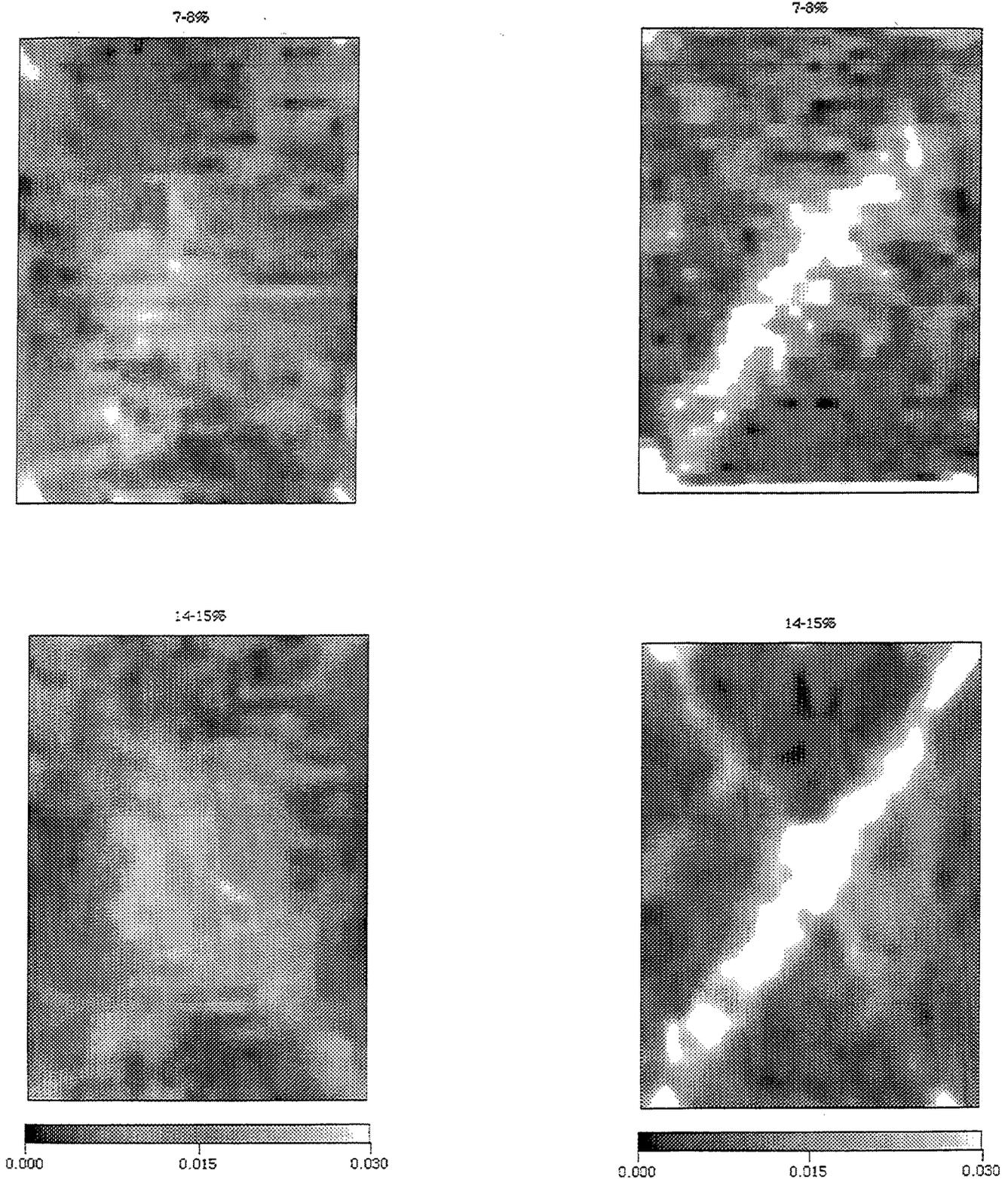


Figure IV-32 : Distribution de l'intensité de la déformation pour deux expériences localisantes. A droite une expérience comportant un seul niveau ductile. A gauche, une expérience comportant deux niveaux ductiles. Les incréments de raccourcissement sont les mêmes dans les deux cas (7% en haut et 15% en bas).

Pour préciser le rôle de ce niveau ductile sur l'organisation de la déformation, nous avons effectué une analyse multi-échelle du champ de déformation. La figure IV-33 montre l'évolution de la déformation moyenne $\langle I_\epsilon \rangle$ et du paramètre S_2 en fonction de la taille Z de la maille élémentaire, pour les deux stades représentés sur la figure IV-32. Nous avons également représenté les résultats obtenus pour l'expérience bicouche représentés sur la figure IV-32.

La dépendance de $\langle I_\epsilon \rangle$ avec Z ne montre pas de différences majeures entre les deux types d'expériences. Pour les raccourcissement de 7% et 20%, la décroissance de $\langle I_\epsilon \rangle$ est similaire, et se caractérise par un exposant $\xi \sim -0,1$ pour le stade représenté à 20%.

L'évolution du paramètre de localisation S_2 avec Z permet de distinguer les expériences bicouches des expériences tricouches. En effet, les expériences tricouches montrent des valeurs de S_2 qui sont translatées vers des valeurs plus importantes, traduisant ainsi une localisation moins prononcée. Toutefois, l'évolution qualitative de ces deux types d'expériences est similaire. Lorsque la déformation est localisée, pour 20% de raccourcissement, le paramètre S_2 est constant jusqu'à une valeur critique Z_c au delà de laquelle S_2 augmente. Cette maille critique Z_c , à partir de laquelle on homogénéise la déformation est plus importante dans le cas de l'expérience tricouche. Or, celle-ci a été interprétée précédemment comme résultant de l'effet de taille finie de la bande de cisaillement. Cela suggère que dans le cas de l'essai tricouche, il existe une bande de cisaillement qui localise la déformation, et que celle-ci a une largeur plus importante.

La détermination du mode macroscopique de déformation pour la lithosphère ne dépend que du rapport de résistance existant entre la croûte supérieure fragile et la croûte inférieure ductile. Compte tenu de l'indépendance existant entre le rapport de résistance et l'épaisseur des niveaux ductile (les contraintes liées à la propagation des failles sont atténuées en profondeur), cela implique que quelle que soit l'épaisseur de la croûte inférieure ductile, c'est elle qui contrôlera la déformation.

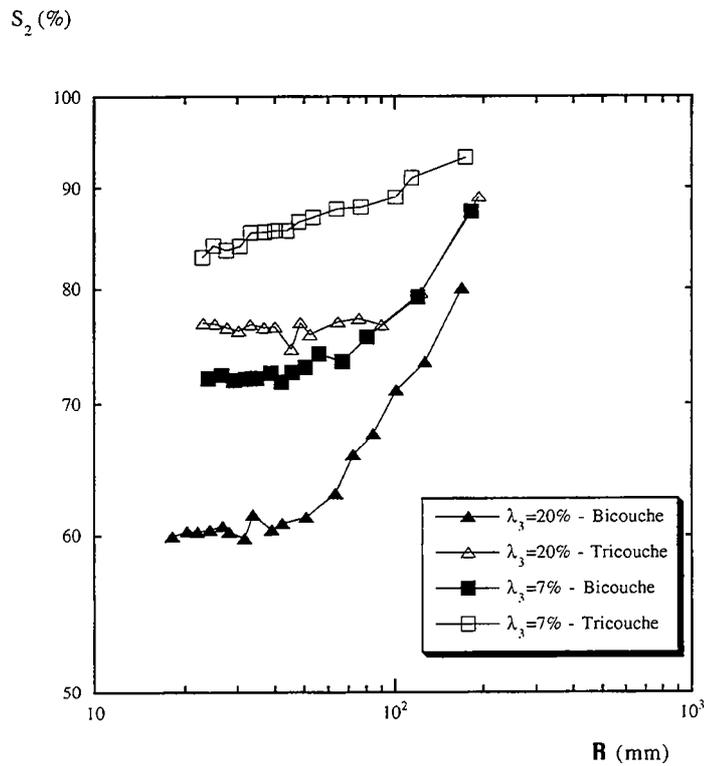
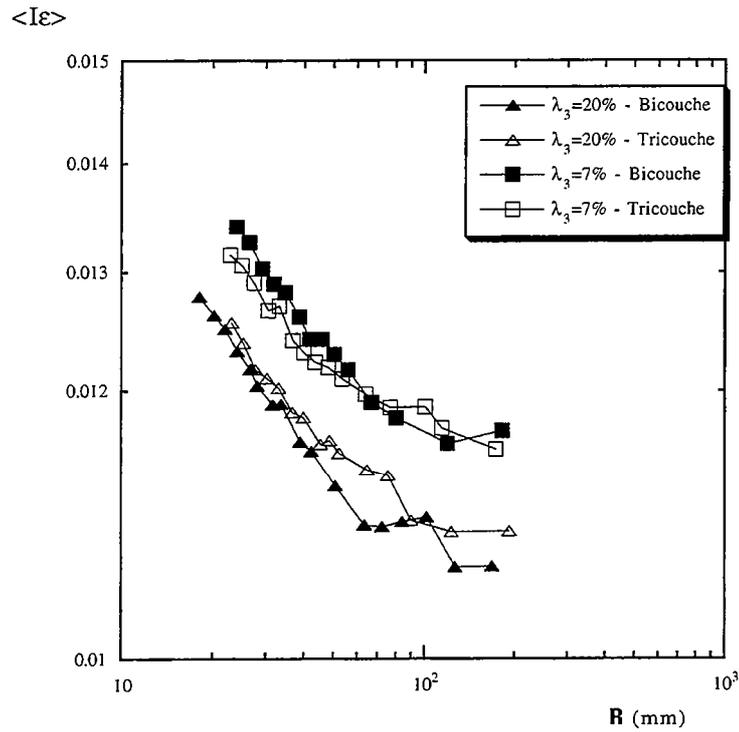


Figure IV-33 : (a) Evolution de la déformation moyenne $\langle I_\epsilon \rangle$ en fonction de la taille Z de la maille élémentaire pour les expériences bicouches et tricouches représentées sur la figure IV-32. (b) Evolution du paramètre S_2 .

IV-4-2 Quel mode de déformation pour la lithosphère ?

La déformation de la lithosphère continentale a été modélisée suivant trois approches radicalement différentes. La première suppose que la déformation est contrôlée entièrement par la partie ductile de la lithosphère, et correspond au pôle non-localisant de notre analyse ($\Gamma < 0,5$). La seconde approche considère au contraire que la lithosphère peut être assimilée à un milieu purement fragile et la déformation se localise le long de grandes failles. Cela correspond à la limite $\Gamma \rightarrow \infty$. Enfin, la dernière approche assimile la lithosphère à une superposition de niveaux fragile et ductile. Dans ce cas, la déformation se localise après une phase de déformation diffuse et $\Gamma > 0,5$. Cette typologie des modes de déformation, établie aussi sur la base de simulations numériques (cf. *Annexe*), ainsi que la définition des paramètres représentatifs de chaque mode, peut nous aider à mieux contraindre le mode de déformation de la lithosphère. L'application directe de nos résultats expérimentaux à la lithosphère continentale est bien sûr sujet à caution. Mais, compte tenu des incertitudes concernant la rhéologie de la lithosphère, l'estimation du rapport de résistance entre les niveaux fragile et ductile pour la lithosphère peut nous permettre dans un premier temps de mieux cerner le domaine de validité de ces trois modèles. Pour cela, nous avons estimé le mode de déformation à partir de la longueur mécanique l_M définie § IV-2 (équation IV-11). Celle-ci a été définie comme $l_M = \sqrt{\frac{\eta U}{\rho g}}$ et constitue une mesure indirecte du paramètre Γ ($l_M^2 = h_F^2 \Gamma$).

Notre choix s'est porté préférentiellement sur cette valeur l_M . Cela permet de séparer les erreurs liées aux paramètres mécaniques (viscosité) de celles liées à l'estimation de l'épaisseur de la croûte fragile. L'évolution de cette longueur par rapport à l'épaisseur du niveau fragile peut nous aider à trancher en faveur d'un mode ou d'un autre. Cette estimation ne donne, bien sûr, qu'une information qualitative sur l'importance des niveaux fragile sur les niveaux ductiles.

L'évolution de l_M pour différentes régions tectoniquement actives est reportées sur la figure IV-34. Les barres d'erreurs sur l'estimation de l_M correspondent à une variation d'un ordre de grandeur de la viscosité. La valeur inférieure correspond à une viscosité de 10^{21} Pa.s et la borne supérieure à une viscosité de 10^{22} Pa.s. Ce diagramme montre, malgré les grandes incertitudes, que les deux comportements, localisés ou non-localisés, peuvent se rencontrer dans la lithosphère continentale. D'autre part, mis à part le Rift Baikal, toutes les régions se situent à proximité de la transition entre un mode de déformation localisant et un mode non-localisant. Cela implique donc qu'une légère variation de l'épaisseur de la croûte fragile ou bien de la vitesse de déformation peut modifier le mode de déformation.

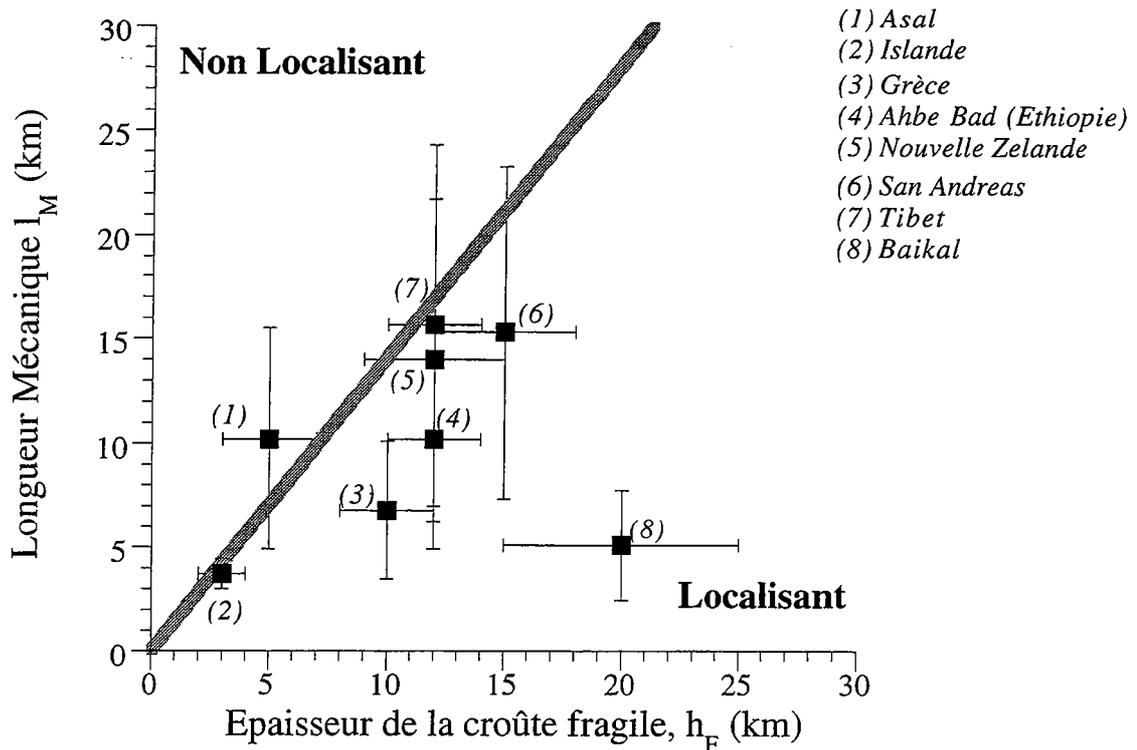


Figure IV-34 : Estimation du mode de déformation (localisant ou non-localisant) pour différentes régions tectoniquement actives à partir de la longueur mécanique l_M (cf équation IV-11).

La proximité de la transition entre le mode de déformation non localisé et le mode de déformation localisé nous permet de réfuter l'hypothèse d'une déformation qui se localise le long de grandes discontinuités (le mode C). En effet, un tel mode de déformation implique un rapport de résistance élevé, qui n'est jamais rencontré dans la nature. La modification de la viscosité (le paramètre le plus mal contraint) vers des valeurs plus élevées ne fera que translater la valeur de l_M (ou de Γ) vers le pôle non localisant. De plus, une viscosité inférieure à 10^{21} Pa.s semble peu réaliste pour décrire la viscosité de la croûte inférieure.

IV-4 CONCLUSION

A travers l'étude d'expériences analogiques présentant une stratification fragile-ductile, il apparaît que le mode de déformation est fonction du rapport de résistance existant entre les couches fragiles et les couches ductiles. La transition entre ces deux modes se définit à partir de l'estimation du paramètre mécanique Γ . Pour des valeurs inférieure à 1/2, la déformation est distribuée sur toute la surface de l'expérience (c'est le

mode **A**). Au contraire, lorsque Γ est supérieur à 1/2 le champ de déformation se caractérise par la nucléation et la croissance d'une bande de cisaillement qui connecte les deux bordures latérales du système (mode **B**). Enfin, pour un rapport Γ plus élevé, la déformation se localise le long d'une grande faille qui recoupe tout l'échantillon (mode **C**).

La transition entre le mode **C** et le mode **A** a été caractérisé numériquement. Nous avons donc préféré nous focaliser sur la transition entre le mode **B** et le mode **A**. Cette transition est brutale et intervient pour de faibles modifications dans les paramètres mécaniques. Celle-ci est similaire à une transition de phase dans le sens thermodynamique du terme. L'analyse de cette transition, dans les systèmes qui présentent une stratification rhéologique plus complexe, montre que la transition est tout aussi brutale et que le paramètre adimensionnel Γ pertinent pour décrire le mode macroscopique de déformation correspond au rapport de résistances entre le niveau fragile et le niveau ductile le moins compétent. La localisation dans ce cas est plus tardive et se traduit par une bande de cisaillement beaucoup plus large.

Chaque mode de déformation se caractérise également par une loi d'échelle particulière. Ainsi, la déformation pour le mode de déformation non-localisant est distribuée sur l'ensemble de l'expérience, elle évolue comme R^2 . Pour le mode localisant, la déformation évolue comme $R^{1.9}$. Une telle dépendance implique que la déformation n'est pas distribuée sur l'ensemble de l'expérience mais qu'elle occupe qu'une portion de l'espace. Cela implique aussi une dépendance entre la mesure de l'intensité de la déformation et la surface sur laquelle elle est mesurée. Cette évolution de la déformation, identique à la dépendance d'échelle des fusibles cassés dans les simulations numériques couplant fusibles et capacités et réalisées à proximité de la transition localisant/non-localisant, est caractéristique des phénomènes critiques telle que la percolation.

Les trois modes de déformation **A**, **B** et **C** ont chacun été retenu pour décrire le mode de déformation de la lithosphère. Afin de trancher entre ces différents modes, deux possibilités s'offrent à nous. La première est basée sur la mesure du paramètre Γ et la seconde se base sur la mesure de la dépendance d'échelle de la déformation.

L'estimation du rapport adimensionnel Γ pour la lithosphère, malgré de grandes incertitudes sur la rhéologie de la lithosphère, montre que celui-ci borne la transition entre le mode de déformation localisant (mode **B**) et le mode de déformation non localisant (mode **A**). Aussi, ne pouvons nous considérer que ces deux modes pour décrire le comportement mécanique de la lithosphère. L'étude de la dépendance d'échelle de la déformation peut nous aider alors à séparer ces deux modes. Cependant, si la mesure de la déformation est maintenant possible, grâce aux techniques satellitaires, elle nécessite (i) un réseau dense de stations GPS qui n'existe pas et (ii)

une mesure des déplacement sur une longue durée. Cette vérification n'est donc pas réalisable actuellement.

La déformation dans la lithosphère s'exprime aussi par la création et la croissance d'un réseau complexe de failles. Ces réseaux de failles obéissent à des lois d'échelles et les exposants caractéristiques de ces différentes lois présentent une grande variabilité. La détermination, pour chaque mode de déformation, des grandeurs caractéristiques des réseaux de failles est importante pour trancher entre les deux modes de déformation proposé pour la lithosphère (**A** ou **B**). Cette analyse est aussi primordiale pour mieux contraindre les processus de croissance des réseaux de failles et mieux contraindre la valeur des exposants mesurés.

V - LOIS D'ECHELLES ET CROISSANCE DES RESEAUX DE FAILLES

Les failles constituent des marqueurs de la déformation dans la partie supérieure de la croûte continentale. Celles-ci se nucléent, croissent et coalescent pour former un réseau souvent complexe à analyser. La connaissance de la dynamique de la croissance de ces réseaux est essentielle à divers titres. Celle-ci permet (i) de décrire les processus de croissance des failles (nucléation, croissance, coalescence) (ii) d'établir les bilans de déformation (estimation de la part relative des petites et des grandes failles dans l'accommodation de la déformation). Connaître la géométrie de ces réseaux peut avoir des implications dans d'autres domaines, pétroliers ou environnementaux, par le biais de leur propriété de transfert.

L'étude de la fracturation à partir de simulations numériques basées sur la rupture de fusibles fournit un cadre théorique quant à l'interprétation de la géométrie des réseaux naturels. Cette étude montre entre autres que la géométrie peut être décrite à partir de loi d'échelle dont l'exposant varie avec la classe de désordre introduite initialement [Hansen et al., 1991] et des mécanismes de déformation impliqués [Vanneste et Sornette, 1992]. La caractérisation des réseaux naturels montre que ceux-ci suivent également des lois d'échelles [Barton et Larsen, 1985; Okubo et Aki, 1987; La Pointe, 1988, Hirata, 1989; Davy et al., 1990; Vignes-Adler et al., 1991; Matsumoto et al., 1992; Barton et Zoback, 1992; Gautier et Lake, 1993]. Certains points restent cependant incomplets pour comprendre les processus de croissance sous-jacent. En effet, les exposants mesurés montrent une grande variabilité qui est liée entre autres à une représentativité statistique plus ou moins bonne, et/ou à la méconnaissance de l'évolution temporelle de ces réseaux et des mécanismes de déformations impliqués dans la lithosphère.

Il est alors important, pour comprendre l'évolution de ces exposants et les causes de cette variabilité, de se fixer un nouveau cadre d'étude, où les mécanismes de déformation impliqués sont similaires à ceux rencontrés dans la lithosphère. En cela, les modèles analogiques sont bien adaptés à la compréhension de la croissance des réseaux de failles. Ils respectent la stratification fragile-ductile et la mécanique de ces systèmes (le mode macroscopique de déformation) est bien contraint à l'aide du paramètre Γ . Du fait de leur nature fragile-ductile, ils fournissent un cadre d'interprétation aux données

géologiques. De plus, le nombre de failles créées permet une analyse statistique représentative et il est possible de suivre l'évolution temporelle de la fracturation.

Les questions abordées à travers l'analyse des réseaux de failles issus de nos modèles analogiques concernent l'influence du mode de déformation macroscopique sur l'organisation spatiale des réseaux. Elles concernent aussi les causes de la variabilité des paramètres décrivant la géométrie des réseaux de failles, notamment en fonction du degré de maturation du réseau et de la déformation imposée. D'autre part, les failles constituent des instabilités, dont la croissance est favorisée par la diminution de leur résistance et limitée par la diffusion des contraintes dans le milieu ductile. Dès lors, on est à même de se demander s'il n'existe pas dans certains cas une longueur caractéristique au delà de laquelle la croissance de ces instabilités sera limitée.

Dans un premier temps, nous suivons donc l'évolution de la distribution des longueurs de failles en fonction de l'importance du rapport Γ . Par la suite, pour mieux comprendre les processus sous-jacents à la croissance des failles et à l'accommodation de la déformation, nous suivons l'évolution temporelle de cette distribution. Dans un deuxième temps, nous nous attacherons à décrire l'organisation spatiale de ces réseaux de failles en fonction de la valeur du rapport Γ pour différents stades de raccourcissement.

V-1 LES RESEAUX, PRESENTATION

La figure V-1 présente l'évolution temporelle d'un réseau de failles pour une expérience localisante. Celle-ci intègre l'ensemble des caractéristiques des réseaux de failles dont nous avons précisé l'évolution ultérieurement (la nucléation, la croissance, l'occupation spatiale et la localisation de la déformation). Les failles se créent au centre de l'expérience, croissent et se connectent entre elles, avant de se connecter aux deux bordures latérales de l'expérience. Cette connexion réalisée, on note une occupation progressive de l'espace par des failles qui se forment entre les grandes structures orientées SW-NE et SE-NW. Ces petites failles délimitent alors des blocs de plus en plus petits.

La caractérisation de la croissance de ces réseaux peut s'effectuer suivant deux approches. La première précise l'évolution des propriétés globales comme l'étude de l'évolution de la masse de failles (*i-e* la longueur cumulée de toutes les failles présentes dans l'expérience). Le second type d'analyse s'attache à décrire la croissance de ces réseaux à partir de propriétés locales comme la distribution des longueurs l ou leur organisation spatiale. Dans un premier temps, nous nous intéresserons à l'évolution de la

masse de failles en fonction du mode de déformation ainsi qu'à la dépendance de l'orientation moyenne des failles avec le mode de déformation.

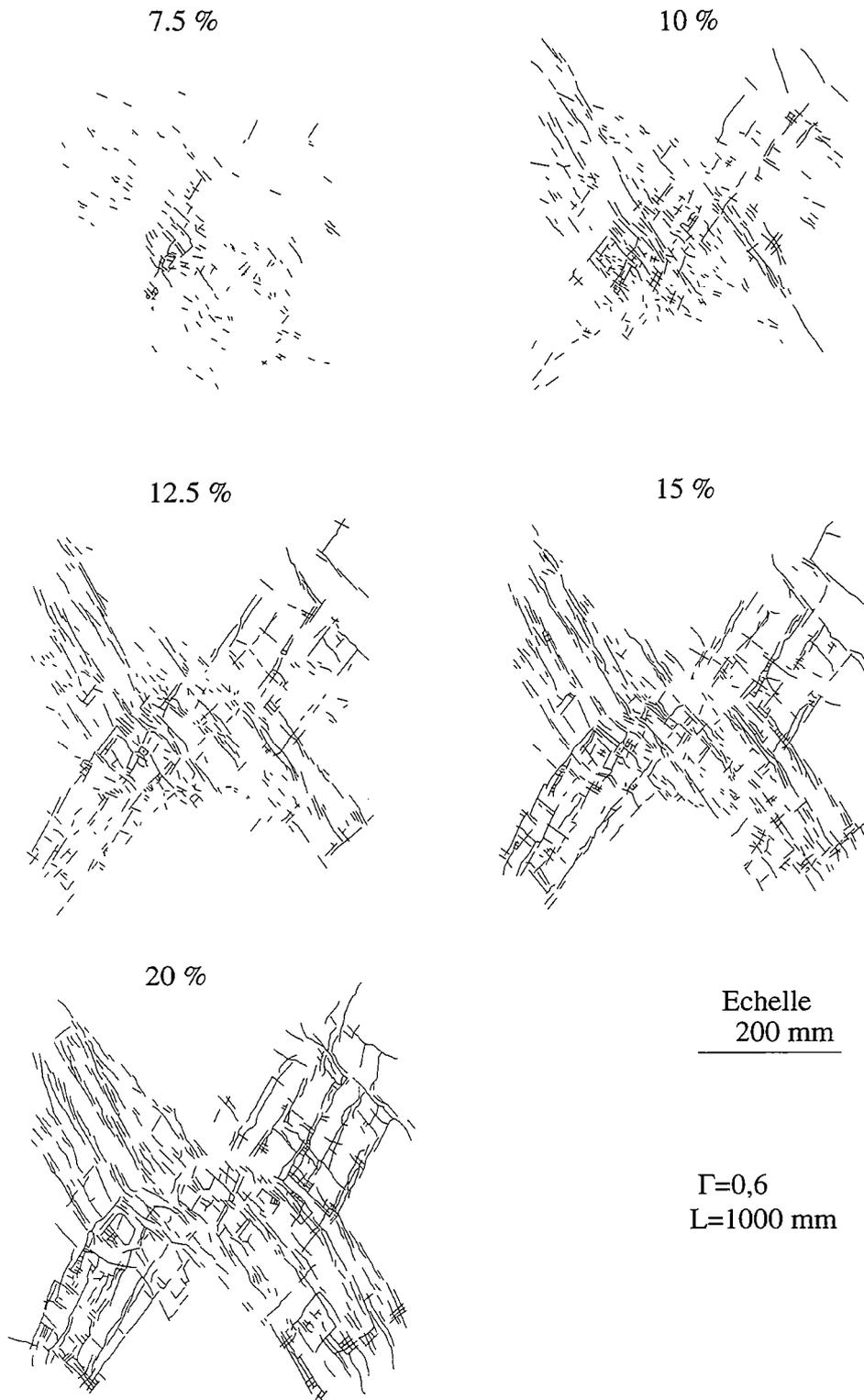
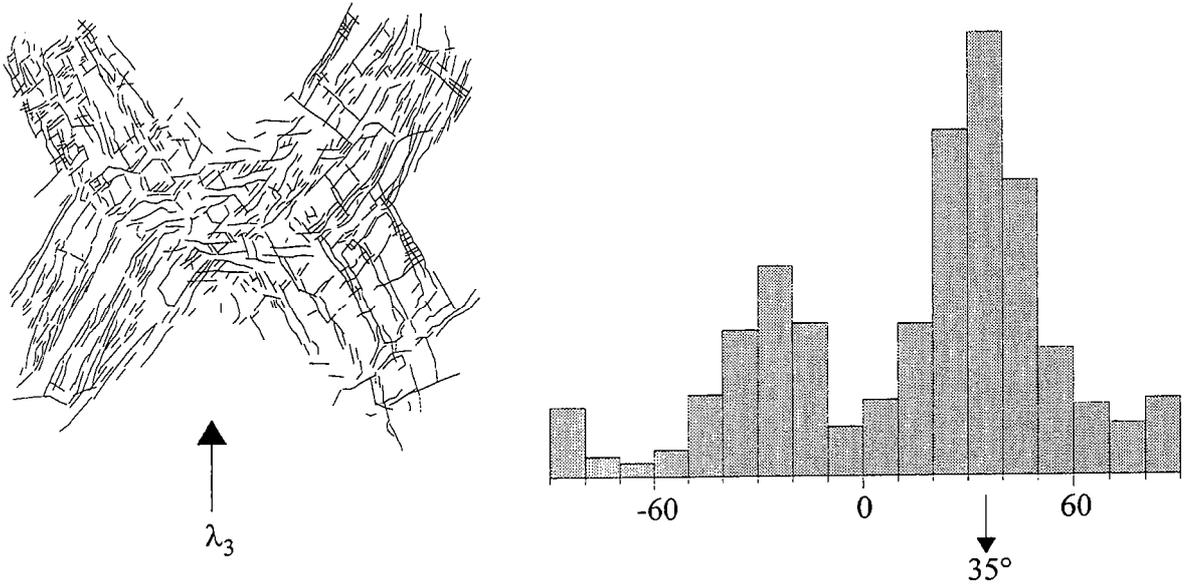


Figure V-1 : Croissance du réseau de failles pour une expérience localisante ($\Gamma=0,6$)

V-1-1 Orientation des failles

a)



b)

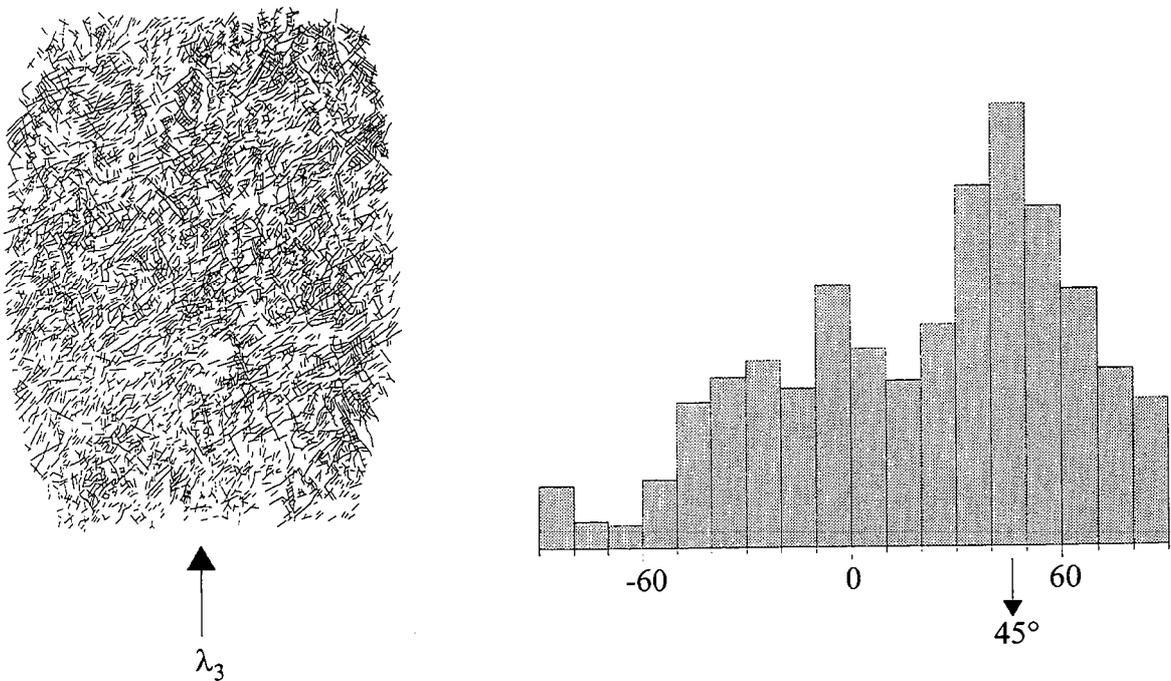


Figure V-2 : Réseau de failles et histogramme des orientations des failles pour une expérience localisante (a), et pour une expérience non-localisante (b). L'angle est mesuré en degré par rapport à la direction principale de raccourcissement λ_3 .

Les réseaux de failles obtenus après 20% de raccourcissement et correspondant aux deux types d'expériences (localisantes et non-localisantes) sont présentés sur la figure V-2. Pour les expériences localisantes, les failles sont orientées à 35° (FIG. V-2a) de la direction principale de raccourcissement, en accord avec la loi de Mohr-Coulomb et forment un réseau complexe le long des bandes de cisaillements. Elles décalent les marqueurs passifs et se connectent aux bordures latérales. Pour les expériences non-localisantes, les failles sont distribuées sur toute la surface de l'expérience et présentent un histogramme des orientations plus large. Malgré de grandes fluctuations celles-ci sont orientées majoritairement à 45° par rapport à σ_1 (FIG. V-2b). Elles sont généralement plus courtes et ne décalent que très rarement les marqueurs. Cette variation dans l'angle de création des failles entre les expériences localisantes et les expériences non-localisantes peut être associée au rôle de plus en plus important de la couche de silicone.

V-1-2 La masse de failles

L'évolution temporelle de la masse et du nombre de failles permet d'interpréter l'accommodation de la déformation en terme de nucléation, de croissance et de connexion des failles. La figure V-3 illustre, de façon schématique, l'évolution temporelle de la masse de failles M de failles présente à un instant T_i dans un milieu en fonction des processus activés.

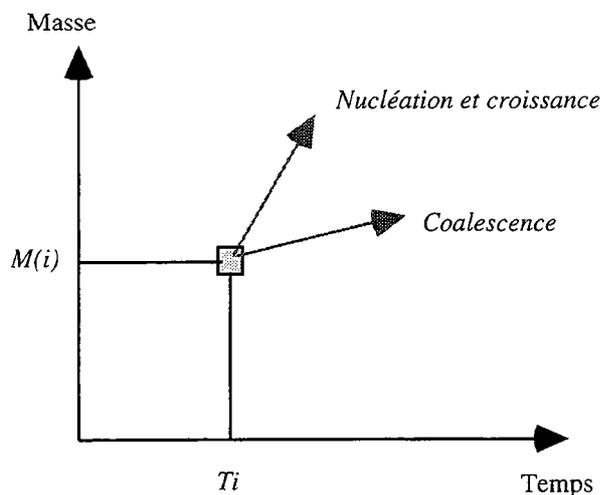


Figure V-3 : Evolution schématique de la masse M de failles en fonction des processus activés.

Lorsque la nucléation des failles est le processus dominant, la masse de faille augmente rapidement au cours du temps. Par contre dès que ces failles croissent et coalescent, la masse évolue moins rapidement, et cette dernière se stabilise lorsqu'un sous réseau est capable d'accommoder l'ensemble des déformations. En fonction du processus dominant donc, la masse de failles augmentera plus ou moins. Bien sur,

lorsque ces trois mécanismes coexistent (et c'est le cas dans nos expériences) il n'est pas possible de les individualiser. L'évolution de la masse de failles au cours du temps pour une expérience localisante et non localisante donne cependant une information qualitative sur le mode d'accommodation de la déformation et sur la croissance du réseau.

L'évolution pour un Γ inférieur et supérieur à 0,5 de la masse M de faille est reporté figure V-4. Pour les expériences non-localisantes, nous observons une production continue de failles au cours du temps. Au contraire, pour les expériences localisantes ($\Gamma > 0,5$), il y a bien nucléation et croissance de nombreuses failles dans les premiers stades de l'expérience (entre 5 et 7%) mais lorsque le raccourcissement devient plus important, la masse de failles croît moins rapidement. Ces deux évolutions traduisent l'activation de différents processus d'accommodation de la déformation. En effet, lorsque $\Gamma < 0,5$, l'augmentation constante de M signifie que les processus de nucléation et de croissance des failles est très actif. Au contraire, lorsque $\Gamma > 0,5$, la stabilisation de la masse de faille indique que la déformation est accommodée essentiellement par la croissance et la coalescence des failles.

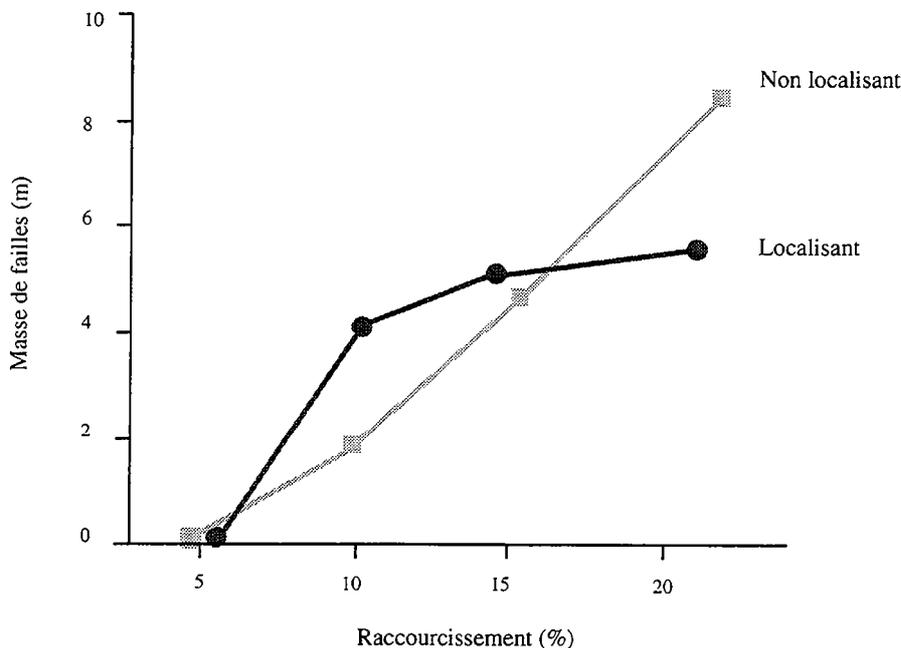


Figure V-4 : Evolution de la masse de failles (la longueur cumulée de toutes les failles) en fonction du raccourcissement pour une expérience localisante et une expérience non localisante.

Pour des valeurs de Γ proche de la transition ($\Gamma = 0,6$), la masse de faille montre une stabilisation moins importante, traduisant une coalescence des failles moins importante. L'accommodation de la déformation se fait alors par la nucléation, la croissance et la coalescence des failles. Il n'est pas possible de trancher entre ces

différents mécanismes uniquement à partir de la masse. On note aussi que la masse de failles présente pour un raccourcissement donné dépend de la taille initiale de l'expérience. La figure V-5 montre l'évolution de M pour trois expériences de tailles initiales L différentes réalisées pour un rapport Γ similaire ($\Gamma=0,6$).

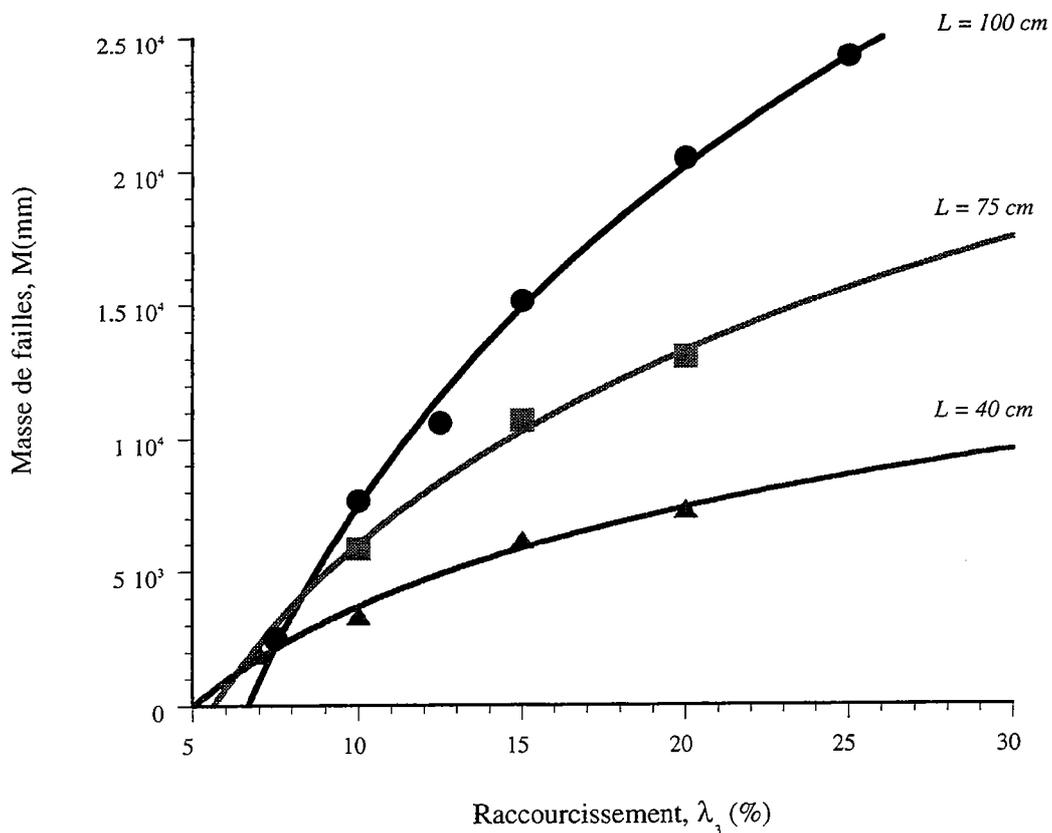


Figure V-5 : Dépendance de la masse de faille avec le raccourcissement imposé pour différentes expériences localisantes de tailles variables et dont le paramètre Γ est proche de la transition ($\Gamma=0,6$).

La masse de failles prend en compte l'ensemble des failles présente dans le milieu et permet de trancher entre les deux modes de déformation uniquement si l'on dispose de l'information temporelle. Cette information n'est évidemment pas disponible pour la lithosphère. Il convient donc, afin de préciser le mode de déformation de la lithosphère, de caractériser chaque mode de déformation à l'aide de paramètres plus discriminants. L'étude des paramètres locaux comme le nombre de failles de longueur l ou la dimension fractale des réseaux de failles peut s'avérer plus performante quant à la distinction de chacun des modes de déformation (localisant ou non localisant).

V-2 LA DISTRIBUTION DES LONGUEURS

L'étude des réseaux de failles rencontrés dans la nature montre que ceux-ci suivent une géométrie complexe, qui se caractérise par la présence d'un grand nombre de failles de longueurs différentes. A l'échelle de la lithosphère, ces failles constituent des instabilités de croissance qui, en se propageant, modifient les propriétés moyennes du milieu encaissant (diminution de la résistance), ce qui favorise leur croissance. D'un autre côté, les contraintes associées à la propagation de ces hétérogénéités sont atténuées dans le niveau ductile, ce qui peut limiter leur propagation. La compétition entre ces deux effets intervient donc directement sur la croissance des failles et fixe la longueur d'amplification maximale de ces instabilités de croissance. Au delà de cette longueur, les contraintes dans le niveau ductile deviennent prépondérantes par rapport aux contraintes dans le niveau fragile et le nombre de failles est alors moins important.

La distribution des longueurs de failles doit, par conséquent, dépendre du couplage existant entre les deux niveaux et refléter cette compétition. Il est donc important de déterminer l'influence du mode macroscopique de déformation sur la distribution des longueurs de failles ainsi que l'évolution de cette dernière en fonction du rapport de résistances Γ .

Les paragraphes suivants vont s'attacher tout d'abord à décrire les différentes lois rencontrées dans la nature. Par la suite nous déterminerons les lois qui décrivent la distribution des longueurs dans nos modèles en fonction du paramètre Γ . Enfin, nous analyserons la distribution des longueurs de failles d'une région tectoniquement active.

V-2-1 Les lois rencontrées dans la nature

On observe une dépendance entre le nombre de failles et la longueur des failles présentes dans un milieu. La décroissance du nombre de failles par rapport à leur longueur peut se caractériser à partir de lois différentes. La loi lognormale, fréquemment utilisée pour décrire les distributions des longueurs de failles, ne traduit en réalité que le sous-échantillonnage des petites failles. D'autre part elle n'a pas de signification mécanique [*Einstein et Baecher*, 1983; *Barton et Zoback*, 1992].

Une autre loi, permettant de décrire la décroissance du nombre de failles en fonction de leur longueur, est une loi de puissance du type

$$n(l) \sim l^{-a} \quad (\text{V-1})$$

où $n(l)$ est le nombre de faille comprise entre l et $l+dl$ et a est l'exposant qui traduit l'importance des petites failles par rapport aux grandes. Il existe deux façons de mesurer a . La première à partir de la distribution de densité $n(l)$, qui mesure le nombre de failles comprises entre l et $l+dl$, la seconde à partir de la distribution cumulée $C(l)$, qui mesure

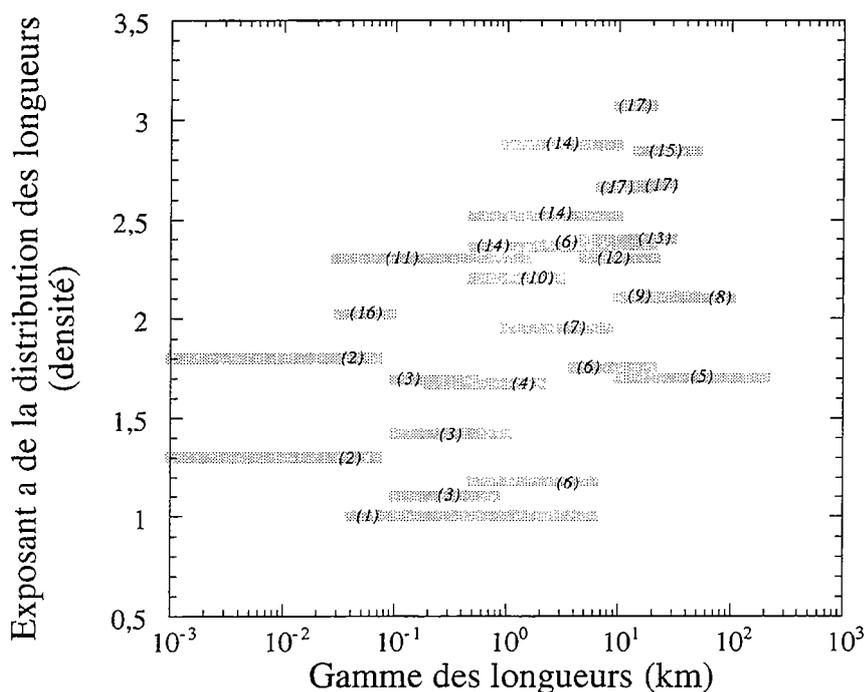
le nombre de failles dont la longueur est supérieure à l . Ces deux distributions, $C(l)$ et $n(l)$ sont reliées par

$$C(l) = \int_l^{\infty} n(l) dl \quad (V-2)$$

Si $n(l)$ est une loi de puissance (l^{-a}) alors $C(l)$ est aussi une loi de puissance avec un exposant égal à $-a+1$. La mesure de $C(l)$ donne des distributions plus lissées que celles obtenues à partir de $n(l)$, mais pose divers problèmes.

- Le lissage introduit par l'intégrale ne permet pas d'estimer les erreurs liées aux fluctuations de la distribution et les erreurs sur la valeur de l'exposant a sont sous-estimées [Davy, 1993b].

- La distribution $C(l)$ fait souvent apparaître des artefacts liés à des problèmes d'échantillonnage des grandes failles. C'est cependant cette distribution qui est la plus souvent utilisée. La loi de puissance est alors définie entre une échelle minimale, correspondant à l'échelle de résolution ("truncating effect") et une échelle maximale liée à la sous-estimation de la longueur des grandes failles ("censoring effect").



- | | | |
|------------------------------|------------------------------|-------------------------------|
| (1) Gudmunsson, 87 | (7) Kakimi, 80 | (13) Vilemin et Sunwoo, 87 |
| (2) Segall et Pollard, 83 a) | (8) Scholz et Cowie, 90 | (14) Watterson et al., 96 |
| (3) Gauthier et Lake, 93 | (9) Blackstone, 88 | (15) Steward, 80 |
| (4) Krantz, 88 | (10) Scott et Castellano, 84 | (16) Knott et al., 96 |
| (5) Main et al., 90 | (11) Scholz et al., 93 | (17) Cladouhos et Marrett, 96 |
| (6) Yielding et al., 96 | (12) Davy, 93 b) | |

Figure V-6 : Valeur de l'exposant a de la distribution des longueurs en fonction de la gamme de longueur sur laquelle il a été mesuré.

Les résultats obtenus sur les valeurs des exposants diffèrent suivant la gamme de longueurs considérée. A partir des données issues de la littérature, nous avons reporté la valeur de a en fonction de la gamme de longueurs sur laquelle il était défini (FIG. V-6). Les valeurs obtenues pour une gamme de longueurs inférieure à 5 km sont le plus souvent inférieures aux exposants déterminés sur des gammes de longueurs de failles dépassant 5-10 km. On passe ainsi d'un exposant dont la valeur varie entre 1 et 2 à un exposant compris entre 2 et 3. Cette dispersion peut être interprétée comme le résultat d'un échantillonnage incomplet des failles. En effet, toutes les longueurs échantillonnées ne sont que des mesures bidimensionnelles, c'est à dire l'intersection du plan de la faille avec le plan d'observation. Cette distribution bidimensionnelle ne reflète pas la distribution réelle des failles. Si $n_{3D}(l)$ représente la distribution tridimensionnelle des failles, la distribution en deux dimensions sera

$$n_{2D}(l) = n_{3D}(l) * p_{2D}(l)$$

où $p_{2D}(l)$ représente la probabilité d'avoir une faille qui recoupe le plan d'observation [Marrett et Allmendinger, 1991]. On peut supposer que cette probabilité est proportionnelle à la longueur de la faille. En faisant cette hypothèse, et si la distribution $n_{2D}(l)$ est une loi de puissance avec un exposant $-a$, alors $n_{3D}(l)$ sera une loi de puissance avec un exposant $-a-1$. La transition observée autour de 5-10 km dans les valeurs de a peut alors s'expliquer en considérant la taille finie de la croûte fragile et la croissance limitée des failles dans le plan vertical. Pour des longueurs supérieures à 5-10 km, on observe toutes les failles. Par conséquent, les distributions $n_{2D}(l)$ et $n_{3D}(l)$ sont équivalentes. Par contre, pour les longueurs de failles inférieures à 5-10 km, toutes les failles ne sont pas échantillonnées. Pour pouvoir comparer ces deux familles, on doit convertir $n_{2D}(l)$ en $n_{3D}(l)$ et donc ajouter 1 à l'exposant mesuré en deux dimensions. Cela a pour effet de regrouper toutes les valeurs de a dans la gamme $2 < a < 3$. Les mesures effectuées par Gautier et Lake [1993] en trois dimensions (*i-e* $n_{3D}(l)$) montrent des valeurs de a variant entre 2,1 et 2,8 pour des longueurs comprise entre 100 et 1000 mètres. Ces résultats sont donc compatibles avec les exposants a corrigés.

D'autre part, certaines expériences analogiques montrent une dépendance de la valeur de cet exposant qui est fonction de la déformation. Il diminue de 2,8 jusqu'à 2,0 [Sornette et al., 1990, 1993] au cours du raccourcissement. Ce changement d'exposant a été interprété comme l'augmentation relative du nombre de grandes failles par coalescences de petites failles. Les grandes variations dans la valeur de l'exposant a observées figure V-6 peuvent donc aussi s'expliquer par des mesures effectuées sur des réseaux de failles provenant de régions plus ou moins déformées.

Des simulations numériques de croissance de failles montrent également une évolution temporelle de l'exposant a vers une valeur de 2 [Cowie et al., 1995]. Ces modèles sont basés sur la ruptures d'éléments auxquels on a attribué un seuil de rupture

différents. Lorsqu'un élément casse, une faille se forme. Il a ainsi été montré à partir de ces modèles que l'émergence de la loi de puissance dans la distribution des longueurs de failles correspondait à la transition entre un régime dominé par la nucléation des failles et un régime dominé par la coalescence des failles [Cowie *et al.*, 1995]. La valeur de a résulte donc de la compétition existant entre ces deux régimes. La coalescence et la connexion des failles étant de plus en plus importante au cours du temps, cela explique la diminution progressive, depuis 2,6-2,9 à 2,4-2, de l'exposant mesuré. Cependant, la longueur des failles dans ces modèles est définie comme la taille des amas *i-e* la longueur de tous les segments connectés entre-eux.

Pour expliquer la convergence de a vers la valeur 2, Sornette et Davy [1991], ont établi un modèle basé sur des considérations énergétiques, qui prédit un régime stationnaire limite caractérisé par une loi de puissance avec un exposant $a=2$. L'hypothèse sous-jacente à ce modèle est l'accommodation de la déformation uniquement par croissance de failles, sans création de nouvelles failles. Cependant, leur modèle ne rend pas compte de la rotation des failles. Si celle-ci est importante, alors les failles cesseront d'être actives et il sera nécessaire d'en créer de nouvelles pour accommoder la déformation. Dès lors des variations dans la valeur de a peuvent apparaître.

A l'aide d'un modèle où les failles se forment à partir de la croissance et de la coalescence de fissures distribuées aléatoirement dans le milieu, Cladouhos et Marrett [1996] montrent une décroissance de l'exposant a depuis 6-7 (ce ne sont sans doute pas des lois de puissance) jusqu'à 2. Cette valeur finale est obtenue lorsque la plus grande faille présente connecte les limites du système. Ces deux auteurs suggèrent que rien ne limite la décroissance de a vers des valeurs plus faibles, et ils ne considèrent pas que la valeur 2 soit une valeur attractive mais qu'elle représente plutôt une limite liée à la taille finie du système. Si tel est le cas, alors des simulations effectuées sur des systèmes de tailles variables devrait conduire à des exposants différents.

L'observation de distributions de longueurs de failles autre qu'une loi de puissance s'observe aussi dans la nature. Ainsi, l'analyse de fractures [Nur, 1982] et de failles [Thoué, 1993; Hayward *et al.*, 1995] effectuées en domaine continental montrent une distribution des longueurs qui suit une loi exponentielle. De même, la distribution des longueurs de failles de part et d'autres des rides médio-océanique suit elle aussi une loi exponentielle [Cowie *et al.*, 1993a; Carbotte et McDonald, 1994]. Ce changement dans le type de distribution peut s'interpréter alors comme un processus de nucléation des failles plus important que le processus de coalescence [Cowie *et al.*, 1995].

Enfin, Davy [1993a] a montré, à partir d'une étude détaillée du réseau de San Andreas, que la distribution des longueurs ne suit une loi de puissance que pour des longueurs inférieures à 5-10 km. Au delà, il existe un terme d'amortissement

exponentiel $\exp(-l/l_0)$ où l_0 est de l'ordre de l'épaisseur de la croûte fragile. La loi décrivant alors le mieux cette distribution est une loi gamma, qui est une fonction mixte d'une loi de puissance et d'une loi exponentielle. Celle-ci s'exprime comme

$$n(l) = Al^a \exp(-l/l_0) \quad (V-3)$$

où a est l'exposant de la loi de puissance et l_0 une longueur caractéristique, qui traduit le rôle mécanique joué par l'épaisseur finie de la croûte fragile qui tend à limiter la propagation des grandes failles.

On voit donc toute la difficulté de trouver un modèle pertinent d'interprétation de la distribution des longueurs de failles si l'on ne possède pas d'informations sur la physique du système étudié. En effet, ces trois types de distributions se rencontrent manifestement dans la lithosphère continentale. Comment alors, au sein d'un même système (la lithosphère), un même processus (la fracturation) peut-il présenter des distributions aussi variées ? Deux réponses peuvent être proposées. Il peut s'agir de réseaux traduisant une déformation plus ou moins importante (variation liées à l'aspect temporel) ou bien de réseaux issus de la déformation de régions caractérisées par un rapport de résistances différent (variations lié à la mécanique du système).

Nous allons voir par la suite que l'analyse des longueurs de failles dans nos modèles analogiques, pour différents raccourcissements et différents rapports de résistance, peut permettre de répondre à ces questions.

V-2-2 Les résultats expérimentaux

La digitalisation des réseaux de failles issus de nos expériences analogiques est un exercice délicat. De la qualité de cette digitalisation dépend la qualité de l'analyse effectuée. Les erreurs associées à cette digitalisation dépendent :

(i) de la définition du concept de failles c'est à dire, où commence et où s'arrête une faille. Cette notion de faille est assez subjective aussi est-il nécessaire de définir celle utilisée dans cette étude. Les failles dans nos modèles sont en réalité des micro-bandes de cisaillement de largeur non nulle. Celles-ci ont été assimilées à une succession de segments rectilignes reliant les deux points où la largeur de cette micro-bande est nulle.

(ii) De la taille et de l'importance des failles. Celles présentant un rejet important seront bien sur plus facilement individualisables.

(iii) de l'éclairage utilisés sur les expériences qui privilégie souvent une direction particulière des failles.

Ces deux derniers effets induisent un sous-échantillonnage des petites failles. Les analyses statistiques seront donc pertinentes pour des longueurs de failles supérieure à l'échelle de résolution *i-e* l'épaisseur du niveau fragile. Il est en effet très difficile

d'individualiser les failles plus petites que l'épaisseur de sable. Les réseaux digitalisés présente en moyenne 300 failles, ce qui permet une analyse statistique représentative.

1- caractérisation des distributions

Pour chaque expérience et pour différents raccourcissements, nous avons étudié la distribution des longueurs. Cette distribution a été caractérisée à l'aide de la distribution de densité $n(l)$, de la distribution cumulée $C(l)$ et du rapport $C(l)/n(l)$.

La première distribution mesure le nombre de failles dont la longueur est comprise entre l et $l+dl$ et exprime une distribution en fréquence des longueurs de failles. Pour la déterminer, il est nécessaire de se définir un intervalle de longueur dl au sein duquel on dénombre le nombre de failles. Le choix de dl est important puisque c'est lui qui va fixer le degré de lissage des données initiales. L'intervalle dl retenu sera celui pour lequel la distribution $n(l)$ présentera le moins de fluctuations [Davy, 1993a]. La seconde distribution représente le nombre de failles dont la longueur est supérieure à une longueur l . Elle correspond à l'intégrale de $n(l)$.

La comparaison des distributions $n(l)$ et $C(l)$, est un bon outil pour déterminer la loi la plus représentative de la distribution des longueurs de failles. Pour cela, nous avons utilisé le rapport des deux distributions $C(l)/n(l)$. En effet, celui-ci aura un comportement différent suivant que la distribution suit une loi exponentielle ($n(l) \sim \exp(-l/l_0)$) ou bien une loi de puissance ($n(l) \sim l^{-a}$). Dans le cas d'une loi exponentielle, le rapport $C(l)/n(l)$ est constant alors qu'il évoluera de manière linéaire avec l pour une loi de puissance [Davy, 1993a]. Aussi, avons nous déterminé les différentes lois (puissance et exponentielle) à partir de la comparaison entre $n(l)$ et $C(l)$.

Cependant, la distribution $C(l)$ fait apparaitre des artefacts liés à des problèmes de sous-échantillonnage des grandes failles. Ainsi, pour un réseau de failles dont les longueurs suivent une loi de puissance, l'exposant a varie suivant le type de distribution utilisée ($n(l)$ ou $C(l)$). Une telle variation est liée à la valeur de la borne supérieure d'intégration (équation V-2). En effet, celle-ci n'est pas infinie car limitée au moins par la taille finie du système. Dans ce cas, la borne maximale est égale à la longueur de la plus grande failles présente dans le milieu Λ_{\max} . La distribution $C(l)$ s'écrit alors comme

$$C(l) = \int_l^{\Lambda_{\max}} n(l) dl \quad (V-4)$$

soit

$$C(l) = \Lambda_{\max}^{-a+1} - l^{-a+1}$$

Lorsque $l=\Lambda_{\max}$, $C(l)=0$ et la loi de puissance intégrée présentera une forme incurvée. Dans certains cas, cet effet peut être important. Aussi, pour les lois de puissance avons nous déterminé la valeur de l'exposant a en prenant en compte cet effet.

2- Quelle distribution pour quel mode de déformation ?

La figure V-7 montre les types de distributions $n(l)$ et $C(l)$ observées dans nos expériences. Le rapport $C(l)/n(l)$ est aussi représenté. Il apparaît ainsi que le type de distribution est fortement contrôlé par le mode de déformation. Pour des valeurs de Γ proche de 1, la distribution des longueurs de failles suit une loi de puissance (FIG. 7a) caractérisée par un exposant a . Au contraire, lorsque $\Gamma < 0,5$, la distribution $n(l)$ suit une loi exponentielle (FIG. V-7b), qui fait intervenir une longueur caractéristique l_0 . L'utilisation du rapport $C(l)/n(l)$, permet de trancher sans ambiguïté entre les deux types de loi.

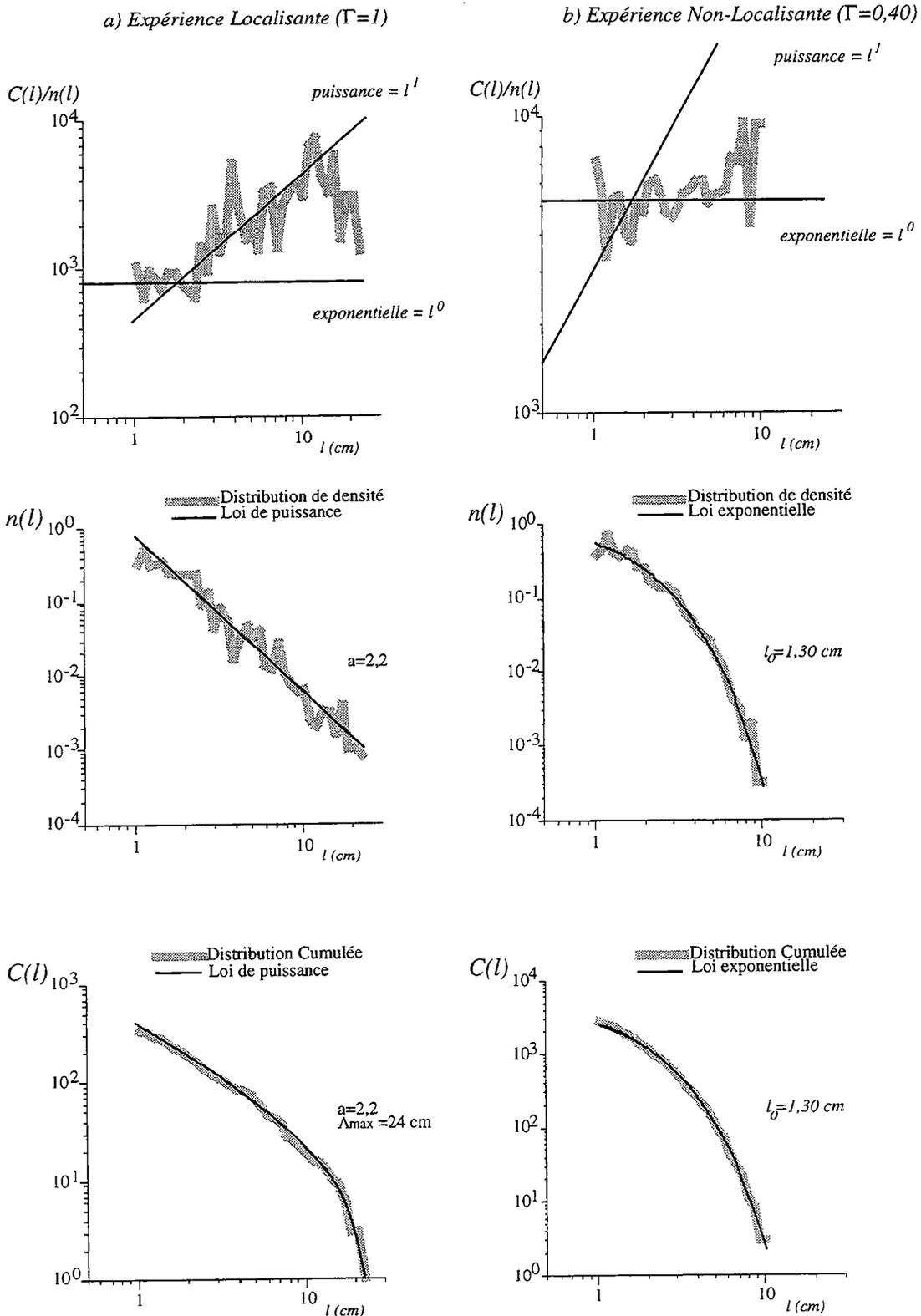


Figure V-7 : Distribution de densité $n(l)$ et distribution cumulée $C(l)$ des longueurs de failles pour une expérience localisante (a) et une expérience non-localisante (b). Le rapport $C(l)/n(l)$ représenté permet de déterminer le type de loi suivie. Pour $\Gamma > 0,5$, $n(l)$ suit une loi de puissance. Lorsque $\Gamma < 0,5$, $n(l)$ suit une loi exponentielle.

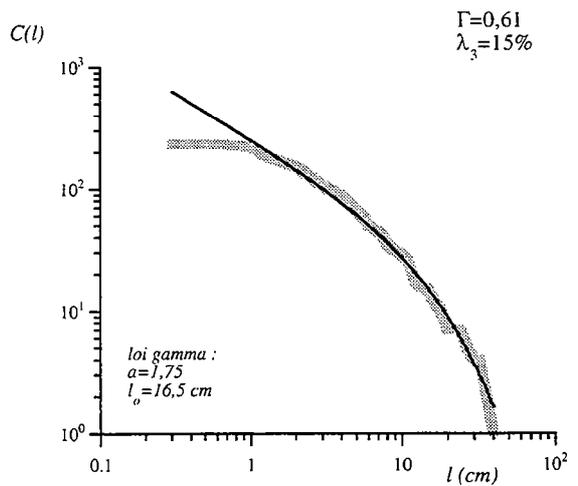
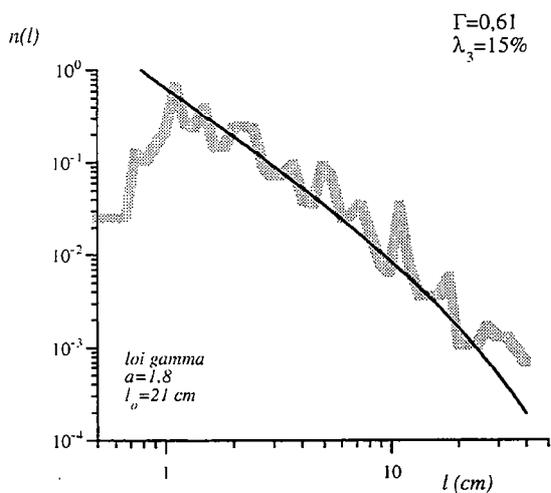
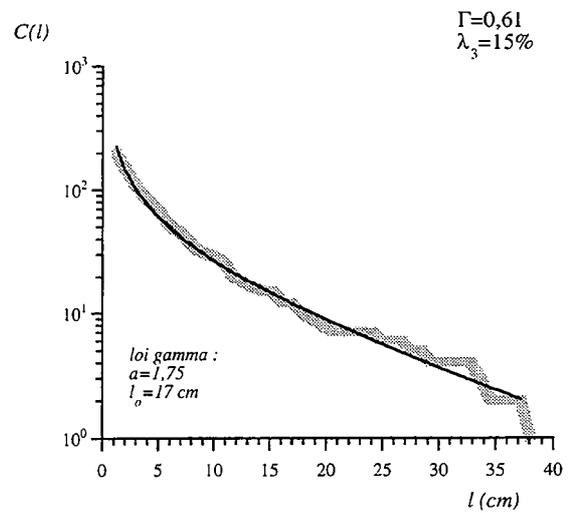
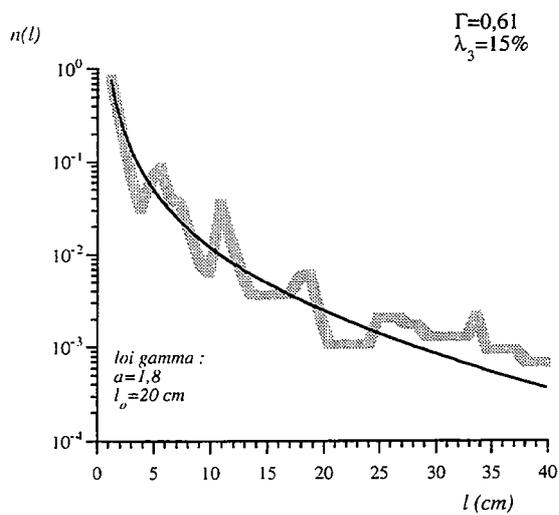
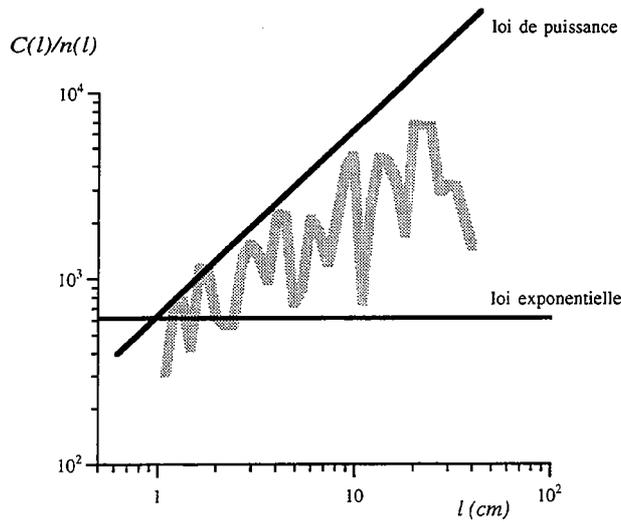


Figure V-8 : Distribution de densité $n(l)$ et distribution cumulée $C(l)$ des longueurs de failles pour une valeur de Γ proche de la transition. Le rapport $C(l)/n(l)$ indique que ni une loi de puissance ni une loi de exponentielle ne peuvent décrire la distribution. Cette distribution est une loi gamma, caractérisée par un exposant a et une longueur caractéristique l_0 (équation V-3).

Cependant, l'étude des réseaux de failles pour les différents Γ montre que les distributions des longueurs de failles n'obéissent pas systématiquement à une loi de puissance ou à une loi exponentielle. Ces deux lois représentent les distributions extrêmes rencontrées dans le cas d'expériences clairement localisantes ou non-localisantes. Pour des valeurs de Γ proche de 0,5, la loi décrivant la distribution des longueurs de failles est moins bien définie. Le rapport $C(l)/n(l)$ montre une dépendance avec l intermédiaire entre l^0 (loi exponentielle) et l^1 (loi de puissance) (FIG. V-8). La fonction qui décrit alors le mieux $n(l)$ dans ce régime transitoire est une loi gamma [Davy, 1993a], fonction mixte entre une loi de puissance et une loi exponentielle (équation V-3) qui décrit les effets de tailles finies liés à la limitation de la croissance des failles. A grande échelle, la décroissance des failles est décrite par une loi exponentielle, définie pour une longueur l_0 telle que $n(l) \sim \exp(-l/l_0)$. La longueur l_0 correspond alors à la mesure d'un effet de taille finie.

Cette analyse montre donc que le type de loi suivie par les longueurs de failles est fortement dépendant du mode macroscopique de déformation. Il n'existe donc pas dans nos expériences une loi univoque, mais trois lois différentes permettant de décrire la distribution des longueurs de failles qui sont fonction de l'importance du niveau fragile sur le niveau ductile. Cette typologie permet de fournir un cadre interprétatif original aux différentes lois rencontrées dans la nature. Il est cependant nécessaire, avant de statuer définitivement sur le caractère discriminant des distributions des longueurs sur le mode de déformation, de suivre l'évolution temporelle de ces différentes lois. En particulier, quelle est l'influence de la modification, au cours du temps, des processus dominants d'accommodation de la déformation (nucléation, croissance et coalescence des failles) sur le type de loi ?

La figure V-9 montre pour les deux modes de déformation (localisant et non localisant) les distributions $n(l)$ et $C(l)$ déterminées pour trois différents stades de raccourcissement. Dans les premiers stades de l'expérience, quel que soit le mode de déformation, la distribution des longueurs de failles suit une loi exponentielle. Cette distribution est en accord avec les simulations numériques de croissance de failles [Cowie, et al., 1995]. A partir de cette distribution, il est possible de définir une longueur caractéristique l_0 . Lorsque le raccourcissement devient plus important, on observe une évolution différente de la distribution $n(l)$ suivant la valeur de Γ . Pour $\Gamma < 0,5$, $n(l)$ suit toujours une loi exponentielle alors que pour des valeurs de Γ proche de 1, la distribution évolue vers une loi de puissance.

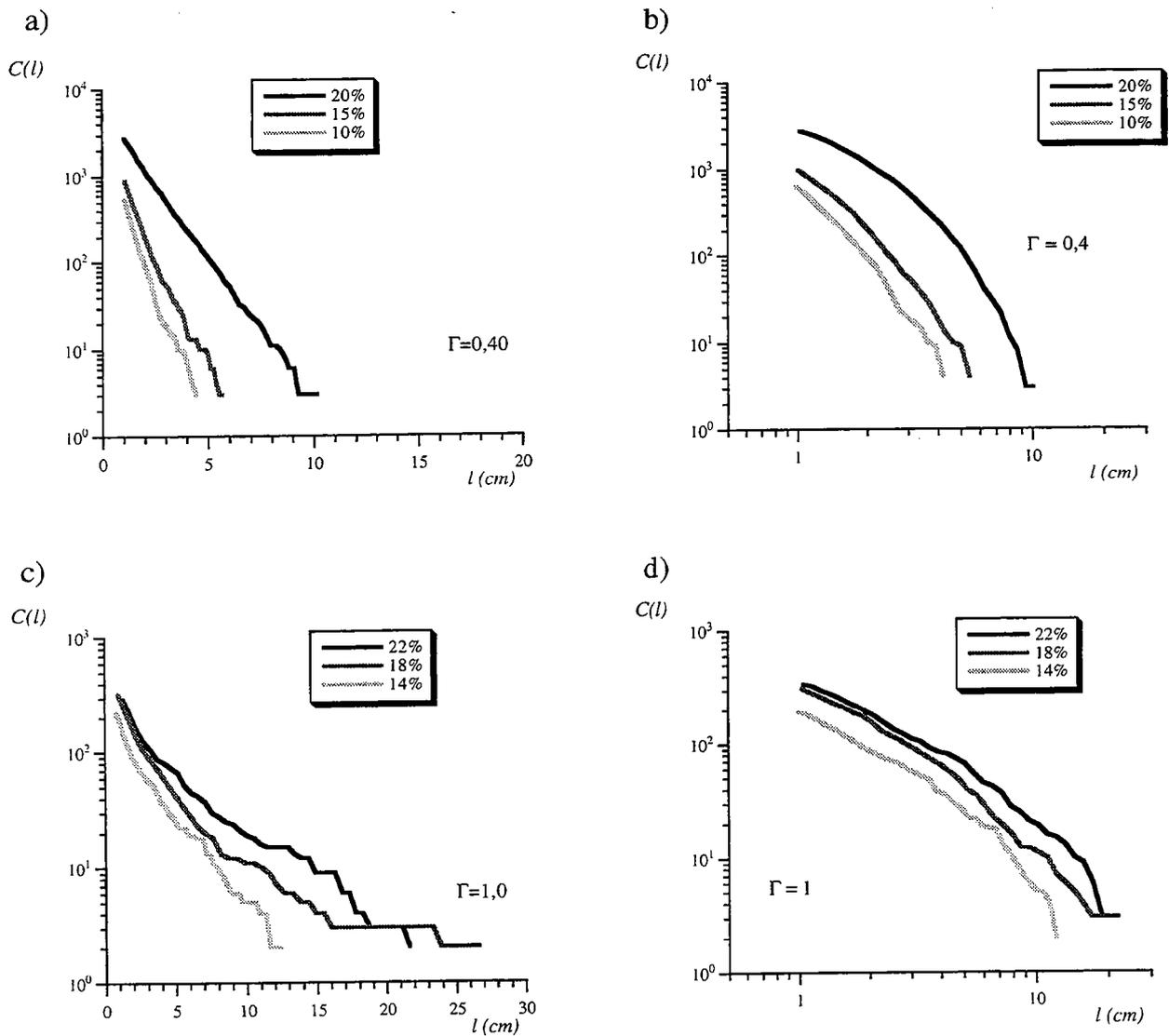


Figure V-9 : Evolution temporelle de $C(l)$ pour une expérience non-localisante (en haut) et une expérience localisante (en bas). Les deux distributions sont représentées dans un diagramme semi-logarithmique (a) et (c) et bi-logarithmique (b) et (d).

Ce changement dans la loi décrivant $n(l)$ se traduit aussi par un changement dans le mode d'accommodation de la déformation. En effet, lorsque $\Gamma < 0,5$ la densité de petites failles augmente continûment (FIG. V-9a). Le processus de nucléation des failles est dominant dans l'accommodation de la déformation imposée. Cela est en accord avec l'observation de la masse totale de failles qui augmente régulièrement au cours du raccourcissement. Au contraire lorsque $\Gamma \sim 1$, l'évolution de $n(l)$ se traduit par une augmentation plus importante du nombre de grandes failles que du nombre de petites failles (FIG. V-9c). Cela signifie donc que le processus de croissance et de connexion

des failles est plus important que le processus de nucléation. Cela est aussi montré par la stabilisation de la masse de failles pour de forts raccourcissements. Il n'est cependant pas possible là encore de séparer ces deux mécanismes. La seule contrainte que nous pouvons apporter concerne le processus de nucléation des failles au cours du temps. Lorsque ce processus est dominant, la loi de distribution $n(l)$ est une loi exponentielle alors qu'au contraire, lorsqu'il n'est pas dominant, $n(l)$ suit une loi de puissance.

Cette analyse montre donc qu'il existe différentes lois permettant de décrire la distribution $n(l)$. Celles-ci sont dépendantes (i) du paramètre Γ et (ii) du degré de maturation du réseau de failles. Ce dernier point est important puisque l'on passe, pour une expérience localisante depuis une distribution exponentielle à une distribution en loi de puissance. Les trois distributions mise en évidence dans nos expériences (exponentielle, gamma, et puissance) se rencontrent dans la lithosphère et sont caractéristiques d'un mode de déformation. Il est donc important, afin de mieux cerner le mode de déformation de la lithosphère, de préciser l'évolution de $n(l)$ à partir des grandeurs caractéristiques a et l_0 . Pour cela, nous avons suivi leur évolution en fonction du rapport Γ et en fonction de la déformation imposée.

V-2-3 Dépendance de l_0 et de l'exposant a en fonction de Γ

Le tableau V-1 synthétise les différentes lois rencontrées en fonction de la valeur de Γ et du raccourcissement. Ce tableau donne aussi les valeurs de l'exposant a , des longueurs caractéristiques l_0 et aussi de la longueur Λ_{\max} , déterminée dans le cas d'une loi de puissance à partir de la distribution cumulée. Ces deux longueurs marquent la plus grande longueur de faille possible dans le système.

Les longueurs caractéristiques

A l'aide des deux paramètres, l'exposant a et la longueur l_0 , on peut décrire tous les types de distributions $n(l)$ et suivre leur évolution en fonction de Γ . La figure V-10 montre l'évolution de la longueur caractéristique l_0 en fonction de Γ pour 10%, 15% et 20% de raccourcissement. Chaque type de loi (exponentielle, gamma ou puissance) est représenté par un symbole différent et nous avons aussi reporté sur ce graphe la valeur de la longueur Λ_{\max} déterminée dans le cas de distribution de loi de puissance.

Pour un raccourcissement de 10%, dans pratiquement toutes les expériences, la loi de distribution $n(l)$ suit une loi exponentielle et la longueur l_0 mesurée augmente avec Γ . Lorsque le raccourcissement est plus important, pour les expériences non localisantes ($\Gamma < 0,5$), la distribution $n(l)$ suit toujours une loi exponentielle. Par contre, pour les expériences localisantes ($\Gamma > 0,5$), $n(l)$ suit une loi gamma ou une loi de puissance. La détermination de la longueur caractéristique du champ de failles (l_0) montre que celle-ci

est dépendante de la valeur de Γ . Pour les expériences localisantes ($\Gamma > 0,5$), l_0 augmente régulièrement jusqu'à atteindre, pour le stade final, des valeurs de l'ordre de la taille finie de l'expérience (le système ne pouvant propager de failles plus grandes que L). L'augmentation de l_0 signifie donc que la taille finie du système ne constitue qu'une limite supérieure de la distribution (qui fixe la dimension des grandes failles) et que celle-ci n'a pas d'effets sur la propagation des failles plus petites. Dans le cas où la déformation n'est pas localisante ($\Gamma < 0,5$), l_0 est de l'ordre de l'épaisseur du niveau de fragile.

Γ	taille (mm)	λ_3 (%)	masse (mm)	Nombre de failles	Loi	l_0 (mm)	$err(l_0)$ (mm)	Exposant a	Λ_{max} (mm)	$err(\Lambda_{max})$ (mm)	D2
0,20	750	10	1885,2	108	exponentielle	10,0	5,0	-	-	-	1,75
		15	4663,1	193	exponentielle	25,0	5,0	-	-	-	1,84
		21	8450,5	359	exponentielle	30,0	5,0	-	-	-	2,00
0,40	1000	10	16512,0	1588	exponentielle	7,0	2,0	-	-	-	1,92
		15	20563,0	1521	exponentielle	8,5	2,0	-	-	-	1,96
		20	70906,0	3993	exponentielle	13,0	5,0	-	-	-	2,00
0,50	400	7,0	1927,8	249	non définie	-	-	-	-	-	-
		10	3350,8	381	non définie	-	-	-	-	-	-
		15	6166,6	523	non définie	-	-	-	-	-	-
		20	7312,1	583	gamma	13,6	5,0	1,67	-	-	1,76
0,60	200	20	4065,9	383	gamma	30,5	10	2,10	-	-	1,80
0,60	1000	7,5	2510,3	175	exponentielle	7,60	5,0	-	-	-	1,92
		10	7679,2	360	exponentielle	16,6	5,0	-	-	-	1,80
		12,5	10567,3	453	exponentielle	19,2	5,0	-	-	-	1,80
		15	15143,8	589	gamma	60,0	10	1,80	-	-	1,84
		20	20475,5	571	exponentielle	28,5	5,0	-	-	-	1,84
		25	24272,8	687	gamma	60,0	10	1,80	-	-	1,82
0,61	750	10,6	9578,0	167	exponentielle	60,0	10	-	-	-	1,80
		15,0	11584	234	gamma	170,0	50	1,75	-	-	1,88
		19,6	14018	284	gamma	170,0	50	1,70	-	-	1,84
0,62	750	14,6	4716,9	184	exponentielle	17,0	5,0	-	-	-	1,64
		20,0	5544,4	201	exponentielle	21,0	5,0	-	-	-	1,72
0,65	750	15,0	6520,2	214	gamma	45,0	15,0	1,75	-	-	1,82
		20,0	8590,6	257	gamma	60,0	30,0	1,75	-	-	1,88
0,90	1000	20	25877,5	648	gamma	45,0	10,0	1,70	-	-	1,84
1,12	750	9,80	2985,3	68	exponentielle	36,0	5,0	-	-	-	1,92
		15,0	4612,7	111	puissance	-	-	1,55	170	30	1,72
		20,4	4737,4	116	puissance	-	-	1,72	235	50	1,80
		22,0	6475,7	184	puissance	-	-	2,10	330	-	1,78
0,98	750	14,0	5868,1	240	puissance	-	-	2,05	140	30	1,76
		18,0	10678,0	447	puissance	-	-	2,30	200	50	1,80
		22,0	13051,2	474	puissance	-	-	2,07	240	40	1,90
0,98	750	10,4	4084,0	103	gamma	180,0	60,0	1,90	-	-	1,84
		14,4	4995,2	133	puissance	-	-	2,05	220	50	1,84
		21,6	5534,1	183	puissance	-	-	1,85	250	50	1,76

Tableau V-1 : Synthèse des différentes lois rencontrées en fonction de la valeur de Γ et du raccourcissement. Ce tableau donne les valeurs de l'exposant a , de l_0 et de la longueur de la plus grande faille Λ_{max} .

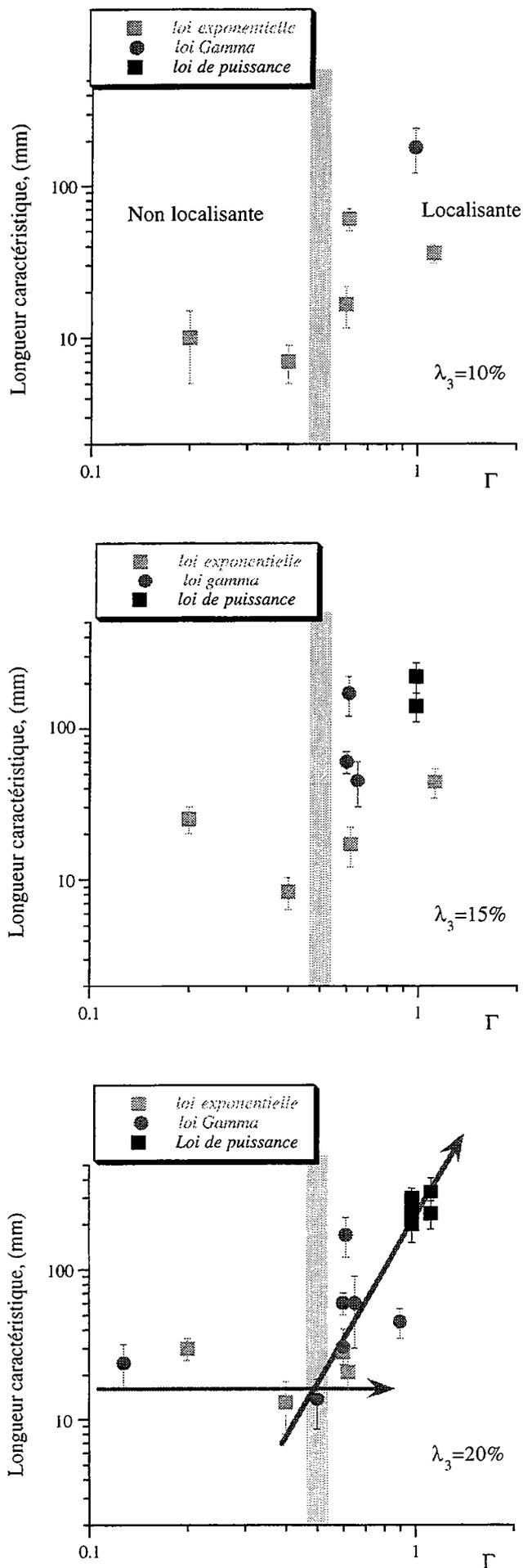


Figure V-10 : Evolution des longueurs caractéristiques l_0 et de la longueur Λ_{max} en fonction de la Γ pour (a) 10%, (b) 15% et (c) 20% de raccourcissement. Chaque loi est représentée par un symbole différent.

La valeur $\Gamma=0,5$ qui délimite les modes macroscopiquement localisant et non-localisant sépare également un domaine où $n(l)$ suit une loi exponentielle d'un domaine où $n(l)$ suit une loi gamma ou une loi de puissance. Le changement dans le type de distribution est abrupte. Cette transition peut être interprétée comme résultant de deux processus différents de croissance des failles. En effet, la transition entre les deux modes de déformation est effective pour une longueur caractéristique l_o qui est de l'ordre de l'épaisseur du niveau de sable h_F . Lorsque $\Gamma>0,5$ la longueur caractéristique est supérieure à h_F (~ 10 mm), et augmente en fonction du couplage existant entre les niveaux fragiles et ductiles pour tendre vers Λ_{\max} . Lorsque le paramètre de localisation Γ est élevé, la dépendance avec Γ disparaît et c'est la taille L du système qui fixe la valeur de Λ_{\max} . Par contre, lorsque $\Gamma<0,5$, l_o demeure constant autour de h_F . Les failles se développent dans les directions verticale et horizontale. A l'opposé, dans le mode localisant, $l_o>h_F$ et la croissance des failles ne se fait que dans la direction horizontale. Ce changement dans le mode de croissance des failles, de tridimensionnel à bidimensionnel, permet ainsi d'expliquer la nature brutale de la transition localisant non-localisant.

Lorsque $\Gamma>0,5$, l_o est très sensible à la valeur de Γ . Cette dépendance peut se percevoir comme le résultat des interactions existants entre le niveau de sable et le niveau de silicone. En effet, l_o peut être assimilée à la longueur au-delà de laquelle les contraintes dans la silicone deviennent prépondérantes aux contraintes dans le sable. Au-delà de l_o , le niveau ductile homogénéise toute la déformation alors qu'en deçà, la déformation est essentiellement contrôlée par le niveau fragile. L'augmentation de l_o traduit donc la participation de plus en plus importante du niveau fragile à l'accommodation de la déformation. Il est intéressant, aussi, de noter que la valeur de la maille critique Z_c , déterminée à partir de l'analyse multi-échelle du champ de déformation de l'expérience localisante traitée par stéréophotogrammétrie, est très proche de la valeur de l_o mesurée sur le réseau de failles correspondant.

La dépendance de l_o avec Γ peut également se représenter à l'aide du paramètre de localisation S_2 (FIG. V-11). Cette représentation permet d'intégrer la dépendance de l_o avec Γ ainsi que son évolution temporelle. D'autre part, lorsque la déformation est bien localisée, les failles sont bien individualisées et c'est la taille de l'expérience qui fixe les longueurs l_o et Λ_{\max} . Aussi avons nous représenté l'évolution de ces longueurs pour une seule taille d'expérience, $L=750$ mm. Cette figure montre que l'on peut associer chacune des trois lois à un degré de localisation différent et qu'il existe une relation entre le mode macroscopique de déformation et la loi de distribution des longueurs.

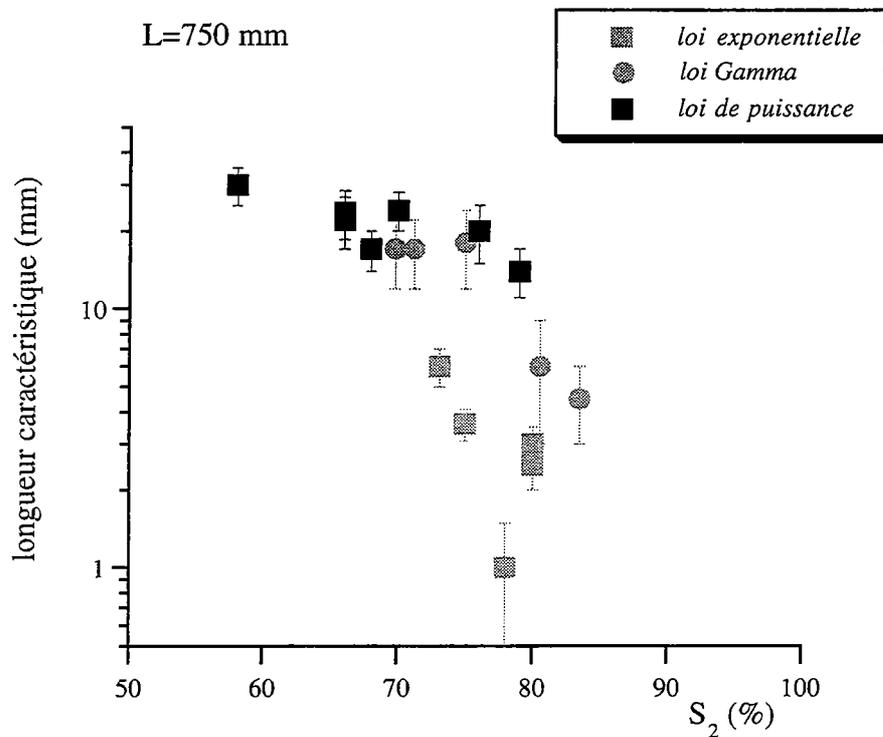


Figure V-11 : Dépendance des longueurs caractéristiques l_0 et de la longueur Λ_{max} en fonction du degré de localisation S_2 pour une taille L fixée ($L=750$ mm).

En conclusion, pour un raccourcissement donné, on peut dresser un schéma interprétatif synthétique de l'évolution de la longueur caractéristique (l_0 ou Λ_{max}) en fonction de la valeur de Γ et de la taille de l'expérience L (FIG. V-12). Ce schéma s'applique au stade terminal de nos expériences et suppose que la déformation appliquée est la même pour chaque Γ . Il montre pour différents Γ , l'évolution de l_0 depuis des valeurs de l'ordre de l'épaisseur de sable jusqu'à une longueur maximale Λ_{max} qui est directement dépendante de la taille L de l'expérience.

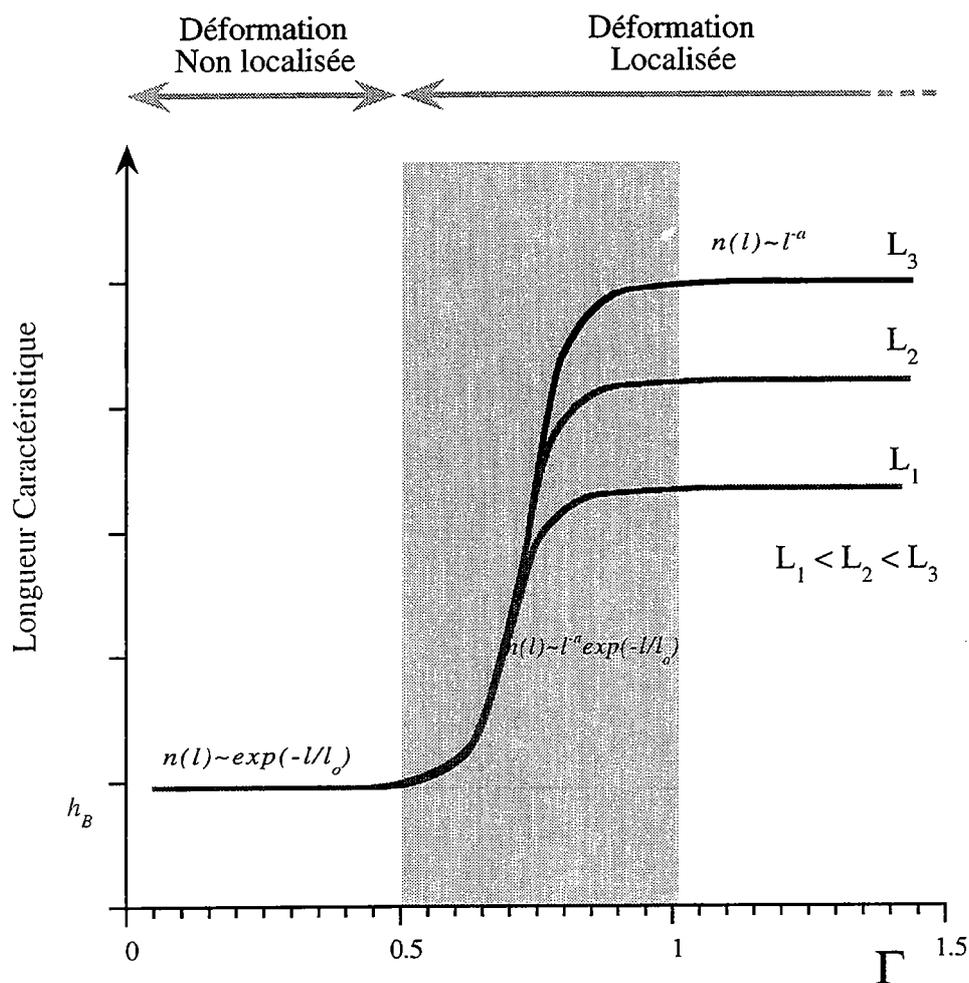


Figure V-12 : Schéma interprétatif montrant l'évolution de l_0 en fonction de Γ et de la taille de l'expérience L .

L'exposant a de la distribution des longueurs

Lorsque la déformation est localisée, la distribution $n(l)$ fait intervenir un terme en loi de puissance qui se caractérise à l'aide de l'exposant a dont l'évolution en fonction de Γ et du raccourcissement reste à préciser. Celui-ci a été déterminé à partir de la pente locale de la distribution $n(l)$ et n'est bien sûr défini que pour les longueurs inférieures à l_0 .

La figure V-13 montre la valeur de cet exposant pour différents raccourcissements en fonction de Γ . Nous avons, comme précédemment, représenté par des symboles différents les différentes lois (gamma ou puissance) à partir desquelles on mesure a . Celui-ci varie autour de la valeur 1,90. Cette indépendance vis à vis de Γ signifie qu'en dessous de l_0 (ou Λ_{\max}), le couplage existant entre la couche de sable et la couche de silicone n'affecte pas la distribution des petites failles. On peut donc penser que les

petites failles ne sont pas sensibles aux effets d'atténuations des contraintes par la couche de silicone. On retrouve alors les distributions classiques de longueurs de failles dans les milieux fragiles qui suivent une loi de puissance.

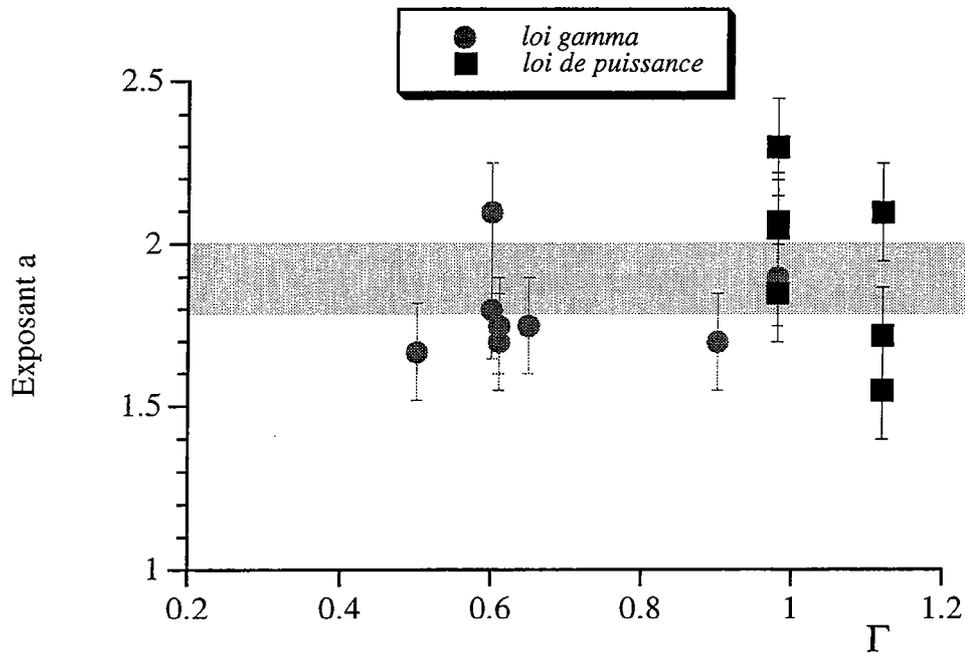


Figure V-13 : Evolution de l'exposant a de la distribution des longueurs pour différents stades de raccourcissements en fonction de Γ . Les lois de puissance et les lois gamma sont représentées par des symboles différents.

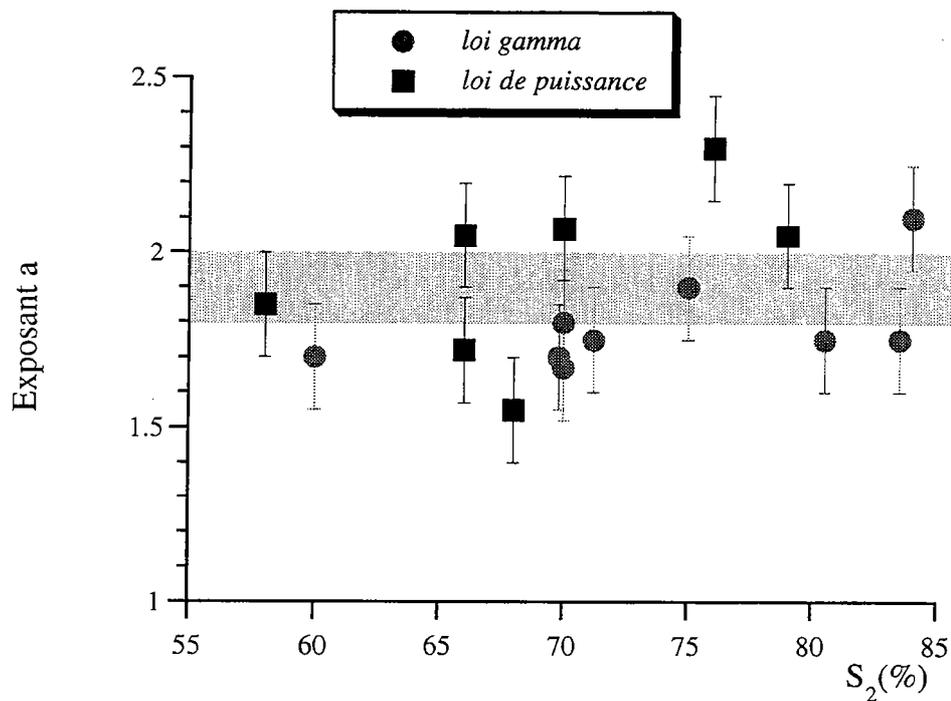
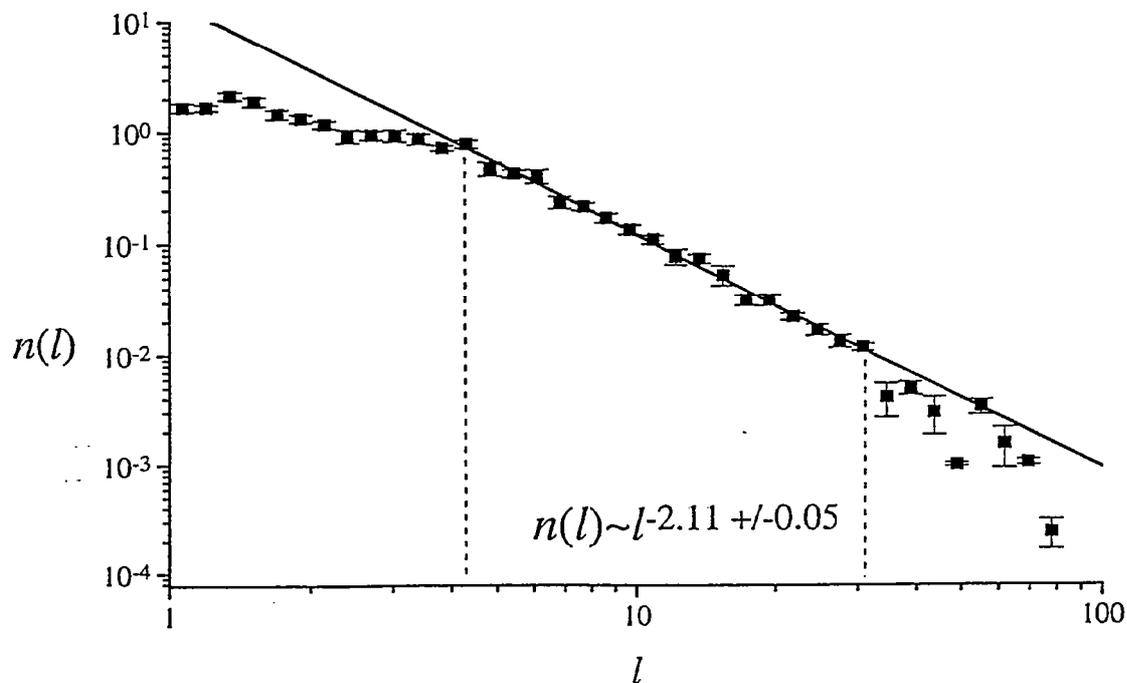


Figure V-14 : Valeur de l'exposant a en fonction du degré de localisation S_2 . Les lois de puissance et les lois gamma sont représentées par des symboles différents.

D'autre part, la valeur de a est aussi indépendante du degré de localisation de la déformation (FIG. V-14). Cela signifie donc que l'exposant a est constant avec le degré de maturation du réseau. La masse de faille augmentant constamment au cours du raccourcissement, cela implique que le processus de nucléation, qui tend à augmenter a , et ceux de croissance et de coalescence, qui tendent à faire décroître a , sont aussi importants.

Toutes les failles échantillonnées dans nos expériences traversent entièrement l'épaisseur du niveau de sable. La distribution des longueurs de failles reflète donc la distribution tridimensionnelle de nos réseaux. La valeur obtenue dans nos expériences (égale à 1,9) est inférieure aux mesures effectuées sur les réseaux naturels de failles pour une distribution tridimensionnelle ($l > 5-10$ km) (cf. FIG. V-6). Différentes causes peuvent être invoquées pour expliquer cette différence dans la valeur de l'exposant a . La première provient d'une représentativité statistique plus ou moins bonne et de la mesure de l'exposant a . En effet, les effets de tailles finies ne sont généralement pas pris en compte, ce qui conduit à une surestimation des exposants [Davy, 1993b] (FIG. V-15).

a) Densité de Distribution



b) Distribution Cumulée

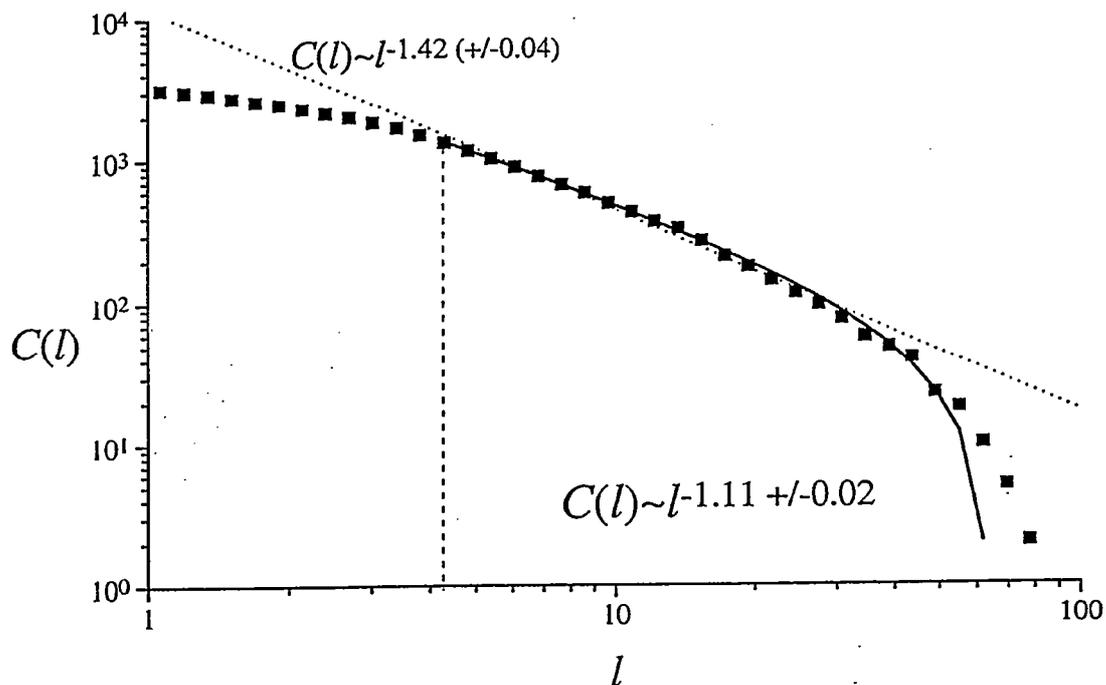


Figure V-15 : Distribution des longueurs du réseau de failles Sud-californien. a) densité de distribution, $n(l)$ (les carrés pleins correspondent aux points de mesure, la droite en trait fin, au modèle de distribution en loi de puissance ($a \sim 2.1$), et les lignes verticales en pointillés, aux limites de validité du modèle). b) distribution cumulée, $C(l)$. La ligne en pointillés correspond au meilleur modèle en loi de puissance qui ne tienne pas compte des effets de tailles finies : $C(l) \sim \int_l^\infty l^{-2.42} dl$; la courbe en trait plein correspond à un modèle en loi de puissance borné par la taille des plus grandes failles : $C(l) \sim \int_l^{65 \text{ km}} l^{-2.1} dl$ (d'après Bour, 1996).

V-2-4 Quelle loi de distribution pour les longueurs de failles

Ces expériences peuvent éventuellement permettre d'interpréter "mécaniquement" les données naturelles. Les modèles de décroissance exponentielle et de puissance sont valides tous les deux. La loi de puissance est valide pour les grandeurs comprises dans l'intervalle $[h_F - l_0]$. La première borne, l'épaisseur de sable h_F , correspond à une échelle minimale et constitue la limite inférieure d'observation des failles. La limite supérieure l_0 est une fonction de Γ . Si Γ est inférieur ou proche de 0,5, alors l_0 sera faible et la fenêtre entre h_F et l_0 n'est pas assez importante pour observer une loi de puissance (FIG. V-16). La loi de distribution des longueurs est alors décrite par une loi exponentielle. Si Γ est supérieur à 0,5, la loi exponentielle sous-estime la distribution réelle des failles aux longueurs intermédiaires où une loi de puissance est plus appropriée. La loi décrivant le mieux la distribution est alors une loi gamma et le degré de localisation peut s'estimer à partir de la valeur de l_0 . Plus cette dernière sera

déformation sera localisée. Enfin, lorsque $\Gamma \sim 1$ l_0 tend vers Λ_{\max} , et nous n'observons plus que la loi de puissance.

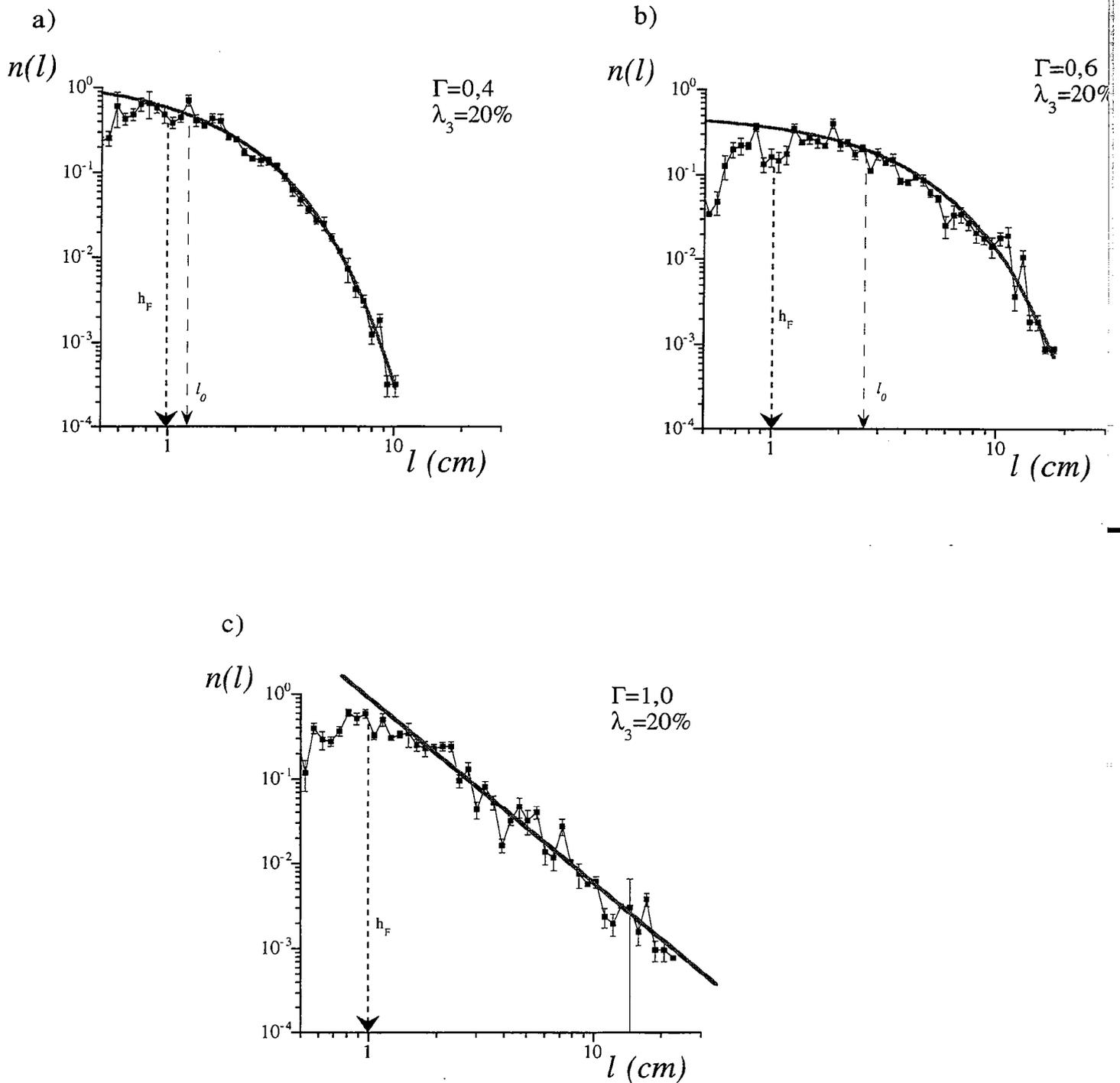


Figure V-16 : Distribution de densité $n(l)$ pour trois valeurs différentes de Γ : une expérience non localisante, $\Gamma < 0,5$ (a), une expérience localisante $\Gamma = 0,6$ (b) et une expérience localisante $\Gamma = 1$ (c).

V-2-5- Un exemple naturel, la région des Afars

Afin de vérifier nos résultats expérimentaux sur la dépendance de la distribution des failles en fonction du rapport adimensionnel Γ , nous avons étudié un réseau naturel de failles. Notre choix s'est porté sur la dépression Afar, située en Ethiopie. Ce réseau de failles constitue un objet idéal pour tester la relation entre le paramètre Γ et la loi de distribution des longueurs de failles. En effet, les failles étant nombreuses, nous avons une bonne représentativité statistique. De plus, dans cette région la croûte fragile présente des variations d'épaisseur qui peuvent induire une modification du mode de déformation.

1- Présentation

La dépression Afar constitue le point de rencontre de trois zones de rifts actifs : la mer Rouge, le Golf d'Aden et le Rift Est-Africain, et est soumise depuis 32-30 Ma à une déformation extensive, contemporaine de la mise en place d'un point chaud. Les vitesses et les directions d'extension déterminé à partir de la cinématique des plaques [Gaulier et Huchon, 1991] sont

- 2,1 cm/an, orientée N-50 entre l'Afrique et l'Arabie
- 0,4 cm/an, orientée N-105 entre l'Afrique et la Somalie
- 1,9 cm/an, orientée N-40 entre la Somalie et l'Arabie.

Le champ de failles observable actuellement résulte d'épisodes d'extension dont la direction a évolué au cours du temps [Gaulier, 1990]. Cependant il n'existe aucune chronologie bien établie entre les failles de différentes orientations. On suppose donc que celles-ci résultent d'un seul et même événement tectonique et que la variation observée dans l'orientation des failles peut être reliée à l'hétérogénéité du matériel continental [Choukroune, 1995]. La déformation, dans cette région se caractérise par un champ de failles à composante normale, dense et diffus. L'ensemble de la dépression Afar a été recouverte, il y a 4 Ma par une formation volcanique, le "stratoïde" [Barberi et al., 1972, 1975; Varet, 1978]. Celle-ci constitue une surface repère qui permet d'estimer le rejet le long des failles associé à l'extension récente. Ceux-ci sont importants et peuvent atteindre plusieurs centaines de mètres pour les plus importants [Souriot, 1993; Manighetti, 1993].

Le champ de failles que nous avons utilisé a été cartographié à partir de l'analyse d'images satellitaires SPOT par Souriot [1993] et est représenté figure V-17. Les failles présentent une gamme de longueurs qui recouvre plus de trois ordres de grandeurs, depuis des failles de 15 mètres de long jusqu'à des failles 30 km. Cependant, compte tenu de la technique utilisée, celles-ci ne sont correctement échantillonnées que pour des longueurs supérieures à 2 km. A partir de ce réseau, nous avons effectué une analyse statistique sur la distribution des longueurs des failles.

RESEAU DE FAILLES DE LA DEPRESSION AFAR



Nord

10 km

Figure V-17 : Réseau de failles de la région des Afars en Ethiopie digitalisé à partir d'images satellitaires SPOT (d'après Souriot, 1993).

En toute rigueur, les résultats expérimentaux déduits de l'analyse des populations de failles ne peuvent s'appliquer que pour des réseaux de failles provenant d'un contexte géodynamique similaire. La région des Afars ne satisfait pas à cette condition puisque le contexte y est globalement extensif. Malgré cette différence, nous avons conduit une analyse identique sur les longueurs et sur l'organisation spatiale des failles. En effet, les simulations numériques, où la distinction compression-extension ne peut être faite (il s'agit de modèles scalaires), laissent supposer que l'analyse sur les réseaux de failles est valide quel que soit le contexte géodynamique.

2- distribution des longueurs

Nous avons mesuré la distribution de densité $n(l)$ et la distribution cumulée $C(l)$ des longueurs de failles. Le rapport existant entre $C(l)$ et $n(l)$ montre que la distribution des longueurs suit une loi gamma pour des longueurs supérieures à l'échelle de résolution ($l_{Res}=2$ km) (FIG. V-18). L'analyse des réseaux de failles des expériences analogiques montre qu'une loi gamma est caractéristique des milieux dont le mode de déformation est proche de la transition localisé-non localisé. Aussi pour vérifier cette hypothèse, nous avons estimé le paramètre de localisation Γ . Les paramètres retenus (densité, épaisseur du niveau fragile et vitesse) sont $\rho=3300$ kg.m⁻³, $h_F=10$ km et $U=2$ cm/an. Cela nous donne une valeur de Γ respectivement égale à 5 et 0,5 selon que la viscosité η pour le milieu ductile est égale à 10^{21} ou 10^{22} Pa.s.

Ce paramètre Γ ne donne qu'une indication qualitative de l'importance des niveaux fragiles sur les niveaux ductiles et est sujet aux incertitudes concernant la rhéologie de la lithosphère. Il a été établi à partir de nos expériences et est défini pour un contexte décrochant. L'application de ce paramètre à un contexte tectonique extensif ne modifie pas cependant sa valeur. En effet, la modification du régime tectonique ne change que la résistance de la partie fragile et les variations introduites sont négligeables devant les erreurs liées à l'estimation de la viscosité des parties ductiles. Donc, l'estimation de Γ pour cette région nous indique que le mode de déformation se situe à proximité de la transition, plutôt dans le régime localisant. Nous avons vu que la longueur caractéristique l_0 pour les expériences localisantes, est une fonction croissante de Γ . Aussi, afin de préciser le mode de déformation dans cette région, nous avons déterminé la longueur caractéristique l_0 et l'exposant a de la loi gamma. La longueur caractéristique est égale à 10 kilomètres, et correspond à l'épaisseur de la croûte supérieure sismique [Lepine et Hirn, 1992]. Le mode de déformation est donc proche de la transition localisant/non-localisant. L'exposant a vaut 1,85, et est cohérent avec les valeurs mesurées dans nos expériences.

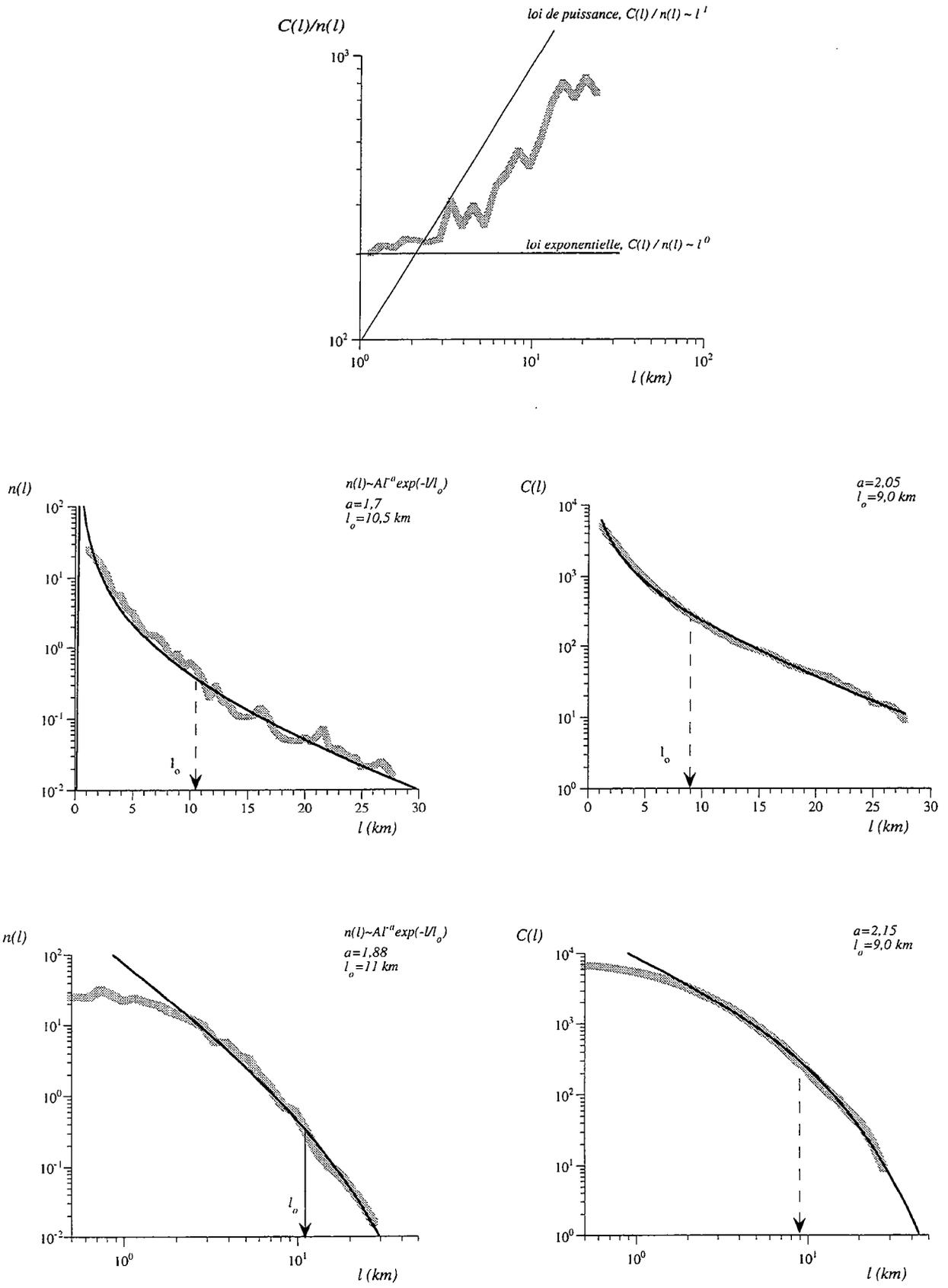


Figure V-18 : Représentation dans un diagramme semi-logarithmique et bi-logarithmique de la distribution des longueurs de failles pour la région des Afars. Le rapport $C(l)/n(l)$ montre que cette distribution est une loi gamma. La longueur caractéristique est de 10 km et la valeur de l'exposant est de 1,85.

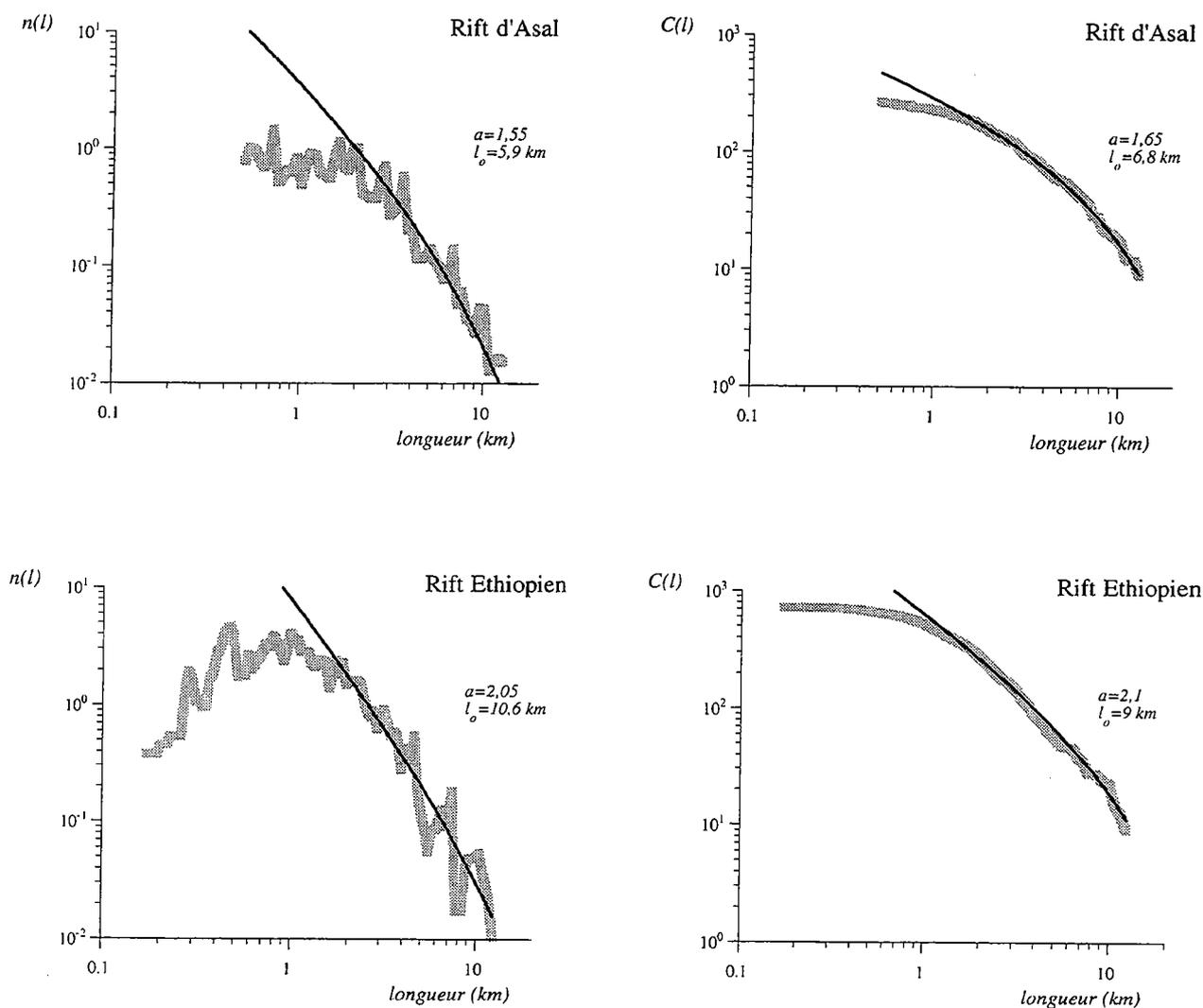


Figure V-19 : Distribution des longueurs $n(l)$ et $C(l)$ pour respectivement la région du Rift d'Asal (en haut) et la région du Rift Ethiopien (en bas).

L'étude du réseau de failles a une échelle plus régionale montre une variation dans la segmentation des failles depuis le massif de l'Erta-Ale, au nord de la région des Afars, jusqu'à la partie Sud du Rift Ethiopien [Hayward et Ebinger, 1996]. De plus, la limite fragile-ductile varie à l'intérieur de la dépression Afar. Ainsi, sous le Rift d'Asal, la limite fragile-ductile se situe à 5km [Gaulier, 1990; Lepine et Hirn, 1992], alors qu'à l'entrée du Rift Ethiopien, celle-ci se situe à 10 km [Gaulier, 1990]. Cela doit par conséquent modifier la distribution des longueurs. Pour tester cette éventualité, nous avons mesuré les distribution $n(l)$ pour ces deux zones (FIG. V-19). Dans les deux cas, $n(l)$ suit une loi gamma. Par contre, les paramètres a et l_0 diffèrent. La longueur caractéristique varie depuis 6 kilomètres sous le Rift d'Asal, jusqu'à 10 kilomètres sous le Rift Ethiopien. Cela est en accord avec la variation d'épaisseur du niveau fragile et montre l'effet de la taille finie de la croûte fragile supérieure sur la propagation des

grandes failles. Cette évolution de la longueur caractéristique l_0 a également été observée par *Hayward et al.*, [1995]. A partir de l'analyse d'images satellitaires, ces auteurs ont déterminé la distribution cumulée des longueurs de failles. Celle-ci suit une loi exponentielle, avec une longueur caractéristique l_0 qui augmente du Nord au Sud. Cette loi exponentielle ne va pas à l'encontre de nos résultats. En effet, la longueur caractéristique déterminée à partir des distributions de densité est proche de l'épaisseur du niveau fragile. cela implique donc que cette région se situe à proximité de la transition entre le mode localisant et le mode non-localisant. La détermination d'une loi exponentielle n'est donc pas, à ce titre, surprenante.

L'exposant a de la distribution des longueurs montre aussi des fluctuations entre la région du Rift d'Asal et l'entrée du Rift Ethiopien. Celui-ci est respectivement égal à 1,55 et 2,05. La seconde valeur est cohérente avec les valeurs communément rencontrées. Par contre l'exposant déterminé à partir de l'étude de $n(l)$ dans la région d'Asal est étonnamment faible. Une telle valeur peut indiquer un sous-échantillonnage des petites failles et/ou est la conséquence de la forte connectivité des failles observée dans cette région.

La distribution des longueurs de failles peut permettre de trancher entre les différents modes de déformation. La longueur caractéristique l_0 constitue un critère discriminant quant à la détermination du mode de déformation. Cette longueur dépend en effet du couplage existant entre les niveaux fragiles et les niveaux ductiles et peut être assimilée à la longueur au delà de laquelle les contraintes dans le milieu ductile sont dominantes. La transition entre le mode de déformation non-localisant et le mode de déformation localisant intervient lorsque cette longueur caractéristique l_0 est supérieure à l'épaisseur de la croûte fragile. L'analyse de la distribution des longueurs dans la région de San-Andreas montre que celle-ci suit une loi gamma, caractérisée par une longueur l_0 égale à 23 kilomètres environ, légèrement supérieure à l'épaisseur de la croûte fragile [*Davy*, 1993a]. A la lumière de nos résultats expérimentaux, la déformation dans cette région serait localisée. Dans la région des Afars, par contre, la détermination de la distribution des longueurs de failles montre que la longueur caractéristique l_0 est de l'ordre de h_F . Il n'est donc pas possible, uniquement à partir des longueurs, de trancher entre les deux modes de déformation pour cette région.

L'exposant a qui caractérise la distribution des longueurs est stable au cours du temps et ne dépend pas du mode de déformation. Celui-ci décrit la manière dont décroît les failles de longueurs inférieures à l_0 . Cet exposant a a été interprété comme étant une mesure de la dimension fractale du réseau de failles [*Turcotte*, 1986; *Main et al.*, 1990]. Il ne constitue cependant une dimension topologique que dans certains cas et permet alors de décrire directement la géométrie du réseau de failles. Dans des cas plus généraux, la distribution des longueurs de failles ne permet pas a priori de décrire

l'organisation spatiale des réseaux de failles. Celle-ci peut parfaitement être indépendante de leur organisation spatiale.

Afin de préciser l'organisation spatiale des failles, nous avons mesuré pour différentes valeurs de Γ et pour différents raccourcissements la dimension fractale des réseaux de failles. Cette mesure donne une indication sur le degré d'occupation des failles dans l'espace considéré et donc sur la localisation de la déformation.

V-3 LES DIMENSIONS FRACTALES

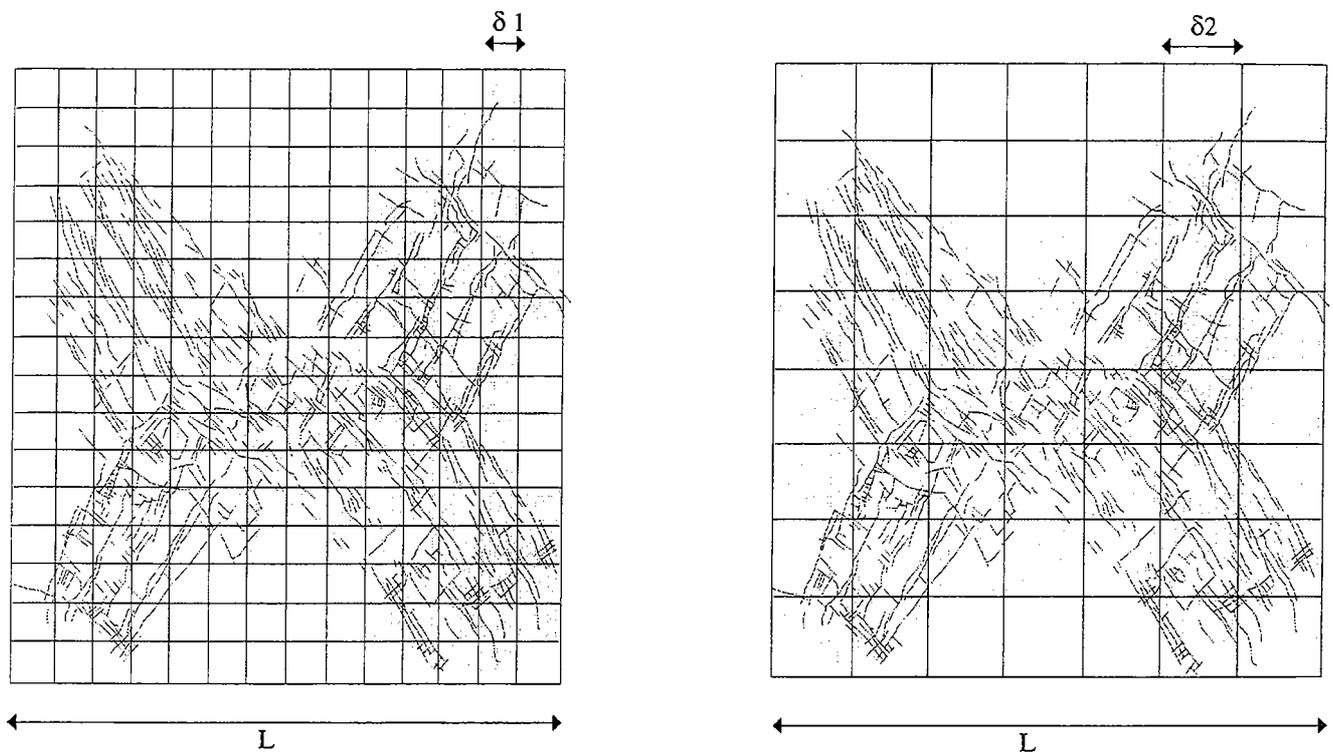
Les réseaux de failles suivent une géométrie complexe, dont une des caractéristiques peut être la propriété d'invariance d'échelle [Tchalenko, 1970]. Une telle propriété signifie que les réseaux de failles présentent, pour différentes échelles d'observations, une géométrie statistiquement identique qui peut se caractériser à partir de la dimension fractale. Elle permet :

1) de prédire la géométrie des réseaux de failles en deçà de l'échelle minimale de résolution et,

2) d'établir des modèles de croissance des réseaux de failles.

La mesure de la dimension fractale des réseaux de failles naturels révèlent une grande variabilité [Barton et Larsen, 1985; Okubo et Aki, 1987; La Pointe, 1988, Hirata, 1989; Vignes-Adler et al., 1991; Matsumoto et al., 1992; Barton et Zoback, 1992;]. Cette variabilité peut sans doute s'expliquer en partie par la qualité de l'échantillonnage et par l'emploi de méthodes de mesures inadéquates [Chiles, 1988; Odling, 1992, Gillepsie et al., 1993; Bour et Davy, 1994]. A la lumière de la dépendance existant entre la distribution des longueurs et le mode macroscopique de déformation, on est à même de se demander s'il n'existe pas une dépendance entre la dimension fractale et le mode de déformation (qui permettrait alors de fournir, entre autres, une explication à la variabilité des mesures). Si tel est le cas, quel est alors la nature de cette dépendance ? Quelle est par ailleurs son évolution en fonction de la déformation imposée ? Les paragraphes suivants s'attachent principalement à répondre à ces questions.

a) Méthode de recouvrement



b) Méthode de variation de Masse

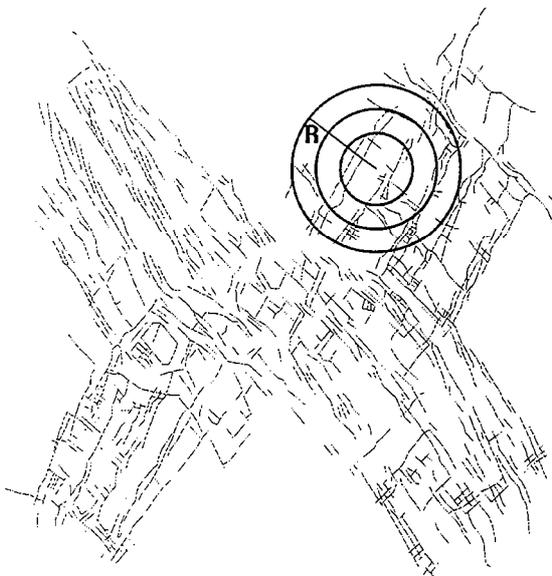


Figure V-20 : Les différentes méthodes utilisées pour mesurer la dimension fractale d'un objet : la méthode de recouvrement où l'on mesure le nombre de carrés de taille δ nécessaire pour recouvrir l'objet (a). La méthode de variation de masse où l'on mesure la masse incluse dans un cercle de rayon R variable (b).

V-3-1 La mesure de la dimension fractale

Trois méthodes sont fréquemment utilisées pour mesurer la dimension fractale d'un objet. Il s'agit de la méthode de recouvrement, de la méthode de variation des masses et du calcul de la fonction de corrélation.

(i) La méthode de recouvrement consiste à dénombrer le nombre de carrés de taille δ nécessaire pour recouvrir un objet (FIG. V-20a). Le nombre de carrés de taille δ , $N(\delta)$, recouvrant l'objet évolue comme

$$N(\delta) \sim \delta^{-D} \quad (V-5)$$

où la dimension de boîte D est donnée par

$$D = \lim_{\delta \rightarrow 0} \frac{\log(N(\delta))}{\log(1/\delta)}$$

(ii) La méthode de variation de la masse échantillonne la "masse" de l'objet comprise dans un cercle de rayon R (FIG. V-20b). Cette masse évolue en fonction de R comme

$$M(R) \sim R^{D_m} \quad (V-6)$$

où D_m représente la dimension de masse de l'objet. Elle est définie lorsque R tend vers l'infini.

(iii) Lorsque les différents objets d'une population peuvent se réduire à un point (le barycentre d'une faille par exemple), la fonction de corrélation, définie § IV-3-1, mesure le nombre de doublets dont la distance est inférieure à une distance R . La dimension de corrélation obtenue permet là encore de décrire l'organisation spatiale des failles.

La plupart des études bi ou tridimensionnelles des réseaux de failles montrent que la dimension fractale mesurée varie entre 1,1 et 1,8 [Barton et Larsen, 1985; Okubo et Aki, 1987; La Pointe, 1988, Hirata, 1989; Davy et al., 1990; Vignes-Adler et al., 1991; Matsumoto et al., 1992; Barton et Zoback, 1992; Gautier et Lake, 1993]. Ces résultats proviennent de différentes régions tectoniques et ont été obtenus pour différentes gammes de longueurs. Ces études ont cependant été effectuées sur des réseaux de failles plus ou moins bien échantillonnés, et elles n'ont pas toujours la rigueur statistique nécessaire à la définition d'une dimension fractale [Davy, 1993b].

D'autres études ont infirmé ces résultats et montrent que les réseaux de failles n'obéissent pas à une géométrie fractale [Chiles, 1988; Odling, 1992, Gillepsie et al., 1993; Bour et Davy, 1994]. Chiles [1988] montre ainsi, à partir de l'analyse bi-dimensionnelle d'un réseau de fractures, que la dimension calculée à partir de la méthode de *box-counting* varie continûment de 1 aux petites échelles à 2 aux grandes échelles. Odling [1992] à partir de l'analyse d'un réseau de joints arrive à la même conclusion, à savoir que la dimension varie de 1 à 2. Deux possibilités sont alors à

prendre en compte : ou bien le réseau de failles n'est pas fractal, ou bien les méthodes utilisées ne sont pas adaptées à la description de la géométrie du réseau de failles. La validité des méthodes a été testée sur différents réseaux de failles et de joints [Gillepsie *et al.*, 1993; Bour et Davy, 1994; Bour, 1996]. Il ressort de l'analyse de Bour [1996] que quelle que soit la méthode utilisée (dimension de masse ou dimension de recouvrement), la dimension varie continûment de 1 à 2. L'occupation de l'espace par les failles n'est donc pas fractale. Par contre, le calcul de la dimension de corrélation D_c mesurée sur les barycentres de failles montre une organisation fractale avec une dimension égale à 1,8. Cette méthode très robuste statistiquement indique donc que la position des failles est fractale. Cette dimension de corrélation, mesurée sur les barycentres des failles, ne prend pas en compte l'information sur la longueur des failles. Lorsque l'on intègre cette information à la mesure de la dimension, D_c passe alors de 1,8 à 2, en accord avec les mesures effectuées à partir de la dimension de masse. Cette étude, basée sur l'analyse de plusieurs réseaux naturels signifie donc que si la position des failles est fractale (calcul sur les barycentres), l'occupation spatiale des failles ne l'est pas [Bour, 1996].

En conclusion, le calcul d'une dimension fractale n'est pas aussi trivial et nécessite certaines précautions. Ce calcul nécessite un très bon échantillonnage des failles et l'utilisation de méthodes bien adaptées. De plus il est très important de savoir ce que l'on mesure; la disposition spatiale des failles (les barycentres) ou bien l'occupation spatiale du réseau qui tient compte à la fois de la position des failles et des longueurs de failles.

V-3-2 Relation entre la dimension fractale et le mode de déformation

L'analyse de la distribution des longueurs de failles dans nos modèles a mis en avant la dépendance existant entre $n(l)$ et la valeur de Γ . L'observation des réseaux de failles pour le stade terminal montre clairement que l'organisation spatiale du réseau de failles est une fonction du mode de déformation (cf. FIG. V-2). Il est donc important de quantifier cette occupation et de suivre son évolution en fonction de la déformation imposée.

Pour nos réseaux de failles, nous avons comparé la valeur de D , obtenue à partir de la méthode de variation de masse, avec la dimension de corrélation mesurée sur les barycentres des failles. Afin d'estimer la dimension fractale, nous avons représenté respectivement l'évolution de la masse de l'objet et du nombre de doublets en fonction de R dans un diagramme bi-logarithmique. Ce diagramme présente aussi l'évolution de la pente locale pour ces deux méthodes en fonction de la valeur de R . La mesure de ces deux dimensions s'effectue entre deux bornes. La borne inférieure correspondant à la distance inter-failles moyenne et la borne supérieure, correspondant à l'effet de taille

finie de nos expériences. L'évolution de la pente locale entre ces deux bornes, donne la valeur de la dimension fractale locale et précise la gamme d'échelle sur laquelle est définie la dimension fractale. De plus, elle permet de fournir une meilleure estimation de l'erreur de mesure.

La figure V-21 montre pour une expérience localisante, l'évolution de cette pente locale à l'aide de la méthode de variation de masse et de la méthode de corrélation. Pour la méthode de variation de masse, la pente locale évolue continûment depuis 1 aux petites échelles (correspondant à la dimension d'une faille), jusqu'à 2 aux grandes échelles (la dimension d'un réseau distribué de manière homogène). Par contre, la dimension de corrélation D_2 , qui mesure le nombre de doublets de barycentres des failles dont la distance est inférieure à R , présente une dimension stable inférieure à 2 et égale à 1,8. Cela confirme les résultats de Bour [1996] à savoir que les barycentres sont fractals mais que les failles ne le sont pas.

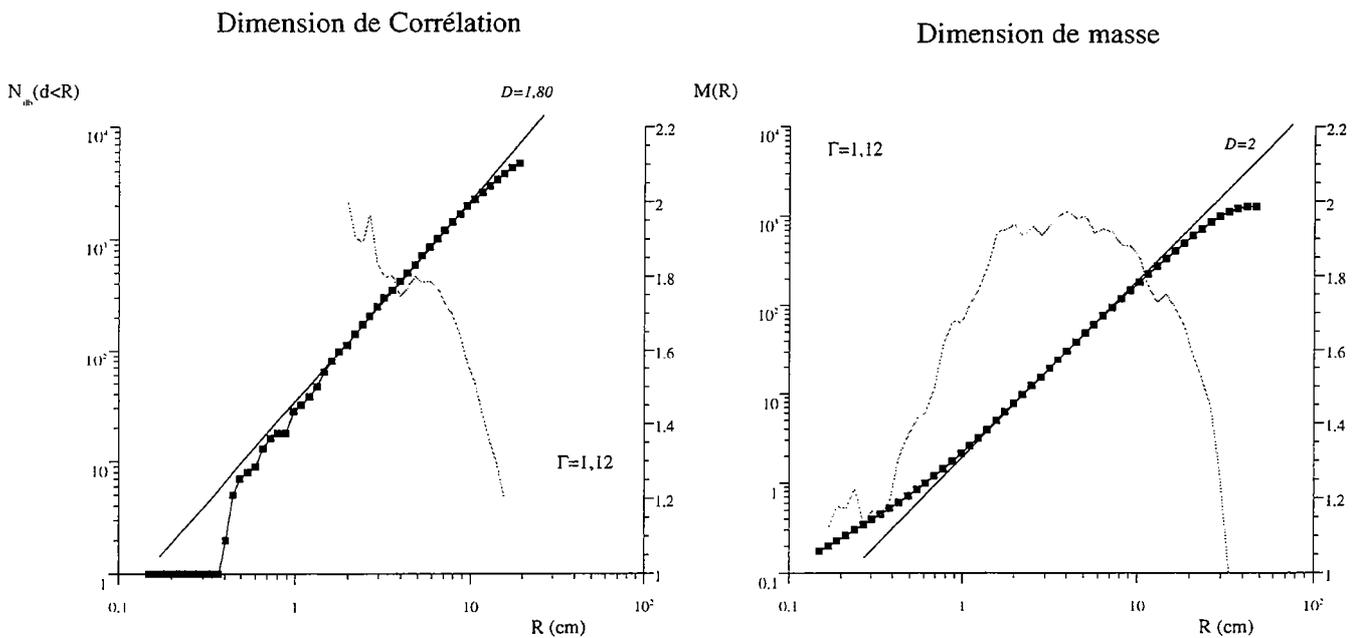


Figure V-21 : Mesure de la dimension de masse et de la dimension de corrélation pour une expérience localisante. Le trait pointillé indique l'évolution de la pente locale. La dimension de masse est égale à 2 et la dimension de corrélation est égale à 1,8.

Nous avons, comme pour la distribution des longueurs, mesuré la dimension de corrélation D_2 pour différents raccourcissements et différents Γ . La figure V-22 illustre, pour une expérience non localisante et une expérience localisante à 20% de raccourcissement, l'évolution en fonction de R , du nombre de doublets de barycentres de failles dont la distance est inférieure à R . La dimension de corrélation obtenue est fonction du mode de déformation.

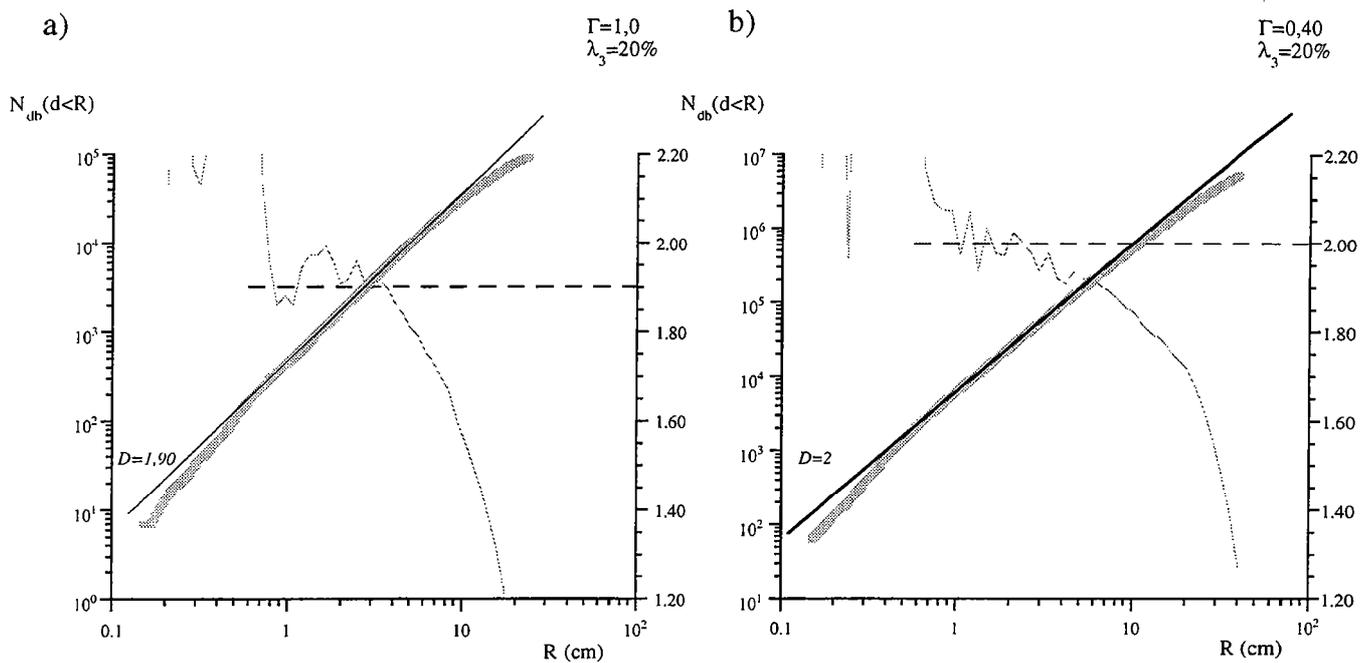


Figure V-22 : Mesure de la dimension de corrélation d'un réseau de failles issu d'une expérience localisante (à gauche) et d'une expérience non-localisante (à droite), pour 20% de raccourcissement. Le trait en pointillé indique l'évolution de la pente locale. La dimension est dans ce cas égale à 1,9 pour l'expérience localisante et 2 pour l'expérience non localisante.

Lorsque $\Gamma < 0,5$, la dimension de corrélation est égale à 2, signifiant que les failles sont décorrélées spatialement. Par contre, lorsque $\Gamma > 0,5$, la dimension se stabilise autour d'une valeur de 1,9. Cette organisation spatiale, fonction de Γ , dépend aussi du degré de maturation du réseau. La figure V-23 décrit l'évolution de D_2 en fonction de Γ pour 10, 15 et 20% de raccourcissement. Pour 10% de raccourcissement, quelle que soit la valeur de Γ , la dimension D_2 oscille autour d'une valeur moyenne de 1,85. Au cours du temps, cette valeur montre deux évolutions différentes selon la valeur de Γ . Lorsque $\Gamma < 0,5$, D_2 augmente et se stabilise autour d'une valeur de 2 alors que pour $\Gamma > 0,5$, D_2 décroît progressivement jusqu'à une valeur limite de 1,8. La transition pour Γ supérieur et inférieur à 0,5 est brutale et traduit là encore la nature du passage depuis une déformation non localisée à une déformation localisée.

Cette dimension fractale, égale à 1,8, caractérise le mode de déformation localisant. Celle-ci est très proche de la dimension fractale déterminée sur les réseaux de fusibles-capacités à proximité de la transition localisé/non-localisé (cf. *Annexe*). Ces simulations numériques montre qu'il existe trois modes de déformation, chacun caractérisé par une dimension fractale. Celles-ci sont respectivement de 2 et 1 pour les expériences non-localisée et localisée; et de 1,9 a proximité de la transition. Cette dimension est similaire à celle mesurée dans nos expériences. La détermination de la dimension fractale des réseaux de failles issus d'expériences réalisées pour un Γ élevé

doit, au regard de ces simulations numériques, sans doute être égale à 1 (la dimension d'une faille).

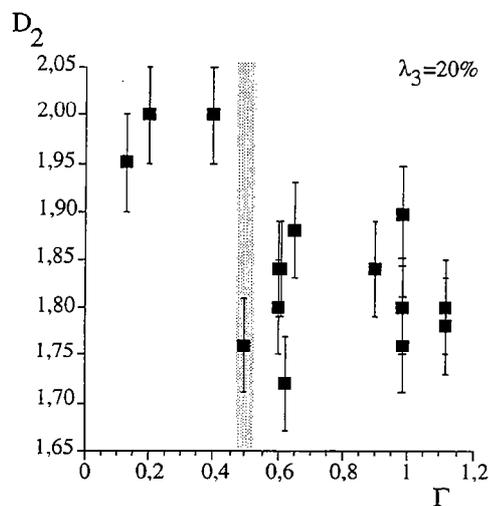
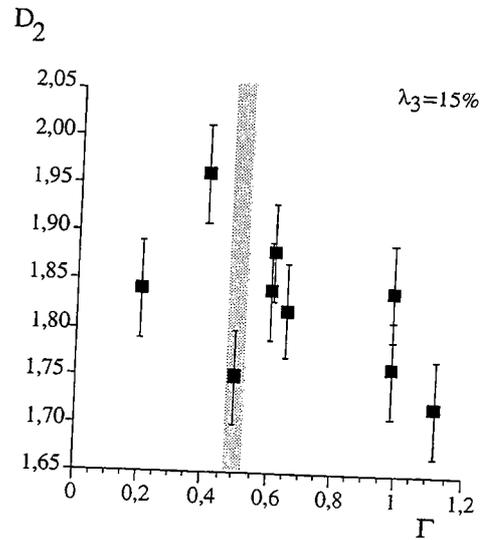
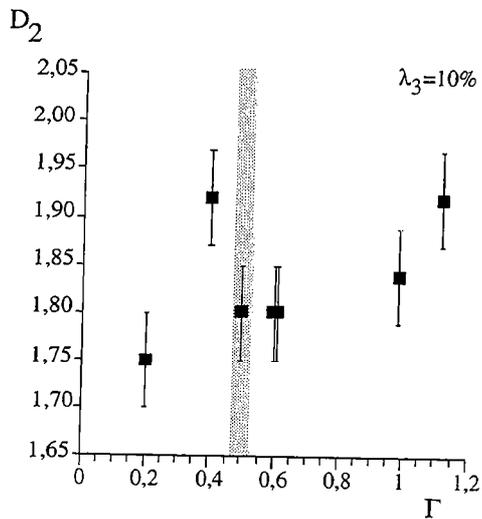


Figure V-23 : Evolution de la dimension de corrélation en fonction pour 10%, 15% et 20% de raccourcissement en fonction de la valeur de Γ . Au cours du temps, la dimension de corrélation des réseaux de failles des expériences localisantes décroît vers une valeur moyenne de 1,85. Pour les expériences non localisantes, D_2 est égal à 2.

V-3-3 Les modèles de croissances des failles

L'étude statistique des réseaux de failles ne permet pas seulement de caractériser le mode de déformation mais peut permettre de contraindre les processus de croissance des failles. Ainsi, *King* [1983] a proposé un modèle basé sur la continuité des déplacements imposés aux limites, qui conduit à une géométrie fractale des failles. Il considère que la déformation à grande échelle est accommodée par des points triples constitué de failles décrochantes (FIG. V-24). Au point d'intersection de ces trois failles, le déplacement est nul et il est alors nécessaire de créer en cascade de nouvelles failles de longueurs inférieures pour accommoder le déplacement. Le développement du réseau se fait donc depuis les grandes échelles jusqu'aux plus petites par occupation de l'espace. *Turcotte* [1986] a par la suite développé un modèle similaire pour estimer la distribution des vitesses de déplacement sur les failles d'ordres inférieures.

Figure V-24 : Exemple d'un modèle éventuel de géométrie fractale d'un réseau de failles (d'après King, 1983).

Dans les deux cas, *King* [1983] et *Turcotte* [1986a] considèrent que la distribution cumulée des longueurs de failles $C(l)$ évolue comme l^D où D est la dimension fractale. La distribution de densité $n(l)$ évoluant comme l^a , $C(l)$ évoluera comme l^{a+1} . Cela implique : $D=a-1$ soit $a=D+1$. Ces deux modèles supposent qu'il existe une relation claire entre la position des failles et leurs longueurs. Une telle dépendance peut se justifier à travers la mécanique de la croissance des failles. En effet, à l'extrémité d'une faille, il existe une singularité du champ de contrainte qui est proportionnelle à la longueur de la faille. L'amplification du champ de contrainte facilite alors la propagation de cette faille. Cette zone d'amplification joue aussi le rôle de zone tampon, qui inhibe la propagation de failles de longueurs plus petites situées à proximité de cette zone [*Segall et Pollard*, 1983]. Cela implique alors que les failles situées à proximité d'une grande failles auront des longueurs plus petites. Cependant, la valeur des exposants de la distribution des longueurs ainsi que les dimensions fractales mesurés sur nos réseaux analogiques ($1,8 < a < 2,2$ et $1,7 < D < 2$) ne satisfont pas à la condition $a=D+1$ défini dans les modèles de *King* [1983] et de *Turcotte* [1986a].

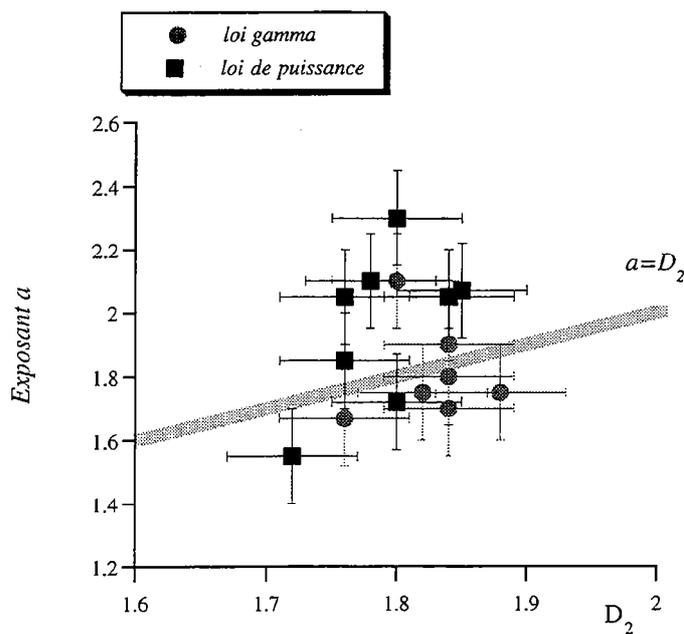


Figure V-25 : Relation éventuelle entre l'exposant a de la distribution des longueurs et la dimension de corrélation D_2 .

Bour [1996] à partir d'une étude très détaillée montre que la relation entre a et D peut prendre une forme différente. Dans l'éventualité où une telle relation existe, elle dépendrait de la valeur de a . Son étude suggère que lorsque a est inférieur à 2, la longueur et la position des failles soient reliées par la relation $a=D$. Au contraire, lorsque a est supérieur à 2, il y aurait indépendance entre la dimension fractale et la

distribution des longueurs. La figure V-25 montre l'évolution de l'exposant a mesuré à partir des distributions des longueurs en fonction de la valeur de la dimension de corrélation D_2 . Dans le cas où $a < 2$, cette relation est effectivement vérifiée et la mesure de l'exposant a suffit à décrire entièrement la géométrie du réseau de failles.

Ce résultat très encourageant mérite cependant d'être approfondi afin d'établir l'univocité de la relation existant entre l'exposant a et la dimension fractale du réseau de failles. Une telle égalité, si elle existe, impliquerait que la dimension fractale ne soit définie que pour des longueurs inférieures à l'échelle caractéristique l_0 .

V-3-4 l'Afar, déformation localisée ou non localisée ?

Nous avons enfin calculé la dimension de corrélation du réseau de failles de l'Afar. Celle-ci, comme précédemment, mesure le nombre de doublets de barycentres des failles dont la distance est inférieure à R . La figure V-26 nous montre l'évolution de la pente locale en fonction de R .

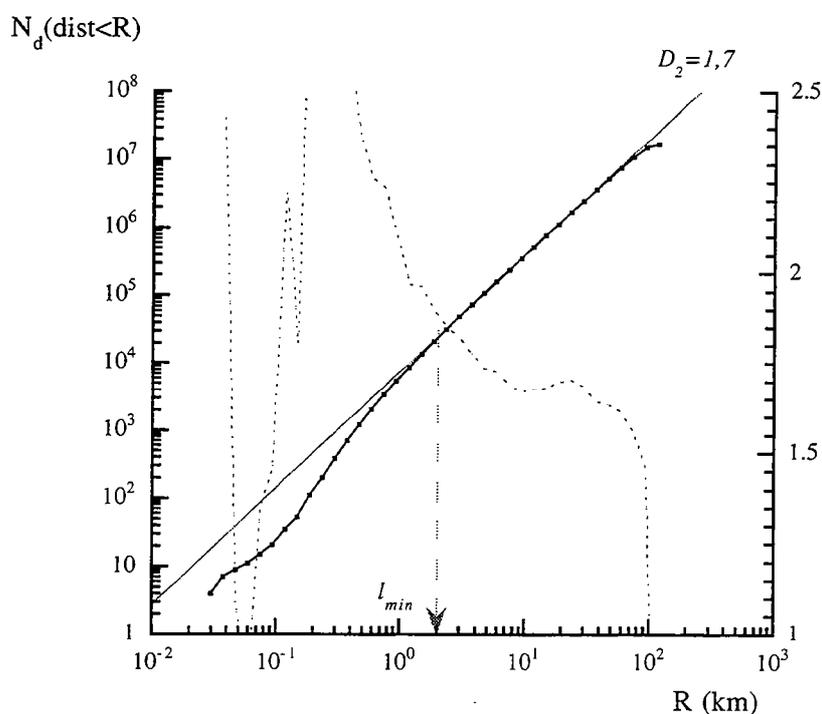


Figure V-26 : Mesure de la dimension de corrélation D_2 pour le réseau de failles de l'Afar. La courbe en pointillés indique l'évolution de la pente locale. Cette pente est stable sur près d'un ordre de grandeur et D_2 est égale à 1,7.

Pour des distances inférieures à 2 kilomètres, la pente locale montre de grandes fluctuations, traduisant le problème de sous-échantillonnage des failles. Au delà de cette échelle minimale, la pente est stable sur plus d'un ordre de grandeur et il est possible de définir la valeur de la dimension de corrélation D_2 égale à 1,7. Il convient cependant de nuancer ce résultat. En effet les bassins sédimentaires récents, d'âge plio-pleistocène, masquent une partie des failles. Aussi, la dimension obtenue peut être altérée par un sous-échantillonnage des failles.

Nous avons vu précédemment que la longueur caractéristique évoluait depuis le Rift d'Asal jusqu'à l'entrée du Rift Ethiopien et que celle-ci correspondait à l'épaisseur de la croûte fragile. De même, l'exposant a de la distribution des longueurs montrait des variations depuis 1,55 dans le Rift d'Asal à 2,05 à l'entrée du Rift Ethiopien. Il peut être alors intéressant de calculer la dimension de corrélation de chacune de ces deux régions pour tester un éventuel changement dans l'organisation spatiale de la fracturation. Pour la région du Rift d'Asal, nous obtenons une dimension de corrélation bien définie pour des longueurs supérieure à l'échelle de résolution (FIG. V-27a). Celle-ci est égale à 1,78 sur plus d'un ordre de grandeur. Cette dimension a été déterminée sur une zone où les sédiments ne recouvrent pas les failles. Elle reflète un bon échantillonnage de la fracturation et est en accord avec une déformation localisée. La région du Rift Ethiopien montre une dimension nettement moins bien définie (sur moins d'un ordre de grandeur), qui paraît égale à 1,75 (FIG. V-27b). Ce manque de définition est sans doute lié au mauvais échantillonnage des failles à l'intérieur même du Rift où les sédiments recouvrent le stratoïde.

Nous avons vu précédemment (cf. V-2-5) que la distribution des longueurs de failles dans la région des Afars suivait une loi gamma. Celle-ci présente une longueur caractéristique l_0 égale à l'épaisseur de la croûte fragile. Il n'est pas possible, donc, de trancher entre les deux types de déformation uniquement à partir de l'information longueur de failles. La mesure du degré de corrélation spatiale des failles est alors nécessaire. D'autre part, compte tenu de la variation de l'épaisseur du niveau fragile, on est même de se demander s'il n'existe pas une transition depuis une déformation non localisée à une déformation localisée. La dimension de corrélation pour l'ensemble de la région est égale à 1,7 et ne varie pas en fonction de l'épaisseur de la croûte fragile. Cela implique donc (i) que le mode de déformation pour l'ensemble de la région est localisant ($D_2=1,7$) mais très proche de la transition ($l_0 \sim h_F$) et (ii) qu'il n'y pas de domaine transitoire entre une déformation localisée et une déformation non localisée.

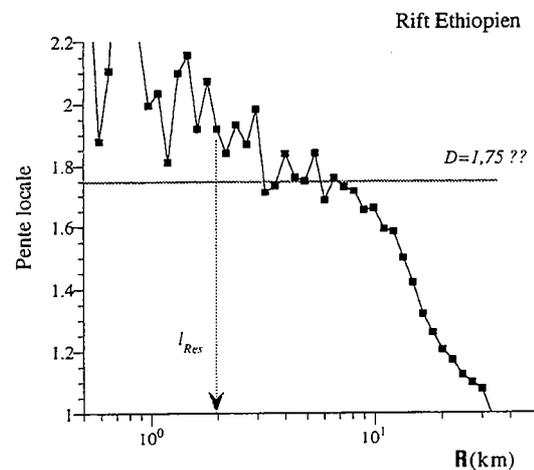
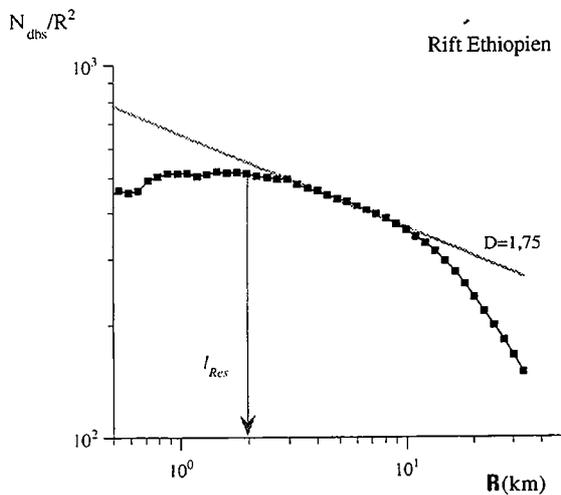
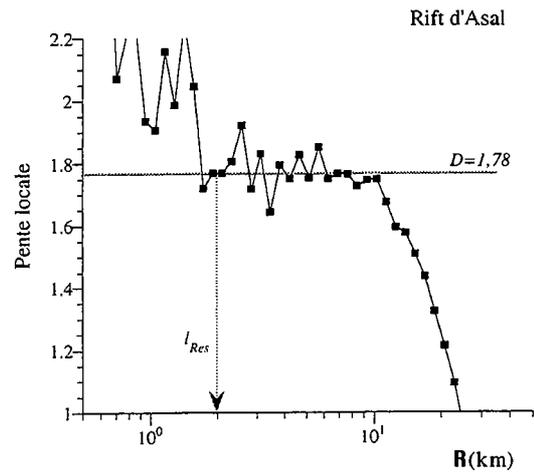
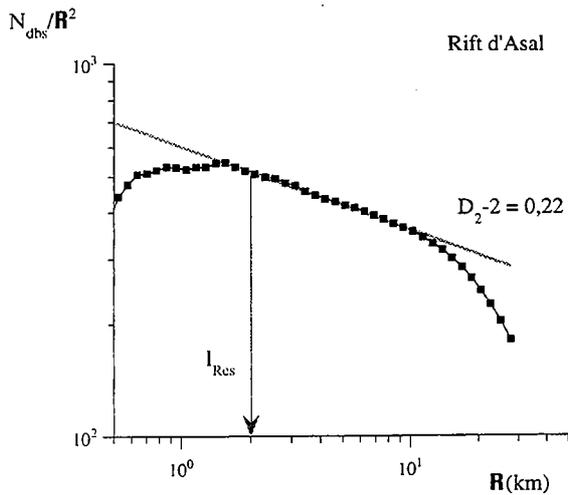


Figure V-27 : Mesure de la dimension de corrélation du réseau de failles de la région du Rift d'Asal et du Rift Ethiopien. Cette dimension est mesurée à partir de l'évolution de la pente locale (à droite) à partir de l'évolution du nombre de doublets (N_{dbs}) dont la distance est inférieure à R , en fonction de R .

V-4 FAILLES ET DEFORMATION

Les failles sont des marqueurs cinématiques importants, qui permettent d'estimer la déformation lorsque l'on connaît le rejet le long de celles-ci. Déterminer la déformation au sein d'un continent nécessite d'intégrer, à l'échelle de ce continent, l'ensemble de ces déplacements. Il n'est bien sur pas possible, pour d'évidentes raisons techniques, de quantifier le déplacement le long de toutes les failles dans une région. Aussi, ne considère-t-on généralement que les déplacements ayant lieu sur les grandes

failles et on néglige la déformation liée au déplacement le long des petites failles. Le caractère fractal des failles implique l'existence de discontinuités à toutes les échelles. Cela signifie donc que toutes les failles, quelle que soit leur taille, participent à l'accommodation de la déformation. D'autre part, l'existence de lois d'échelles sur les réseaux de failles signifie que la déformation mesurée peut dépendre de l'échelle d'observation. A partir des lois d'échelles quantifiant la distribution des longueurs de failles et l'organisation spatiale des réseaux, il est possible d'effectuer des bilans de déformation dont l'indépendance d'échelle reste à démontrer.

Dans un premiers temps, nous discuterons de la relation existant entre la longueur et le rejet nécessaire à l'établissement des bilans de déformation. Cette relation univoque, si elle existe doit aussi se traduire à travers l'étude de la distribution des rejets. Dans un deuxième temps, nous établirons la dépendance de la déformation en fonction de l'échelle d'observation à partir des lois d'échelles établies sur les failles.

V-4-1- Les modes de croissance des failles

Afin d'établir les bilans de déformation, il est nécessaire de connaître le rejet associé à une faille de longueur l . On s'est donc posé la question de savoir s'il n'existait pas une relation univoque reliant la longueur l de la faille à son rejet maximum \mathcal{R} . De nombreuses mesures [Watterson, 1986; Villemin et Sunwoo, 1987; Walsh et Watterson, 1987; 1988; Krantz, 1988; Ophelm et Gudmunsson, 1989; Peacock et Sanderson, 1991, 1994; Peacock, 1991; Cowie et Scholz, 1992a, 1992b] ont permis de montrer que le rejet obéit à une loi du type

$$\mathcal{R} \sim l^n \quad (\text{V-8})$$

où γ est une constante et où l'exposant n fait encore l'objet de controverses. En effet, les différentes valeurs proposées pour n correspondent chacune à un mécanisme de croissance de failles différent.

Cowie et Scholz [1992a, 1992b] propose un exposant n égal à 1. Cet exposant est basé sur une approche mécanique de la croissance des failles. Les expériences sur échantillon de roches montrent que les failles ne peuvent croître dans leur propre plan [Brace et Bombolakis, 1963] et que la propagation se fait par la création et la connexion d'un réseau dense de microfractures extensives situées à l'extrémité de la faille [Reches et Lockner, 1994; Moore et Lockner, 1995]. Le modèle de Cowie et Scholz [1992a, 1992b] considère que cette zone complexe se déforme plastiquement, et que l'on peut modéliser la croissance des failles à l'aide du modèle de Dugdale [1960]. Ils obtiennent une relation linéaire entre la longueur et le rejet le long des failles ($n=1$), avec un coefficient de proportionnalité γ qui dépend de la résistance de la roche. Toutefois, comme le souligne Burgmann et al. [1994]., les données recueillies sur l'évolution du

déplacement le long des failles ne sont pas assez documentées pour affirmer que cette zone de déformation plastique existe bien.

Marrett et Allmendinger [1991], Gillepsie et al., [1992] et Walsh et Watterson [1992] proposent une relation entre la longueur et le rejet le long des failles qui est décrite à l'aide d'un exposant n supérieur à 1. Le modèle de croissance de failles sous-jacent est un modèle par incréments de glissement lors de séismes. En fonction des hypothèses initiales sur ces incréments de glissement, les valeurs de n diffèrent. Si on suppose que le déplacement augmente du même taux à chaque fois que la faille fonctionne, n est égal à 2 [Walsh et Watterson, 1988, 1992]. Si au contraire, cet incrément de déplacement est proportionnel au nombre de séismes antérieurs, n vaut 1,5. Turcotte [1992] à partir d'un modèle différent, basé sur une croissance des failles par fragmentation détermine un exposant égal à 1,6, valeur peu différente des valeurs déterminées précédemment. Dans les deux cas, du fait du modèle envisagé, la valeur de n est très sensible au temps de fonctionnement des failles.

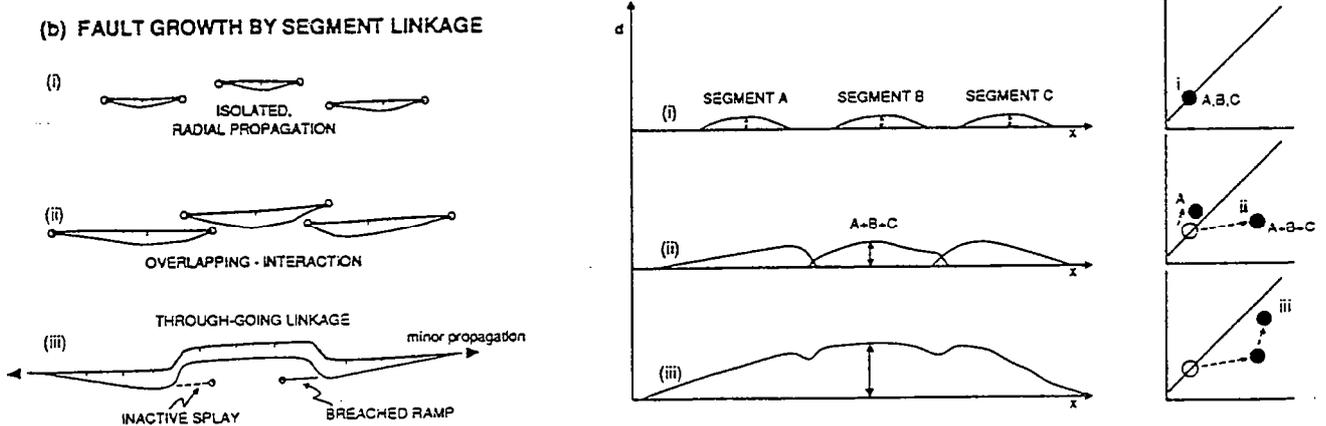


Figure V-28 : Influence de la coalescence des failles sur la dispersion des mesures de la relation longueur-rejet. La partie gauche illustre la coalescence vue en plan, la partie centrale, l'évolution de la distribution des déplacements le long des failles et la partie de droite, l'influence de la connexion des failles sur la dispersion des points dans un diagramme longueur de failles-rejets (d'après Cartwright et al., 1995).

Un autre point concernant la relation longueur-rejet à trait à la forte dispersion observée dans les données. Cette dispersion peut être associée aux interactions existant entre les failles et à leur connexions [Trudgill et Cartwright, 1994; Cartwright et al., 1995]. On peut ainsi avoir des failles de longueur relativement importante qui présentent un déplacement inférieur à celui attendu (FIG. V-28), ce qui conduit alors à une relation non linéaire entre la longueur et le rejet, avec un exposant inférieur à 1.

V-4-2- La distribution des rejets.

La grande diversité des mesures effectuées pour différentes gammes de longueurs montre que la distribution des rejets suit aussi une loi de puissance de type $n(\mathcal{R}) \sim \mathcal{R}^c$ [Villemin et Sunwoo, 1987; Marrett et Allmendinger, 1992; Jackson et Sanderson, 1992, Peacock et Sanderson, 1994], caractérisée par un exposant c et où $n(\mathcal{R})$ est le nombre de failles dont le rejet est compris entre \mathcal{R} et $\mathcal{R}+d\mathcal{R}$ (FIG. V-29). Compte tenu de la relation reliant la longueur de la faille à son rejet (équation V-8), les exposants de la distribution des longueurs $n(l)$ et des rejets $n(\mathcal{R})$ sont reliés par la relation ($a=nc$) où a est l'exposant de la distribution des longueurs et c celui de la distribution des rejets. Si n est égal à 1, alors les deux exposants a et c sont identiques. A partir des différentes études publiées, nous avons reporté la valeur de l'exposant c mesuré sur la distribution des rejets en fonction de la gamme de rejet sur lequel il était estimé. Les exposants reportés sont définis sur un ordre de grandeur. De plus, nous ne prenons pas en compte les exposants déterminés à partir de l'interpolation directe entre des mesures de rejets effectuées sur des carottes (la gamme est de l'ordre du centimètre) et des mesures de rejets obtenues à partir de l'interprétation de lignes sismique (la gamme est alors de la dizaine de mètres).

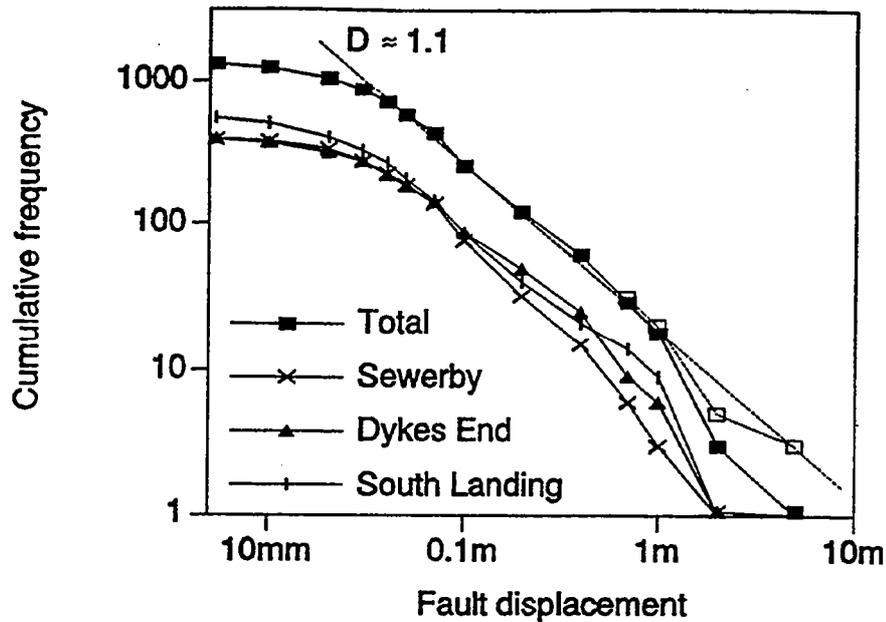
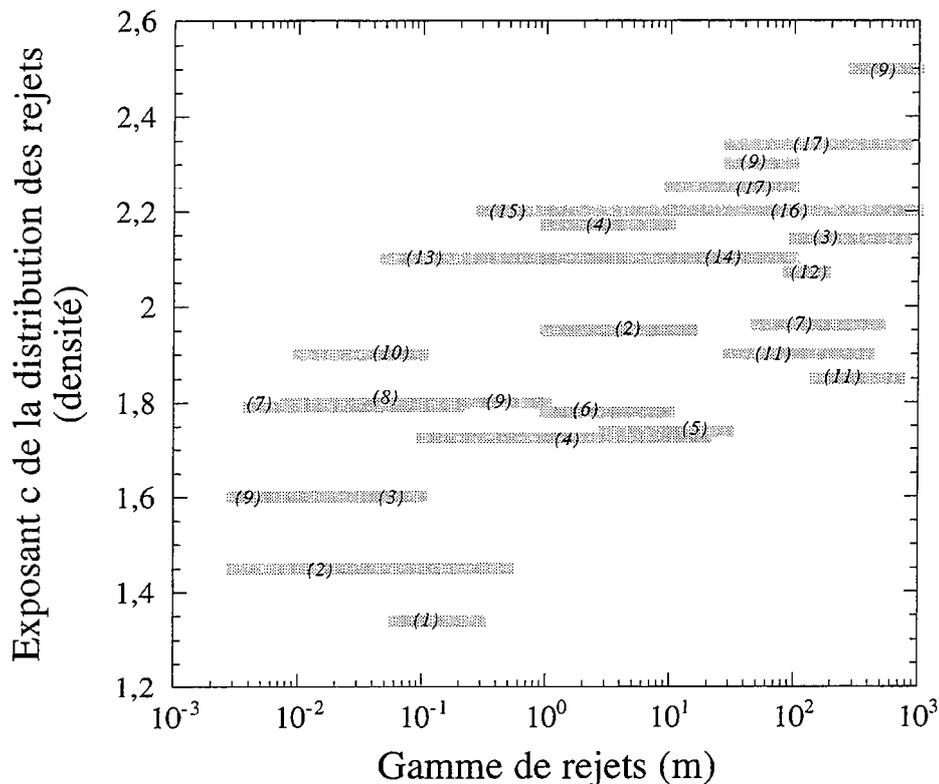


Figure V-29 : Distribution cumulée du rejet des failles $C(\mathcal{R})$ pour la région de Flamborough Head (Angleterre). Cette distribution mesure le nombre de failles dont le déplacement est supérieur à un déplacement d , et obéit à une loi de puissance (d'après Peacock et Sanderson, 1994).

On a vu précédemment que les petites failles souffraient d'un problème de sous-échantillonnage qui conduisait à la sous-évaluation de l'exposant a . Il doit donc aussi exister une différence dans l'estimation de l'exposant c entre les faibles rejets (associés aux petites failles) et les grands rejets. Les mesures ont été effectuées à partir de la distribution cumulée. Pour pouvoir les comparer aux exposants a de la distribution de densité des longueurs $n(l)$, on ajoute la valeur 1 à l'exposant mesuré à partir de la distribution cumulée. La figure V-30 montre les valeurs de c mesurées pour différentes gammes de rejets et pour différentes régions. Il est possible de séparer deux domaines, en fonction de la gamme de rejets. Pour des rejets inférieurs à 5 mètres, l'exposant oscille entre 1,5 et 2 alors que pour des rejets supérieurs, il varie entre 2 et 2,5.



- | | | |
|------------------------------|---------------------------------|-------------------------------|
| (1) Knott, 96 | (7) Pickering et al., 94 | (13) Peacock et Sanderson, 94 |
| (2) Walsh et Watterson, 92 | (8) Needham et al., 96 | (14) Watterson et al, 96 |
| (3) Jackson et Sanderson, 92 | (9) Marrett et Allmendinger, 92 | (15) Scholz et Cowie, 90 |
| (4) Wojtal, 94 | (10) Needham, 94 | (16) Villedieu et Sunwoo, 87 |
| (5) Carter, 94 | (11) Walsh et Watterson, 91 | (17) Yielding et al., 96 |
| (6) Little et al., 96 | (12) Fossen et Rørnes, 96 | |

Figure V-30 : Valeur de l'exposant c de la distribution des rejets en fonction de la gamme de longueurs de failles sur laquelle il a été mesuré.

Les valeurs obtenues pour les exposants c correspondent globalement aux valeurs des exposants a obtenus pour la distribution des longueurs de failles, confirmant l'idée d'une dépendance linéaire entre la longueur de la faille et le rejet. D'autre part, le rejet pour lequel on observe ce changement d'exposant ($R=5$ m) peut être relié à une longueur de faille. En supposant une valeur moyenne de γ , dans la gamme $5 \cdot 10^{-3}$, $5 \cdot 10^{-2}$ [Cowie et Scholz, 1992a, 1992b], la longueur de faille l pour laquelle il y aurait un changement d'exposant serait dans la gamme 1-10 km, ce qui est en accord avec la figure V-6 et correspondrait à peu près à l'épaisseur du niveau fragile de la croûte.

Le déplacement associé à une faille dépend de sa longueur. Or, nous avons vu que la distribution des longueurs est une fonction du mode de déformation. Il serait donc

logique d'observer, en fonction du mode de déformation, des distributions de rejets différentes. Nous n'avons pas caractérisé expérimentalement une telle distribution. Toutefois, il est intéressant de noter que la distribution des rejets le long des rides Pacifiques, où la vitesse de déformation est importante, suit une loi exponentielle en domaine océanique [Cowie *et al.*, 1993; Carbotte et McDonald, 1994].

V-4-3- Les bilans de la déformation

Estimer la déformation associée à une faille nécessite de connaître le déplacement qui lui est associé. Il est cependant très difficile de mesurer le déplacement le long de toutes les failles présentes dans un milieu. Aussi l'utilisation des lois statistiques peut nous être utile pour estimer la déformation associée aux failles.

Par analogie à l'expression de Molnar [1983], déduite de l'expression de Kostrov [1974], il est possible d'estimer la déformation accommodée par le réseau de failles. La déformation s'exprime comme

$$\varepsilon_{ij} = \frac{\sum_{\text{failles}} [\mathcal{R}^* A^* \mathbf{u}_i \mathbf{v}_j]}{V}$$

où \mathcal{R} est le déplacement, A est l'aire de la faille, V le volume considéré et \mathbf{u}_i et \mathbf{v}_j sont les vecteurs unitaires respectivement parallèles et perpendiculaires au plan de la faille. L'aire de la faille s'exprime comme le produit de la longueur de la faille par l'épaisseur du niveau fragile. A partir d'une analyse rudimentaire, il est possible de déterminer comment évolue la déformation en fonction de l'échelle d'observation \mathbf{R} . Pour cela, il est nécessaire de faire la distinction entre les grandes et les petites failles. On appellera donc grandes failles, les failles présentes dans le sous-système de taille \mathbf{R} dont la longueur est supérieure à \mathbf{R} . Les petites failles seront les failles comprise dans ce sous système et dont la longueur est inférieure à \mathbf{R} . Cette distinction se justifie dans la mesure où une grande faille participe entièrement au déplacement de la zone considérée.

Nous avons délibérément simplifié le calcul en négligeant la distribution des orientations et l'aspect tensoriel de la déformation. Cette simplification se justifie si nous ne nous intéressons qu'aux lois d'échelle sur la déformation. Dans notre cas, la somme des déplacements ayant lieu sur les failles de longueur l en fonction de l'échelle d'observation s'écrit comme

$$U(\mathbf{R}) = \int n(l, \mathbf{R}) \mathcal{R} \left(\frac{l}{\mathbf{R}} \right) dl \quad (\text{V-9})$$

où (l/\mathbf{R}) est un terme qui pondère le rôle des failles par rapport à la taille du système. Pour réaliser analytiquement ce calcul, nous ferons deux hypothèses :

- (i) le rejet s'exprime comme $\mathcal{R} \sim \gamma l^m$,

(ii) on suppose que la probabilité de trouver une faille de longueur l dans un espace de dimension \mathbf{R} , $n(l, \mathbf{R})$ suit une loi égale à $l^{-a} \mathbf{R}^D$, où a est l'exposant de la distribution en loi de puissance des longueurs de failles, et D est la dimension fractale des failles.

Les bornes d'intégration, non précisées dans la relation (V-9) permettent d'estimer les déformations liées aux petites et aux grandes failles. Le déplacement associé aux petites failles s'écrit comme

$$U(\mathbf{R}) = \int_{l_{\min}}^{\mathbf{R}} \left[l^{-a+1+n} \right]_{\mathbf{R}}^{D-1} dl$$

où l_{\min} est la taille de la plus petite faille. Le déplacement associé aux grandes failles s'exprime comme

$$U(\mathbf{R}) = \int_{\mathbf{R}}^{\Lambda_{\max}} \left[l^{-a+1+n} \right]_{\mathbf{R}}^{D-1} dl$$

où Λ_{\max} est la taille de la plus grande faille. La déformation correspond au gradient des déplacements. Elle va donc s'écrire comme

$$\langle \varepsilon_P \rangle \sim \frac{U(\mathbf{R})}{\mathbf{R}} = \left[l^{-a+2+n} \right]_{l_{\min}}^{\mathbf{R}} \mathbf{R}^{D-2} \quad (\text{V-10})$$

pour les petites failles et comme

$$\langle \varepsilon_G \rangle \sim \left[l^{-a+2+n} \right]_{\mathbf{R}}^{\Lambda_{\max}} \mathbf{R}^{D-2} \quad (\text{V-11})$$

pour les grandes failles.

Pour la déformation totale moyenne $\langle \varepsilon \rangle$, les bornes de l'intégrale sont l_{\min} et Λ_{\max} , et on attend une dépendance d'échelle en $D-2$. Cette expression est a priori compatible avec les résultats obtenus directement à partir des mesures de déformation ($\langle I_{\varepsilon} \rangle \sim \mathbf{R}^{-\xi}$, $\xi \sim 0,1-0,2$).

L'évaluation de la contribution des petites et grandes failles (V-10 et V-11) va dépendre du signe de $(n-a+2)$. La valeur de a pour les expériences varie autour de $1,9 \pm 0,15$ pour les expériences localisantes et la dimension fractale des réseaux de failles est $D=1,85 \pm 0,05$. L'exposant n reliant la longueur de la faille à son rejet est inconnu mais positif. Nous avons donc, quelles que soit les valeurs de n , $n-a+2$ positif. Il est alors possible de déterminer la dépendance de la déformation associées aux petites failles à partir des expressions V-10 et V-11. Celles-ci seront respectivement de

- (i) $\varepsilon_{\text{TOTAL}} \sim \mathbf{R}^{D-2}$ soit $\mathbf{R}^{-0,2}$
- (ii) $\varepsilon_{\text{PETITE}} \sim \mathbf{R}^{D-a+n}$ soit $\mathbf{R}^{n-0,1}$
- (iii) et, si $\mathbf{R} \ll \Lambda_{\max}$, $\varepsilon_{\text{GRANDE}} \sim \mathbf{R}^{D-2}$ soit $\mathbf{R}^{-0,2}$

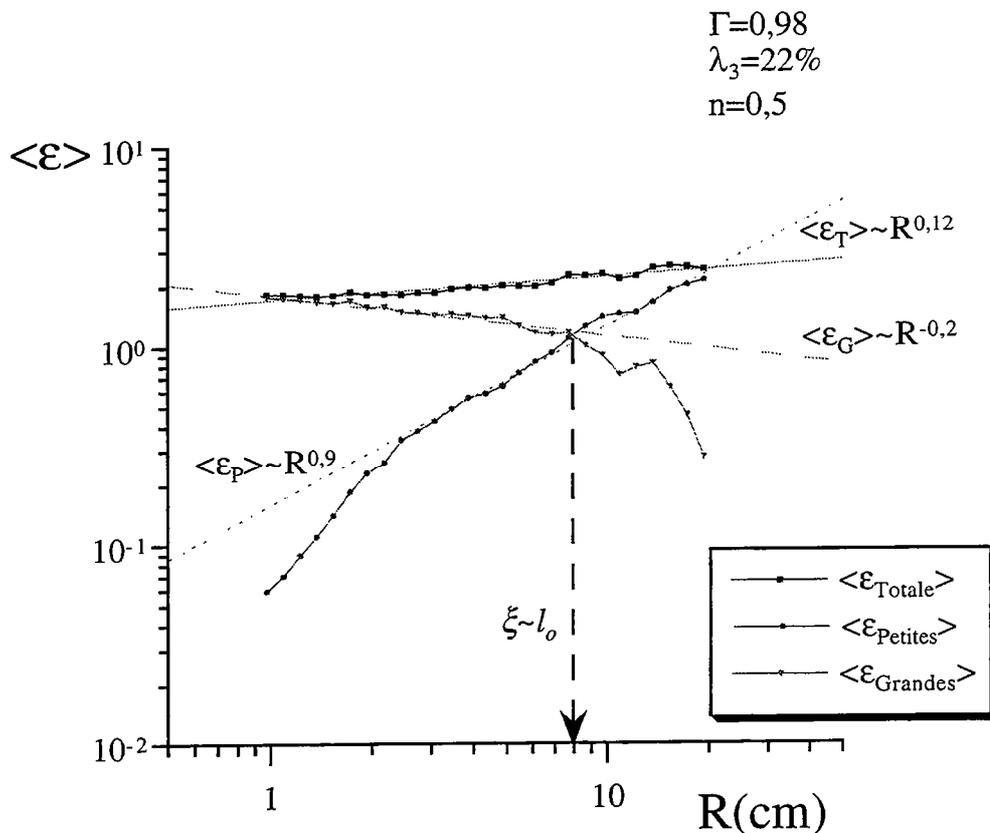


Figure V-31 : Calcul de la déformation à partir des paramètres statistiques D , a et n d'un réseau de failles. Ce calcul est effectué pour $n=0,5$

Nous avons calculé cette intégrale (équation V-9) pour un réseau de failles issu d'une expérience très localisante (FIG. V-31) en s'affranchissant donc d'hypothèses sur la distribution spatiale des failles. Par contre, sans mesure directe des rejets, nous sommes obligé de garder une hypothèse sur la relation longueur-rejet. L'exposant n choisi est égale à 0,5. La figure montre une dépendance de la déformation totale positive (de l'ordre de $R^{0,12}$) en désaccord avec les résultats obtenus sur les déformations calculées. Si on ne garde que la contribution des grandes failles, on retrouve par contre la dépendance négative observée à partir des déformations, avec un exposant compatible. On voit aussi que la contribution des grandes failles est dominante jusqu'à une échelle caractéristique qui pourrait jouer le rôle d'échelle d'homogénéisation.

Le résultat à priori négatif sur la fonction d'échelle des déformations peut s'expliquer par plusieurs causes qu'il faudra vérifier :

- (i) la contribution des petites failles est sans doute sur-estimée dans la formule de *Kostrov* [1974]. En effet le déplacement sur une petite faille n'est sans doute pas transmis intégralement aux limites du système comme le suppose cette formule.
- (ii) l'orientation des failles peut jouer un rôle important. On constate en effet que les distributions d'orientation montrent deux pics principaux pour les grandes failles, et sont beaucoup plus distribués pour les petites.
- (iii) la relation entre rejet et longueur n'est certainement pas univoque.

Ce simple exercice montre la difficulté de relier les failles et la déformation. L'exercice ouvre toutefois des perspectives sur la prise en compte des failles, et sur les échelles possibles d'homogénéisation.

V-5 CONCLUSION

L'étude statistique des réseaux de failles issus de nos expériences analogiques permet d'individualiser les différents modes de déformation mis en évidence à l'aide de l'analyse du champ de déformation. Les expériences non localisantes se caractérisent par une distribution des longueurs qui suit une loi exponentielle et par une dimension fractale égale à 2. Le processus d'accommodation de la déformation dominant est dans ce cas la nucléation de failles. Lorsque Γ est supérieur à 0,5, la déformation est localisée. Dans ce cas, la distribution des longueurs suit une loi gamma ou une loi de puissance, la dimension fractale est égale à 1,8 et traduit la corrélation spatiale du réseau de failles. Après une phase de nucléation, la déformation est accommodée essentiellement par la croissance et la coalescence des failles.

Ces différentes lois, tant au niveau de la distribution des longueurs que de l'organisation spatiale, constituent des facteurs discriminants permettant de caractériser *a posteriori* le mode de déformation. En effet la transition entre chacun de ces deux modes est effective lorsque la longueur caractéristique de la distribution des longueurs de failles est égale à l'épaisseur du niveau fragile. Lorsque la longueur caractéristique l_0 est supérieure à l'épaisseur du niveau fragile, la déformation est localisée. Par contre lorsque l_0 est de l'ordre de l'épaisseur du niveau fragile, la déformation n'est pas localisée. La loi gamma, à laquelle peut obéir la distribution des longueurs, fait aussi intervenir un terme en loi de puissance. Celui-ci est défini entre deux grandeurs caractéristiques, l'épaisseur du niveau fragile h_F et la longueur caractéristique l_0 . Sa valeur est stable au cours du raccourcissement et ne dépend pas de Γ . Lorsque cet

exposant a est inférieur à 2, il semble égal à la dimension fractale du réseau de failles. Sa connaissance suffit alors pour décrire la géométrie du réseau de failles.

Outre cet aspect discriminatoire quant au mode de déformation, l'analyse statistique des réseaux de failles permet également de dresser des bilans de déformation. A partir des paramètres caractéristiques issus de l'analyse statistique des réseaux de failles (exposant de la distribution des longueurs, dimension fractale), il est possible de déterminer comment évolue la déformation en fonction de l'échelle d'observation.

VI - DISCUSSION ET CONCLUSION

L'objet de cette thèse était la compréhension de la localisation de la déformation dans les milieux rhéologiquement stratifiés et de mieux contraindre la dynamique de la croissance des réseaux de failles. Cette étude a été menée afin de préciser le mode de déformation de la lithosphère continentale.

La déformation de la lithosphère a été abordée à partir de trois approches, correspondant chacune à une image conceptuelle particulière de son comportement mécanique. Dans la première approche, on assimile le comportement mécanique moyen de la lithosphère à celui d'un fluide visqueux, qui ne localise pas la déformation [England et McKenzie, 1982; 1983; Vilotte et al., 1982]. La seconde approche au contraire considère que le comportement mécanique de la lithosphère est similaire à celui d'un matériau fragile, et la déformation localise le long de grandes failles [Tapponnier et al., 1982, Peltzer et al., 1984]. La dernière approche enfin, respecte la stratification rhéologique fragile-ductile observée dans la lithosphère. Dans ce cas, la déformation se localise après une phase de déformation diffuse [Davy et al., 1990; Sornette et al., 1993].

Notre étude se situe dans la continuité de ces derniers modèles. Cependant, ce n'est pas tant la reproduction d'un champ de déformation similaire à ceux observés dans la nature, que l'étude des processus physiques couplé à leur caractérisation conduisant à la localisation dans ces systèmes qui nous intéresse. L'analyse de ces modèles expérimentaux à partir du rapport de résistance Γ existant entre les niveaux fragiles et les niveaux ductiles nous a permis de dresser une typologie des modes de déformation. Cette typologie est fonction de Γ et intègre les trois approches proposées pour décrire le comportement mécanique de la lithosphère.

Ainsi, lorsque Γ est inférieur à 0,5, la déformation est distribuée sur l'ensemble de l'expérience (c'est le mode **A**). Lorsque $\Gamma > 0,5$, la déformation est localisée le long de deux bandes de cisaillement auxquelles sont associées un réseau complexe de failles (mode **B**). Enfin, dans la limite $\Gamma \rightarrow \infty$, la déformation se localise le long d'une grande discontinuité qui traverse l'expérience de part en part en part (mode **C**). La transition existant entre une déformation distribuée et une déformation localisée est abrupte et est similaire dans sa forme à une transition de phase. Chacun de ces modes de déformation se caractérise par une dépendance de la déformation avec l'échelle de résolution différente et par un réseau de failles qui suit une distribution de longueur et une organisation spatiale différente.

Aussi, à partir de cette étude, est-il possible de préciser le mode de déformation de la lithosphère. On dispose pour cela de trois possibilités.

- (i) la détermination du rapport Γ pour la lithosphère.
- (ii) l'étude du champ de déformation d'une région active tectoniquement.
- (iii) l'étude des réseaux de failles.

Compte tenu des fortes incertitudes concernant la rhéologie de la lithosphère, la détermination du paramètre Γ est assez subjective. Toutefois, elle permet de fixer la gamme de comportement mécanique (mode **A**, **B** ou **C**) auxquels obéit la lithosphère. La mesure de ce paramètre indique que celui-ci est assez proche de la transition entre le mode de déformation localisé (mode **B**) et le mode de déformation non localisé (mode **A**). Cela permet de rejeter le mode **C** qui prédit une déformation localisée le long d'une grande faille et qui intervient dans la limite $\Gamma \rightarrow \infty$. Il n'est cependant pas possible sur la seule base de ce paramètre de trancher entre les deux modes de déformation.

L'analyse multi-échelle du champ de déformation montre que celui-ci suit une loi d'échelle du type \mathbf{R}^2 lorsque la déformation n'est pas localisée et $\mathbf{R}^{1,9}$ lorsque la déformation est localisée. La détermination à partir de réseaux GPS de la dépendance de déformation permet de trancher entre les deux modes **A** et **B**. Cependant une telle mesure nécessite un réseau dense de stations et un échantillonnage temporel dont on ne dispose pas. Cette mesure bien que discriminatoire n'est pas applicable actuellement. Cette analyse multi-échelle, offre aussi un cadre d'utilisation pour le calcul de la déformation à partir des moments sismiques. En effet, ces derniers sont moyennés sur une surface dont la taille est choisie arbitrairement. A la lumière de cette analyse multi-échelle, la déformation doit être calculée à partir de mailles dont la taille est supérieure à la longueur caractéristique Z_c au delà de laquelle la déformation moyenne se stabilise.

L'analyse des réseaux de failles constitue le dernier moyen de trancher entre les deux modes de déformation **A** et **B**. L'analyse statistique des réseaux de failles montre que la distribution des longueurs suit majoritairement trois lois : exponentielle, gamma et puissance, qui sont chacune caractéristique d'un mode de déformation. Une étude détaillée des longueurs caractéristiques de ces distributions est essentielle pour pouvoir trancher entre le mode **A** et **B**. Si la distribution en loi de puissance est caractéristique d'une déformation localisée, la distribution gamma peut traduire une déformation localisé ou non localisé. Il est nécessaire par conséquent de déterminer la longueur caractéristique l_0 de cette distribution, qui permet de distinguer les deux modes de déformation. La détermination de la dimension fractale des réseaux de failles permet également de préciser le mode de déformation. La mesure de cette dimension est sensible à la méthode utilisée et à la qualité de l'échantillonnage. Sa détermination pour le réseau de l'Afar et pour le réseau de San-Andreas [Bour, 1996] montre des valeurs respectivement égales à 1,75 et 1,7, qui traduisent alors une déformation localisée.

Cette étude montre donc qu'il n'existe pas un comportement mécanique de la lithosphère mais trois grands types de déformation qui sont fonction de l'importance des niveaux fragiles sur les niveaux ductiles. L'utilisation conjuguée, lorsque l'on dispose de données suffisamment importantes, des différents critères défini ci-dessus permet alors de déterminer quelle est l'approche pertinente pouvant décrire le mode déformation de la région considérée.

BIBLIOGRAPHIE

- Adams. F.D., An experimental contribution to the question of the depth of the zone of flow in the earth's crust. *J. Geol.*, 20, 97-118, 1912
- Bai. Q., Mackwell, S.J., and Kohlstedt, D.L., High-temperature creep of olivine single crystals: I. Mechanical results for buffered samples, *J. Geophys. Res.*, 96, 2441-2463, 1991
- Barberi. F., Tazieff, H., and Varet, J., Volcanism in the Afar depression : its tectonic and magmatic significance, *Tectonophys.*, 15, 19-29, 1972
- Barberi. F., Ferrara, G., Santacrose, R., and Varet, J., Structural evolution of the Afar triple junction, in Afar depression of Ethiopia, edited by Pilger. et Rosler., 38-54, Schweizerbart, 1975
- Barton. C.A., and Zoback, M.D., Self-similar distribution and properties of macroscopic fractures at depth in crystalline rock in the Cajon Pass scientific drill Hole, *J. Geophys. Res.*, 97, 5181-5200, 1992
- Barton. C.C., and Larsen, E., Fractal geometry of two dimensionnal fracture networks at Yucca Mountain, SouthWestern Nevada, *Proc. Int. Symp. on Fundamentals of rock joints, Bjorkliden; Sweden.* 77-84, 1985
- Barton. N., The shear strength of rock and rock joints, *Int. J. Rock Mech. Mineral. Sci.*, 13, 255-279, 1976
- Bieniawski. Z.T., The effect of specimen size on compressive strength of coal, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* 5, 325-335, 1968
- Bird. P., and Piper, K., Plane stress finite element models of tectonic flow in southern California, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 21, 158-175, 1980
- Bird. P., New finite element techniques for modeling deformation histories of continents with stratified temperature-dependent rheology, *J. Geophys. Res.*, 94, 3967-3990, 1989
- Blackstone. D.L., Jr, Traveler's guide to the geology of Wyoming, *Bull. Geol. Surv. Wy.*, 67, 1988
- Blanpied. M.L., Lockner, D.A., and Byerlee, J.D., An earthquake mechanism based on rapid sealing of faults. *Nature*, 358, 1992
- Bour. O., Davy, P., and Bonnet, E., What is fractal in fracture networks? Fractures or fractured zones? (extented abstract), *Tectonic Studies group special meeting on Fault Populations, Royal Soc. of Edinburgh*, 34-36, 1994
- Bour. O., "Transferts de fluides en milieu fracturé : effets d'échelle", These de 3ème cycle ,Université de Rennes.1996
- Bowden. P.B., A criterion for inhomogeneous deformation, *Phil. Mag.*, 22, 455-462, 1970
- Brace. W.F., and Bombolakis, E.G., A note on brittle crack growth under compression, *J. Geophys. Res.*, 68, 3709-3713, 1963
- Brace, W.F., and Kohlstedt, D.L., Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiments, *J. Geophys. Res.*, 85, 6248-6252, 1980
- Buck. W.R., Modes of continental lithospheric extension, *J. Geophys. Res.*, 96, 161-178, 1991
- Burgmann, R., Pollard, D.D., and Martell, S.J., Slip distributions on faults: effect of stress gradients, inelastic deformation, heterogeneous host rock stiffness, and fault interaction, *J. Struct. Geol.*, 16, 1675-1690, 1994
- Byerlee, J.D., Theory of friction based on brittle fracture, *J. Appl. Phys.*, 38, 2928-2934, 1967
- Byerlee, J.D., Friction of rocks, *Pageoph.*, 116, 615-626, 1978
- Byerlee, J.D., Friction, overpressure and fault normal compression, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 2109-2112, 1990
- Byerlee, J.D., The change in orientation of subsidiary shears near faults containing pore fluid under high pressure, *Tectonophys.*, 211, 295-303, 1992

- Carbotte, S.M., and MacDonald, K.C., Comparison of seafloor tectonic fabric at intermediate, fast, and super fast spreading ridges : Influence of spreading rate, plate motions, and ridge segmentation on fault patterns, *J. Geophys. Res.*, 99, 13609-13631, 1994
- Caristan, Y., The transition from high temperature creep to fracture in Maryland diabase, *J. Geophys. Res.*, 87, 6781-6790, 1982
- Carter, N.L., and Tsenn, M.C., Flow properties of continental lithosphere, *Tectonophys.*, 136, 27-63, 1987
- Cartwright, J.A., Trugdill, B.D., and Mansfield, C.S., Fault growth by segment linkage: an explanation for scatter in maximum displacement and trace length data from the Canyonlands Grabens of SE Utah, *J. Struct. Geol.*, 17, 1319-1326, 1995
- Charmet, J.C., Roux, S., and Guyon, E., Disorder and Fracture, NATO ASI Serie B, vol. 235, Plenum Press, New York, 305 pp, 1990
- Chen, W., and Molnar, P., focal depths of intracontinental and intraplate earthquakes and their implications for the thermal and mechanical properties of the lithosphere, *J. Geophys. Res.*, 88, 4183-4214, 1983
- Chester, F.M., A rheologic model for wet crust applied to strike-slip faults, *J. Geophys. Res.*, 100, 13033-13044, 1995
- Chilès, J.P., Fractal and geostatistical methods for modelling of a fracture network, *Math. Geol.*, 20, 631-654, 1988
- Chopra, P.N., and Paterson, M.S., The experimental deformation of dunite, *Tectonophys.*, 78, 453-473, 1981
- Chopra, P.N., and Paterson, M.S., The role of water in the deformation of dunites, *J. Geophys. Res.*, 89, 7861-7876, 1984
- Choukroune, P., Déformations et déplacements dans la croûte terrestre, Enseignement des sciences de la Terre, Ed. Masson. (Paris-Milan-Barcelone, 226 pp, 1995
- Cladouhos, T.T., and Marret, R., Are fault growth and linkage models consistent with power-law distributions of fault lengths?, *J. Struct. Geol.*, 18, 281-294, 1996
- Cowie, P.A., and Scholz, C.H., Displacement-length scaling relationship for faults: data synthesis and discussion, *J. Struct. Geol.*, 14, 1149-1156, 1992a
- Cowie, P.A., and Scholz, C.H., Physical explanation for the displacement-length relationship of faults using a post-yield fracture mechanics model, *J. Struct. Geol.*, 14, 1133-1148, 1992b
- Cowie, P., Scholz, C.H., Edwards, M., and Malinverno, A., Fault strain and seismic coupling on Mid-Ocean ridges, *J. Geophys. Res.*, 98, 17911-17920, 1993a
- Cowie, P.A., Vanneste, C., and Sornette, D., Statistical model for the spatio-temporal evolution of faults, *J. Geophys. Res.*, 98, 21809-21821, 1993b
- Cowie, P.A., Sornette, D., and Vanneste, C., Multifractal scaling properties of a growing fault population, *Geophys. J. Int.*, 122, 457-469, 1995
- Cox, S.F., and Etheridge, M.A., Coupled grain-scale dilatancy and mass transfer during deformation at high fluid pressures: examples from Mount Lyell, Tasmania, *J. of Struct. Geol.*, 11, 147-162, 1989
- Cunha, A.P., Scale effects in rock mass, Balkema, Rotterdam, 339 pp, 1990
- Daubree, A., Etudes synthétiques de géologie expérimentale, Dunod, Paris, 828 pp, 1879
- Davy, P., and Cobbold, P.R., Indentation tectonics in nature and experiment. I. Experiments scaled for gravity, *Bull. Geol. Inst. Univ. Uppsala*, 14, 129-141, 1988
- Davy, P., Sornette, A., and Sornette, D., Some consequences of a proposed fractal nature of continental faulting, *Nature*, 348, 56-58, 1990
- Davy, P., and Cobbold, P.R., Experiments on shortening of a 4 layer model of the continental lithosphere, *Tectonophysics*, 188, 1-25, 1991
- Davy, P., Les lois d'échelles dans les réseaux de failles, *Rapport IFP*, 1993a
- Davy, P., On the frequency-length distribution of the San Andreas fault system, *J. Geophys. Res.*, 98, 12141-12141, 1993b

- de Arcangelis, L., Hansen, A., Herrmann, H.J., and Roux, S., Scaling laws in fracture, *Phys. Rev. B*, 40, 877-880, 1989
- de Arcangelis, L., and Herrmann, H.J., Scaling and multiscaling laws in random fuse networks, *Phys. Rev. B*, 39, 2678-2684, 1989
- Dell'Angello, L.N., and Olgaard, D.L., Experimental deformation of fine-grained anhydrite: Evidence for dislocation and diffusion creep, *J. Geophys. Res.*, 100, 15425-15440, 1995
- Desrues, J., Sur l'application de la stéréophotogrammétrie à la mesure des grandes déformations, *Rev. Fr. Meca.*, 3, 55-63, 1983
- Desrues, J., La localisation de la déformation dans les matériaux granulaires, Thèse 3^{ème} cycle, Université de Grenoble, 1984
- Desrues, J., and Duthilleul, B., Mesure du champ de déformation d'un objet plan par la méthode stéréophotogramétrique de faux relief, *J. Mec. Th. Appl.*, 3, 79-103, 1984
- Donze, F., Mora, P., and Magnier, S.A., Numerical simulation of faults and shear zones, *Geophys. J. Int.*, 116, 46-52, 1994
- Dugdale, D.S., Yielding of steel sheets containing slits, *J. Mech. Phys. Solids*, 8, 100-115, 1960
- Einstein, H.H., and Baecher, G.B., Probabilistic and statistical methods in engineering geology, *Rock Mech. Rock Eng.*, 16, 39-72, 1983
- England, P., and Mc Kenzie, D., A thin viscous sheet model for continental deformation, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 70, 295-321, 1982
- England, P., and McKenzie, D., Correction to : A thin viscous sheet model for continental deformation, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 73, 523-532, 1983
- England, P.C., Houseman, G., and Sonders, L., Length scale for continental deformation in convergent, divergent and strike slip environments: Analytical and approximate solutions for a thin viscous sheet model, *J. Geophys. Res.*, 90, 3551-3557, 1985
- England, P., and Houseman, G., Role of lithospheric strength heterogeneities in the tectonics of Tibet and neighbouring regions, *Nature*, 315, 297-301, 1985
- England, P., and Jackson, J., Active deformation of the continents, *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, vol. 17, 197-226, 1989
- England, P.C., and Molnar, P., Inference of deviatoric stress in actively deforming belts from simple physical models, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, 337, 151-164, 1991
- Evans, B., Fredrich, J.T., and Wong, T.F., The brittle-ductile transition in rocks: recent experimental and theoretical progress, *Geophysical Monograph*, 56, 1-20, 1990
- Evans, B., and Dresen, G., Deformation of Earth materials: Six easy pieces, *Rev. of Geophys., Supplement*, 823-843, 1991
- Evans, B., and Kohlstedt, D.L., Rheology of rocks, in *Rock Physics and Phase relations, A Handbook of physical constant*, edited by Ahrens, T.J., 148-165, AGU, 1995
- Faugère, E., and Brun, J.P., Modélisation expérimentale de la distension continentale, *C. R. Acad. Sci. Paris*, 299, 365-370, 1984
- Fleitout, L., and Froidevaux, C., Thermal and mechanical evolution of shear zones, *J. Struct. Geol.*, 2, 159-164, 1980
- Fredrich, J.T., Evans, B., and Wong, T.F., Micromechanics of the brittle to plastic transition in Carrara Marble, *J. Geophys. Res.*, 94, 4129-4145, 1989
- Gaulier, J.M., De l'extension intracontinentale à l'accrétion océanique : géodynamique de la mer Rouge, Thèse 3^{ème} cycle, Université de Paris, Pierre et Marie Curie, 1990
- Gaulier, J.M., and Huchon, P., Tectonic evolution of Afar triple junction, *Bull. Soc. Geol. France*, 162, 451-464, 1991
- Gauthier, B.D.M., and Lake, S.D., Probabilistic modeling of faults below the limit of seismic resolution in Pelican Field, North Sea, Offshore United Kingdom, *Am. Assoc. Petrol. Geol. Bull.*, 77, 761-777, 1993

- Gillepsie, P.A., Walsh, J.J., and Watterson, J., Limitations of dimension and displacement data from single faults and the consequences for data analysis and interpretation, *J. Struct. Geol.*, 14, 1157-1172, 1992
- Goetze, C., and Evans, B., Stress and temperature in the bending lithosphere as constrained by experimental rock mechanics, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 59, 463-478, 1979
- Grassberger, P., and Procaccia, I., Characterization of strange attractors, *Phys. Rev. Lett.*, 50, 346-349, 1983
- Griffith, A.A., The phenomena of rupture and flow in solids, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A 221, 163-198, 1920
- Gudmunsson, A., Geometry, formation and development of tectonic fractures on the Reykjanes Peninsula, southwest Iceland, *Tectonophys.*, 139, 295-308, 1987
- Handy, M.R., Flow laws for rock containing two non-linear viscous phases : A phenomenological approach, *J. Struct. Geol.*, 16, 287-301, 1994
- Hansen, A., Hinrichsen, E.L., and Roux, S., Scale invariant disorder in fracture and related breakdown phenomena, *Phys. Rev. B*, 43, 665-678, 1991
- Hayward, N.J., Can, J.R., and Ebinger, C.E., Fault population studies of active continental rift segments (abstract), *Terra Nova*, EUG 8, 56, 1995
- Hayward, N.J., and Ebinger, C.J., Variations in the along-axis segmentation of the Afar Rift system, *Tectonics*, 15, 244-257, 1996
- Hentschel, H.G.E., and Procaccia, I., The infinite number of generalized dimensions of fractal and strange attractors, *Physica D*, 8, 435-444, 1983.
- Henry, T.L., and Wasserburg, G.J., Heat flow near major strike-slip faults in California, *J. Geophys. Res.*, 76, 7924-7946, 1971
- Herrmann, H.J., and de Arcangelis, L., Scaling in fracture, in Disorder and fracture, edited by Charmet, J.C., Roux, S. et Guyon, E., 149-159, Plenum Press, 1990
- Herrmann, H.J., and Roux, S., Statistical models for the fracture of disordered media, Ed. North-Holland, Amsterdam, 351 pp, 1990
- Heuze, E.F., Scale effect in determination of rock mass strength and deformability, *Rock Mech.*, 12, 167-192, 1980
- Hickmanns, S.H., and Evans, B., Kinetics of pressure solution at halite-silicates interfaces and intergranular clay films, *J. Geophys. Res.*, 100, 13113-13132, 1995
- Hirata, T., Satoh, T., and Ito, K., Fractal structure of spatial distribution of microfracturing in rock, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 90, 369-374, 1987
- Hirata, T., Fractal dimension of fault systems in Japan: Fractal structure in rock fracture geometry at various scales, *Pageoph.*, 131, 157-170, 1989
- Hirth, G., and Tullis, J., The brittle-plastic transition in experimentally deformed quartz aggregates, *J. Geophys. Res.*, 99, 11731-11747, 1994
- Hobbs, B.E., and Ord, A., Numerical simulation of shear band formation in a frictional dilatational material, *Ingenieur Archiv.*, 59, 209-220, 1989
- Hobbs, B.E., Muhlhauss, H.B., and Ord, A., Instability, softening and localization of deformation, in Deformation mechanisms, rheology and tectonics, edited by Knippe, R.J. et Rutter, E.H., 143-165, Geological Society Special Publication, 1990
- Horii, H., and Nemat-Nasser, S., Compression induced microcrack growth in brittle solids: axial splitting and shear failure, *J. Geophys. Res.*, 90, 3105-3125, 1985
- Houseman, G., and England, P., Crustal thickening versus lateral expulsion in the India-Asian continental collision, *J. Geophys. Res.*, 98, 12233-12249, 1993
- Hubbert, M.K., Theory of scale models as applied to the study of geologic structures, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 48, 1459-1520, 1937
- Jackson, P., and Sanderson, D.J., Scaling of fault displacement from the Badajoz-Cordoba shear zone, SW Spain, *Tectonophys.*, 201, 179-190, 1992
- Jaeger, J.C., and Cook, N.G.W., Fundamentals of rock mechanics, Ed. Hall, C.e., London, 1979

- Kakimi, T., Magnitude-frequency relation for displacement of minor faults and its significance in crustal deformation, *Bull. Geol. Surv. Japan*, 31, 467-487, 1980
- Karato, S.I., Seismic anisotropy: mechanisms and tectonic implications, in *Rheology of solids and of the Earth*, edited by Karato, S.I. et Toriumi, M., 393-422, Oxford Univ. Press, 1989
- Kick, F., Die Prinzipien der mechanischen technologie und die Festigkeitslehr, *Zweite Abhandlung. Z. Ver. Dtsch. Ing.*, 36, 919-933, 1892
- King, G., The accomodation of large strains in the upper lithosphere of the Earth and other solids by self-similar faults systems : the geometrical origin of b-value, *Pageoph.*, 121, 761-815, 1983
- Kirby, S.H., Rheology of the lithosphere, *Rev. of Geophys. and Space Phys.*, 21, 1458-1487, 1983
- Kirby, S.H., Rock mechanics observations pertinent to the rheology of the continental lithosphere and the localization of strain along shear zones, *Tectonophys.*, 119, 1-27, 1985
- Knott, S.D., Beach, A., Brockbank, P., Lawson Brown, J., McCallum, J.E., and Welbon, A.I., Spatial and mechanical control on normal fault populations, *J. Struct. Geol.*, 18, 359-372, 1996
- Kohlstedt, D.L., Evans, B., and Mackwell, S.J., Strength of the lithosphere, *J. Geophys. Res.*, 100, 17587-17602, 1995
- Kostrov, V.V., Seismic moment and energy of earthquakes and seismic flows of rocks, *Izv. Acad. Sci. USSR Phys. Solid Earth Engl. Transl.*, 10, 23-40, 1974
- Krantz, R.W., Multiple fault sets and three dimensional strain: theory and application, *J. Struct. geol.*, 10, 225-237, 1988
- Kronenberg, A.K., and Tullis, J., Flow strengths of quartz aggregates: Grain size and pressure effects due to hydrolytic weakening, *J. Geophys. Res.*, 89, 4281-4297, 1984
- Kuznir, N.J., and Park, R.G., Continental lithosphere strength: the critical role of lower crustal deformation, in *The Nature of the lower continental crust*, edited by Dawson, J.B., Carswell, D.A., Hall, J. et Wedepohl, K.H., 79-93, Geological Society Special Publications, 1986
- Lachenbruch, A.H., and Sass, J.H., Heat flow and energetics of the San Andreas fault zone, *J. Geophys. Res.*, 85, 6185-6222, 1980
- Lachenbruch, A.H., and Sass, J.H., The stree heat flow paradox and thermal results from Cajon Pass, *Geophys. Res. Lett.*, 15, 981-984, 1988
- Lapointe, P.R., A method to characterize fracture density and connectivity through fractal geometry, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech.*, 25, 421-429, 1988
- Lepine, J.C., and Hirn, A., Seismotectonics in the Republic of Djibouti, linking the Afar depression and the Gulf of Aden, *tectonophys.*, 209, 65-86, 1992
- Lockner, D.A., and Madden, T.R., A multiple crack model of brittle fracture. 1. Non time dependent simulations, *J. Geophys. Res.*, 96, 19623-19642, 1991a
- Lockner, D.A., and Madden, T.R., A multiple crack model of brittle fracture. 2. Time dependent simulations, *J. Geophys. Res.*, 96, 19643-19654, 1991b
- Lockner, D.A., Byerlee, J.D., Kuksenko, V., Ponomarev, A., and Sidorin, A., Observation of quasi-static fault growth from acoustic emissions, in *Fault mechanics and transport properties of rocks*, edited by Evans, B. et Wong, T.F., 3-31, Academic Press, 1992
- Lockner, D.A., The role of acoustic emissions in the study of rock fracture, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, 30, 883-899, 1993
- Lockner, D.A., Rock failure, in *Rock Physics and Phase relations, A Hanbook of physical constant*, edited by Ahrens, T.J., 127-147, AGU, 1995
- Lockner, D.A., and Byerlee, J.D., An earthquake instability model based on faults containing high fluid-pressure compartments, *Pageoph.*, 145, 717-745, 1995
- Mackwell, S.J., Bai, Q., and Kohlstedt, D.L., Rheology of olivine and the strength of the lithosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 9-12, 1990
- Main, I.G., Meredith, P.G., Sammonds, P.R., and Jones, C., Influence of fractal flaw distributions on rock deformation in the brittle field, in *Deformation Mechanisms, Rheology and Tectonics*, edited by Knippe, R.J. et Rutter, E.H., 81-96, Geological Society Special Publication, 1990
- Mandelbrot, *The fractal geometry of nature*, Ed. Freeman, W.H., New York, 468 pp., 1983

- Mandl, G., De Jong, L.N.J., and Maltha, A., Shear zones in granular material, *Rock Mech.*, 9, 95-144, 1977
- Manighetti, I., Dynamique des systèmes extensifs en Afar, Thèse 3^{ème} cycle, Université de Paris VII, 1993
- Marone, C., Fault zone strength and failure criteria, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 723-726, 1995
- Marrett, R., and Allmendinger, R.W., Estimates of strain due to brittle faulting: sampling of fault populations, *J. Struct. Geol.*, 13, 735-738, 1991
- Marrett, R., and Allmendinger, R.W., Amount of extension on "small" faults : an example from the Viking graben, *Geology*, 20, 47-50, 1992
- Martinod, J., Instabilités périodiques de la lithosphère., thèse 3^{ème} cycle, Mémoires CAESS, Rennes, n°44, 283 pp, 1991
- Matsumoto, N., Yomogida, K., and Honda, S., Fractal analysis of fault systems in Japan and the Philippines, *Geophys. Res. Lett.*, 19, 357-360, 1992
- McGaar, A., Some constraints on levels of shear stress in the crust from observation and theory, *J. Geophys. Res.*, 85, 6231-6238, 1980
- Meissner, R., and Kuznir, N.J., Crustal viscosity and the reflectivity of the lower crust, *Annales Geophysicae*, 5B, 365-374, 1987
- Mogi, K., The influence of dimensions of specimens on the fracture strength of rocks-comparison between the strength of rock specimens and that of the earth's crust, *Bull. Earthquake Res. Inst.*, 40, 175-185, 1962
- Molnar, P., Average regional strain due to slip on numerous faults of different orientations, *J. Geophys. Res.*, 88, 6430-6432, 1983
- Moore, D.E., Lockner, D.A., and Byerlee, J.D., Reduction of permeability in granite at elevated temperature, *Science*, 265, 1558-1561, 1994
- Moore, D.E., and Lockner, D.A., The role of microcracking in shear fracture propagation in granite, *J. Struct. Geol.*, 17, 95-114, 1995
- Morrow, C., Radney, B., and Byerlee, J., Frictional strength and the effective pressure law of montmorillonite and illite clays, in *Fault mechanics and transport properties of rocks*, edited by Evans, B. et Wong, T.F., 69-88, Academic Press, London, 1992
- Nur, A., The origin of tensile fracture lineaments, *J. Struct. Geol.*, 4, 31-40, 1982
- Odling, N.E., Network properties of a two dimensionnal natural fracture pattern, *Pageoph*, 138, 95-114, 1992
- Okubo, P.G., and Aki, K., Fractal geometry in the San Andreas fault system, *J. Geophys. Res.*, 92, 345-355, 1987
- Öncel, A.O., Main, I., Alpetkin, Ö., and Cowie, P., Spatial variations of the fractal properties of seismicity in the Anatolian fault zones, *Tectonophys.*, 257, 189-202, 1996
- Opheim, J.A., and Gudmunson, A., Formation and geometry of fractures, and related volcanism, of the Krafla fissure swarm, northeast Iceland, *Bull. Geol. Soc. Am.*, 101, 1608-1622, 1989
- Ord, A., and Hobbs, B.E., The strength of the continental crust, detachment zones and the development of plastic instabilities, *Tectonophys.*, 158, 269-289, 1989
- Ouillon, G., Castaing, C., and Sornette, D., Hierarchical geometry of faulting, *J. Geophys. Res.*, 101, 5477-5487, 1996
- Paterson, M.S., *Experimental rock deformation-the brittle field*, New York, Springer-Verlag, 254 pp, 1978
- Peacock, D.C.P., Displacement and segment linkage in strike-slip fault zones, *J. Struct. Geol.*, 13, 1025-1035, 1991
- Peacock, D.C.P., and Sanderson, D.J., Displacement and segment linkage and relay ramps in normal fault zones, *J. Struct. Geol.*, 13, 721-733, 1991
- Peacock, D.C.P., and Sanderson, D.J., Strain and scaling of faults in the chalk at Flamborough Head, U.K. *J. Struct. Geol.*, 16, 97-107, 1994
- Peltzer, G., Gillet, P., and Tapponnier, P., Formation des failles dans un materiau modele: la plasticine, *Bull. Soc. Geol. France*, XXVI, 161-168, 1984

- Peltzer, G., and Tapponnier, P., Formation and evolution of strike slip faults, rifts, and basins during the India-Asia collision: an experimental approach, *J. Geophys. Res.*, 93, 15085-15117, 1988
- Poirier, J.P., Shear localization and shear instability in materials in the ductile field, *J. Struct. Geol.*, 2, 135-142, 1980
- Poirier, J.P., *Creep of Crystals*, Cambridge Earth Science Series, Cambridge University Press, 260 pp, 1985
- Priour, D., Genèse des zones de cisaillement, application de la méthode des éléments finis à la simulation numérique de la déformation des roches, thèse 3ème cycle, Mémoires CAESS, Rennes, n°4, 157 pp, 1985
- Ramberg, H., Gravity, deformation and the Earth's crust, Ed. Press, London, 214 pp, 1967
- Ranalli, G., Rheology of the Earth, 2nd ed., London, Chapman & Hall, 413 pp, 1995
- Reches, Z., and Lockner, D.A., Nucleation and growth of faults in brittle rocks, *J. Geophys. Res.*, 99, 18159-18173, 1994
- Reuschlé, T., Fracture in a heterogeneous medium: a network approach, *Terra Nova*, 4, 591-597, 1992
- Rice, J.R., Fault stress states, pore pressure distributions, and the weakness of the San Andreas Fault, in Fault mechanics and transport properties of rocks, edited by Evans, B. et Wong, T.F., 1992
- Roux, S., and Hansen, A., Introduction to multifractality, in Disorder and Fracture, edited by Charmet, J.C., Roux, S. et Guyon, E., 17-30, Plenum Press, 1990
- Rudnicki, J.W., and Rice, J.R., Conditions for the localization of deformation in pressure-sensitive materials, *J. Mech. Phys. Solids*, 23, 371-394, 1975
- Rutter, E.H., On the nomenclature of mode of failure transitions in rocks, *Tectonophys.*, 122, 381-387, 1986
- Rutter, E.H., and Brodie, K.H., The role of tectonic grain size reduction in the rheological stratification of the lithosphere, *Geol. Rund.*, 77, 295-308, 1988
- Sammis, C.G., Osborne, R., J., A., Banerdt, M., and White, P., Self-similar cataclasis in the formation of fault gouge, *Pure Appl. Geophys.*, 124, 53-78, 1986
- Scholz, C.H., The brittle-plastic transition and depth of seismic faulting, *Geol. Rund.*, 77, 319-328, 1988
- Scholz, C.H., and Cowie, P.A., Determination of total strain from faulting using slip measurements, *Nature*, 346, 837-839, 1990
- Scholz, C.H., Dawers, N.H., Yu, J.Z., Anders, M.H., and Cowie, P.A., Fault growth and fault scaling laws: preliminary results, *J. Geophys. Res.*, 98, 21951-21961, 1993
- Scott, D.R., Seismicity and stress rotation in a granular model of the brittle crust, *Nature*, 381, 592-595, 1996
- Scott, R.B., and Castellanos, M., Stratigraphic and structural relations of volcanic rocks in drill holes USW GU-3 and USW G-3, Yucca Mountain, Nevada, *U. S. Geol. Surv. Open file Rep.*, 84-491, 1984
- Segall, P., and Pollard, D.D., Joint formation in granitic rock of the Sierra Nevada, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 94, 563-575, 1983a
- Segall, P., and Pollard, D.D., Nucleation and growth of strike slip faults in granite, *J. Geophys. Res.*, 88, 555-568, 1983b
- Shah, K.R., and Labuz, J.F., Damage mechanisms in stressed rock from acoustic emission, *J. Geophys. Res.*, 100, 15527-15539, 1995
- Shelton, G.L., Tullis, J., and Tullis, T., Experimental high temperature and high pressure faults, *Geophys. Res. Lett.*, 8, 55-58, 1981
- Shimada, M., and Cho, A., Two type of brittle fracture of silicate rocks under confining pressure and their implications in the earth's crust, *Tectonophys.*, 175, 221-235, 1990
- Shimada, M., Lithosphere strength inferred from fracture strength of rocks at high confining pressures and temperatures, *Tectonophys.*, 217, 55-64, 1993
- Sonders, L.J., and England, P., Vertical average of rheology of the continental lithosphere: a relation to thin sheet parameters, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 77, 81-90, 1986
- Sonders, L.J., and England, P.C., Effects of a temperature-dependent rheology on large-scale continental extension, *J. Geophys. Res.*, 94, 7603-7619, 1989

- Sornette, A., Davy, P., and Sornette, D., Growth of fractal fault patterns, *Phys. Rev. Lett.*, 65, 2266-2269, 1990
- Sornette, A., Davy, P., and Sornette, D., Fault growth in brittle-ductile experiments and the mechanics of continental collisions, *J. Geophys. Res.*, 98, 12111-12139, 1993
- Sornette, D., and Davy, P., Fault growth model and the universal fault length distribution, *Geophys. Res. Lett.*, 18, 1079-1081, 1991
- Sornette, D., Miltenberger, P., and Vanneste, C., Statistical physics of fault patterns self-organized by repeated earthquakes, *Pageoph.*, 142, 491-527, 1994
- Souriot, T., Cinématique de l'extension post-pliocène en Afar. Imagerie SPOT et modélisation analogique, Thèse 3^{ème} cycle, Mémoires Géosciences Rennes, Rennes, n°50, 225 pp, 1993
- Stauffer, D., and Aharony, A., Introduction to percolation theory, Ed. Taylor, 2nd ed., London, 1992
- Stewart, J.H., Geology of Nevada, *Spec. Pub. Nev. Bur. Mines & Geol.*, 1980
- Tapponnier, P., Peltzer, G., Le Dain, A.Y., Armijo, R., and Cobbold, P., Propagating extrusion tectonics in Asia: new insights from experiments with plasticine, *Geology*, 10, 611-616, 1982
- Tchalenko, J.S., Similarities between shear zones of different magnitude, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 81, 1625-1640, 1970
- Thoué, F., Quantification par imagerie tridimensionnelle de l'extension continentale et des déplacements associés. Exemples au Kenya et au Yemen, Thèse 3^{ème} cycle, Université de Grenoble, 1993
- Tillard, D., Etude de la rupture dans les géomatériaux cohésifs. Application à la marne de Beaucaire, Thèse 3^{ème} cycle, Université de Grenoble, 1992
- Torrenti, J.M., Desrues, J., BenAija, E.H., and Boulay, C., Stereophotogrammetry and localization in concrete under compression, *J. Eng. Mechanics*, 117, 1455-1465, 1991
- Trudgill, B., and Cartwright, J., Relay-ramp forms and normal fault linkages, Canyonlands National Park, Utah, *Geol. Soc. Americ. Bull.*, 106, 1143-1157, 1994
- Tsenn, M.C., and Carter, N.L., Upper limits of power law creep of rocks, *Tectonophys.*, 136, 1-26, 1987
- Tullis, J., and Yund, R.A., Experimental deformation of dry Westerly granite, *J. Geophys. Res.*, 82, 1977
- Tullis, J., and Yund, R.A., The brittle-ductile transition in felspar aggregates: An experimental study, in Fault mechanics and transport properties of rocks: a festschrift for W.F. Brace, edited by Evans, B. et Wong, T.F., 89-118, Academic Press, 1992
- Tullis, T.E., Horowitz, F.G., and Tullis, J., Flow laws of polyphase aggregates from end-member flow laws, *J. Geophys. Res.*, 96, 8081-8096, 1991
- Turcotte, D.L., Fractal and fragmentation, *J. Geophys. Res.*, 91, 1921-1926, 1986
- Turcotte, D.L., Fractals and chaos in geology and geophysics, Cambridge university press, 1992
- Vanneste, C., and Sornette, D., The dynamical thermal fuse model, *J. Phys. I France*, 2, 1621-1644, 1992
- Vardoulakis, I., Shear band inclination and shear modulus of sand in biaxial tests, *Int. J. Numer. Anal. Methods Geomech.*, 4, 103-119, 1980
- Varet, J., Géologie de l'Afar central et méridional, carte géologique, Paris, ed. CNRS, 1978
- Velde, B., Moore, D., Badri, A., and Ledesert, B., Fractal and length analysis of fractures during brittle to ductile changes, *J. Geophys. Res.*, 98, 11935-11940, 1993
- Vicsck, T., Fractal growth phenomena, Ed. Scientific, Singapour, 1989
- Vignes-Adler, M., Le Page, A., and Adler, R.P.M., Fractal patterns of fractures in granites, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 104, 25-35, 1991
- Villemin, T., and SunWoo, C., Distribution Logarithmique des rejets et longueurs de failles: exemple du bassin houiller Lorrain, *C. R. Acad. Sciences Paris*, 305, 1309-1312, 1987
- Vilotte, J.P., Daignères, M., and Madariaga, R., Numerical modeling of intraplate deformation: simple mechanical models of continental collision, *J. Geophys. Res.*, 87, 10709-10728, 1982
- Vilotte, J.P., Daignères, M., Madariaga, R., and Zienkiewicz, O.C., The role of a heterogeneous inclusion during continental collision, *Phys. Earth. Planet. Int.*, 36, 236-259, 1984

- Vilotte, J.P., Madariaga, R., Daignères, M., and Zienkiewicz, O.C., Numerical study of continental collision: influence of buoyancy forces and a stiff inclusion, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 79, 613-633, 1986
- Von Kármán, T., Festigkeitsversuche unter allseitigem Druck, *Z. Ver. Dtsch. Ing.*, 55, 1749-1757, 1911
- Walsh, J.J., and Watterson, J., Distribution of cumulative displacement and of seismic slip on a single normal fault surface, *J. Struct. Geol.*, 9, 1039-1046, 1987
- Walsh, J.J., and Watterson, J., Analysis of the relationship between displacement and dimensions of faults, *J. Struct. Geol.*, 10, 239-247, 1988
- Walsh, J.J., and Watterson, J., Populations of fault displacements and their effects on estimates of fault-related regional extension., *J. Struct. Geol.*, 14, 701-712, 1992
- Wang, C.-Y., On the constitution of the San Andreas fault zone in central California, *J. Geophys. Res.*, 89, 5858-5866, 1984
- Wang, J.N., The effect of grain size distribution on the rheological behavior of polycrystalline materials, *J. Struct. Geol.*, 16, 931-970, 1994
- Wang, J.N., Hobbs, B.E., Ord, A., Shimamoto, T., and Toriumi, M., Newtonian dislocation creep in quartzites: implications for the rheology of the lower crust, *Science*, 265, 1204-1206, 1994
- Watterson, J., Fault dimensions, displacements and growth, *Pure Appl. Geophys.*, 124, 365-373, 1986
- Watterson, J., Walsh, J.J., Gillepsie, P.A., and Easton, S., Scaling systematics of fault sizes on a large scale range fault map, *J. Struct. Geol.*, 18, 199-214, 1996
- Weertman, J., Creep laws for the mantle of the Earth, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, 288, 9-26, 1978
- Weijemars, R., Flow behaviour and physical chemistry of bouncing putties and related polymers in view of tectonic laboratory applications, *Tectonophysics*, 124, 325-358, 1986
- Wintsch, R.P., Christoffersen, R., and Kronenberg, A.K., Fluid-rock reaction weakening of fault zones, *J. Geophys. Res.*, 100, 13021-13032, 1995
- Yielding, G., Needham, T., and H., J., Sampling of fault populations using sub-surface data : a review, *J. Struct. Geol.*, 18, 135-146, 1996
- Zoback, M.D., Zoback, M.L., Mount, V., Eaton, J., Healy, J., Oppenheimer, D., Reasonberg, P., Jones, L., Raleigh, B., Wong, I., Scotti, O., and Wentworth, C., New evidence on the state of stress of the San Andreas fault system, *Science*, 238, 1105-1111, 1987

Concernant les autorisations pour la reproduction d'illustrations, les éditions

- Cambridge University Press
- MacMilland Magazines Limited
- Blackwell Science Limited
- Elsevier Sciences
- American Geophysical Union

Sont cordialement remerciées.

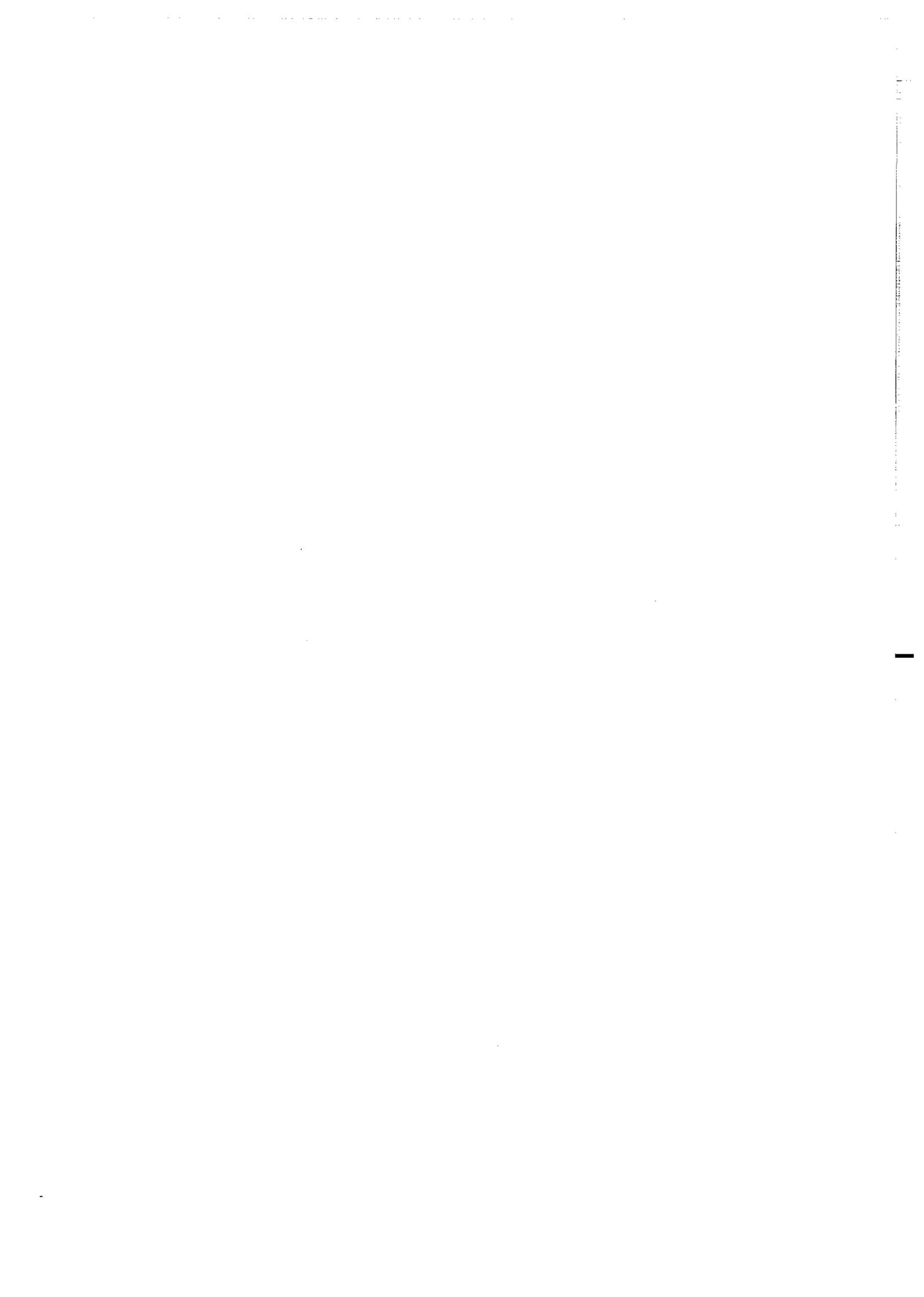


ANNEXE

Publication : **Localization and fault growth in layered brittle-ductile systems : Implications for deformations of the continental lithosphere.**

P. Davy, A. Hansen, E. Bonnet et Shou-Zhu Zhang.

Article publié dans : *Journal of geophysical research*; Vol. 100; N°B4; pp. 6281-6294; Avril 1995.



Localization and fault growth in layered brittle-ductile systems: Implications for deformations of the continental lithosphere

P. Davy,¹ A. Hansen,^{2,3} E. Bonnet,¹ and Shou-Zhu Zhang^{2,4}

Abstract. We present experiments and numerical simulations dealing with the growth of faults in thin brittle/ductile systems to understand deformation modes in the continental lithosphere. Experiments were uniaxial shortening of layers of dry sand and silicone putties of various viscous resistances. For large strength ratios between the brittle and ductile layers ($R > 5-10$), the deformation localizes into two shear bands; the fault pattern is created before reaching 10% shortening, and has fractal dimensions varying between 1.6 and 1.8. For small strength ratios ($R < 5-10$), deformation never localizes; the fault pattern is homogeneous with a trivial dimension of 2, and grows continuously during deformation. The transition between localized and homogeneous deformation occurs when the mechanical resistance of brittle layers is 5-10 times larger than the resistance of ductile layers. This transition was also investigated by means of electrical analog simulations. A fuse network, which represents an elasto-brittle layer, is coupled with a capacitor layer which models strain-rate dependent fluids. An AC potential is applied and the fuses progressively burned out until they form a connected network. The AC-potential frequency, f , is a tuning parameter similar to the applied strain rate in experiments. A critical frequency is obtained marking a transition between a localization mode where the density of burned fuses decreases as the system size increases, and a delocalization mode where the density of burned fuses remains constant with increasing system size. The scaling dependency of the fracture process, as well as the critical frequency, are consistent with experimental results. Available information on the rheology of the continental lithosphere shows that this mechanical transition is bracketed by the possible range of brittle-to-ductile strength ratios.

Introduction

Deformation of brittle rocks results in complex fault (or crack) patterns with complex statistical properties that fit scaling laws and fractal distributions up to the continental scale. This geometrical complexity reflects a complex process where initial heterogeneities interact during the deformation. The link between some geometrical properties of fault systems and the growth process were mainly tackled by numerically breaking assemblages of beams or springs. Recent reviews of these studies are given by Herrmann and Roux [1990] or Charney et al. [1990].

The complexity of fault patterns is also a characteristic of continental deformation. However, the mechanical problem is complicated by the existence of superposed layers with contrasting deformation mechanisms such as brittle failure or viscous flow [e.g., Goetze and Evans, 1979]. Assuming only brittle failure for the whole lithosphere (and two-dimensional deformation), Tapponnier et al. [1982] found that a continental collision, such

as the tertiary collision of Asia by India, could produce large-scale faults which completely break up the Asian continent over several thousands of kilometers. On the other hand, if the lithosphere behaves as a ductile material, it should deform like a continuous medium. Continuum mechanics was used in several studies [Bird and Piper, 1980; England and McKenzie, 1982, 1983; England et al., 1985; Houseman and England, 1986; Vilotte et al., 1982, 1984, 1986] to simulate the deformation of the lithosphere related to the India-Asia collision. These latter models assume that there exists a homogenization scale, ξ , over which the deformation can be described as a continuum fluid; the thickness of the lithosphere (~50-100 km) is a good candidate for this scale [England and Jackson, 1989]. At lengths larger than ξ , the instabilities, such as stress enhancement around crack tips, are considered mechanically negligible. Definition of the homogenization scale requires a detailed analysis of the deformation pattern which is not possible with available data. An attempt to examine ξ was made by Davy et al. [1990] by assuming scaling laws for fault lengths and densities; however their results lead to the question of whether such a homogenization scale exists.

Key observations that may resolve this debate concern the degree to which the lithosphere deforms homogeneously or within localized zones over several thousand kilometers. Such observations are possible where horizontal motions involve large continental blocks, as displayed by the India-Asia collision where the eastern boundary (Pacific border) is made up of oceanic subduction zones and may be considered as a free boundary [Tapponnier and Molnar, 1976]. The deformation localization in large wrench faults, as proposed by Tapponnier and coauthors, is certainly too a simplification of the deformation and distributed deformation has been recorded in the Asian continent [Molnar and Deng, 1984; England and Houseman, 1986; Cobbold and Davy, 1988;

¹Géosciences Rennes, Centre National de la Recherche Scientifique, UPR 4661, Rennes, France.

²Groupe Matière Condensée et Matériaux, URA CNRS 804, Rennes, France.

³Now at Institute for Physics, Norwegian Institute of Technology, Trondheim.

⁴Now at International Centre of Condensed Matter Physics, Universidade de Brasilia, Brazil.

Ekström and England, 1989). Laboratory experiments that allow three-dimensional deformations in brittle/ductile systems have shown that such large-scale deformation localization could occur after an initial stage of distributed deformation characterized by the growth of a fractal fault pattern [*Davy et al., 1990; Sornette et al., 1993*].

This latter scheme is in agreement with recent models incorporating the role of disorder in the rupture process [*Herrmann and Roux, 1990; Lockner and Madden, 1991; Reuschlé, 1992*]. These models, based on concepts of statistical physics, have been developed by defining universality classes of rupture from scaling laws between the global properties of the networks of elastic (or electrical) elements and the size of the networks. The mode of rupture is defined by an interaction between stress enhancement effects at crack tips and the probability of finding a weaker crack in the medium. There exist only a few classes of behavior for which exponents, associated with each class, are independent of the details of the particular breakdown model that is used. *Hansen et al. [1991a]* defined four types of behavior: (1) a regime with one single crack (case of disorderless materials), (2) a scaling regime with diffuse damage and localization, (3) a diffuse damage case, and (4) a regime of strong disorder. The conditions over which each type of behavior is dominant are governed by only two parameters, which characterize the distribution of the weakest and the strongest bonds. For the lithosphere, this disorder concerns the spatial heterogeneity of mechanical properties such as the local inelastic (or yield) strength (i.e., the force necessary to create a fault). In the plasticine experiments of *Peltzer and Tapponnier [1988]*, the localization is of type 1 since large individual faults can form throughout the entire system. This localization is favored by the mechanical homogeneity of the plasticine for which the yield strength is the same everywhere. In contrast, sand/silicone experiments of *Davy and Cobbold [1988]*, *Davy et al. [1990]*, and *Sornette et al. [1993]* can present different types of behavior. For some experiments, a single fault may grow to break up the entire system as predicted in regime 1. For other experiments, a wide-spread fault pattern develops prior to the progressive localization into a shear band. The latter type of behavior (damage and localization) shows scaling laws of fault patterns with fractal dimensions as large as 1.7-1.8 [*Davy et al., 1990; Sornette et al., 1993*]. Since it is difficult to attribute this difference to a change of the disorder distribution in the sand layer, we expect that mechanical interactions between the sand and the silicone layer may be involved.

For brittle/ductile systems, the effects of stress concentrations at crack tips in the brittle layer are reduced by underlying ductile flow. Different deformation regimes may thus be expected when the strength ratio between brittle and ductile layers is varied between two end-members: localization and continuum deformation. In this study, we present both laboratory experiments and computer simulations which model the deformation of brittle/ductile systems as analogues to lithosphere deformation.

Experiments

Principles

The experiments were performed in the tectonic experimental laboratory of Rennes, using a technique specially devoted to model lithosphere deformations [*Davy and Cobbold, 1988, 1991; Davy et al., 1990; Sornette et al., 1993; Martinod and Davy, 1994*]. However, for simplicity and to compare with numerical calculations, the experiments are performed as uniaxial rock tests

with four frictionless boundaries: the upper and lower interface, and the lateral boundaries (Figure 1). The sand/silicone layers float on top of a weak sugar solution that provides isostatic support and frictionless conditions. The sand/silicone layers are compressed between two rigid platens with a converging velocity U varying between 20 and 100 mm h⁻¹. Horizontal dimensions of the sand/silicone multilayers are $L=750$ mm (parallel to the direction of compression), and $l=350$ mm (perpendicular to the compression direction). Vertical thicknesses of the sand and silicone layers range from 5 to 20 mm (see Table 1).

The models consist of superposed brittle (dry sand) and ductile layers (silicone putties with Newtonian viscosities). The sand used for brittle layers is of uniform grain size (around 150 μm) and behaves as a Coulomb material with a negligible cohesion and an internal friction angle of about 30° [*Mandl et al., 1977*]. The sand density was measured at about 1300 (± 50) kg m⁻³. Sand deforms by developing shear bands [*Vardoulakis, 1980; Desrues, 1984*]. For a thin sand layer on the silicone layers, a complex pattern of shear bands can form whose geometry and statistical properties are similar to fault patterns in natural systems [*Davy et al., 1990; Sornette et al., 1993*]. The silicone putties used for ductile layers are Newtonian fluids whose viscosities can be varied between 10³ and 10⁵ Pa s, by addition of silicone oils or galena powders. Densities between 1200 and 1400 kg m⁻³ can be obtained. In order to bracket lithosphere rheologies [e.g., *Davy and Cobbold, 1991*], five experiments were built with two viscous layers, five were constructed with one viscous layer. Densities and viscosities of materials are given in Table 1. The average strength of the layers was also calculated according to assumptions described by *Davy and Cobbold [1991]* and *Sornette et al. [1993]*, integrating local deviatoric stress values over the layer thickness. The strengths of the brittle layers were calculated for a horizontal strike-slip deformation while strengths of the ductile layers were determined as the product of viscosity and strain rate $\dot{\epsilon}$. For scaling purposes, the average shortening rate, $\dot{\epsilon} = U/L$, was chosen. However, the strengths determined for ductile layers using this rate do not express real local viscous resistances that the ductile layer can apply to the overlying brittle layer since local strain rates may be greater. The strength ratio R between brittle and average ductile strength [*Sornette et al., 1993*], used to characterize experiments, is defined as

$$R = \frac{\int_{\text{brittle layer}} (\sigma_1 - \sigma_3) dz}{\int_{\text{ductile layers}} (\sigma_1 - \sigma_3) dz} = \frac{1}{2} \frac{\rho g h_{\text{sand}}^2}{\sum_{\text{ductile layer}=i} h_i \mu_i \dot{\epsilon}}, \quad (1)$$

where σ_1 and σ_3 are the assumed maximum and minimum principal stresses, ρ and h_{sand} are the density and thickness, respectively, of the sand layer, g is the gravity acceleration, and h_i and μ_i are the thicknesses and viscosities, respectively, of the ductile layers. In this paper, we consider only the resistance of the viscous layers as a whole. The effects of a soft 'lower crust' are briefly discussed at the end of a paper.

Buoyancy and confining pressure at the base of the model layers are incorporated by gravitational forces acting on the crustal layers whose densities are, on average, 10-20% smaller than the underlying fluid. Because of these density contrasts, gravitational forces act against model thickening and favor horizontal lateral escape. The role of confining pressure can be characterized by the Argand number which is the ratio between gravitational loads and model strength [*England and McKenzie, 1982*] (see Table 1).

A thin sand grid (30-mm squares) is added at the top surface of

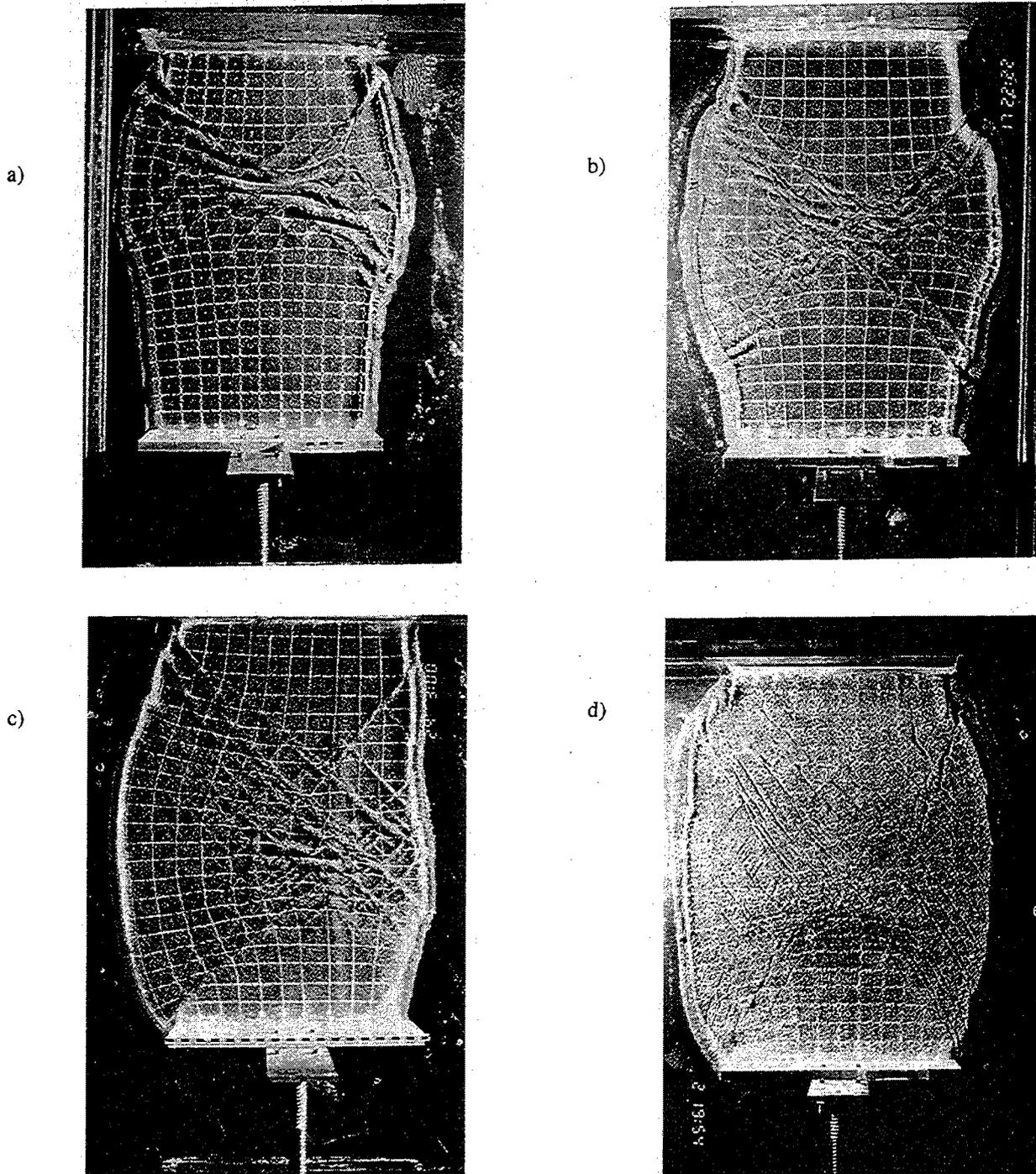


Figure 1. Top view of the deformation and fault pattern resulting from 20% bulk shortening, for experiments carried out with different strength ratios R of (a) $R=42$ (experiment 8), (b) $R=37$ (experiment 6), (c) $R=18.5$ (experiment 9), (d) $R=14.7$ (experiment 4), (e) $R=7.4$ (experiment 7), and (f) 2.9 (experiment 5).

the model to measure the deformation pattern. The deformation is calculated from the displacement of the grid nodes, assuming a constant deformation tensor inside. The vertical deformation is calculated from changes in horizontal surfaces, assuming a homogeneous vertical deformation.

We present 10 experiments with different strength ratios R from 3 to 42. Seven experiments were completely analyzed by digitizing the surface grid and the fault pattern for six different

steps. For three experiments, we introduced regularly spaced nuclei for faults (every 1.5 cm) by driving a needle in the sand layer and punctually disturbing the grain size arrangement. The role of heterogeneities will be reported elsewhere with a more complete set of experiments. However, we make use of results of these experiments, noting that the heterogeneities do not change the deformation modes that are described in this study, although they may locally change the spatial arrangement of faults.

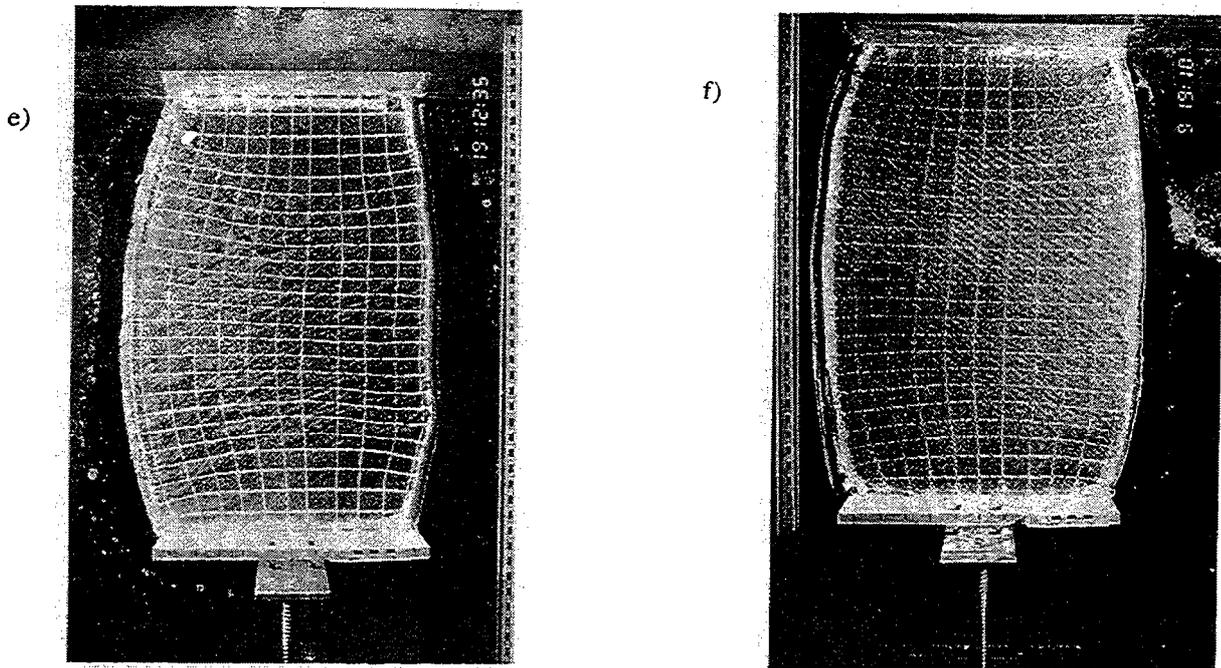


Figure 1. (continued)

Deformation (Localization, Extrusion, Surface Change)

Photographs of the experiments are presented in Figure 1 for bulk shortening of about 20%. The development of structures at three stages of deformation are presented in Figure 2 for experiments with a large and small strength ratio ($R=37$ and $R=7$, respectively). For large strength ratios, the deformation is first achieved by the development of an heterogeneous distribution of faults. The first faults appear at about 8-10% shortening. Then, the deformation localizes into shear bands by 15% shortening. For most of these experiments, the final deformation is almost symmetric with respect to the line joining the middle of the platens. However, in some experiments, asymmetry can grow from small initial differences between lateral walls (e.g., Figure 1c). For small strength ratios, the deformation is much more distributed. Undeformed triangles persist close to the each rigid platen. Outside the

two triangles, the deformation seems to be quite homogeneous. Shear bands do not develop and the final barrel shape results only from constraints placed on the ends by the rigid platens.

To measure the localization of deformation, we use a participation ratio defined as

$$S_2 = \frac{1}{\Sigma} \frac{\left(\iint_{\Sigma} \varepsilon dS \right)^2}{\iint_{\Sigma} \varepsilon^2 dS}, \quad (2)$$

where ε represents a scalar measure of the deformation tensor (here, the second invariant of the finite strain tensor) and Σ is the top surface area [Sornette *et al.*, 1993]. The participation ratio S_2 is a measurement of the percentage of surface that appears de-

Table 1. Physical Characteristics of the Experiments

Experiments	Thickness, mm			Density, 10^3 kg m^{-3}			Viscosity, 10^4 Pa s		Strength Ratio	Argand Number	Strain Rate, 10^{-5} s^{-1}
	BC	DC	DM	BC	DC	DM	DC	DM			
1	5	10	10.	1.4	1.35	1.40	4.1	9.5	16.84	0.72	0.74
2	5	10	10	1.38	1.34	1.37	4.6	9.5	3.25	0.80	3.70
3	5	10	10	1.40	1.34	1.37	4.6	9.5	16.45	0.86	0.74
4	5	10	10	1.23	1.31	1.35	4.9	8.9	14.76	2.37	0.74
5	5	10	10	1.23	1.31	1.33	4.9	8.9	2.95	1.91	3.70
6	5	10		1.23	1.34		5.5		37.06	0.94	0.74
7	5	10		1.23	1.34		5.5		7.4	0.85	3.70
8	5	10		1.4	1.34		5.5		42.16	0.27	0.74
9	5	20		1.23	1.34		5.5		18.52	2.16	0.74
10	5	20		1.23	1.34		5.5		3.70	1.80	3.70

The brittle sand layer is noted BC; the upper silicone layer is DC; the lower silicone layer is DM.

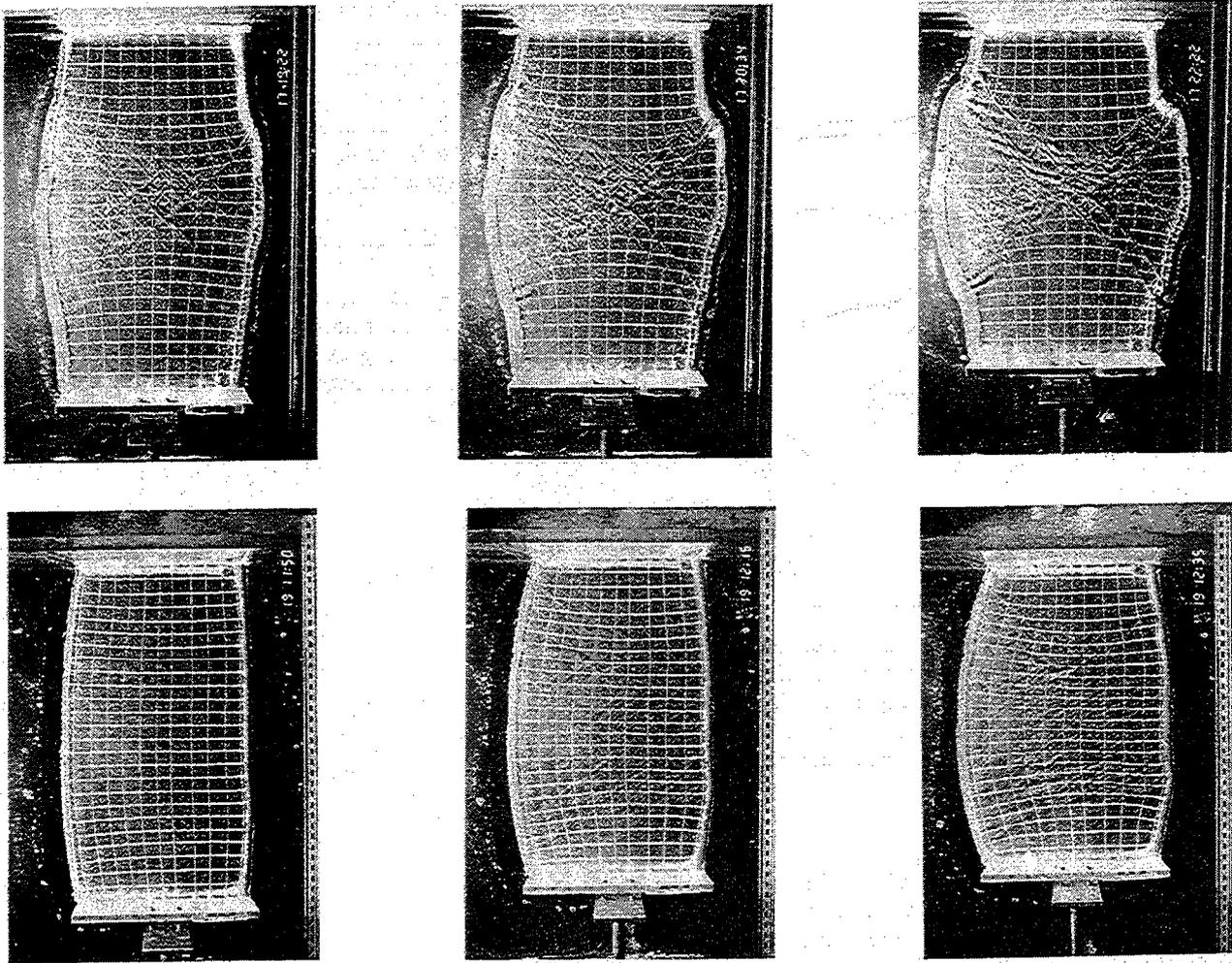


Figure 2. Comparison of experiments with strength ratios that are large (top, experiment 6 with $R=37$) and that are small (bottom, experiment 7, with $R=7.4$) at several stages of deformation.

formed. If ϵ is perfectly homogeneously distributed, S_2 is 1. As deformation becomes localized, S_2 is smaller than 1; the larger the fluctuations in local strain, the smaller S_2 . For instance, if the deformation is localized in a shear band, S_2 is a measurement of the surface of this shear band. S_2 uses a L_2 norm on the deformation fluctuations. A progressive localization is characterized by a decrease of S_2 with increasing applied deformation.

Variations of S_2 with displacement of the platens are given in Figure 3. Only experiments with $R > 10$ show localization. In experiments with $R < 10$, the participation ratio S_2 increases and stabilizes after about 10% shortening. The different values of these plateaus correspond to different sizes of the triangular undeformed regions close to the platens. It is clear that there is no instability leading to localization in experiments with R less than 10.

In these experiments, displacements of the platens can be accommodated in two ways: layers can either thicken vertically or material can be displaced (or extrude) horizontally towards the free lateral boundaries. We quantify the partitioning between lateral extrusion and thickening by measuring the surface extruded laterally. In Figure 4a, we present the area of the top surface that is outside a line connecting the edges of the platens, normalized by the surface area displaced by the platens. The extrusion repre-

sents 20-35% of the total deformation, for all experiments. There is no obvious relationship between the extrusion efficiency and the strength ratio between brittle and ductile layers. However, the density contrasts are not similar for all experiments since slight variations exist between the different silicone putties that we used. Because of these changes in density contrast, the Argand number varies from 0.3 to 2.3. There is a good correlation between the Argand number and the extrusion ratio (see Figure 4b). Note, however, that there is no detectable vertical thinning in the experiments.

Faulting

Faults appear after about 8-10% bulk shortening. Fault networks appear at the model surface as shown in Figures 1 and 2. The fault geometries that develop (their orientations, length distributions, density distributions, and cumulative fault lengths) are highly dependent on the strength ratio. In the following, we describe some aspects of the fault distributions.

Cumulative Fault Length. For small R , the cumulative fault length (i.e., the sum of all fault trace lengths measured on the top surface) produced during an experiment increases linearly with deformation. At the end of a typical experiment, the cumulative fault length is about 14,000 mm for 20% bulk shortening (about

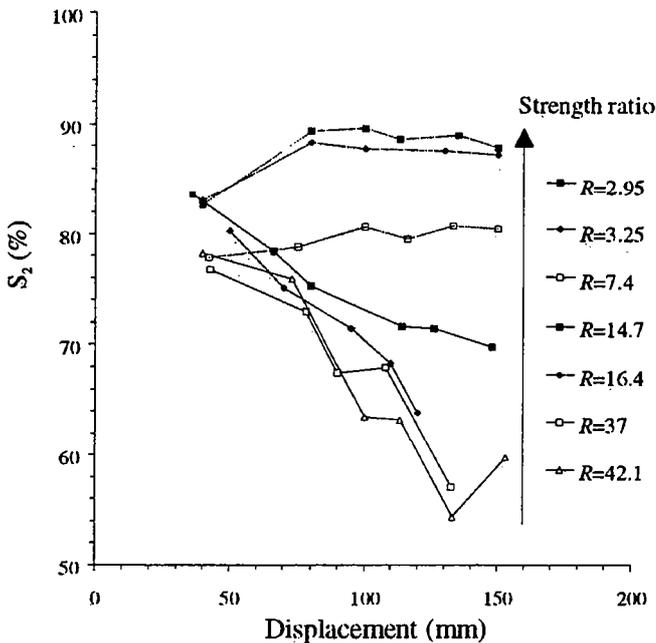


Figure 3. Participation ratio S_2 (see text), determined for experiments as a function of the penetration of the indenter. The decrease of S_2 for experiments with strength ratios R more than 10 indicates localization of deformation. For experiments with strength ratios R less than 10, no localization occurs.

3000 times the thickness of the brittle layer). In contrast, for large R , the cumulative fault length stabilizes after 15% shortening (i.e., once the localization is complete). The cumulative fault length decreases with increasing R ratios (Figure 5) although fluctuations about this trend may be large, especially for large R . This emphasizes the extreme sensitivity to initial conditions in experiments controlled by brittle deformation.

Fractal Dimension. Fault patterns have been found to exhibit scaling laws that demonstrate self-similarity in their geometry. Two main scaling laws include the scale dependency of fault densities and the distribution of fault lengths that are independent distributions for fault patterns [Davy *et al.*, 1992]. The fractal dimensions are associated with the scale dependency of fault densities [Davy *et al.*, 1990] and can be used to characterize universality classes of the growth process [Herrmann and Roux, 1990; Hansen *et al.*, 1991a].

The fractal dimensions have been calculated for all experiments, using either the capacity method (from the variation of the average fault density with scale) or the box-counting method [Sornette *et al.*, 1993] applied to a two-dimensional network of digitized surface faults. For small strength ratios, the capacity dimension is equal to 2 within the error bars, consistent with the homogeneously distributed fault patterns in such systems. When the strength ratio increases, the fractal dimension decreases continuously from 2.0 to 1.7 (Figure 6). The box-counting method allows us to calculate the different moments of the density distribution and to define a set of generalized fractal exponents, D_q , which characterize the scaling laws of each moment [Hentschel and Procaccia, 1983; Davy *et al.*, 1992]. In theory, all exponents D_q should be identical to the capacity dimension if the pattern is a pure fractal. Discrepancies can occur if the pattern has multifractal properties [Hentschel and Procaccia, 1983] or if sampling poses

problems. Box counting is much more sensitive to finite size effects than is the capacity dimension method. Results from box counting show that the fault pattern is a simple fractal within the measurement errors; all dimensions D_q (concerning the q th moment of the density distribution) are identical. The dependence on the strength ratio is qualitatively similar, but the box-counting dimensions are systematically lower than the capacity dimensions (Figure 6).

Distribution of Fault Lengths. The fault length frequency distribution was also calculated for all experiments. Power laws have recently been considered evidence of a fractal dimension. However, a power law is not necessarily the best distribution for fitting natural data [Davy, 1993], and fault length frequency distributions can be treated independently of the density distribution [Davy *et al.*, 1992].

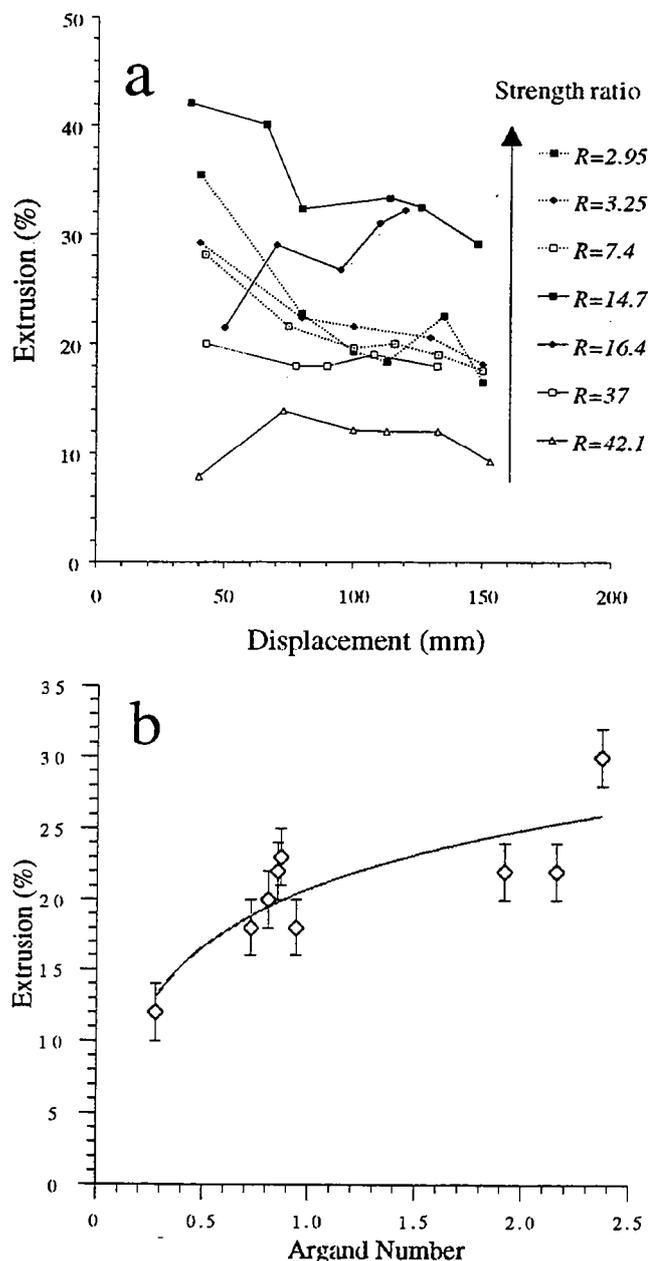


Figure 4. Extrusion ratio (i.e., the extrusion surface normalized by the surface scanned by the platens) versus (a) the strength ratio and (b) the Argand number (see text).

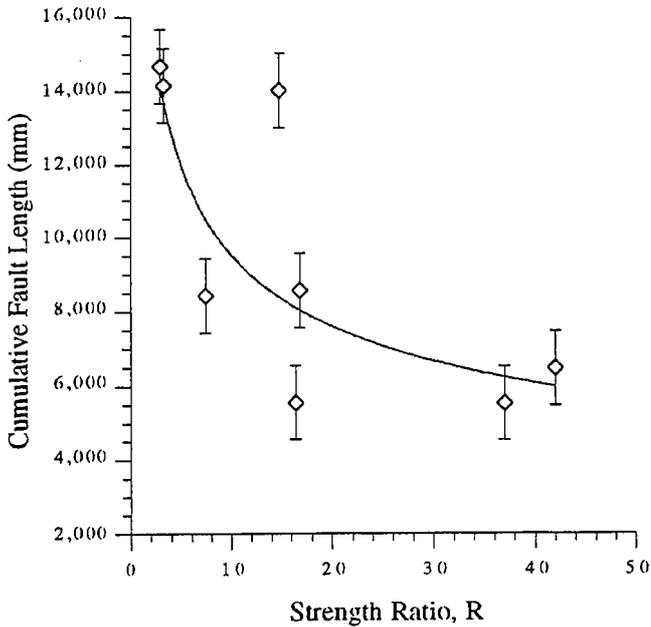


Figure 5. Evolution of the cumulative fault length after 20% shortening as a function of strength ratio R . The bars represent errors in measurements of fault lengths. The curve provides a rough indication of the way the cumulative fault length varies with R .

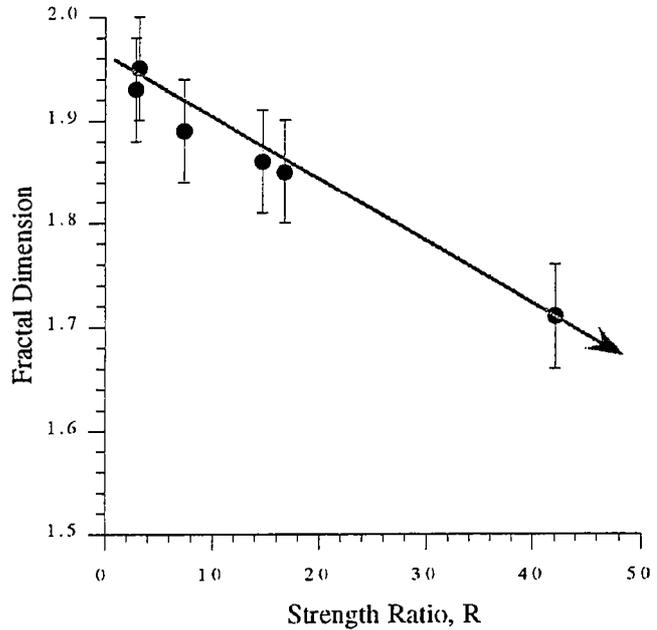


Figure 6. Capacity dimension D_m as a function of the strength ratio R . The fractal dimension continuously decreases from 2 (within error) to 1.7.

In experiments, we generally sample about 100 to 300 faults. To analyze these data, we used a method developed by Davy [1993], which is based on a comparison between the density distribution $n(l)$ (the number of faults between l and $l+dl$), and the cumulative distribution $C(l)$ (the number of faults larger than l). We tested three possible distributions: an exponential function ($A \exp(-l/l_0)$), a power law ($A l^{-a}$), and a gamma function ($A l^a \exp(-l/l_0)$).

The latter was found to be the best fit for a continental fault system [Davy, 1993].

We digitized three different steps for each experiment, corresponding to 10, 15, and 20% shortening. For all experiments, the best fit over the first interval (10%) of shortening is achieved with an exponential function whose characteristic length varies with the strength ratio. For the last stage (20%) of shortening, the best fit is achieved by a gamma function (Figure 7a) with an exponent a of 1.5-1.9 irrespective of the strength ratio. The characteristic

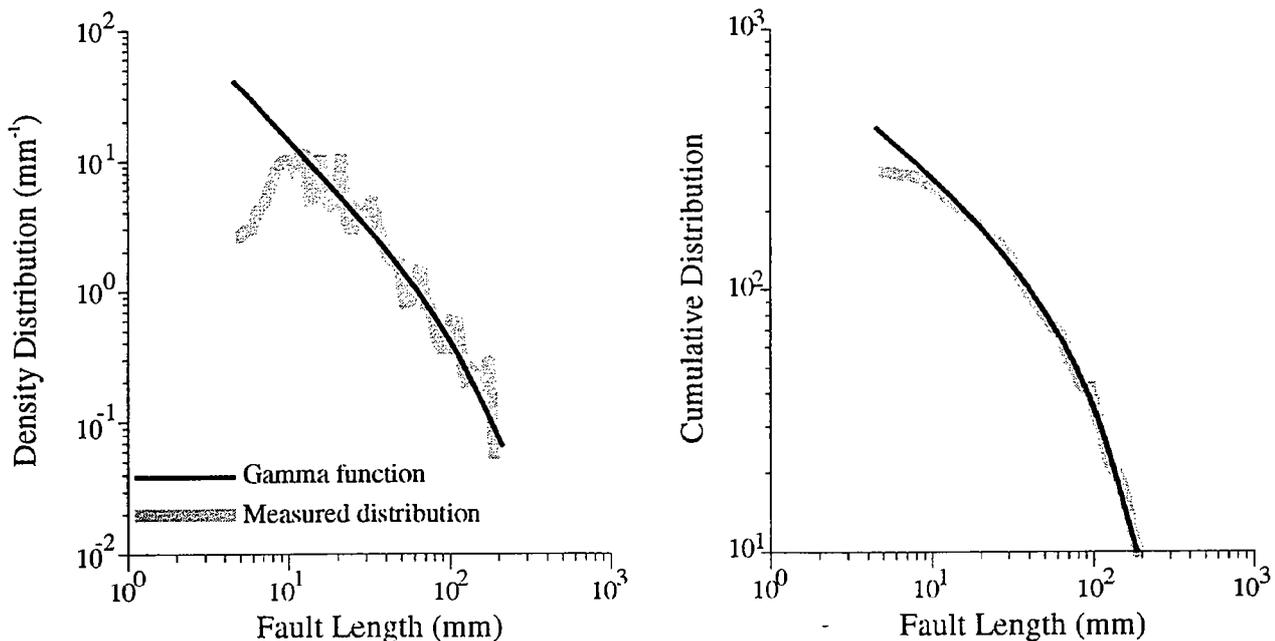


Figure 7a. Fault length distribution after 20% shortening (experiment 4, $R=14.7$). (left) the density distribution and (right) the cumulative distribution. The best fits (dark solid lines) are achieved assuming a gamma function with an exponent $a=1.5$ and a length scale of 130 mm.

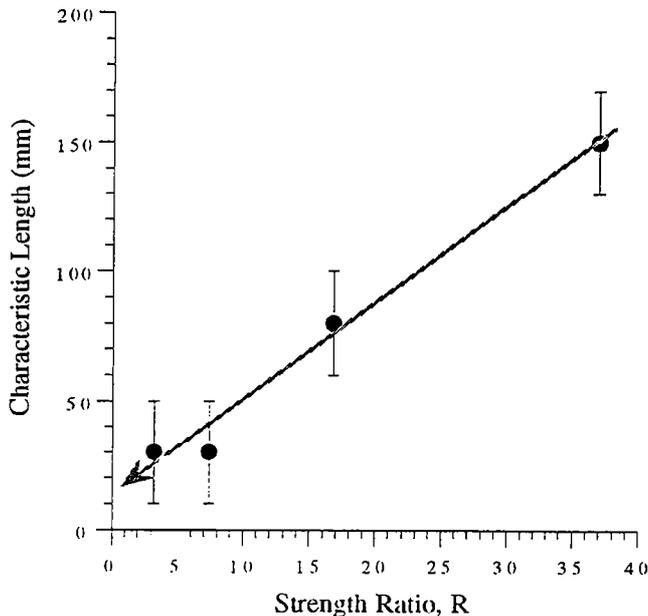


Figure 7b. Characteristic length l_o derived from the fault length frequency distribution, as a function of the strength ratio R .

length l_o increases with the strength ratio from 30 mm, for small strength ratios, up to 150 mm for large strength ratios (Figure 7b). For large strength ratios, l_o represents the finite size of the system well (because the largest faults are limited by the lateral boundaries). For small strength ratios, l_o depends on brittle/ductile coupling which limits the growth of faults.

Relationship Between Fault Length and Fault Displacement. The fault length l and the offset on the fault O can be related by a power law, $O \sim l^n$. However, the value of the exponent is controversial. Walsh and Waterson [1988] and Marrett and Allmendinger [1991] proposed an exponent of 1.5, while Cowie and Scholz [1992a, b] proposed a linear relationship ($n=1$). Data from the field have not been sufficiently accurate to distinguish

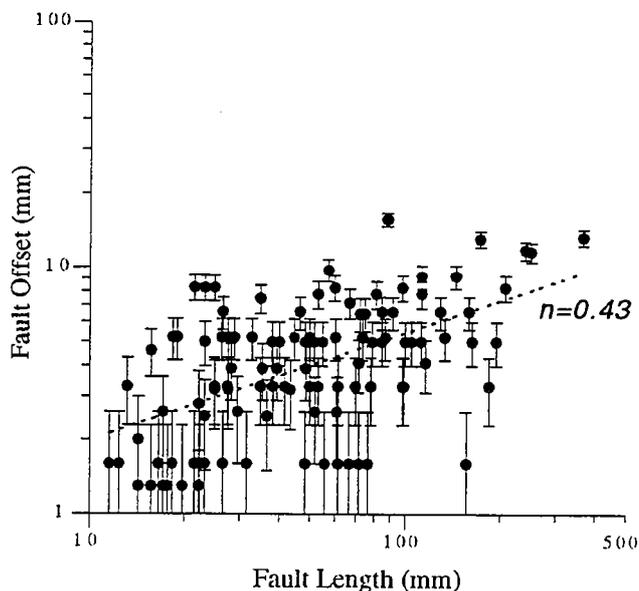


Figure 8. Offsets of faults measured for large strength ratio experiments plotted as a function of fault length. Assuming a power law, an exponent less than 1 is obtained.

between models. We measured the offsets on faults for three experiments (with large strength ratios). The data show a large dispersion around the average (Figure 8) as observed for natural data. However, the general trend shows that the exponent is not greater than 1, and probably around 0.5. Thus the distribution of offsets is narrower than the distribution of lengths.

Random Fuse/Capacitor Models

Even though the experiments discussed so far show evidence for a localization/delocalization transition, the rheology of the system involved is by necessity complex, as it is a real system. As a result, we cannot rule out with absolute certainty that the observed transition is an artifact of the particular experiments performed. To test for the occurrence of such transitions, we have performed numerical experiments on a model system whose parts are simple and for which we have full control over all variables. The numerical model is an analog of the experimental system, retaining only the mechanisms that we believe are responsible for the observed localization/delocalization transition. Despite the simplicity of this model, it shows a transition caused by the interplay between disorder in the system and the constitutive responses of the viscous and Coulomb-plastic components.

Our starting point is an electrical analog network model that closely resembles the random fuse network of de Arcangelis *et al.* [1985] (see also Herrmann and Roux [1990]). The correspondence between electrical and mechanical parameters is explained in the appendix. The random fuse model is based on a square lattice oriented at 45° with respect to two bus bars a distance $L/\sqrt{2}$ apart. We assume that the lattice is periodic in the direction parallel to the bus bars. Each bond i in the lattice acts as an electrical fuse which may resist a current up to a threshold t_i . When a fuse is intact, it has a conductance G , and when it blows, conductance drops to zero. The threshold values t_i are chosen from a spatially uncorrelated (cumulative) probability distribution $P(t)$. In principle, there should also be a distribution of conductances, G . However, the distribution of thresholds dominates over the distribution of conductances [Chan *et al.*, 1991]. Thus we can ignore the latter.

If we now apply a small potential difference between the two bus bars, all fuses stay intact, and currents that flow through individual fuses are all identical. As the potential difference is increased, the weakest fuse in the network will blow. The current distribution in the network is rearranged with the result that there is an increase of current around the missing fuse. A further increase of the potential difference across the network subsequently induces a second fuse to blow. If the distribution of thresholds t_i is narrow (i.e., the difference between the weakest and the strongest fuse in the network is small), a fuse close to the one that just blew will burn out due to the increase of current in its neighborhood. If the threshold distribution is broad, the fuse will blow which is typically far away from the first one which blow. A quantitative discussion of this competition is given by Roux and Hansen [1989]. If the threshold distribution $P(t)$ is wide enough such that the second blown fuse is far from the first, the breakdown process is delocalized at this early stage. However, as the breakdown process proceeds, zones develop with high densities of blown fuses (damage) and high currents must be accommodated either within zones of high damage or in the neighborhood of these zones. Eventually, currents carried in these zones become large enough for further damage in the network to be concentrated.

Typically, a single discontinuity (crack) will develop which eventually breaks the network in two (i.e., it stops conducting).

The growth of this discontinuity is due to the high current concentration at its tips. There is thus a competition between the disorder in the network, represented by the threshold distribution and the current distribution in the network. A broad threshold distribution favors a delocalized fracture process, in that fuses blow which are as far apart as possible. The current distribution, on the other hand, favors localization due to current enhancement effects. The time at which the current distribution dominates over the threshold distribution determines how the discontinuity (fracture) grows. Qualitatively different fracture processes that result from different initial threshold distributions $P(t)$ have been discussed by Hansen *et al.* [1991a] and S.Z. Zhang and A. Hansen (manuscript in preparation, 1994).

The model we study in this paper is an extension of the random fuse model adapted to simulate the layered brittle/viscous model. The fuse network is a reasonable model for the layer of sand. Once the local stress is above a threshold determined by the difference between static and dynamic friction between sand grains, the sand layer begins to deform. We do not propose a detailed mapping between these micromechanical considerations and a threshold distribution in the corresponding fuse network. As has been shown by Hansen *et al.* [1991a], details of the threshold distribution do not influence large-scale fracture behavior. Since we do not expect a wide distribution of local deformation resistance in the layer of sand, we choose the simple threshold distribution :

$$P(t)=t-1, \tag{3}$$

where $1 \leq t \leq 2$. This distribution lacks extreme values in either the strong bond or weak bond direction. From the work of Hansen *et al.* [1991a], we know that this distribution leads to a localized fracture or fault pattern. However, an important feature of the sand layer is not taken into account by the fuse model. The sand layer resists deformation in compression and shear but not in tension. In the fuse model, the electrical potential is a scalar quantity, and distinctions between compression and tension cannot be modeled. We believe, however, that the qualitative features of the original problem are well represented by the fuse model. The mechanical effect of the viscous layer on the sand layer is to transmit greater force with increasing deformation speed. We model this in the fuse network by placing a capacitor in parallel with each of the fuses of the network and then setting up an AC potential across the two bus bars (Figure 9). The complex admittance of each element is

$$G=1+j*f, \tag{4}$$

where f is a 'simplified' frequency of the AC potential (we remove the constant of 2π) and $j^2=-1$. The potential oscillates sinusoidally with a frequency f with an average value of zero. The fuses burn out after reaching a threshold current. The capacitors are not damaged. For $f=0$, the behavior of this composite network is the same as the random fuse network. However, with increasing frequency, more and more current is directed through the capacitors, in much the same way as the force applied on the combined sand-viscous layer system is transmitted to a greater extent through the viscous layer with increasing deformation rate. Formally, the frequency corresponds to a strain rate in the equivalent mechanical system while the capacitor is a viscous parameter (see the appendix). This model is the same as the dual model of Vanneste and Sornette [1992], with viscous parameter m equal to 1.

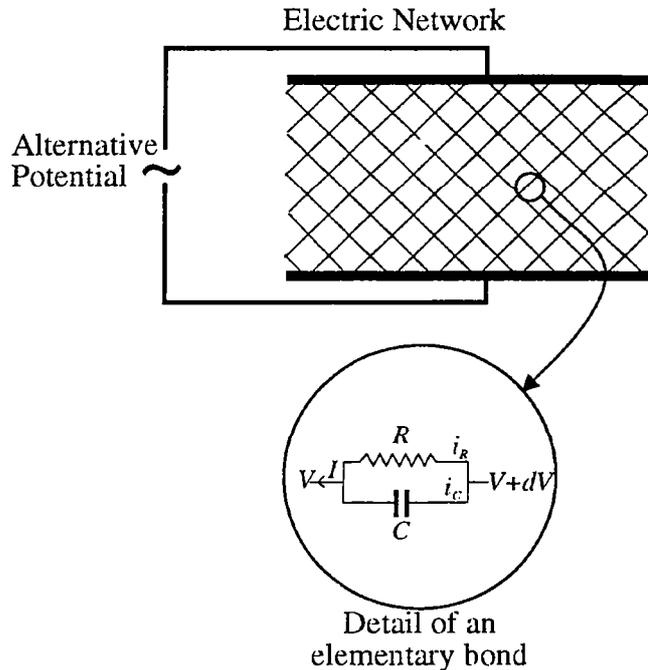


Figure 9. Numerical simulations based on the solution of electrical currents in a network of fuses and capacitors in parallel. An alternating potential is applied at the top and bottom of the network.

With the threshold distribution of equation (3), damage in the electrical model becomes localized by currents that are enhanced in regions that have experienced previous damage. However, as the AC frequency is increased, the current enhancement effect is reduced, as currents may simply bypass cracks, passing instead through the capacitors. We therefore expect the localization effects to decrease with increasing frequency.

In Figure 10, we show the density of fuses p_b which have blown (i.e., the number of burnt fuses divided by the total number of fuses in the network) when the fuse network has been cut in two by a discontinuity (fault) stretching across the entire network (note that the underlying capacitor network is still intact). Here p_b is obtained as a statistical average over 150 lattices of size 10×10 , 100 lattices of size 15×15 , 25 lattices of size 20×20 , and 10 lattices of size 30×30 . For low frequencies (i.e., $f=0.4$), this density is low. Furthermore, we note that the density drops with the size of the lattice. Extrapolating to lattices of infinite size, the density drops to zero, and behavior is characteristic of localization processes. For large frequencies (i.e., $f>0.6$), the density of burned-out fuses increases with increasing lattice size. Thus the damage network tends to be homogeneous. Recasting data of Figure 10a as p_b versus of L (the lattice size) for fixed values of frequency (Figure 10b), we see changes in slope that correspond to changes in localization; negative slopes correspond to homogeneous behavior while positive slopes correspond to localization.

In the previous discussion, we have used the total damage in the network, p_b , in the limit of large L to decide whether the fracture process is localized or not. However, this quantity does not tell us anything about the geometry of the localized state. We may ask whether the damage is concentrated in a band or it is distributed fractally. Both possibilities are consistent with the data. In the case of zero frequency, when our model becomes identical to the random fuse model, the large discontinuity (fault) that develops and which eventually cuts the network in two, is on average

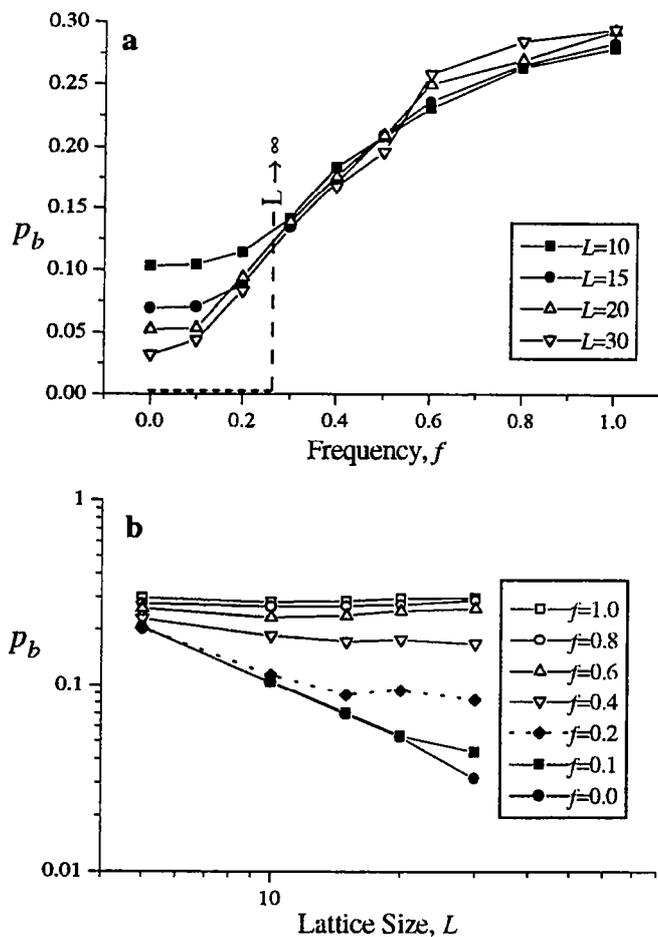


Figure 10. Evolution of the density p_b of broken bonds at rupture as a function (a) of frequency f and (b) of the lattice size L . The dashed line (in Figure 10a) is the extrapolated behavior of p_b as L goes to infinity.

oriented in the direction parallel to the bus bars. This is in contrast to the experiments, where the shear bands (or conjugate faults) develop at a steep angle to the compression axis. This difference is due to the fact that current in the calculations is a scalar while the stress in the experiments is a tensor. Taking the preferred direction parallel to the bus bars into consideration, we introduce a Cartesian coordinate system (x, y) , oriented so that the x axis follows one of the bus bars, while the y direction is orthogonal to the bus bars. Let y_i be the position of the i th burned-out fuse. We may then calculate the average location of the burned out fuses,

$$\langle y \rangle_b = \frac{1}{N_b} \sum_{i=1}^{N_b} y_i, \quad (5)$$

where N_b is the total number of burned-out fuses ($=2L^2 p_b$). The standard deviation of the position along the y axis of the burned-out fuses is

$$w_b^2 = \frac{1}{N_b} \sum_{i=1}^{N_b} (y_i - \langle y \rangle_b)^2. \quad (6)$$

This is a measure of the width of the damage zone that surrounds the discontinuity (crack) that eventually breaks the system in two. We have also identified the fuses that belong to the macroscopic discontinuity (or the "final crack"). We define N_f as the

number of broken bonds belonging to the final discontinuity. Its average position and the standard deviation around this position are given by

$$\langle y \rangle_f = \frac{1}{N_f} \sum_{i=1}^{N_f} y_i, \quad (7)$$

and

$$w_f^2 = \frac{1}{N_f} \sum_{i=1}^{N_f} (y_i - \langle y \rangle_f)^2, \quad (8)$$

where the sums in equations (7) and (8) are taken over those bonds belonging to the final discontinuity. w_f is a measure of the width of the connected damage zone.

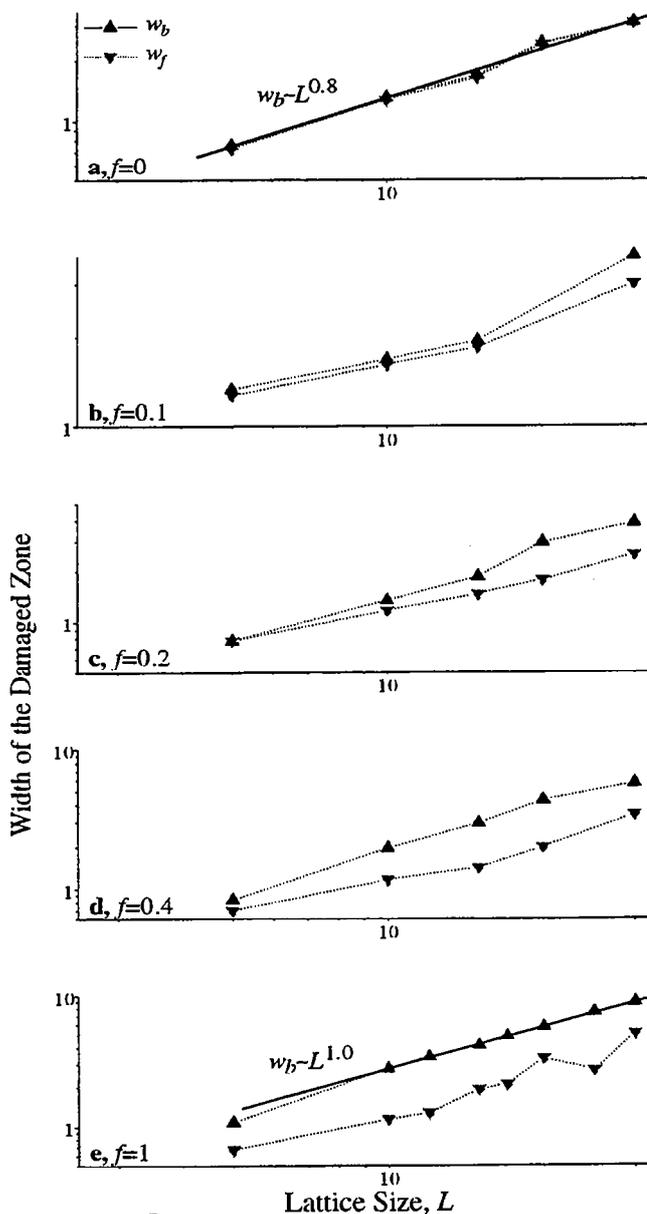


Figure 11 Width of the damaged zone, w_b (up triangles) and w_f (down triangles) for (a) $f=0$, (b) $f=0.1$, (c) $f=0.2$, (d) $f=0.4$, (e) $f=1.0$. The straight lines in Figures 11a and 11e have slopes of 0.8 and 1.0, respectively.

In Figure 11 we show the development of w_b and w_f as functions of the lattice size L for different frequencies f . When $f=0$ (Figure 11a), there is practically no difference between w_b and w_f , thus indicating that very few fuses are burned out outside the final discontinuity. Furthermore, the Figure 11a indicates that

$$w_b \sim w_f \sim L^\zeta, \quad (9)$$

where the exponent $\zeta \approx 0.8$. This is known as the roughness index of the final discontinuity. Since $\zeta < 1$, there is localization and $w_b/L \rightarrow 0$ as $L \rightarrow \infty$ (i.e., the relative width of the band of damaged bonds goes to zero with increasing lattice size). We note that the exponent $\zeta \approx 0.8$ found here with the threshold distribution of (3) is larger than the value $\zeta \approx 0.7$ reported earlier from both numerical [Hansen *et al.*, 1991b] and experimental studies and is believed to be independent of the underlying disorder.

For large frequencies (i.e., $f=1$, Figure 11e), we find that w_b and w_f are very different and that

$$w_b \sim L. \quad (10)$$

Thus, the width of the damaged zone scales in the same way with L as the system itself. Thus the relative width of the damage zone does not decrease with increasing size, indicating that the damage is homogeneous. At intermediate frequencies (Figures 11b, 11c and 11d), the system passes from localized to a homogeneous state with increasing frequency.

We now return to the geometrical information of Figure 10. We showed here how the damage p_b approaches either a non zero value for large frequencies or zero for smaller frequencies as $L \rightarrow \infty$. The slopes of the curves in Figure 10b can be related to the fractal dimension of the crack distribution D_f . The slope is simply $D_f - 2$. We thus find that when $f=1$, the fractal dimension is 2. When $f=0$, the fractal dimension is 1. For $f=0.2$, we find a fractal dimension of approximately 1.9.

Figure 10 indicates that there is a transition for a well-defined $f=f_c \sim 0.2-0.3$ between localized and homogeneous deformation. This is particularly clear if the data of Figure 10a are extrapolated to infinite lattice size. As the lattice size increases, the transition slope, plotting p_b versus f , becomes steeper and approaches an infinite slope as L goes to infinity. We have indicated this in the Figure 10a by a dashed line. Taking into account that the lattices we study are small, the transition appears rather sharp. For $f > f_c$ the discontinuities that develop are distributed, and the fractal dimension of the discontinuities (fractures) that develops is 2. For $f < f_c$, two things may happen. A continuum of fractal dimensions may result between the value 1 for $f \rightarrow 0$ and 2 for $f \rightarrow f_c$. Alternatively, there might only be three possible values for the fractal dimension: 1 for $f < f_c$, 2 for $f > f_c$, and $1 < d_c < 2$ for $f = f_c$. The latter case is the one usually found in critical phenomena such as percolation theory [Stauffer and Aharony, 1992], while the former has been seen in some cases such as the non local dielectric breakdown model of Hansen *et al.* [1990]. It is not possible to determine whether the observed value 1.9 for $f=0.2$ is a "real" fractal dimension or whether the value 1.9 is a "crossover" effect caused by the closeness of the critical point.

The simple electrical model presented here captures the essentials of the mechanical experiments we report. We believe that the mechanisms responsible for the localization/delocalization transition involve a competition between disorder in the system and local distributions of stress enhancement at crack tips that depend on a viscous parameter (viscosity by strain rate or capacitance by frequency).

Discussion/Conclusion

These experiments and calculations provide a physical framework to understand the role of disorder and local deformation mechanisms (fracturing and ductile creep) on the deformation processes of the continental lithosphere. Here, we deal with the disorder introduced by variations in the strength of the lithosphere to resist fracturing. In a brittle (more generally strain softening) medium, large faults can develop throughout the entire system if the medium is spatially disorderless (same yield strength everywhere, for instance). This type of deformation was obtained in the experiments of Peltzer and Tapponnier [1988] and in sand/silicone experiments with very weak resistance offered by the silicone layer. Similarly, our numerical simulations, given narrow threshold distributions, lead to localization into one single discontinuity (crack) when the capacitor layer is not activated ($f=0$).

Both the sand/silicone experiments and the fuse/capacitor model show new types of behavior when a viscous/capacitor layer is introduced below the sand/fuse layer. A transition is observed from a localized deformation mode when the viscous/capacitor layer is weak to a homogeneous mode when the viscous/capacitor layer is strong. For both sand/silicone and fuse/capacitor models, the transition is observed when the brittle/fuse layer is 3 to 10 times stronger than viscous/capacitor layer. In numerical simulations, the transition between localized and distributed deformation is characterized by an evolution of the density of burned fuses that changes when the system size increases. Localization is defined by a decrease of the density of burned fuses with a limit of zero at infinite system size. In contrast, homogeneous deformation occurs when a finite limit of the fuse density is reached for infinitely large systems. In the sand/silicone experiments, localization proceeds as a progressive strain concentration with increasing deformation. The distributed mode is characterized by areas of deformation that do not change with deformation. In the numerical simulations, the transition is marked by a different scaling of the order parameters (the scale exponent of the width of the damaged zone, for instance) as the size of the system is extrapolated to infinite.

The scaling laws for the fault distribution for the two types of models are in agreement. The local fault density scales as l^{D-2} , where l is the characteristic length over which the density is calculated and D is a fractal dimension of the fault pattern. In the homogeneous regime, D is equal to 2, indicating invariance of the fault density with size. The total amount of faulting is continuously increasing with deformation. In the localization regime, D values are less than 2. However, there is no unique universality class of deformation since the fractal dimension exhibits a continuous range of values from 2.0 down to 1.6 in the present experiments, or down to 1 in numerical simulations. This shows that the localization regime is affected by the viscous/capacitor layer even for very weak ductile coupling. The single discontinuity/fracture propagation is no longer observed; rather, a complex fault pattern develops preceding localization. This also agrees with the dual fuse model calculated by Vanneste and Sornette [1992]. Note that this type of localization with damage is also obtained in purely "brittle" systems but for large initial state of disorder [de Arcangelis *et al.*, 1989].

The three deformation modes (single crack, localization and damage, continuum mechanics) have been proposed for modeling continental lithosphere deformation. To distinguish between these deformation processes, one can use a priori arguments based on lithosphere rheologies and disorder or a posteriori observations of

deformation and fault distributions. The lithosphere has been described as a brittle/ductile layers (see for instance *Goetze and Evans* [1979], *Brace and Kohlstedt* [1980], *Kirby* [1985], *Carter and Tsenn* [1987], and *Ord and Hobbs* [1989]). *Davy and Cobbold* [1991] simplified the lithosphere rheologies by considering only four main layers: the brittle crust, the lower crust, the brittle mantle, and the ductile mantle. In the range of admissible parameters [see *Davy and Cobbold*, 1991], the strength ratio can vary from less than 1 up to 10 (i.e., crossing the transition that we found between localized and homogeneous deformation). Uncertainties are large, associated with assumed temperatures, strain rates, and lithologies; and the level of deviatoric stresses may only be known to within an order of magnitude [e.g., *Molnar*, 1991]. Moreover, stress levels on major faults may be small compared to predictions of strength from laboratory rheologies [e.g., *Lachenbruch and Sass*, 1981; *Zoback*, 1991]. The rheology of the lithosphere differs from that used in the experiments as well. The ductile layers of the lithosphere have non-Newtonian properties that could shift the transition between localization and delocalization. The rheological layering is also different with a weak ductile crust decoupling a resistant upper mantle and upper crust. Nevertheless, the range of strength ratios for the lithosphere bracket the transition between localization and distributed deformation, so that only the single-crack mode appears to be ruled out for the continental lithosphere.

Comparison between the models and the lithosphere can also be made using a posteriori observations of fault patterns and strain distributions. The single discontinuity mode, where single faults are capable of cutting through the continent, is clearly inconsistent with observations that deformation of continents is widespread. Using continuum mechanics, *England and Jackson* [1989] and *England and Molnar* [1991] argued that the distributed continental deformation is consistent with the deformation of a nonlinear viscous fluid with rheological properties similar to those measured for ductile mantle creep. They thus concluded that the continental deformation is controlled mainly by mantle flow with passive displacements of the upper brittle crust. However, their model holds only if the assumptions of continuum mechanics are valid. If a localization with damage is postulated as a result of deformation, one also obtains very distributed deformation because of large-scale spatial correlations maintained by the brittle layer. Experiments on continental collisions [*Davy and Cobbold*, 1988; *Sornette et al.*, 1993] show deformations far from the moving indenter, even for highly nonlinear rheologies.

Scaling laws determined for major faults in Earth show that continental-scale patterns have fractal geometries with dimensions varying between 1.1 and 1.7 [*Aviles et al.*, 1987; *Okubo and Aki*, 1987; *Hirata*, 1989; *Velde et al.*, 1991; *Vignes-Adler et al.*, 1991; *Matsumoto et al.*, 1992; *Gautier and Lake*, 1993]. The scattering of scaling laws may indicate a variety of local deformation mechanisms or it may indicate weaknesses in the sampling procedures. However, there is no evidence for dimensions close to 2 which characterize the distributed deformation mode. The experiments presented here show that information can be derived from the distribution of fault lengths, especially by looking for characteristic length scales. In the localization regime, the system size is the characteristic length scale of the fault network. Smaller values are obtained for smaller strength ratios. Unfortunately, fault length distributions are often assumed arbitrarily to fit simple power laws without testing the validity of this assumption. In a recent study, *Davy* [1993] has shown that the San Andreas fault pattern is best described by a gamma distribution whose character-

istic length scale is about the thickness of the brittle crust. A preliminary interpretation of this result may be based on the interaction between layers that deform by brittle and ductile mechanisms. This would imply quite small strength ratios and a distributed deformation mode for the lithosphere. We can also interpret this fault length distribution as a segmentation of individual faults due to their vertical growth throughout a heterogeneous brittle crust (in the experiments, the vertical homogeneity of the sand layer does not allow the segmentation to occur). In this case, the characteristic length scale is the finite size of the system (here the thickness of the brittle crust), and we cannot derive any significance in terms of brittle-to-ductile mechanical coupling.

In this study, we have designed simple experiments and numerical simulations so that the physics of the process may be understood. The models display two types of deformation modes in brittle/ductile systems: a localized damage mode, with well-characterized scaling laws that described the fault pattern, and a homogeneous mode for which the deformation is rather continuous, with a fault density that is independent of length scale. Several additional parameters of lithosphere mechanics need to be addressed in further studies. The first is that the most resistant layers of the lithosphere (the brittle upper crust and the uppermost mantle) are decoupled by a soft lower crust. If the ductile mantle is resistant enough for the homogeneous deformation mode to be dominant, the mechanical decoupling by the lower crust could induce a more complex behavior with, perhaps, a small-scale deformation mode that differs from a large-scale mode. In addition, in a tectonic system such as the India-Asia collision, the lithosphere can deform either by thickening or deforming and extruding continental blocks. Here the experiments were designed to deform mostly in the wrench regime. Additional experiments will be required to study different deformation regimes such as thickening or thinning before applying these concepts to tectonic deformations.

Appendix: Analogy Between Electrical and Mechanical Systems

The electrical analogy to the mechanical system is based on a formal correspondence between the displacement U and the force F , respectively with the voltage V and the current i . The deformation ϵ , i.e., the gradient of displacement, is analogous to the voltage gradient. The total resistance of the elastic/ductile layers is

$$F = K * \epsilon + M * \partial \epsilon / \partial t,$$

where K is the elastic stiffness and M is a viscous parameter. Similar equations apply to the elementary elements of the electrical network with parallel resistance and capacitor (Figure 9)

$$i = G * \Delta V + C * \partial \Delta V / \partial t,$$

where G is the conductance, C is the capacitance, and ΔV is the gradient of voltage across the elementary electrical element of unit length. The local conservation of the mechanical forces ($\Sigma F = 0$) is then equivalent to the conservation of the currents at the nodes of the electric network ($\Sigma i = 0$). Note that equations of the fuse model are linear and the solution is conserved if an uniform current is added at every link. Thus the zero-current condition in a burnt fuse can be replaced by any arbitrary value.

If a AC potential is applied, the frequency f fixes a time constant ($\tau = 1/f$), analogous to the strain rate in the mechanical sys-

tem. This time dependency activates the viscous/capacitance component of the governing equations. Note that an AC frequency of zero is equivalent to a deformation at very slow strain rates and leads to time independent governing equations and thus quasi-static evolutions. In that case, the stress/current distribution is evolving only because of failures within the brittle/fuse layer.

Because of this formal analogy on constitutive equations, the distribution of stresses around a crack is similar to the distribution of currents around a burnt fuse. For instance, in a purely elastic/resistive network, the stress/current concentration at the crack/discontinuity tips has a square root singularity that depends upon the length of the crack. Moreover, the stress damping by the silicone layer is equivalent to the damping induced by the capacitors.

Acknowledgments. We thank Jean-Jacques Kermarrec for his technical assistance during the experimental modeling. We thank the CCVR and the CIRCE for allocation of computer time. We are furthermore indebted to the CNRS Groupement de recherche "Milieux Hétérogènes Complexes" for support. S.-z. Zhang thanks the CNRS for support through a K.C. Wong fellowship. Thanks are due to the G. Erickson, P. England, and A.K. Kronenberg, who greatly improved the first draft.

References

- Aviles, C.A., C.H. Scholz, and J. Boatwright, Fractal analysis applied to characteristic segments of the San Andreas fault, *J. Geophys. Res.*, **92**, 331-344, 1987.
- Bird, P., and K. Piper, Plane stress finite element models of tectonic flow in southern California, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **21**, 158-175, 1980.
- Brace, W.F., and D.L. Kohlstedt, Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiments, *J. Geophys. Res.*, **85**, 6248-6252, 1980.
- Carter, N.L., and N.C. Tsenn, Flow properties of continental lithosphere, *Tectonophysics*, **136**, 27-64, 1987.
- Chan, D.Y.C., B.D. Hughes, L. Paterson, and C. Sirakoff, Resistor networks with distributed breakdown voltages, *Phys. Rev. A*, **43**, 2905-2909, 1991.
- Charmet, J.C., S. Roux, and E. Guyon, *Disorder and Fracture*, NATO ASI Ser. B, vol. 235, Plenum, New York, 1990.
- Cobbold, P.R., and P. Davy, Indentation tectonics in nature and experiment, 2, Central Asia, *Bull. Geol. Inst. Univ. Uppsala*, **14**, 143-162, 1988.
- Cowie, P.A., and C.H. Scholz, Growth of faults by accumulation of seismic slip, *J. Geophys. Res.*, **97**, 11,085-11,095, 1992a.
- Cowie, P.A., and C.H. Scholz, Displacement-length scaling relationship for faults: Data analysis and discussion, *J. Struct. Geol.*, **14**, 1149-1156, 1992b.
- Davy, P., On the fault-length frequency distribution of the San Andreas fault system, *J. Geophys. Res.*, **98**, 12,141-12,151, 1993.
- Davy, P., and P.R. Cobbold, Indentation tectonics in nature and experiment, 1, Experiments scaled for gravity, *Bull. Geol. Inst. Univ. Uppsala*, **14**, 129-141, 1988.
- Davy, P., and P.R. Cobbold, Experiments of a 4-layer continental lithosphere, *Tectonophysics*, **188**, 1-25, 1991.
- Davy, P., A. Sornette, and D. Sornette, Some consequences of a proposed fractal nature of continental faulting, *Nature*, **348**, 56-58, 1990.
- Davy, P., A. Sornette, and D. Sornette, Experimental discovery of scaling laws relating fractal dimensions and the length distribution exponent of fault systems, *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 361-363, 1992.
- de Arcangelis, L., S. Redner, and H. J. Herrmann, A random fuse model for breaking process, *J. Phys. Lett.*, **46**, 585-590, 1985.
- de Arcangelis, L., A. Hansens, H.J. Herrmann, and S. Roux, Scaling laws in fracture, *Phys. Rev. B*, **40**, 877, 1989.
- Desrués, J., La localisation de la déformation dans les milieux granulaires, *thèse Docteur es Sciences*, Univ. Grenoble, Grenoble, France, 1984.
- Ekström, G., and P.C. England, Seismic strain rates in regions of distributed continental deformation, *J. Geophys. Res.*, **94**, 10,231-10,258, 1989.
- England, P.C., and G.A. Houseman, Finite strain calculations of continental deformation, 2, Comparison with the India-Asia collision zone, *J. Geophys. Res.*, **91**, 2664-2676, 1986.
- England, P.C., and J.A. Jackson, Active deformation of the continents, *Annu. Rev. Earth Sci.*, **17**, 197-226, 1989.
- England, P.C., and D. McKenzie, A thin viscous sheet model for continental deformation, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **70**, 295-321, 1982.
- England, P.C., and D. McKenzie, Correction to: A thin viscous sheet model for continental deformation, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **73**, 523-532, 1983.
- England, P.C., and P. Molnar, Inferences of deviatoric stress in actively deforming belts from simple physical models, *Philos. Trans. R. Soc. London A*, **337**, 151-164, 1991.
- England, P.C., G.A. Houseman, and L.J. Sonder, Length scales for continental deformation in convergent, divergent and strike-slip environments: Analytical and approximate solutions for a thin viscous sheet model, *J. Geophys. Res.*, **90**, 3551-3557, 1985.
- Gautier, B.D.M., and S.D. Lake, Probabilistic modeling of faults below the limit of seismic resolution in Pelican Field, North Sea, Offshore United Kingdom, *AAPG Bull.*, **77**, 761-777, 1993.
- Goetze, C., and B. Evans, Stress and temperature in the bending lithosphere as constrained by experimental rock mechanics, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **59**, 463-478, 1979.
- Hansen, A., S. Roux, and E.L. Hinrichsen, Annealed model for breakdown processes, *Europhys. Lett.*, **13**, 517-519, 1990.
- Hansen, A., E. L. Hinrichsen, and S. Roux, Scale-invariant disorder in fracture and related breakdown phenomena, *Phys. Rev. B*, **43**, 665-678, 1991a.
- Hansen, A., E.L. Hinrichsen, and S. Roux, Roughness of crack interfaces, *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 2476-2479, 1991b.
- Hentschel, H.G.E., and I. Procaccia, The infinite number of generalized dimensions of fractals and strange attractors, *Physica D*, **8**, 435-444, 1983.
- Herrmann, H.J., and S. Roux, *Statistical Models for the Fracture of Disordered Media*, 351 pp, North-Holland, Amsterdam, 1990.
- Hirata, T., Fractal dimension of fault systems in Japan: Fractal structure in rock fracture geometry at various scales, *Pure Appl. Geophys.*, **121**, 157-170, 1989.
- Houseman, G.A., and P.C. England, Finite strain calculations of continental deformation, 1, Method and general results for convergent zones, *J. Geophys. Res.*, **91**, 3651-3663, 1986.
- Kirby, S.H., Rock mechanic observations pertinent to the rheology of the continental lithosphere and the localisation of strain along shear zones, *Tectonophysics*, **119**, 1-27, 1985.
- Lachenbruch, A.H., and J.H. Sass, Correction to "Heat flow and energetics of the San Andreas fault zone" and some additional comments on the relation between fault friction and observed heat flow, *J. Geophys. Res.*, **86**, 7171-7172, 1981.
- Lockner, D.A., and T.R. Madden, A multiple-crack model of brittle fracture, 1, Non-time dependent simulations, *J. Geophys. Res.*, **96**, 19,623-19,642, 1991.
- Maloy, K.J., A. Hansen, E.L. Hinrichsen, and S. Roux, Experimental measurements of the roughness of brittle cracks, *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 213-215, 1992.
- Mandl, G., L.N.J. De Jong, and A. Maltha, Shear zones in granular material, *Rock Mech.*, **9**, 95-144, 1977.
- Marrett, R., and R.W. Allmendinger, Estimates of strain due to brittle faulting: Sampling of fault populations, *J. Struct. Geol.*, **13**, 735-738, 1991.
- Martinod, J., and P. Davy, Periodic instabilities during compression of the lithosphere, 2, Analogue experiments, *J. Geophys. Res.*, **99**, 12,057-12,069, 1994.

- Matsumoto, N., K. Yomogida, and S. Honda, Fractal analysis of fault systems in Japan and the Philippines, *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 357-360, 1992.
- Molnar, P., Brace-Goetze strength profiles, the partitioning of strike-slip and thrust faulting at zones of oblique convergence and the stress-heat flow paradox of the San-Andreas fault, in *Fault Mechanics and Transport Properties of Rocks: a Festschrift in Honor of W.F. Brace*, edited by B. Evans and T.-F. Wong, pp. 435-459, Academic, San Diego, Calif., 1991.
- Molnar, P., and Q.D. Deng, Faulting associated with large earthquakes and the average rate of deformation in central and eastern Asia, *J. Geophys. Res.*, **89**, 6203-6228, 1984.
- Molnar, P., and P. Tapponnier, Cenozoic tectonics of Asia: effects of a continental collision, *Science*, **189**, 419-426, 1975.
- Okubo, P.G., and K. Aki, Fractal geometry in the San Andreas fault system, *J. Geophys. Res.*, **92**, 345-355, 1987.
- Ord, A., and B.E. Hobbs, The strength of the continental crust, detachment zones, and the development of plastic instabilities, *Tectonophysics*, **158**, 269-290, 1989.
- Peltzer, G., and P. Tapponnier, Formation and evolution of strike-slip faults, rifts, and basins during the India-Asia collision: An experimental approach, *J. Geophys. Res.*, **93**, 15,085-15,117, 1988.
- Reuschlé, T., Fracture in heterogeneous medium: A network approach, *Terra Nova*, **4**, 591-597, 1992.
- Roux, S., and A. Hansen, Off-threshold multifractality in percolation, *Europhys. Lett.*, **8**, 729, 1989.
- Sornette, A., P. Davy, and D. Sornette, Fault growth in brittle-ductile experiments and the mechanics of continental collisions, *J. Geophys. Res.*, **98**, 12,111-12,139, 1993.
- Stauffer, D., and A. Aharony, *Introduction to Percolation Theory*, Francis and Taylor, London, 1992.
- Tapponnier, P., and P. Molnar, Slip-line field theory and large scale continental tectonics, *Nature*, **294**, 319-324, 1976.
- Tapponnier, P., G. Peltzer, A.Y. Le Dain, R. Armijo, and P.R. Cobbold, Propagating extrusion tectonics in Asia: New insights from simple experiments with plasticine, *Geology*, **10**, 611-616, 1982.
- Vanneste, C., and D. Sornette, The dynamical thermal fuse, *J. Phys. I*, **2**, 1621-1644, 1992.
- Vardoulakis, I., Shear band inclination and shear modulus of sand in biaxial tests, *Int. J. Numer. Anal. Methods Geomech.*, **4**, 103-119, 1980.
- Velde, B., J. Dubois, D. Moore, and G. Touchard, Fractal patterns of fractures in granites, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **104**, 25-35, 1991.
- Vignes-Adler, M., A. Le Page, and P.M. Adler, Fractal analysis of fracturing in two African regions, from satellite imagery to ground scale, *Tectonophysics*, **196**, 69-86, 1991.
- Vilotte, J.P., M. Daignières, and R. Madariaga, Numerical modeling of intraplate deformation: Simple mechanical models of continental collision, *J. Geophys. Res.*, **87**, 10,709-10,728, 1982.
- Vilotte, J.P., M. Daignières, R. Madariaga, and O.C. Zienkiewicz, The role of a heterogeneous inclusion during continental collision, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **36**, 236-259, 1984.
- Vilotte, J.P., R. Madariaga, M. Daignières, and O.C. Zienkiewicz, Numerical study of continental collision: influence of buoyancy forces and a stiff inclusion, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **79**, 613-633, 1986.
- Walsh, J.J., and J. Waterson, Analysis of the relationship between displacements and dimensions of faults, *J. Struct. Geol.*, **19**, 239-247, 1988.
- Zoback, M.D., State of stress and crustal deformation along weak transform faults, *Philos. Trans. R. Soc. London A*, **337**, 141-150, 1991.

E. Bonnet and P. Davy, GéoSciences Rennes, Centre National de la Recherche Scientifique, UPR 4661, Campus de Beaulieu, 35042 Rennes Cedex, France. (e-mail: Philippe.Davy@univ-rennes1.fr)
 A. Hansen, Institutt for Fysikk, Norges Tekniske Høgskole, N 7034 Trondheim, Norway. (e-mail: alexh@phys.unit.no)
 S.-Z. Zhang, International Centre of Condensed Matter Physics, Universidade de Brasilia, C.P. 04667, 70919-900 Brasilia DF, Brazil.

(Received February 3, 1994; revised November 1, 1994; accepted November 4, 1994.)

MEMOIRES DE GEOSCIENCES-RENNES
Université de Rennes I - Campus de Beaulieu
35042 - RENNES Cedex . Tel /fax : 02- 99.28.60.80

Dans la même collection :

N°1 - H. MARTIN - Nature, origine et évolution d'un segment de croûte continentale archéenne : contraintes chimiques et isotopiques. Exemple de la Finlande orientale. 392 p., 183 fig., 51 tabl., 4 pl. (1985). **Epuisé**

N°2 - G. QUERRE - Palingénèse de la croûte continentale à l'Archéen : Les granitoïdes tardifs (2,5-2,4 Ga) de Finlande Orientale. Pétrologie et géochimie. 226 p., 74 fig., 41 tabl., 3 pl. (1985). **Epuisé**

N°3 - J. DURAND - Le Grès Armoricaïn. Sédimentologie. Traces fossiles. Milieux de dépôt. 150 p., 76 fig., 9 tabl., 19 pl. (1985). **Epuisé**

N°4 - D. PRIOUR - Genèse des zones de cisaillement : Application de la méthode des éléments finis à la simulation numérique de la déformation des roches. 157 p., 106 fig., 7 tabl. (1985). **55F.**

N°5 - V. NGAKO - Evolution métamorphique et structurale de la bordure sud-ouest de la "série de Poli", segment camerounais de la chaîne panafricaine. 185 p., 76 fig., 16 tabl., 12 pl. (1986). **70F.**

N°6 - J. DE POULPIQUET - Etude géophysique d'un marqueur magnétique situé sur la marge continentale sud-armoricaine. 159 p., 121 fig., 5 tabl. (1986). **55F.**

N°7 - P. BARBEY - Signification géodynamique des domaines granulitiques. La ceinture des granulites de Laponie : une suture de collision continentale d'âge protérozoïque inférieur (1.9-2.4 Ga). 324 p., 89 fig., 46 tabl., 11 pl. (1986). **115F.**

N°8 - Ph. DAVY - Modélisation thermo-mécanique de la collision continentale. 233 p., 72 fig., 2 tabl. (1986). **95F.**

N°9 - Y. GEORGET - Nature et origine des granites peralumineux à cordiérite et des roches associées. Exemple des granitoïdes du Massif Armoricaïn (France) : Pétrologie et géochimie. 250 p., 140 fig., 67 tabl. (1986). **Epuisé**

N°10 - D. MARQUER - Transfert de matière et déformation progressive des granitoïdes. Exemple des massifs de l'Aar et du Gothard (Alpes Centrales Suisses). 287 p., 134 fig., 52 tabl., 5 cartes hors-texte (1987). **Epuisé.**

- N°11 - J.S. SALIS -Variation séculaire du champ magnétique terrestre. Direction et Paléointensité sur la période 7.000-70.000 BP dans la Chaîne des Puys. 190 p., 73 fig., 28 tabl., I carte hors-texte (1987). 90F.
- N°12 - Y. GERARD - Etude expérimentale des interactions entre déformation et transformation de phase. Exemple de la transition calcite-aragonite. 126 p., 42 fig., 3 tabl., 10 pl. (1987). 75F.
- N°13 - H. TATTEVIN - Déformation et transformation de phases induites par ondes de choc dans les silicates. Caractérisation par la microscopie électronique en transmission. 150 p., 50 fig., I tabl., 13 pl. (1987). 95F.
- N°14 - J.L. PAQUETTE - Comportement des systèmes isotopiques U-Pb et Sm-Nd dans le métamorphisme éclogitique. Chaîne Hercynienne et Chaîne Alpine. 190 p., 88 fig., 39 tab., 2 pl. (1987). 95F.
- N°15 - B. VENDEVILLE - Champs de failles et tectonique en extension; modélisation expérimentale. 392 p., 181 fig., I tabl., 82 pl. (1987). 265 F
- N°16 - E. TAILLEBOIS - Cadre géologique des indices sulfurés à Zn, Pb, Cu, Fe du secteur de Gouézec-St-Thois : Dévono-Carbonifère du flanc Sud du Bassin de Châteaulin (Finistère). 195 p., 64 fig., 41 tabl., 8 pl. photo., 8 pl. h.texte. (1987). 110F
- N°17 - J.P. COGNE - Contribution a l'étude paléomagnétique des roches déformées. 204 p., 86 fig., 17 tabl. (1987). 90F.
- N°18 - E. DENIS - Les sédiments briovériens (Protérozoïque supérieur) de Bretagne septentrionale et occidentale : Nature, mise en place et évolution. 263 p., 148 fig., 26 tab., 8 pl. (1988). 140F.
- N°19 - M. BALLEVRE - Collision continentale et chemins P-T : l'Unité pennique du Grand Paradis (Alpes Occidentales). 340 p., 146 fig., 10 tabl., (1988). Epuisé
- N°20 - J.P. GRATIER - L'équilibrage des coupes géologiques. Buts, méthodes et applications. Atelier du Groupe d'Etudes Tectoniques le 8 Avril 1987 à Rennes. 165 p., 82 fig., 2 tabl. (1988). 85F.
- N°21 - R.P. MENOT - Magmatismes paléozoïques et structuration carbonifère du Massif de Belledonne (Alpes Françaises). Contraintes nouvelles pour les schémas d'évolution de la chaîne varisque ouest-européenne. 465 p., 101 fig., 31 tab., 6 pl., (1988). Epuisé

- N°22 - S. BLAIS - Les ceintures de roches vertes archéennes de Finlande Orientale : Géologie, pétrologie, géochimie et évolution géodynamique. 312 p., 107 fig., 98 tab., 11pl. photo, 1 pl. h.texte, (1989). 160F
- N°23 - A. CHAUVIN - Intensité du champ magnétique terrestre en période stable de transition, enregistrée par des séquences de coulées volcaniques du Quaternaire. 217 p., 100 fig., 13 tab. (1989). 100F.
- N°24 - J.P. VUICHARD - La marge austroalpine durant la collision alpine; évolution tectonométamorphique de la zone de Sesia-Lanzo. 307 p., 143 fig., 26 tab., 6 pl. hors-texte. (1989). 170F.
- N°25 - C. GUERROT - Archéen et Protérozoïque dans la chaîne hercynienne ouest-européenne : géochimie isotopique (Sr-Nd-Pb) et géochronologie U-Pb sur zircons. 180 p., 68 fig., 29 tab., 1 pl. (1989) 90F.
- N°26 - J.L. LAGARDE - Granites tardi-carbonifères et déformation crustale. L'exemple de la Méseta marocaine. 353 p., 244 fig., 15pl. (1989) 210F.
- N°27 - Ph. BARDY - L'orogène cadomien dans le Nord-Est du Massif Armoricaïn et en Manche Occidentale. Etude tectonométamorphique et géophysique. 395 p., 142 fig., 7 tab., 1 pl. hors-texte. (1989). 175F.
- N°28 - D. GAPAIS - Les Orthogneiss : Structures, mécanismes de déformation et analyse cinématique. 377 p., 184 fig., 3 tab. (1989). 275F.
- N°29 - E. LE GOFF - Conditions pression-température de la déformation dans les orthogneiss : Modèle thermodynamique et exemples naturels. 321 p., 146 fig., 42 tab. (1989). 150F.
- N°30 - D. KHATTACH - Paléomagnétisme de formations paléozoïques du Maroc. 220 p., 97 fig., 35 tab., (1989). 100F.
- N°31 - A. HAIDER - Géologie de la formation ferrifère précambrienne et du complexe granulitique encaissant de Buur (Sud de la Somalie). Implications sur l'évolution crustale du socle de Buur. 215 p., 18 fig., 42 tab., 7 pl. (1989). 130 F.
- N°32 - T. DANIEL - Traitement numérique d'image appliqué à l'analyse texturale de roches déformées. 186 p., 121 fig., 4 tab. (1989). 210 F.
- N°33 - C. LECUYER - Hydrothermalisme fossile dans une paléocroûte océanique associée à un centre d'expansion lent : Le complexe ophiolitique de Trinity (N. Californie, U.S.A). 342 p., 109 fig., 73 tab. (1989). 200 F.

- N°34 - P. RICHARD - Champs de failles au dessus d'un décrochement de socle: modélisation expérimentale. 382 p., 137 fig. (1989). 400 F.
- N°35 - J. de BREMOND d'ARS - Estimation des propriétés rhéologiques des magmas par l'étude des instabilités gravitaires. Pétrologie du complexe plutonique lité de Guernesey. 370 p., 128 fig., 64 tabl. (1989). 180 F.
- N°36 - A. LE CLEAC'H - Contribution à l'étude des propriétés physiques des minéraux à haute pression : Spectroscopie et calcul des grandeurs thermodynamiques de la lawsonite, des épidotes et des polymorphes de SiO₂. 190 p., 72 fig., 37 tabl. (1989). 100 F.
- N°37 - O. MERLE - Cinématique des nappes superficielles et profondes dans une chaîne de collision. 280 p., 165 fig., 3 tabl. (1990). 160F.
- N°38 - P. ALLEMAND - Approche expérimentale de la mécanique du rifting continental. 205 p., 106 fig., 13 tabl. (1990). 160F.
- N°39 - Ch. BASILE - Analyse structurale et modélisation analogique d'une marge transformante : l'exemple de la marge de Côte-d'Ivoire - Ghana. 230 p., 161 fig., 7 tabl. (1990) .
Epuisé
- N°40 - M. AUDIBERT - Déformation discontinue et rotations de blocs. Méthodes numériques de restauration. Application à la Galilée. 250 p., 80 fig., 5 tabl., (1991). 150F.
- N°41 - G. RUFFET - Paléomagnétisme et ⁴⁰Ar/³⁹Ar : étude combinée sur des intrusions précambriennes et paléozoïques du Trégor (Massif Armoricaïn) . 261 p., 80 fig., 19 tabl. (1991). 120F.
- N°42 - P. SUZANNE - Extrusion latérale de l'Anatolie : Géométrie et mécanisme de la fracturation. 262 p., 100 fig., 12 pl., 5 tabl. (1991). 210F.
- N°43 - G. FIQUET - Propriétés thermodynamiques de minéraux du manteau supérieur. Calorimétrie à haute température et spectroscopie Raman à haute pression et haute température. 274 p., 101 fig., 53 tabl. (1991). 130F.
- N°44 - J. MARTINOD - Instabilités périodiques de la lithosphère (Flambage, Boudinage en compression et en extension). 283 p., 117 fig., 3 tabl., 2 pl. couleur. (1991). 170F.
- N°45 - M.O. BESLIER - Formation des marges passives et remontée du manteau: Modélisation expérimentale et exemple de la marge de la Galice. 257 p., 86 fig., 5 tab., 2 pl. noir/blanc, 2 Pl. couleur. (1991). 180F.

N°46 - J.B.L. FRANCOLIN - Analyse structurale du Bassin du Rio Do Peixe. (Brésil) : 250 p., 83 fig., 3 tab., 9 pl. couleur. (1992). 300F.

N° 47 - S. TOURPIN - Perte des mémoires isotopiques (Nd, Sr, O) et géochimiques (REE) primaires des komatiites au cours du métamorphisme : exemple de la Finlande Orientale. 185 p., 53 fig., 23 tabl. (1992). 100F.

N° 48 - J.A. BARRAT - Genèse des magmas associés à l'ouverture d'un domaine océanique : Géochimie des laves du Nord-Est de l'Afrique (Mer Rouge - Afar) et d'Arabie. 175 p., 47 fig., 23 tab. (1992). 100F.

N° 49 - E. HALLOT - Injection dans les réservoirs magmatiques. Contraintes pétrologiques (Massifs de Fort La Latte et de Saint Brieu, Bretagne Nord) et modélisation analogique. 331 p., 101 fig., 30 tabl. (1993). 180F.

N°50 - T. SOURIOT - Cinématique de l'extension post-pliocène en Afar. Imagerie SPOT et modélisation analogique. 225 p., 2 pl. coul., 1 tabl., 91 fig., 16 pl. photo., 1 carte H.Texte. (1993). 190F.

N° 51 - T. EUZEN - Pétrogenèse des granites de collision post- épaisissement. Le cas des granites crustaux et mantelliques du Complexe de Pontivy-Rostrenen (Massif Armorica, France). 350 p., 2 pl. coul., 34 tabl. en annexe, (1993). 190F.

N° 52 - J. LE GALL - Reconstitution des dynamismes éruptifs d'une province paléovolcanique : l'exemple du graben cambrien du Maine (Est du Massif Armorica). Pétrogenèse des magmas andésitiques et ignimbritiques et leur signification dans l'évolution géodynamique cadomienne. 370 p., 30pl. photo., 1 pl. coul. (1993). 350 F.

N° 53 - J. C. THOMAS - Cinématique tertiaire et rotations de blocs dans l'ouest de l'Asie Centrale (Tien Shan Kirghiz et dépression Tadjik). Etude structurale et paléomagnétique. 330 p., 107 fig., 2 pl. coul., 18 tabl., 1 carte, annexes. (1993). 220 F.

N°54 - F. LAFONT - Influences relatives de la subsidence et de l'eustatisme sur la localisation et la géométrie des réservoirs d'un système deltaïque. Exemple de l'Eocène du bassin de Jaca, Pyrénées Orientales., 270 p., 115 fig., dont 17 pl. couleur. (1994). 150 F.

N° 55 - C. BIELLMANN - Stabilité et réactivité des carbonates à très hautes pression et température. Implications pour le stockage du Carbone dans le manteau terrestre., 230 p., 74 fig., 11 tabl., 1 pl. couleur (1993). 175 F.

- N°56 - A. POTREL - Evolution tectono-métamorphique d'un segment de croûte continentale archéenne. Exemple de l'Amsaga (R.I. Mauritanie), dorsale Réguibat (Craton Ouest Africain). 400 p., (dont annexes) 125 fig., 21 tabl., 1 pl. couleur, 43 pl. photo (1994). 270 F.
- N° 57 - M. KUNTZ - Approche expérimentale de la déformation dans les systèmes préfracturés : Contribution à l'étude de l'inversion tectonique des bassins sédimentaires. 220 p., 19 pl., 87 fig., 3 tabl. (1994). 155 F.
- N° 58 - D. ROUBY - Restauration en carte des domaines faillés en extension. Méthode et applications. 266 p., 98 fig. dont annexes (1994). 180 F.
- N° 59 - J.J. TONDJI-BIYO - Chevauchements et bassins compressifs. Influence de l'érosion et de la sédimentation. Modélisation analogique et exemples naturels. 426 p., 141 fig., 4 pl. couleur, 21 tableaux, dont annexes (1995). 270 F.
- N° 60 - H. BOUHALLIER - Evolution structurale et métamorphique de la croûte continentale archéenne (Craton de Dharwar, Inde du Sud). 277 p., 100 fig., dont 5 pl. coul., 7 tab., dont annexes (1995). 150 F.
- N° 61 - P. GAUTIER - Géométrie crustale et cinématique de l'extension tardi-orogénique dans la domaine centre-égéen (îles des Cyclades et d'Eubée, Grèce). 430 p., 89 fig., dont 4 pl. coul., 1 tabl., dont annexes (1995). 220F.
- N° 62 - M.T. ROMAN BERDIEL - Mécanismes d'intrusion des granites supracrustaux. Modèles analogiques et exemples naturels. 270 p., 75 fig., 5 pl. laser, 9 tabl. (1995). 160F.
- N° 63 - M. JULLIEN - Polytypisme, ordre d'empilement et interstratification dans la cookéite et les phyllosilicates non micacés du métamorphisme. Influence de la pression. 226 p., 61 fig., 8 tabl. (1995). 150 F.
- N° 64 - Y. LAHAYE - L'altération des komatiites. 224 p., 70 fig., 29 tabl., + annexes (1995). 150 F.
- N° 65 - A. CRAVE - Quantification de l'Organisation des réseaux hydrographiques. 210 p., 68 fig., dont annexe (1995). 120 F.
- N° 66 - A. ESSAIFI - Relations entre magmatisme-déformation et altération hydrothermale : L'exemple des Jebilet centrales (Hercynien, Maroc). 331 p., 248 fig., 4 tabl., dont annexes (1995). 170 F.
- N° 67 - M. LE RAVALEC - Vitesses et perméabilité des roches : modélisation du rôle des fluides et des fissures. 276 p., 119 fig. 3 pl. couleur, 5 tabl., dont annexe (1995). 140 F.

n° 68 - A. SEMIANI - Métallogénie de la zone de cisaillement aurifère est-ouzzalienne : structure, pétrologie et géochimie des gisements d'or de Tirek-Amesmessia (Hoggar occidental, Algérie). 262 p., 72 fig., 36 tabl., 4 pl. couleur + annexes, (1995). 130 F.

N° 69 - F. MOREAU - Méthodes de traitement de données géophysiques par transformée en ondelettes. 177 p., 57 fig., + annexes. (1995). 100 F.

N° 70 - B. TOURNERIE - Imagerie de réflecteurs électromagnétiques en régime diffusif : Méthode et applications en Géophysique. 165 p., 45 fig., 8 tabl., + annexes, (1995). 100 F.

N° 71 - T. NALPAS - Inversion des grabens du Sud de la Mer du Nord. Données de sub-surface et modélisation analogique. 245 p., 110 fig., dont 10 pl. coul., (1994). 120 F.

N° 72 - M. URREIZTIETA - Tectonique néogène et bassins transpressifs en bordure méridionale de l'Altiplano-Puna (27°S), Nord-Ouest argentin. 311 p., 111 fig., 5 tabl., 6 pl. couleur, dont annexe. (1995). 200 F.

N° 73 - A.N. KOUAMELAN - Géochronologie et Géochimie des Formations Archéennes et Protérozoïques de la Dorsale de Man en Côte d'Ivoire. Implications pour la Transition Archéen-Protérozoïque. 290 p., 99 fig., 23 tabl., 2 pl. couleur, dont annexe (1996). 120 F.

N° 74 - Y. GARCIA - Variation de l'intensité du champ magnétique en France durant les deux derniers millénaires. 331 p., 122 fig., 35 tab., dont annexe. (1996). 150 F.

N° 75 - M. A. SANTOS PINTO - Le recyclage de la croûte continentale archéenne : Exemple du bloc du Gavião- Bahia, Brésil. 193 p., 102 fig., 51 tab. (1996). 100 F.

N° 76 - D. CHARDON - Les déformations continentales archéennes : Exemples naturels et modélisation thermomécanique. 300 p., 127 fig., 6 tabl., 4 pl. photo; dont annexes. (1997). 130 F.

N° 77 - C. ROBIN - Mesure stratigraphique de la déformation : Application à l'évolution jurassique du Bassin de Paris. 293 p., 129 fig., 9 pl. couleur, dont annexes. (1997). 180 F.

N° 78 - D. GRANJEON - Modélisation stratigraphique déterministe : Conception et applications d'un modèle diffusif 3D multilithologique. 197 p., 56 fig., 22 tabl., 8 pl. couleur. (1997). 100 F.

Hors Série - P. DAVY, F. GUILLOCHEAU, B. HAMELIN (Coordinateurs) - Géomorphologie : Processus et modélisation. Ecole thématique du CNRS, 146 p., 69 fig., 2 tab., Lumigny, Juillet (1996) . 50 F

N° 79 - A. JAFFREZIC - Géochimie des éléments métalliques, des nitrates et du carbone organique dissous dans les eaux et les sols hydromorphes. Agriculture intensive et qualité des eaux dans les zones humides en Bretagne. 296 p., 143 fig., 46 tabl., 1 pl. coul., dont annexes (1997). 130 F.

N° 80 - O. BOUR - Transferts de fluides dans les milieux fracturés : Effets d'échelle. 272 p., 100 fig., 1 tabl., (1997). 100 F.

n° 81 - E. BONNET - La localisation de la déformation dans les milieux fragile-ductile : Approche expérimentale et application à la lithosphère continentale. 183 p., 85 fig., 4 tabl., (1997). 85 F.

MEMOIRES DE GEOSCIENCES

à retourner à :

Arlette FALAISE
Géosciences - Rennes I
Université de Rennes
35042 - RENNES Cédex (France)
Tél 02.99.28.60.80 Fax : 02.99.28.60.80

accompagné :

soit de votre BON DE COMMANDE
ou bien de votre règlement (chèque libellé à l'ordre de) :
Madame l'Agent Comptable du CNRS

BON DE COMMANDE

NOM :

ORGANISME

ADRESSE

Veillez me faire parvenir les ouvrages suivants :

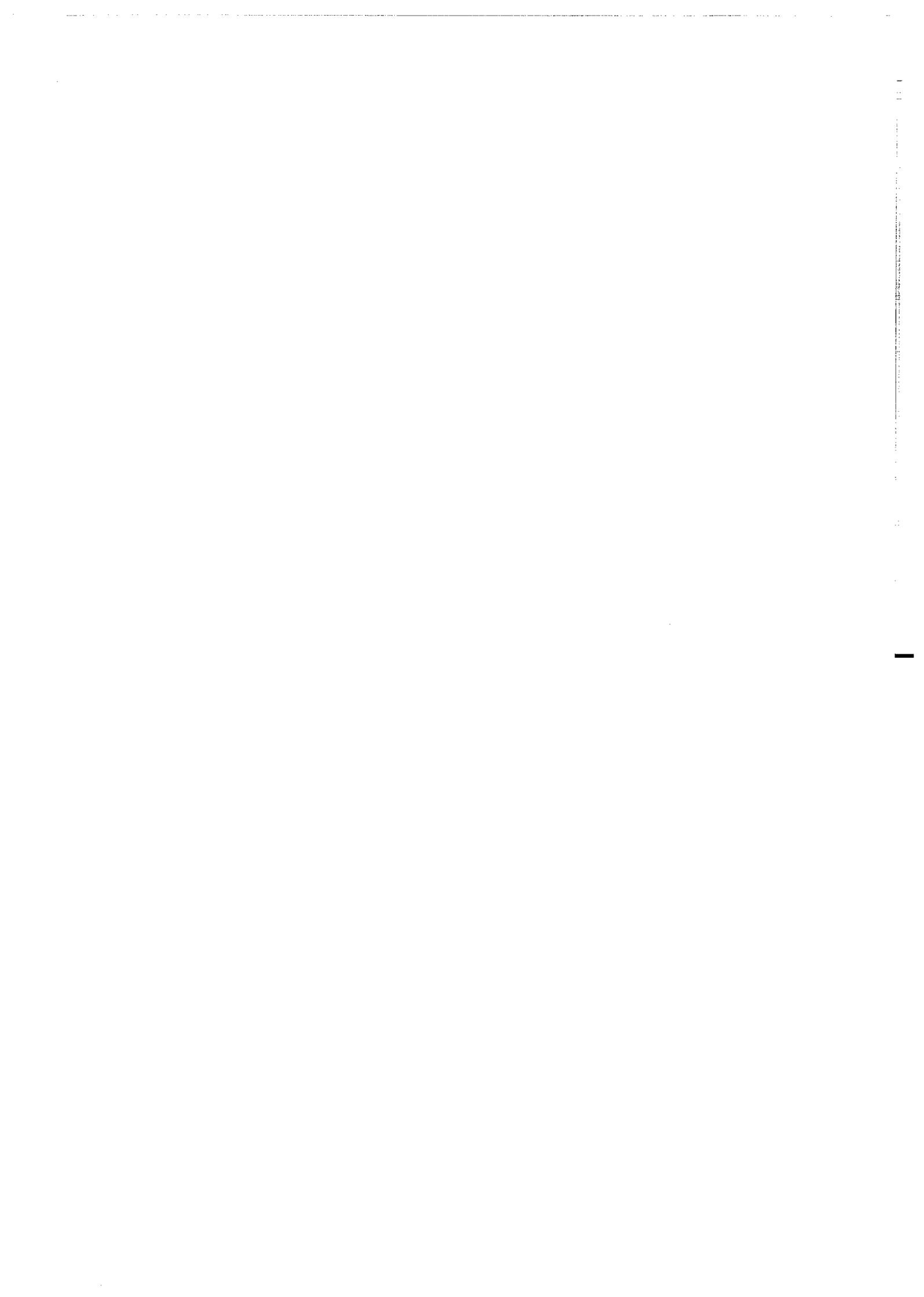
N°	Auteur	Nb	P.U.	TOTAL

Frais d'envoi : 20,00 F pour le 1er volume	TOTAL
par volume supplémentaire : 5,00 F	
TOTAL DE LA COMMANDE	

Imprimé à l'Université de Rennes I

Dépot Légal

4ème trimestre 1997



Résumé

La déformation de la partie supérieure de la lithosphère continentale s'exprime à travers la nucléation, la croissance et la coalescence de failles. A l'échelle de l'affleurement (échelle locale), ces failles traduisent une localisation de la déformation. Cependant, à une échelle globale (échelle du système), elles peuvent traduire une déformation plus distribuée. Ce transfert d'échelle (de l'échelle locale à l'échelle globale) dépend fortement des mécanismes de déformation impliqués. La lithosphère est un milieu au sein duquel coexistent différents mécanismes de déformation (la rupture fragile et le fluage ductile par exemple). Comprendre son comportement mécanique nécessite de prendre en compte cette variation rhéologique. Dans ce but, nous avons réalisé des modèles analogiques qui respectent la stratification fragile-ductile et qui sont dimensionnés par rapport à la gravité. Ces modèles sont construits en superposant un niveau de sable (localisant la déformation) sur un niveau de silicone (qui distribue la déformation). Le comportement mécanique de ces modèles est décrit à l'aide d'un nombre adimensionnel déterminé expérimentalement (Γ). Selon la valeur de Γ , deux modes de déformation peuvent être individualisés, chacun caractérisés par une géométrie des réseaux de failles différente (distribution des longueurs et organisation spatiale).

Lorsque Γ est inférieur à 0,5, la déformation est distribuée sur l'ensemble de l'expérience. Le réseau de failles se caractérise par une distribution de longueurs qui suit une loi exponentielle dont la longueur caractéristique l_0 est égale à l'épaisseur du niveau fragile. Les failles sont réparties uniformément dans l'espace et la dimension fractale de ce réseau est égale à 2.

Lorsque Γ est supérieur à 0,5 la déformation est localisée le long de deux bandes de cisaillement auxquelles est associé un réseau complexe de failles. Une analyse très fine du champ de déformation a montré l'existence de fluctuations spatiales et temporelle de l'intensité de la déformation (liées au fonctionnement des failles) et une organisation spatiale qui évolue au cours du temps. Avant la localisation, la dimension fractale est égale à 2, ce qui traduit la nature décorrélée du champ de déformation. Après la localisation, la dimension fractale devient égale à 1,9. La distribution des longueurs de failles suit une loi gamma. Cette loi est une fonction mixte entre une loi exponentielle et une loi de puissance qui se caractérise à l'aide d'une longueur caractéristique l_0 et d'un exposant a . La longueur l_0 augmente fortement selon la valeur de Γ . L'exposant a est toujours proche de 2 indépendamment de la valeur de Γ . La dimension fractale des failles est égale à 1,8, traduisant la nature corrélée de la fracturation et la localisation.

Cette approche expérimentale a permis de relier la géométrie des réseaux de failles à la mécanique du système et donc de préciser le mode de croissance de ces réseaux. La transition entre ces deux modes de déformation est brutale et intervient pour un rapport de résistance Γ critique. Elle peut être assimilée dans sa nature à une transition de phase. Cette transition est effective lorsque la longueur caractéristique l_0 devient plus grande que l'épaisseur finie du niveau fragile. Elle s'interprète comme le passage d'une croissance des failles suivant les directions verticales et horizontales, à une croissance dans la direction horizontale.

Ces différents résultats, concernant la dépendance Γ sur la distribution des longueurs de failles et sur l'organisation spatiale des réseaux de failles permettent de préciser le mode de déformation de la lithosphère continentale. Une estimation de Γ montre que celui-ci est proche de la valeur critique, la déformation pouvant donc être localisante ou non localisante. Une analyse plus précise du réseau de failles en Afars (Ethiopie) suggère une déformation plutôt localisante.

Mots Clés :

Localisation, failles, lois d'échelles, modèles analogiques, lithosphère.