HAL
open science

Compaction homogène et compaction localisée des roches poreuses.Etude expérimentale et théorique

Jerome Fortin

To cite this version:

Jerome Fortin. Compaction homogène et compaction localisée des roches poreuses.Etude expérimentale et théorique. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2005. Français. NNT : . tel-00180388

HAL Id: tel-00180388

https://theses.hal.science/tel-00180388

Submitted on 18 Oct 2007

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.

Ecole Normale Supérieure — Laboratoire de Géologie - UMR 8538

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS–VI

Spécialité : **Géosciences et Ressources Naturelles**

présentée par

Jérôme FORTIN

Compaction homogène et compaction localisée des roches poreuses
Etude expérimentale et théorique

Soutenue publiquement le **16 Novembre 2005** devant le jury composé de

M. Christian	**DAVID**	Université de Cergy Pontoise	Rapporteur
M. Jean	**SULEM**	Ecole Nat. des Ponts et Chaussées	Rapporteur
M. Ghislain	**DE MARSILY**	Université Paris–VI	Examinateur
M. Georg	**DRESEN**	GeoForschungsZentrum, Potsdam	Examinateur
M. Yves	**GUEGUEN**	Ecole Normale Supérieure, Paris	Directeur
M. Yves	**LEROY**	Ecole Normale Supérieure, Paris	Co-Directeur

Remerciements

J'aimerais tout d'abord remercier mon directeur de thèse, Yves Guéguen, pour m'avoir proposé ce sujet et pour sa disponibilité tout au long de ce travail. Par ses encouragements et son soutien, il m'a permis de mener cette étude à son terme. J'aimerais aussi le remercier pour la liberté d'esprit qu'il m'a laissée et pour son soutien inconditionnel dans mon projet de collaboration avec le GeoForschungsZentrum de Potsdam.

Je remercie également Yves Leroy d'avoir accepté de rentrer dans cette aventure, et de m'avoir fait découvrir, entre autres, la "théorie de la localisation". Nous n'avons pas eu le temps au cours de ces trois ans de travailler sur Sarpp, mais ce n'est que partie remise.

Au cours de ces trois années, j'ai bénéficié de nombreux conseils de chercheurs "expérimentateurs". Par ordre chronologique, je remercie Teng-Fong Wong pour son accueil chaleureux à Stony Brook. A cette occasion, j'ai rencontrer Patrick Baud, qui m'a encadré et avec qui j'ai effectué mes premières expériences sur des grès poreux. J'ai eu la chance de travailler à l'ENS, pendant plus d'un an, avec Alexandre Schubnel qui, plus qu'un modèle est devenu, je l'espère, un ami. Avec Alex, j'ai appris les aléas de la science expérimentale ; travailler ensemble a toujours été un plaisir, et je le remercie chaudement. J'ai également eu la chance de travailler avec Luigi Burlini pendant un mois, au début de ma thèse. Ses talents d'expérimentateur et sa rigueur m'ont permis de mettre en place un protocole expérimental efficace. L'étude expérimentale que j'ai menée au laboratoire de géologie de l'ENS n'aurait pas pu être accomplie sans les conseils et l'aide constante de Guy Marroleau et Thierry Descamps. Je tiens à leur exprimer ma profonde reconnaissance. Assurer l'étanchéité des "manips" était l'un des problèmes majeurs à résoudre, les conseils et l'aide de Serge Chanchole et Daniel Theval, du laboratoire de mécanique des solides de l'Ecole Polytechnique, m'ont été d'une très grande utilité. J'ai passé six mois, pendant la deuxième année de ma thèse au GeoForschungsZentrum de Potsdam. A Potsdam, j'ai eu la chance de travailler dans un cadre exceptionnel. Je remercie Georg Dresen et toute son équipe pour leur accueil et leur gentillesse. En particulier, j'exprime tout ma gratitude à Sergei Stanchits pour sa collaboration, qui s'est révélée dès le début fructueuse, et dont j'espère qu'elle ne fait que commencer.

J'ai également bénéficié tout au long de ma thèse des conseils et des encouragements de professeurs invités, je tiens à remercier particulièrement Mark Kachanov et John Rudnicki pour les nombreuses discussions que avons pu avoir. Je remercie également Paul Young et John Rudnicki et leurs équipes pour leur accueil respectivement à Toronto et Chicago. Mes pensées vont également à Eric Grueschow, pour son accueil à Northwestern, et avec qui nous avons débuté une collaboration qui s'annonce fructueuse.

Mes sincères remerciements vont également à Christian David et Jean Sulem, pour avoir accepté de rapporter mes travaux de thèse. Ghislain de Marsily a été le premier à me donner l'envie de travailler dans la recherche, il m'a conseillé et soutenu dans mes choix pendant mon DEA, puis il m'a fait confiance en me prenant comme moniteur dans son équipe. Je le remercie sincèrement d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

Je n'oublie pas tous les enseignants-chercheurs de l'UMR Sysiphe, qui m'on fait confiance pour leurs TDs : Jacques Thiebieroz, Hélène Blanchoux, Pierre Ribstein, Hocine Bendjoudi et Julio Goncalves. En particulier, un grand merci à Martial Dray et à Juju pour leur accueil à Thonon-les-

Bains, et pour leur patience à m'expliquer sur le terrain la géologie du Bas-Chablais. Une mention spéciale pour Sophie Violette, qui a accepté d'être ma tutrice de monitorat et avec qui j'ai partagé avec plaisir nombre de déjeuners au Luxembourg.

Je tiens à exprimer ma gratitude envers mon co-bureau, Joël Sarout, pour m'avoir supporté pendant ces deux dernières années et pour avoir égayé mes nombreuses pauses, mes remerciements vont de pair à Laurent Molez, Narjes Ben Abdennebi Kallel, et aux "anciens", Nicolas Gland et Mathieu Dejean. J'ai été aidé de différentes façons par de nombreux membres du laboratoire de géologie, en particulier Bruno Goffé, Fabrice Brunet et Nathaniel Findling, pour leur aide sur le microscope électronique à balayage. Je remercie également Isabelle Lavaleix, Marie-Pierre Serot-Almeras, Lina Dumont, Françoise Larincq et Mireille Dellac pour m'avoir facilité mes démarches administratives.

Je tenais à remercier tous mes amis, qui m'ont permis de souffler les soirs et les fins de semaines et d'oublier la compaction des roches poreuses. En particulier, un grand merci à Florence, Samia, Céline, Cédric, Laure, Méwéna et aux Berlinois : Tobias, Anna, Ira, Andreas, Justin et Serafin. Je terminerai en exprimant ma reconnaissance la plus sincère à ma famille : Carine, Sébastien, Aline, Madeleine, André et tout particulièrement à mes parents, pour leur soutien durant ces longues années d'études. Gilles, tu m'as appris à utiliser LaTeXet MATLAB, et tu as relu et mis en page une grande partie de ma thèse : merci pour ton aide et ta présence au cours de ces trois années.

EN ESSAYANT CONTINUELLEMENT ON FINIT PAR RÉUSSIR.
DONC PLUS CA RATE, PLUS ON A DE CHANCES QUE CA MARCHE.

Devise Shadok

Résumé

Pour de nombreux problèmes de sismo-tectonique et d'ingénierie de réservoir, la capacité à prévoir l'ampleur de la déformation inélastique et les ruptures repose sur une compréhension fondamentale de la phénoménologie et de la micromécanique de la dilatance et de la compaction dans les roches. Pour les roches poreuses, la compaction inélastique peut être diffuse ou localisée dans la roche.

La compaction d'une roche sous une pression isotrope est le résultat de la destruction du réseau poreux, des joints de grains et des grains eux-mêmes. Les expériences montrent que les vitesses élastiques des ondes sont plus sensibles à la fissuration qu'à la réduction de la porosité qui peut atteindre 10%. La compaction inélastique s'accompagne également d'une chute rapide de la perméabilité. Pour quantifier l'évolution de l'endommagement pendant la compaction, nous utilisons un modèle de milieu effectif où la roche poreuse est vue comme une matrice contenant des pores et des fissures. Nous pouvons ainsi extraire de ces données la densité et l'ouverture des fissures 'in situ'. Nous montrons ainsi comment le broyage des grains transforme la roche en un milieu granulaire, où, même à sec, le rapport V_p/V_s croit, ce qui n'avait jamais été observé.

Lorsque la roche est soumise à champ de contrainte déviatorique, la compaction inélastique est localisée. Pour de faibles pressions effectives moyennes, la rupture se manifeste par localisation de la déformation suivant des bandes de cisaillement. Pour des pressions moyennes effectives plus importantes, la déformation inélastique se développe sous forme de bande de compaction. Ces bandes se forment perpendiculairement à la contrainte compressive principale. A l'intérieur de ces localisations, la réduction de porosité est supérieure à 20% : elles sont donc des barrières à l'écoulement des fluides. Pour comprendre la formation des bandes de compaction, nous avons enregistré, puis re-localisé les émissions acoustiques au cours de plusieurs expériences. Les résultats montrent que ces localisations sont initiées par des défauts de la roche (zones de plus forte porosité). La re-localisation des émissions acoustiques permet de suivre, pour la première fois, la formation de plusieurs bandes de compaction parallèles entre elles dans la roche. La théorie de la bifurcation donne un cadre théorique et prédit l'existence de bandes de cisaillement ou de compaction dans les roches poreuses, en fonction de l'état de contrainte appliqué.

Abstract

In many reservoir engineering and tectonic problems, the ability to predict both the occurrence and extent of inelastic compaction and failure hinges upon a fundamental understanding of the phenomenology and micromechanics of compaction in reservoir rock. Compaction of porous rocks can occur in two modes : uniform and localized.

Compaction of porous rock under hydrostatic compression is uniform. A a critical pressure, a large mechanical decrease of porosity is observed, due to pore collapse and grain crushing. Theoretically, two different processes are affecting the elastic wave velocities in counteracting ways during inelastic compaction : cracking and porosity decrease. Our result shows that for the elastic wave velocities, cracking is the dominant effect. Inelastic compaction is also accompanied by a drastic decrease of the permeability, which is mainly controlled by the porosity. To quantitatively interpret these result, an isotropic effective medium was used, considering the sandstone as a mixture of spheroidal pores and penny-shaped cracks. In particular the behavior of V_p/V_s ratio, in the wet case, is well reproduced and shows the important role played by the mechanical coupling of fluid with low aspect ratio cracks. In the dry case, our experimental results show an apparent increase of V_p/V_s during inelastic compaction : at this strain state, grains are no more cemented, and such a behavior in V_p/V_s ratio is predicted by granular models.

Under axisymmetric compression experiments, compaction is localized. Under low confining pressure, the mechanical response of the rock is characterized by shear-enhanced dilation and brittle faulting. In contrast, at higher confining pressure, we observe that compaction bands develop sub-perpendicular to the main compressive stress. Compaction bands are zones where porosity decrease can reach 20% : the permeability across theses bands is reduced by one order of magnitude. Consequently, localized compaction bands act as barriers to fluid flow. Three-dimensional locations of acoustic emissions (AE) were investigated to analyze the development of compaction localization. Ou results show that, during triaxial loading, the acoustic emissions were localized in clusters. Then during progressive loading AE clusters grow in the horizontally, perpendicular to the maximum principal stress direction indicating formation of compaction bands throughout the specimens. The bifurcation theory can be extended for highly porous rocks, using a yield surface 'CAP'. These models predict shear localization or compaction bands under different conditions.

Table des matières

Résumé **7**

Abstract **9**

Notations **15**

Introduction **17**

I Déformation élastique et déformation localisée des roches **21**

1 Modélisation du comportement élastique des roches poreuses **23**
1.1 Élasticité et poroélasticité d'un matériau homogène isotrope 25
1.1.1 Élasticité linéaire isotrope 25
1.1.2 Potentiel élastique isotrope 25
1.1.3 Propagation des ondes en milieu isotrope 26
1.1.4 Élasticité linéaire dans un milieu transverse isotrope 27
1.1.5 Propagation des ondes dans un milieu transverse isotrope 27
1.1.6 La poroélasticité 28
1.2 Les modèles d'inclusions 29
1.2.1 Encadrement des modules effectifs 30
1.2.2 Théorie "auto-cohérente" et "différentielle auto-cohérente" 30
1.2.3 Introduction au modèle 'pores ronds et fissures circulaires' 31
1.2.4 Modélisation d'un milieu fissuré 32
1.2.5 Modélisation d'un milieu poreux 38
1.2.6 Modélisation d'un milieu de pores et fissures 43
1.3 Les modèles granulaires 45
1.3.1 Théorie de Hertz 45
1.3.2 Modules élastiques – Modèle de Digby 46
1.3.3 Les modèles de Walton et Brandt 48
Annexe A : La théorie d'Eshelby 50

2 Déformation localisée et cataclastique des roches poreuses **53**
2.1 Notion d'enveloppe élastique : mise en évidence expérimentale 55

2.1.1 L'essai triaxial 55
2.1.2 Comportement d'une roche poreuse sous compression hydrostatique . . . 55
2.1.3 Comportement d'une roche poreuse sous compression triaxiale 56
2.2 Mise en évidence de bandes de compaction 59
2.2.1 Observations géologiques 59
2.2.2 Observations expérimentales de bandes de compaction 61
2.3 Prédiction d'une bande de compaction par la théorie 64
2.3.1 La théorie de la localisation 64
2.3.2 Définition d'un matériau élasto-plastique 67
2.3.3 Modèle de Drucker-Prager pour les matériaux poreux 69
2.3.4 Synthèse des conditions théoriques pour prédire une bande de compaction 73
Annexe B : Invariants des tenseurs des contraintes et des déformations 75

II Compaction homogène 77

3 Dispositif expérimental du laboratoire de Géologie de l'ENS 79
3.1 La presse triaxiale 81
3.1.1 La cellule Géodesign 81
3.1.2 Les générateurs et les multiplicateurs de pression 82
3.2 Mesure de la déformation, des vitesses élastiques et de la perméabilité 83
3.2.1 Mesure de la déformation 83
3.2.2 Mesure des vitesses de propagation des ondes élastiques 85
3.2.3 Mesure de la perméabilité 86
3.3 Préparation d'une expérience type 88

4 Déformation sous compression isotrope 91
4.1 Le grès étudié 93
4.2 Motivation 94
4.3 Observations expérimentales 94
4.3.1 La pression critique d'effondrement des pores 94
4.3.2 Conséquences de la déformation cataclastique sur les vitesses 98
4.3.3 Conséquences de la déformation cataclastique sur la perméabilité 99
4.4 Quantification de l'endommagement sous contrainte isotrope 100
4.4.1 Introduction 102
4.4.2 Experimental Methods 103
4.4.3 Theoretical background 105
4.4.4 Results 108
4.4.5 Interpretations 112
4.4.6 Conclusions 122

III Compaction localisée **125**

5 Mise en évidence de bandes de compaction **127**
5.1 Comportement du grès de Bleurswiller sous chargement triaxial 129
5.1.1 Observations expérimentales 129
5.1.2 Conséquences des bandes de compaction sur la perméabilité 131
5.1.3 Modélisation de l'écoulement dans un grès contenant des bandes de compaction 131
5.2 Elastic velocities and permeability evolution during compaction 135

6 Bandes de compaction et AE **153**
6.1 Introduction 155
6.1.1 La formation d'une bande de cisaillement par les émissions acoustiques . 155
6.1.2 L'étude de [Olsson et Holcomb, 2001] 157
6.1.3 Dispositif expérimental du GFZ 158
6.2 AE et bandes de compaction 160
6.2.1 Introduction 161
6.2.2 Experimental Details 162
6.2.3 Results 165
6.2.4 Microstructural Observations 174
6.2.5 Discussion 176
6.2.6 Conclusions 180
6.3 Le rôle de l'hétérogénéité dans la formation de bande de compaction 181
6.4 De la bande de compaction à la bande de cisaillement 183
Annexe C : Données expérimentales et théorie de la localisation 185

7 Compaction et dilatance dans les carbonates **193**
7.1 Introduction 195
7.1.1 Dislocations, empilement de dislocations et maclage 195
7.1.2 Origine de la fissuration dans les carbonates 196
7.2 Déformation et endommagement des carbonates 197
7.3 Rupture aséismique du marbre de Carrara 217
7.3.1 Introduction 217
7.3.2 Slow earthquakes and silent rupture in the laboratory 217

Conclusions et perspectives **225**

Notations

Vecteur et tenseur

Nous avons préféré utiliser dans cette thèse une notation tensorielle, plutôt qu'une notation indicielle :

- $\overrightarrow{a}$ représente un vecteur,
- $\mathbf{A}$ est un tenseur d'ordre deux,
- $\mathbb{A}$ est un tenseur d'ordre quatre,
- $\mathbf{I}$ désigne le tenseur identité d'ordre deux,
- On définit le tenseur $\mathbb{J} = (\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk})\overrightarrow{e_i} \otimes \overrightarrow{e_j} \otimes \overrightarrow{e_k} \otimes \overrightarrow{e_l}$, où δ_{ij} est le symbole de Kronecker, et $\overrightarrow{e_i}$, $\overrightarrow{e_j}$, $\overrightarrow{e_k}$, $\overrightarrow{e_l}$, les vecteurs de la base orthonormée.

Opérations entre tenseurs

On rappelle les opérations suivantes :

- $\mathbf{A}.\mathbf{B} = A_{ij}B_{jl}$
- $\mathbf{A} : \mathbf{B} = A_{ij}B_{ji}$
- $\mathbf{A} \otimes \mathbf{B} = A_{ij}B_{kl}$ (produit dyadique)

Notation de Voigt

Pour des raisons de simplicité, la notation indicielle C_{ijkl} peut être remplacée par la notation de Voigt C_{IJ} moyennant les conventions suivantes :

$ij(kl)$	$I(J)$
11	1
22	2
33	3
$23, 32$	4
$13, 31$	5
$12, 21$	6

Alors $C_{IJ} = C_{ijkl}$, et $S_{IJ} = N\, S_{ijkl}$ avec

$$N = \begin{cases} 1 & \text{si } I \text{ et } J \in \{1,2,3\}\ , \\ 2 & \text{si } I \text{ ou } J \in \{4,5,6\}\ , \\ 4 & \text{si } I \text{ et } J \in \{4,5,6\}\ . \end{cases}$$

Introduction

La compréhension du comportement des roches poreuses est une nécessité pour les activités humaines dans le domaine des hydrocarbures et pour la recherche géophysique sur la croûte terrestre superficielle. Nous nous intéresserons ici au domaine de la croûte superficielle où la compaction est purement mécanique. Pour des profondeurs plus importantes, la compaction est essentiellement chimique (phénomènes de pression–solution). Les roches étudiées sont des roches sédimentaires (grès) où la porosité est de l'ordre de 25%. Comment se déforme une roche poreuse suite à des variations naturelles ou induites par les activités humaines ? A partir de quel moment y-a-t-il risque de rupture, avec les conséquences que cela peut avoir ?

Le secteur économique concerné est vaste, il touche à la recherche et à l'exploitation des réserves pétrolières et d'aquifères, à la prédiction des tremblements de terre, et à l'étude du comportement de la la lithosphère.

La rupture des roches apparaît après une phase de comportement homogène du matériau. Sous un chargement isotrope, l'altération de la roche est diffuse, et se traduit par un effondrement de la structure poreuse et une destruction des joints de grains et des grains eux-mêmes. Dans le cas d'un réservoir, l'extraction de pétrole ou de gaz entraîne une diminution de la pression interstielle, et par conséquent, augmente la pression effective appliquée sur la roche. Pour des réservoirs très poreux et peu consolidés, comme dans la mer du Nord, cette déplétion peut être suffisante pour atteindre la pression critique du début d'effondrement de la porosité. Cette destruction de la porosité entraîne une chute de la perméabilité et peut donc avoir une forte incidence en termes de production.

Sous un chargement déviatorique, la rupture se manifeste, dans le régime fragile, par localisation de la déformation suivant des bandes d'épaisseur finie. A partir de ce stade, les bandes de localisation accommodent une grande partie de la déformation du milieu rocheux. Les bandes jouent aussi un rôle important dans le couplage avec les fluides parce qu'elles peuvent former des réseaux de forte perméabilité ou, au contraire, des barrières à l'écoulement. Les conditions de localisation dans les milieux granulaires dépendent de la densité initiale, du type de chargement, et des conditions de drainage du fluide interstitiel.

Suite à la mise en évidence sur le terrain [Mollema and Antonellini, 1996[119]] de zones localisées purement compactantes appelées bandes de compaction, un nouveau domaine d'étude s'est ouvert récemment. Ces bandes, où la porosité est réduite à quelques pourcents, se développent perpendiculairement à la contrainte principale compressive. Ce type de localisation a suscité, depuis quelques années un vif intérêt de la part des géomécaniciens et des géophysiciens. Peut-on observer des bandes de compaction au laboratoire ? Peut-on suivre leur évolution par la technique des émissions acoustiques ? Comment va évoluer la perméabilité avec la formation de bandes de compaction ?

Cette thèse est construite en trois parties. Deux théories seront utilisées pour décrire une roche poreuse : la théorie des milieux effectifs, où l'on passe d'un comportement microscopique à un comportement macroscopique, et la théorie de la localisation, qui considère uniquement le comportement macroscopique de la roche. Ces deux théories sont rappelées dans **la première partie**. Les roches sont des milieux poreux hétérogènes. leur comportement peut être modélisé par de l'élasticité couplée à de l'endommagement. Une roche poreuse peut être vue comme une matrice contenant des pores et des fissures ; dans ce cas les propriétés effectives seront des fonctions de la porosité, de la densité de fissures et de leur orientation. Une autre approche consiste à modéliser la roche comme un milieu granulaire ; dans ce cas, les propriétés effectives dépendront de la nature des grains et des propriétés des contacts grain-grain. Ces deux approches font l'objet **du chapitre 1**. **Le chapitre 2** synthétise différentes études bibliographiques sur les grès poreux. Comme tous les matériaux, une roche poreuse possède un domaine élastique : pour de faibles contraintes moyennes effectives, le comportement de roche est fragile, et le domaine élastique fermé par un modèle de Drucker-Prager. Pour des pressions moyennes plus importantes, la roche est ductile, et l'enveloppe fermé par un modèle de CAP. Cependant des observations de terrain et les premières expériences menées sur le grès de Bentheim [Klein et al., 2001[96]] montrent que la déformation de la roche sous des pressions moyennes importantes n'est pas homogène, mais localisée sous forme de bande de compaction. D'un point de vue théorique, des modèles basés sur la théorie de la bifurcation [Rudnicki et Rice, 1975[145]] et initialement construits pour prédire les bandes de cisaillement ont été étendus à la prédiction des bandes de compaction et sont également rappelés dans ce chapitre.

Dans **la seconde partie**, l'étude est focalisée sur la déformation du grès sous chargement isotrope (compaction homogène). Différentes expériences ont été menées sur le grès de Bleurswiller (porosité initiale de 25%) au laboratoire de Géologie de l'ENS. Le dispositif expérimental est présenté **au chapitre 3**. Pendant ces différentes expériences, les vitesses des ondes élastiques de compression et de cisaillement, ainsi que la perméabilité, ont été mesurées pour différents états de contrainte. Les vitesses élastiques sont sensibles à deux mécanismes en compétition : la compaction du réseau poreux tend à augmenter les vitesses, alors que la fissuration tend à les diminuer. Pendant la compaction cataclastique, l'effet de la fissuration est l'effet majeur. De plus, la mesure des vitesses élastiques permet d'estimer les coefficients élastiques effectifs. Aussi à partir d'un modèle de milieu effectif, basé sur les travaux de [Kachanov, 1993[89]] et [Shafiro and Kachanov, 1997[162]], où le grès est modélisé comme une matrice contenant des pores ronds et des fissures, nous avons pu quantifier l'évolution de l'endommagement, *id est*, la densité de fissures et l'ouverture des fissures, au cours du chargement. Enfin, les observations expérimentales montrent que la compaction cataclastique d'un échantillon sec ou saturé de fluide, est associée à une augmentation du rapport V_p/V_s. Une telle observation n'est prédite par le modèle d'un milieu effectif 'pores et fissures' que dans le cas où la roche est saturée de fluide. Pour comprendre l'évolution du rapport V_p/V_s pendant la compaction cataclastique d'une roche sèche, nous utilisons un modèle de milieu granulaire. Cette étude sur la compaction homogène d'un grès poreux a fait l'objet d'un article soumis à *Journal of Geophysical Research* et est présentée **au chapitre 4**.

Dans **la troisième partie**, nous nous intéressons à la compaction localisée des roches poreuses. Une série d'expériences menée sur le grès de Bleurswiller montre que pour des pressions de confinement inférieures à $30\,MPa$, le comportement de la roche est fragile, *id est*, la roche développe

des bandes de cisaillement. Le caractère dilatant de ces bandes est confirmé par l'observation des échantillons déformés aux rayons X. Pour des pressions de confinement supérieures à $30\ MPa$, le comportement de la roche est ductile. Cependant, l'observation des échantillons après déformation montre l'existence de bandes de compaction. Ces résultats prouvent que des bandes de compaction peuvent être observées non seulement dans des grès homogènes en composition comme le grès de Bentheim, mais aussi sur des grès hétérogènes (présence d'argile et de zones plus poreuses) comme le grès de Bleurswiller. Des études microscopiques montrent que dans la bande de compaction, la porosité est inférieure à 5%, alors que dans le reste de la roche, la porosité reste proche de 25%. La formation des bandes de compaction est associée à une chute drastique de la perméabilité (environ un ordre de grandeur) : ces observations expérimentales confirment le fait qu'une bande de compaction se comporte comme une barrière à l'écoulement. Cette étude a fait l'objet d'un article publié dans *International Journal of Rocks Mechanics* et est présentée **au chapitre 5**. Pour comprendre la formation des bandes de compaction, nous avons enregistré puis re-localisé les émissions acoustiques au cours d'expériences menées sur le grès de Bleurswiller. Ces expériences ont été effectuées au GeoForschungsZentrum de Potsdam dans l'équipe de G. Dresen. La re-localisation des émissions acoustiques met en évidence la cinétique de la formation d'une bande de compaction. Dans un premier temps différents amas d'événements se localisent au sein de ces échantillons. Puis, à partir d'un ou plusieurs amas les émissions acoustiques se propagent dans une direction perpendiculaire à la contrainte principale. L'initiation de ces amas est attribuée à l'hétérogénéité de la roche. En effet, des expériences sur le grès de Fontainebleau (un grès parfaitement homogène) montrent que la localisation est initiée aux extrémités des échantillons, où la friction entre la roche et les embases métalliques provoquent des concentrations de contraintes. L'étude du suivi des émissions acoustiques pendant la formation des bandes de compaction dans le grès de Bleurswiller a fait l'objet d'une publication acceptée par *Journal of Geophysical Research*. La formation des bandes de compaction par les émissions acoustiques est présentée **au chapitre 6**. Si dans le cas des grès la compaction est le résultat de l'effondrement de la structure poreuse et de la rupture des grains de quartz et des joints de grains, les micro-mécanismes de la compaction des carbonates sont plus compliqués. En effet, à la différence du quartz, la calcite a la propriété de se déformer plastiquement à température ambiante (dislocations, maclage). La fissuration dans les carbonates est donc moins importante que dans les grès. **Au chapitre 7** nous présentons deux études ; la première est une série d'expérience menées sur le calcaire de Sohnhofen et le marbre de Carrara, et publiée dans *Geological Society of London*. La seconde concerne l'enregistrement des émissions acoustiques pendant la rupture d'échantillons de marbre. La rupture est silencieuse, très peu d'émissions acoustiques sont enregistrées. Ces résultats peuvent avoir des implications directes pour la compréhension des tremblements de terre silencieux ou des glissement aséismiques. Un article a ce sujet a été soumis à *Science*.

Première partie

Déformation élastique et déformation localisée des roches

Chapitre 1

Modélisation du comportement élastique des roches poreuses

Les roches sont des milieux poreux hétérogènes. Une roche peut être vue comme un matériau polyphasé (association de minéraux dans la matrice, présence d'espace de vide). Comme pour le comportement des matériaux fragiles, le comportement des roches peut-être modélisé par de l'élasticité couplée à de l'endommagement. Pour décrire ces matériaux complexes on utilise les théories des milieux effectifs, dans ce cas on cherche des propriétés élastiques équivalentes qui prennent en compte les propriétés élastiques des différents constituants de la roche (minéraux et porosité) et de leur géométrie. Nous rappellerons dans ce chapitre le principe de deux grandes familles de milieux effectifs :

- Tout d'abord, la roche peut être vue comme une matrice contenant des pores et des fissures, dans ce cas les propriétés effectives seront des fonctions des propriétés élastiques de la matrice, de la porosité, de la densité de fissure et de leur orientations, et de paramètres dit de saturation si la roche est saturée d'eau. Ce sont par exemple les modèles de Kachanov, développés dans ce premier chapitre et utilisés dans la seconde partie.
- La roche peut être également vue comme un milieu granulaire, dans ce cas les propriétés effectives dépendent de la nature des grains, de leurs arrangements et des propriétés des contacts grain-grain, c'est par exemple le modèle de Digby.

La présence d'eau dans la roche peut être prise en compte dans la première famille des milieux effectifs. Il faut cependant noter que dans ce cas la théorie néglige les phénomènes d'écoulement locaux, les modules élastiques correspondent donc à des modules effectifs 'haute fréquence'. Ce cas de figure est donc différent du cas non-drainé traité par la poroélasticité, qui considère une masse de fluide constante isobare à l'échelle du volume élémentaire représentatif, mais autorise les phénomènes d'écoulement locaux. Dans le cas non-drainé les modules élastiques sont des modules 'basse fréquence'.

Ce chapitre est construit en trois parties :

- La première partie donne un rappel la théorie de l'élasticité et de la poroélasticité d'un matériau homogène.
- Dans la seconde partie, une roche poreuse est modélisée comme une matrice homogène contenant des fissures et des pores sphériques, cette partie donne les bases théoriques des modèles de Kachanov.
- Enfin, en dernière partie, une roche poreuse est modélisée comme un milieu granulaire. Le modèle de Digby, valide dans le cas sec, est rappelé.

Sommaire

1.1 Élasticité et poroélasticité d'un matériau homogène isotrope 25
1.1.1 Élasticité linéaire isotrope 25
1.1.2 Potentiel élastique isotrope 25
1.1.3 Propagation des ondes en milieu isotrope 26
1.1.4 Élasticité linéaire dans un milieu transverse isotrope 27
1.1.5 Propagation des ondes dans un milieu transverse isotrope 27
1.1.6 La poroélasticité 28
1.2 Les modèles d'inclusions 29
1.2.1 Encadrement des modules effectifs 30
1.2.2 Théorie "auto-cohérente" et "différentielle auto-cohérente" 30
1.2.3 Introduction au modèle 'pores ronds et fissures circulaires' 31
1.2.4 Modélisation d'un milieu fissuré 32
1.2.5 Modélisation d'un milieu poreux 38
1.2.6 Modélisation d'un milieu de pores et fissures 43
1.3 Les modèles granulaires 45
1.3.1 Théorie de Hertz 45
1.3.2 Modules élastiques – Modèle de Digby 46
1.3.3 Les modèles de Walton et Brandt 48
Annexe A : La théorie d'Eshelby 50

1.1 Élasticité et poroélasticité d'un matériau homogène isotrope

Les roches, comme les autre matériaux, possèdent un domaine de l'espace des contraintes à l'intérieur duquel une variation des sollicitations n'entraîne qu'une variation de la déformation élastique. La limite de ce domaine d'élasticité dépend de la nature de la roche (constitution minéralogique, taille de grain, porosité) et de l'historique des états de contraintes appliquées sur la roche. L'approche suivie ici est phénoménologique et s'inscrit dans le cadre de la théorie de la thermodynamique.

1.1.1 Élasticité linéaire isotrope

Dans un milieu élastique homogène et pour des déformations infinitésimales, les tenseurs de contrainte $\boldsymbol{\sigma}$ et de déformation $\boldsymbol{\varepsilon}$ sont reliés linéairement par la loi de Hooke :

$$\boldsymbol{\sigma} \,=\, \mathbb{C} \,:\, \boldsymbol{\varepsilon}\,, \tag{1.1}$$

$\mathbb{C}$ est le tenseur d'ordre 4 des modules élastiques. $\mathbb{C}$ est inversible, on note $\mathbb{S} = \mathbb{C}^{-1}$ le tenseur des déformabilités élastiques [1]. Si le milieu est considéré comme **isotrope**, le tenseur $\mathbb{C}$ s'exprime en fonction de deux modules indépendants. La relation (1.1) peut s'écrire plus simplement en fonction par exemple des modules d'Young E, et du coefficient de Poisson ν :

$$\boldsymbol{\varepsilon} \,=\, \frac{1+\nu}{E}\,\boldsymbol{\sigma} - \frac{\nu}{E}\,\mathrm{tr}(\boldsymbol{\sigma})\,\mathbf{I}\,, \tag{1.2}$$

ou en notation indicielle :

$$\varepsilon_{ij} \,=\, \frac{1+\nu}{E}\,\sigma_{ij} - \frac{\nu}{E}\,\sigma_{kk}\,\delta_{ij}\,, \tag{1.3}$$

où δ est le symbole de Kronecker (vaut 1 si $i = j$ et 0 sinon). Le cas où le milieu est élastique à isotropie transverse est présenté en annexe A.1.

1.1.2 Potentiel élastique isotrope

Les modules élastiques introduits précédemment sont reliés directement au potentiel élastique f [cf. Lemaitre and Chaboche, 1985 [106]]. Par définition :

$$f(\boldsymbol{\sigma}) \,=\, \frac{1}{2}\,\boldsymbol{\sigma} : \mathbb{S} : \boldsymbol{\sigma} \qquad \text{ou} \qquad \varepsilon_{ij} \,=\, \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}}\,, \tag{1.4}$$

f représente l'énergie potentielle stockée par un solide déformé élastiquement. Dans le cas **isotrope**, les équations (1.2), et (1.4), conduisent à l'expression suivante :

$$f(\boldsymbol{\sigma}) = \frac{1}{2\,E}\left[(1+\nu)\mathrm{tr}\,(\boldsymbol{\sigma}.\boldsymbol{\sigma}) - \nu(\mathrm{tr}\,\boldsymbol{\sigma})^2\right]\,. \tag{1.5}$$

Cette dernière expression sera souvent utilisée dans les modèles de milieux effectifs de Kachanov[88,89,90].

[1] Le tenseur $\mathbb{S}$ est également appelé tenseur de souplesse

1.1.3 Propagation des ondes en milieu isotrope

L'expression des vitesses de compressions V_p et de cisaillement V_s est rappelé ici. Ces vitesses peuvent-être mesurées pendant la déformation d'une roche (Partie 2 et 3 de cette thèse). En effet la mesure de ces deux vitesses permet de déterminer deux modules effectifs 'haute-fréquence' (K et G par exemple).

Dans des essais classiques de compression des roches (compression uniaxiale ou tri-axiale), le matériau est soumis à un état de contrainte supposé statique : dans ce cas l'amplitude de la sollicitation est importante, et le temps d'application long. A l'inverse la mesure des vitesses élastiques est de nature dynamique : le temps de sollicitation est court (haute fréquence) et l'amplitude du signal faible, comparée au premier cas.

Une onde plane se propageant dans une roche crée une déformation $\boldsymbol{\varepsilon} = \text{grad}\,\overrightarrow{u}$ où $\overrightarrow{u}$ est le vecteur déplacement. En combinant la relation fondamentale de la dynamique des solides, $\rho\,\frac{\partial^2 \overrightarrow{u}}{\partial t^2} = \text{div}\,\boldsymbol{\sigma}$, avec la loi de Hooke (1.1), on obtient :

$$\rho\,\frac{\partial^2 \overrightarrow{u}}{\partial t^2} = \text{div}(\mathbb{C} : \text{grad}\overrightarrow{u})\,, \tag{1.6}$$

où ρ est la masse volumique du milieu étudié. Considérons un milieu élastique et **isotrope** : pour une onde de compression (onde P), le déplacement est selon l'axe Ox, donc $\overrightarrow{u} = u_x(x,t)\,\overrightarrow{i}$. L'equation (1.6) devient :

$$\rho\,\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = \frac{E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)}\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2}\,. \tag{1.7}$$

On déduit de cette équation la vitesse de propagation :

$$V_p = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)\rho}} = \sqrt{\frac{K+\frac{4}{3}G}{\rho}}, \tag{1.8}$$

où K et G sont les modules d'incompressibilité et de cisaillement. Dans le cas d'une onde de cisaillement, l'onde se déplace suivant l'axe Ox, et $\overrightarrow{u} = u_y(x,t)\,\overrightarrow{j}$. La vitesse de propagation s'écrit alors :

$$V_s = \sqrt{\frac{G}{\rho}}. \tag{1.9}$$

Si la masse volumique ρ est connue, la mesure des vitesses des ondes élastiques P et S donnent directement accès à deux modules élastiques (K et G par exemple).

Pour des roches il faut cependant que la longueur d'onde soit suffisamment grande par rapport aux diamètres des grains, des pores ou des fissures. Dans le cas des roches étudiées dans cette thèse les vitesses V_p et V_s sont de l'ordre de 2 à $4\,km/s$, les longueurs d'ondes ultrasonores λ pour une fréquence de $f = 1\,MHz$, sont donc de l'ordre ($\lambda = V/f$) de 2 à $4\,mm$. La taille des grains du grès de Bleurswiller est de l'ordre de $d = 200\,mm$, on a bien $d \ll \lambda$, la condition précédente est remplie.

1.1.4 Élasticité linéaire dans un milieu transverse isotrope

Un milieu est élastique à isotropie transverse si ses caractéristiques d'élasticité sont identiques par rapport à un axe. Un tel modèle est bien approprié pour des roches stratifiées. Il en est de même pour une roche se localisant en formant des bandes de compaction, perpendiculaires à l'axe principal de chargement. Si l'axe d'isotropie transverse est repéré par $\overrightarrow{x_3}$, le tenseur $\mathbf{C}$ s'exprime en fonction de cinq constantes indépendantes :

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{bmatrix}, \qquad \text{avec} \qquad C_{66} = \frac{C_{11} - C_{12}}{2}.$$

En utilisant les modules classiques d'Young et de Poisson, le tenseur des modules élastiques peut s'écrire :

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} \frac{1}{E_1} & -\frac{\nu_{12}}{E_1} & -\frac{\nu_{13}}{E_1} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\nu_{12}}{E_1} & \frac{1}{E_1} & -\frac{\nu_{13}}{E_1} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\nu_{13}}{E_1} & -\frac{\nu_{13}}{E_1} & \frac{1}{E_1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1+\nu_{12}}{E_1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2G_{13}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2G_{13}} \end{bmatrix}$$

1.1.5 Propagation des ondes dans un milieu transverse isotrope

Dans le cas d'un solide **isotrope transverse**, les vitesses sont toujours symétriques par rapport à l'axe de symétrie transverse. Les vitesses modes P, S_h, et S_v peuvent être dérivées de l'équation (1.6). Les vitesses sont exprimées en fonction de l'angle θ, angle entre le vecteur d'onde et l'axe de symétrie $\overrightarrow{x_3}$ [Mavko et al., 1994[114]] :

– mode quasi-P :

$$V_p(\theta) = \left(C_{11}\sin^2\theta + C_{33}\cos^2\theta + C_{44} + \sqrt{M}\right)^{1/2} (2\rho)^{-1/2}; \tag{1.10}$$

– mode quasi-S ou S_V :

$$V_{Sv}(\theta) = \left(C_{11}\sin^2\theta + C_{33}\cos^2\theta + C_{44} - \sqrt{M}\right)^{1/2} (2\rho)^{-1/2}; \tag{1.11}$$

– mode pure-S ou S_H :

$$V_{Sh}(\theta) = \left(\frac{C_{66}\sin^2\theta + C_{44}\cos^2\theta}{\rho}\right)^{-1/2}; \tag{1.12}$$

avec $M = [(C_{11} - C_{44})\sin^2\theta - (C_{33} - C_{44})\cos^2\theta)]^2 + (C_{13} + C_{44})^2\sin^2 2\theta$.

Par exemple, dans un essai tri-axial sur un échantillon cylindrique d'axe $\overrightarrow{x_3}$, les cinq constantes élastiques peuvent être déterminées en mesurant les vitesses d'ondes de cisaillement et de compression $V_{sh}(90^o)$, $V_{sv}(90^o)$, $V_p(90^o)$ (capteurs placés dans le plan ($\overrightarrow{x_2}$, $\overrightarrow{x_3}$)), la vitesse d'ondes de compression $V_p(0)$ (capteurs placés en tête et pied de l'échantillon), et une vitesse d'onde de compression sur une trace diagonale $V_p(45^o)$.

1.1.6 La poroélasticité

1.1.6.1 Notion de contrainte effective

La notion de contrainte effective est une notion fondamentale en poroélasticité. On distingue la contrainte moyenne $P = \frac{1}{3}\,\mathrm{tr}\,\boldsymbol{\sigma}$ et la pression de fluide P_p dans les pores. Dans le contexte d'un milieu poreux connecté, saturé en fluide, l'élasticité linéaire est 'généralisée' par la poroélasticité linéaire. Cette théorie est basée sur les travaux fondateurs de Biot[16,17,18] et de Gassmann[62], puis a été reformulée par Rice and Cleary, 1976[142]. La pression effective est définie par la relation linéaire :

$$P' = P - b\,P_p\,, \tag{1.13}$$

où b est le coefficient de Biot. La pression effective n'est pas la pression différentielle définie par $P_d = P - P_p$. Le coefficient de Biot vaut : $b = 1 - K/K_s$ où K_s est le module d'incompressibilité du solide sans pore et K le module d'incompressibilité du squelette, ou module drainé, c'est-à-dire de la roche avec pores. Puisque $K \leq K_s$ le coefficient de Biot b est un nombre sans dimension inférieur ou égal à 1.

L'état de contrainte effectif $\boldsymbol{\sigma'}$ est alors défini par :

$$\boldsymbol{\sigma'} = \boldsymbol{\sigma} - bP_p\mathbf{I}\,. \tag{1.14}$$

Il en découle que seule les contraintes normales sont affectées par la présence de fluide, les contraintes de cisaillement restent inchangées.

1.1.6.2 Modules drainés et non-drainés

La présence de fluide dans l'espace poreux oblige à considérer deux types de comportement élastique différents :

Le cas drainé (P_p constant) : la pression de fluide est constante dans la roche. Dans ce cas, le fluide peut entrer et sortir de la roche et la masse de fluide dans la roche varie. La loi de Hooke (1.1) s'écrit :

$$\boldsymbol{\sigma} = \left(K_d - \frac{2}{3}G\right)(\mathrm{tr}\,\boldsymbol{\varepsilon})\;\mathbf{I} + 2G\boldsymbol{\varepsilon} - b\,P_p\,\mathbf{I}\,, \tag{1.15}$$

où K_d est le module d'incompressibilité drainé, et b le coefficient de Biot. Parce que l'on considère la plupart du temps que le coefficient de Biot est constant et que la théorie linéaire, les modules drainés sont les modules secs de la roche.

Le cas non-drainé : la masse de fluide par unité de volume de roche m dans l'état de référence est constante, mais sa pression peut varier. On peut alors donner une écriture équivalente de la forme (1.15),

$$\boldsymbol{\sigma} = \left(K_u - \frac{2}{3}G\right)(\operatorname{tr}\boldsymbol{\varepsilon})\,\mathbf{I} + 2G\boldsymbol{\varepsilon} + \frac{\partial m}{\partial \boldsymbol{\sigma}}\mathbf{I} \tag{1.16}$$

Si la masse de fluide par unité de roche est constante, le dernier terme est nul. K_u est alors le module d'incompressibilité non-drainé de la roche. Parce qu'au delà d'une fréquence d'excitation critique f_c le fluide n'a plus le temps de s'écouler, et donc l'équilibre isobare ne peut être atteint dans le volume élémentaire représentatif, cette dernière relation n'est valide que pour un milieu saturé *basse fréquence*.

1.2 Les modèles d'inclusions

La roche est composée d'un squelette solide et d'un espace poreux. La porosité peut être de deux natures : une porosité de pore ($\phi \sim 25\,\%$, dans le grès de Bleurswiller), et une porosité de fissure (inférieure à quelques pourcents). L'approche suivie ici part de l'échelle microscopique pour remonter vers l'échelle macroscopique en moyennant les propriétés sur un volume élémentaire représentatif.

On appelle modules effectifs C^*_{ijkl} les valeurs des modules élastiques d'un matériau homogène dont le comportement élastique à l'échelle macroscopique serait le même que celui de la roche (figure 1.1) : les modules effectifs prennent en compte les propriétés élastiques des divers composant et de leur géométrie.

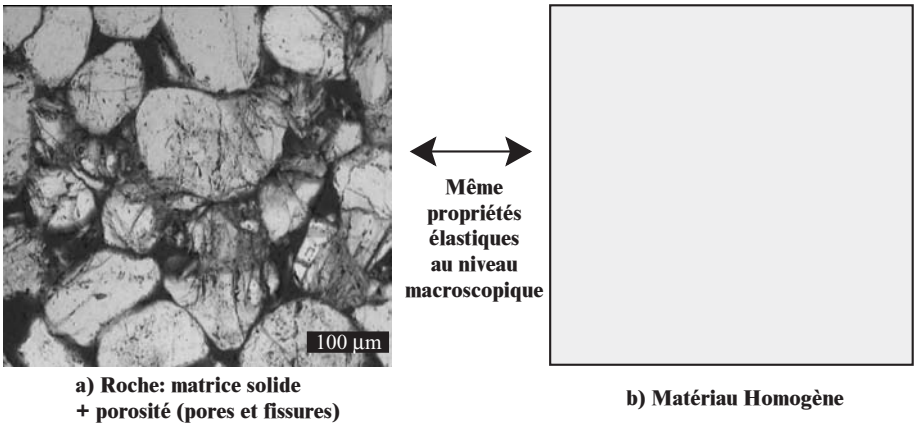


FIG. 1.1 – a) Photographie prise au MEB, d'un grès de Fontainebleau après déformation : la roche est composée de grains (squelette), d'une porosité de pores (en noir) et de fissures. b) Matériau homogène ayant les mêmes propriétés élastiques que le grès vu en figure a).

1.2.1 Encadrement des modules effectifs

Le modèle le plus simple est de négliger les interactions entre les hétérogénéités (perturbation au premier ordre), est de chercher des bornes d'encadrement. Les premiers modèles sont dus à [Voigt, 1889[177]] et [Reuss, 1929[141]]. Ils correspondent aux moyennes arithmétique et harmonique des modules élastiques de chacune des N phases en présence dans le matériau. Ces modèles ne font aucune hypothèse géométrique, ni sur la forme des inclusions, ni sur leur distribution. Cette méthode ne permet que d'encadrer les modules élastiques effectifs. L'encadrement donné par ces deux moyennes est d'autant plus fermé, que les contrastes entre les modules élastiques des différentes phases est petit. Les bornes de [Hashin and Shtrikman, 1963[71]] sont basées sur l'expression des modules élastiques de milieux à inclusions sphériques et ellipsoïdales, et sont limitées aux milieux isotropes et biphasés.

1.2.2 Théorie "auto-cohérente" et "différentielle auto-cohérente"

Des modèles plus sophistiqués prennent en compte la géométrie des inclusions, leur distribution et leur interaction. [Eshelby, 1957[49]] a calculé les modules élastiques effectifs dans le cas d'une matrice solide contenant une inclusion ellipsoïdale (Annexe A.2). [Walsh, 1965[183]] écrit les modules élastiques effectifs dans l'hypothèse d'une distribution uniforme d'inclusions sphériques. La théorie auto-cohérente a été développée dans le cas d'une distribution isotrope de fissures par

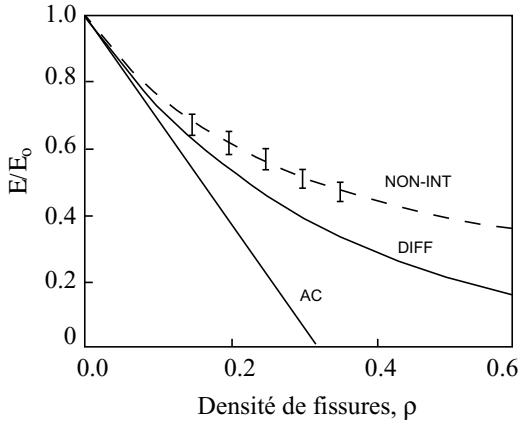


FIG. 1.2 – Evolution de module d'Young effectif (E_o est le module d'Young de la matrice) pour un milieu contenant des fissures orientées aléatoirement en fonction de la densité de fissures ρ. La courbe AC est l'évolution prédite par la théorie auto-cohérente, DIFF par la théorie différentielle auto-cohérente, NON-INT celle des modèles de Kachanov qui ne prend pas en compte les interactions. Les barres verticales sont des simulations numériques [Kachanov, 1993[88]].

[O'Connell and Budiansky, 1974[125]]. Cette théorie est basée sur les travaux de [Eshelby, 1957[49]], le champ de déformation d'une matrice contenant des inclusions ellipsoïdales est supposé equivalent à une matrice contenant une inclusion. Cette méthodologie permet de prendre en compte approximativement les effet d'interaction. Cette théorie prédit une forte réduction du module d'Young en fonction de la densité de fissures ρ et un seuil critique pour lequel le module élastique

effectif devient nul, pour une densité de fissure $\rho \sim \frac{9}{16}$ (courbe AC sur la figure 1.2). Cette densité maximale de fissures est incohérente avec la théorie de la percolation $3D$ qui prédit des valeurs de seuil de percolation mécanique pour une densité de fissures proche de 1 [Kachanov, 1993[88], Guéguen et al., 1997 [69]]. Le seuil de densité de fissures estimé par le modèle auto-cohérent résulte d'une extrapolation du modèle au-delà de son domaine de validité. Ce modèle surestime la reduction du module élastique effectif pour une densité de fissures données.

La théorie différentielle auto-cohérente s'appuie sur un processus itératif, elle permet de modéliser des solides biphasés, en ajoutant des inclusions les une après les autres. La n+1-ième inclusion est soumise aux interactions de la n-ième inclusion mais cet effet n'est pas comptabilisé deux fois, comme dans le cas du modèle auto-cohérent. Contrairement à la théorie auto-cohérente, ce modèle ne prédit pas de seuil pour lequel le module effectif est nul (courbe DIFF sur la figure 1.2). Étant donné que les inclusions sont ajoutés incrémentalement, ce modèle peut modéliser des pores ou des fissures, ou un mélange de pores et fissures [Le Ravalec and Guéguen, 1996[108]]. Cependant les modules effectifs dependent de l'ordre dans lequel les inclusions sont prises en compte. Pour palier ce problème, il est possible de faire différentes simulations numériques avec le même nombre et types d'inclusions, mais placées dans un ordre différent. En pratique [Le Ravalec and Guéguen, 1996[108]] ont montré qu'une centaine de simulations était suffisante pour obtenir une solution convergente. Les prédictions de ce modèle sont cohérentes sauf dans le cas où le facteur de forme devient trop petit[108].

Au cours de cette thèse nous avons choisi d'utiliser les modèles de Kachanov[88,89,90] pour caractériser un milieu constitué de fissures et de pores. Ces modèles ont l'avantage de donner des expressions littérales assez simples pour les modules élastiques. Ils sont basés sur la déformation additionnelle due à une fissure ou à un pore, puis extrapolés à une population de fissures, ou de pores. Les résultats de [Sayers et Kachanov, 1995[153], Schubnel et al., 2003[157]] montrent que l'approximation simple consistant à ignorer les interactions est très satisfaisante, au-delà de ce qui pourrait être attendu. La raison est que les interactions entre fissures se compensent très largement. Les effets d'amplification dus aux extrémités de fissure et des effets d'écrans dus aux champs de contrainte au-dessus et en-dessous des fissures se neutralisent si toutefois les centres des fissures sont répartis aléatoirement. [Kachanov, 1993[88]] avait également mis cette observation en évidence, la figure1.2 montre que l'évolution du module d'Young effectif prédit par un modèle de fissure plates (2D) au premier ordre (courbe NON-INT) est en très bon accord avec des simulations numériques (barres sur la figure1.2).

1.2.3 Introduction au modèle 'pores ronds et fissures circulaires'

Kachanov[88,87,88] a développé des modèles pour différentes géométries de fissures, de pores, pour des distributions des centres de fissures aléatoires ou non. Pour quantifier l'endommagement dans les roches poreuses sous un chargement hydrostatique, nous avons choisi de modéliser la roche comme un milieu contenant des pores sphériques et des fissures circulaires (figure 1.3). Le modèle développé ci dessous est en trois dimensions. Nous faisons les hypothèses que les centres des fissures sont disposée aléatoirement, et que la matrice est isotrope élastiquement - ce qui est valide dans notre cas, car le modèle sera utilisé dans le cas d'un chargement hydrostatique, et la roche ne montre pas d'anisotropie initiale due à un éventuel litage.

Les fissures sont modélisées en trois dimensions par des disques de rayon c (figure 1.3-b) ; en 2D les fissures sont modélisées par des segment de demi-longueur c. La densité de fissures, introduite par [Walsh, 1965[183]], est définie par

$$\rho = \frac{1}{V}\sum^{N} c_i^3 \qquad \text{en 3D} \qquad \left(\text{et}\, \rho = \frac{1}{A}\sum^{N} c_i^2 \qquad \text{en 2D}\right), \tag{1.17}$$

où c_i est le rayon de la i-ième fissure, et N le nombre de fissures dans le volume élémentaire représentatif (VER) V en 3D, ou dans l'aire élémentaire représentative A en 2D.

Les pores sont supposés sphériques (figure 1.3-c) - représenté par des disques en 2D - on définit la porosité p :

$$p = \frac{1}{V}\sum^{M} V_i = \frac{4\pi}{3V}\sum^{M} a_i^3 \qquad \text{en 3D} \qquad \left(\text{et}\, p = \frac{\pi}{A}\sum^{M} a_i^2 \qquad \text{en 2D}\right), \tag{1.18}$$

où a_i est le rayon du i-ième pore, et M le nombre de pores dans le volume élémentaire représentatif (VER) V, ou dans l'aire élémentaire représentative A en 2D.

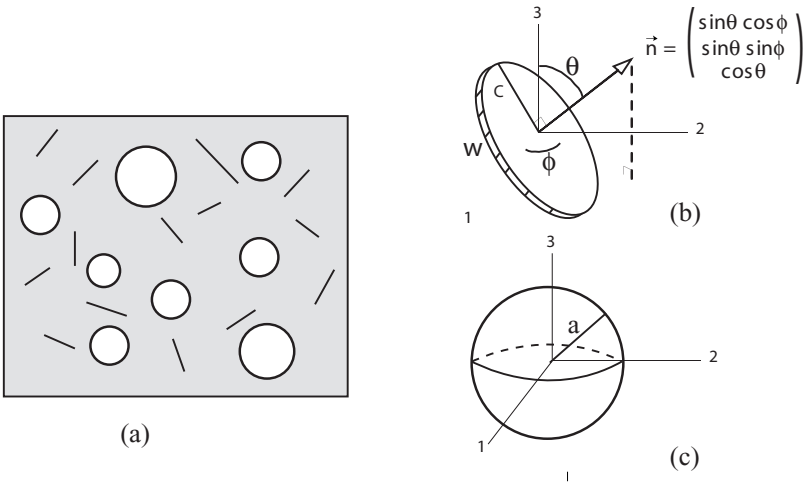


FIG. 1.3 – a) Vue en plan du modèle d'un milieu 3-D contenant des fissures circulaires (b) de rayon c de normale $\overrightarrow{n}$ et des pores sphériques (c) de rayon a.

Le modèle se construit en trois étapes : on considère le cas d'un milieu fissuré, puis le cas d'un milieu ne contenant que des pores, enfin le cas d'un milieu contenant un mélange de pores et de fissures.

1.2.4 Modélisation d'un milieu fissuré

En supposant pour simplifier que la roche de départ est compacte et isotrope, que ses caractéristiques élastiques peuvent être définies par les 2 constantes E_o, module d'Young, et ν_o, coefficient de Poisson, il est possible de relier les constantes élastiques effectives à la densité de fissuration.

Pour ce faire, examinons d'abord le cas d'une fissure isolée.

1.2.4.1 Perturbation due à une fissure isolée

D'après [Kachanov, 1993[88]], on peut exprimer ici la déformation additionnelle due à une fissure en fonction du tenseur de déformabilité d'une fissure. Le champ de contrainte dû à une onde élastique crée une déformation additionnelle qui n'existerait pas en l'absence de fissure. Dans le cas idéal envisagé, la déformation est réversible car il n'y a ni friction ni propagation de la fissure. L'existence de cette déformation due à la fissure signifie que les modules élastiques sont plus faibles ou encore que les déformabilités plus grandes. La discontinuité de déplacement de part et d'autre d'une fissure supposée plane est

$$\vec{b} = \vec{u_1} - \vec{u_2}\,, \tag{1.19}$$

où $\vec{u_1}$ est le vecteur déplacement d'un point sur la première face de la fissure et $\vec{u_2}$ celui d'un point sur la seconde face. D'où, pour la déformation additionnelle due à une fissure de surface S dans un volume V,

$$\Delta\boldsymbol{\varepsilon} = \frac{S}{2V}\left(<\vec{b}> \otimes \vec{n} + \vec{n} \otimes <\vec{b}>\right), \tag{1.20}$$

où $\vec{n}$ est le vecteur unitaire normal (figure 1.3-b) à la fissure, et $<\vec{b}>$ la discontinuité de déplacement moyennée sur la surface de la fissure. La déformation totale, dans un volume représentatif V, d'un solide élastique (de déformabilité $\mathbb{S}_o$) soumis à un état de contrainte $\boldsymbol{\sigma}$ à l'infini et contenant une fissure de surface S s'écrit ainsi :

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbb{S}_o : \boldsymbol{\sigma} + \Delta\boldsymbol{\varepsilon}\,. \tag{1.21}$$

D'après [Kachanov, 1993[88]], il est possible d'introduire le tenseur de déformabilité **B** d'une fissure (appelé tenseur COD). **B** relie le vecteur de discontinuité de déplacement $<\vec{b}>$ au vecteur traction $\vec{T}$ appliqué sur les faces de la fissure.

$$<\vec{b}> = \mathbf{B}.\vec{T}\,. \tag{1.22}$$

B est un tenseur symétrique du second ordre. Il dépend de la forme et de la taille de la fissure. **B** est diagonal pour une fissure circulaire dans un milieu isotrope [Kachanov, 1993[88]]. Dans le cas d'une fissure isolée dans une matrice élastique infinie soumise à un champ de contraintes uniforme $\boldsymbol{\sigma}$, on a $\vec{T} = \boldsymbol{\sigma}.\vec{n}$, et l'équation (1.20) s'écrit alors :

$$\Delta\varepsilon = \underbrace{\frac{S}{V}(\vec{n} \otimes \mathbf{B} \otimes \vec{n})}_{\Delta\mathbb{S}} : \boldsymbol{\sigma}\,. \tag{1.23}$$

$\Delta\mathbf{S}$ représente la déformabilité additionelle due à une fissure. Le potentiel élastique défini par l'equation 1.4 peut être réécrit pour un milieu contenant une fissure,

$$f(\boldsymbol{\sigma}) = \frac{1}{2}\boldsymbol{\sigma} : \boldsymbol{\varepsilon} = \frac{1}{2}\boldsymbol{\sigma} : (\mathbb{S}_o : \boldsymbol{\sigma} + \Delta\mathbb{S} : \boldsymbol{\sigma}) = f_o + \Delta f\,. \tag{1.24}$$

f_o est le potentiel élastique de la matrice sans fissure, donnée par la relation 1.5 et Δf le potentiel élastique due à la présence d'une fissure.

Le potentiel élastique due à une fissure dans une matrice isotrope peut donc s'écrire :

$$\Delta f = \frac{1}{2}\,\boldsymbol{\sigma} : \left[\frac{S}{V}\,\overrightarrow{n} \otimes \mathbf{B} \otimes \overrightarrow{n}\right] : \boldsymbol{\sigma} \tag{1.25}$$

où l'on rappelle que $\overrightarrow{n}$ est le vecteur unitaire normal à la fissure et S est la surface de la fissure (figure 1.3-b), V le volume représentatif et **B** le tenseur de déformabilité de la fissure.

L'équation (1.25) est valide pour une distribution d'orientation des fissures quelconques et pour des formes de fissures circulaires, aussi bien qu'elliptiques.

1.2.4.2 Écriture du tenseur B pour une fissure circulaire

Le tenseur $\mathbf{B}$ est connu pour des fissures circulaires (et elliptiques) dans le cas 3D [Kachanov, 1993[88]]. Dans le repère $(\overrightarrow{n}, \overrightarrow{t}, \overrightarrow{s})$, où $\overrightarrow{t}$ et $\overrightarrow{s}$ sont deux vecteurs unitaires tangents à la fissure, le tenseur de déformabilité $\mathbf{B}$ est un tenseur diagonal, possédant deux composantes indépendantes, B_N et B_T. On a :

$$\mathbf{B} = B_N\,\overrightarrow{n} \otimes \overrightarrow{n} + B_T\,(\overrightarrow{t} \otimes \overrightarrow{n} + \overrightarrow{s} \otimes \overrightarrow{s}) \tag{1.26}$$

avec

$$B_N = \frac{16(1-\nu_o^2)c}{3\pi E_o} \qquad \text{et} \qquad B_T = \frac{B_N}{1-\nu_o/2}\,, \tag{1.27}$$

où E_o et ν_o sont respectivement les modules d'Young et de Poisson de la matrice sans fissure. Les déformabilités normale et tangentielle de la fissure ne sont pas égales, il en résulte que si l'on applique une charge uniforme de direction quelconque à la fissure, le vecteur déplacement n'est pas colinéaire à la force appliquée.

Pour plus de clarté dans les équations on peut introduire un facteur géométrique h :

$$h = \frac{16(1-\nu_o^2)}{9(1-\nu_o/2)} \tag{1.28}$$

En remarquant que $\overrightarrow{n} \otimes \overrightarrow{n} + \overrightarrow{t} \otimes \overrightarrow{n} + \overrightarrow{s} \otimes \overrightarrow{s} = \mathbf{I}$, le tenseur $\mathbf{B}$ peut être exprimé dans le cas d'une fissure circulaire comme :

$$\mathbf{B} = \frac{3}{\pi}\frac{h}{E_o}\,c\left(\mathbf{I} - \frac{\nu_o}{2}\overrightarrow{n} \otimes \overrightarrow{n}\right)\,. \tag{1.29}$$

Le premier terme (faisant intervenir l'identité) correspond à une déformation de la fissure circulaire colinéaire à la traction appliquée à la fissure, le second terme caractérise la déviation.

Cas où la fissure est remplie de fluide compressible

Dans la configuration de la figure1.3, la fissure est modélisée par un disque de rayon c et d'épaisseur moyenne w (avec $w \ll c$), qui représente l'ouverture de la fissure. On définit le facteur de forme de la fissure :

$$\zeta = \frac{w}{c}\,, \tag{1.30}$$

le volume de la fissure est donc $\pi c^3 \zeta$. Lorsque l'on applique une contrainte sur la fissure, elle se déforme élastiquement, et crée une variation de pression du fluide Δp_f à l'intérieur de la cavité. On suppose que le volume du fluide est constant. Cette hypothèse correspond au cas ou le fluide n'a pas le temps de s'écouler entre différentes fissures, il correspond à un cas "saturé haute fréquence" [Schubnel et al., 2003[157]]. Il est donc approprié pour le cas où la fissure est déformée par une onde élastique de compression (dans les différentes expériences présentées en deuxième et troisième parties la fréquence de l'onde de compression est de l'ordre du MHz).

Le problème revient donc à additionner la déformation de la fissure sous un chargement $\boldsymbol{\sigma}$ sans fluide à une déformation créée par la pression de fluide p_f.

La fissure est supposée très mince, $w \ll c$, la variation de volume est donc essentiellement due à la variation de l'ouverture de la fissure w (pas de propagation de la fissure). De plus la variation de l'ouverture Δw équivaut à la variation du déplacement Δb_n de la fissure suivant sa normale, d'où :

$$\frac{\Delta V_f}{V_f} = \frac{\Delta w}{w} = \frac{\Delta b_n}{w}\,, \tag{1.31}$$

où V_f et w sont respectivement le volume et l'épaisseur de la fissure.

Si le fluide est compressible et sa masse constante, l'expression de la pression du fluide (dans le cas de petites variations), est donnée par :

$$\Delta p_f = K_f \frac{\Delta \rho_f}{\rho_f} = -K_f \frac{\Delta V_f}{V_f}\,, \tag{1.32}$$

où ρ_f est la densité du fluide initiale et K_f le module d'incompressibilité du fluide.

Le déplacement suivant la normale de la fissure b_n est due à la somme de la traction $\overrightarrow{n}.\boldsymbol{\sigma}.\overrightarrow{n}$ (cas sans fluide) et de la traction Δp_f due au fluide, d'où :

$$\Delta b_n = B_N\left(\overrightarrow{n}.\boldsymbol{\sigma}.\overrightarrow{n} + \Delta p_f\right) \tag{1.33}$$

La combinaison des équations (1.31) (1.32) et (1.33) donne l'expression de la pression du fluide dans la fissure :

$$\Delta p_f = +\frac{1}{1+\delta}\overrightarrow{n}.\boldsymbol{\sigma}.\overrightarrow{n}\,. \tag{1.34}$$

Le paramètre δ caractérise le couplage entre contraintes et pression de fluide,

$$\delta = \beta^{-1}\frac{E_o\zeta}{K_f}\,, \tag{1.35}$$

où $\beta = \frac{16(1-\nu_o^2)}{3\pi}$. L'ordre de grandeur de δ est donné par le rapport entre deux modules élastiques, $E_o\zeta$, et K_f. Le premier est en quelque sorte le module qui caractérise l'incompressibilité de la

fissure et est égal au module d'Young de la matrice E_o multiplié par le facteur dû à l'aplatissement de la fissure ζ : une fissure résiste mal en compression. Le second est le module du fluide K_f : s'il est élevé, comme dans le cas d'un liquide, δ sera très faible alors que s'il est faible (cas d'un gaz), δ sera élevé.

On peut donc écrire le nouveau tenseur de déformabilité **B** équivalent à une fissure en présence de fluide : B_T n'est pas affecté par le fluide, et la composante normale équivalente B_N s'écrit en combinant les équations (1.33) et (1.34) :

$$B_N = \frac{\frac{3}{\pi}h(1-\nu_o/2)}{E_o}\, c\left(\frac{\delta}{1+\delta}\right) \qquad \text{et} \qquad B_T = \frac{B_N}{1-\nu_o/2}\left(\frac{1+\delta}{\delta}\right). \tag{1.36}$$

En utilisant l'équation (1.26), le tenseur de déformabilité [a] pour une fissure circulaire peut s'écrire sous la forme :

$$\mathbf{B} = \frac{3}{\pi}\frac{h}{E_o}\, c\left(\mathbf{I} - \left[1-(1-\frac{\nu_o}{2})\frac{\delta}{1+\delta}\right]\overrightarrow{n}\otimes\overrightarrow{n}\right) \tag{1.37}$$

où l'on rappelle que h est un facteur géométrique, δ représente le couplage entre contrainte et saturation du fluide : pour un fluide très compressible (comme l'air) $\delta \gg 1$ et l'équation (1.37) est identique à l'equation (1.29).

[a] on retrouve ici une expression corrigée [Schubnel, 2002[156]] de l'equation (6.75) trouvée par Kachanov, 1993[88]

1.2.4.3 Perturbation due à une population de fissures

A ce stade, l'étape fondamentale suivante consiste à passer d'une fissure isolée à une population de fissures. [Kachanov, 1993[88]] montre que les interactions de fissures peuvent être négligées dans deux cas de distribution : dans le cas de fissures parallèles tant que les fissures sont assez loin les unes des autres, et dans le cas d'une distribution aléatoire des centres de fissure, où les interactions se compensent les unes les autres. [Kachanov, 1993[88]] estimait que l'hypothèse de non-interaction restait valable pour des densités faibles (< 0.5), les résultats de [Sayers et Kachanov, 1995[153], Schubnel et Guéguen, 2003[158]] montrent que le champ de validité est plus large, le résultat reste vrai jusqu'à des densités proche de l'unité.

La situation est alors celle d'un milieu effectif traité selon le schéma de Mori-Tanaka (MTS), c'est-à-dire d'un milieu contenant des fissures placées dans un champ effectif obtenu par une moyenne volumique. Dans le cas de fissures ou de cavités, le champ de contrainte effective dans la matrice solide $\boldsymbol{\sigma_s}$ s'exprime uniquement en fonction de la porosité p, et du champ de contrainte non perturbé,

$$\boldsymbol{\sigma_s} = \frac{1}{1-p}\,\boldsymbol{\sigma} \tag{1.38}$$

Dans le cas où la porosité est une porosité de fissures, lorsque le milieu est sec alors $p = 0$, et

lorsque le milieu est saturé de fluide $p \simeq 0$. Dans les deux cas, $\boldsymbol{\sigma_s} = \boldsymbol{\sigma}$, le champ effectif est le champ non perturbé, ce qui revient à dire que les interactions se compensent.

Considérons une **distribution de N fissures** (de rayon c) par unité de volume, le potentiel élastique d'un tel milieu s'obtient en additionnant la contribution de chaque fissure. A partir de l'équation (1.25), on peut écrire :

$$\Delta f = \frac{1}{2}\boldsymbol{\sigma} : \left[\frac{1}{V}\sum_i^N (\overrightarrow{n} \otimes \mathbf{B} \otimes \overrightarrow{n})_i S_i\right] : \boldsymbol{\sigma} = \frac{1}{2}\boldsymbol{\sigma} : \Delta\mathbb{S} : \boldsymbol{\sigma}\,. \tag{1.39}$$

$\Delta\mathbb{S}$ représente la déformabilité additionelle due aux fissures.

Les fissures sont **circulaires** ($S_i = \pi(c_i)^2$), et l'expression de **B** est donnée par l'équation (1.37). En notant que $\boldsymbol{\sigma} : (\overrightarrow{n} \otimes \mathbf{I} \otimes \overrightarrow{n}) : \boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}.\boldsymbol{\sigma} : (\overrightarrow{n} \otimes \overrightarrow{n})$ le potentiel (1.39) peut s'écrire :

$$\Delta f = \frac{3}{2}\frac{h}{E_o}\left\{\boldsymbol{\sigma}.\boldsymbol{\sigma} : \boldsymbol{\alpha} - \left[1 - (1 - \frac{\nu_o}{2})\frac{\delta}{1+\delta}\right]\boldsymbol{\sigma} : \mathbb{B} : \boldsymbol{\sigma}\right\}\,, \tag{1.40}$$

où

$$\boldsymbol{\alpha} = \frac{1}{V}\sum_i^N (c^3\,\overrightarrow{n} \otimes \overrightarrow{n})_i \tag{1.41}$$

$$\mathbb{B} = \frac{1}{V}\sum_i^N (c^3\overrightarrow{n} \otimes \overrightarrow{n} \otimes \overrightarrow{n} \otimes \overrightarrow{n})_i \tag{1.42}$$

$\boldsymbol{\alpha}$ est le tenseur de densité de fissures introduit par [Kachanov, 1980[85]]. La trace de ce tenseur est égale à la densité totale de fissures $\rho = \mathrm{tr}\,\boldsymbol{\alpha}$. $\mathbb{B}$ est un tenseur qui dépend du moment de quatrième ordre de la distribution de fissures, il est directement lié au paramètre de saturation δ par le terme entre crochets. Par abus de langage il peut être appelé "tenseur de saturation" [Schubnel, 2002[156]]. Si le fluide est de l'air, $\delta \gg 1$, le terme entre crochet se réduit à $\nu_o/2$, et la contribution de ce tenseur pour une roche sèche est petite.

La dernière étape est de considérer une distribution de fissures. [Kachanov, 1993[88]] étudie le cas de fissures parallèles ou de fissures orientés aléatoirement. Considérons **une distribution en orientation aléatoire de fissures**. Dans ce cas le tenseur de densité de fissures se réduit[2] à :

$$\boldsymbol{\alpha} = \frac{\rho}{3}\mathbf{I} \qquad \text{et} \qquad \mathbb{B} = \frac{1}{15}\rho(\mathbf{I} \otimes \mathbf{I} + 2\mathbb{J})\,. \tag{1.43}$$

[2] **I** est le tenseur unitaire de second ordre, et $\mathbb{J} = (\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk})\overrightarrow{e_i} \otimes \overrightarrow{e_j} \otimes \overrightarrow{e_k} \otimes \overrightarrow{e_l}$ cf Annexe B de Shafiro and Kachanov, 1997[162].

A partir de (1.40) et (1.43), on peut alors exprimer le potentiel Δf due à une population de fissures circulaires orientées aléatoirement, avec l'hypothèse de non-interaction,

$$\Delta f^{\text{cracks}}_{\text{non-int}} = \rho \frac{h}{2\,E_o} \left\{ \text{tr}\,(\boldsymbol{\sigma}.\boldsymbol{\sigma}) - \frac{1}{5}\left[1 - \left(1 - \frac{\nu_o}{2}\right)\frac{\delta}{1+\delta}\right] \left(2\,\text{tr}\,(\boldsymbol{\sigma}.\boldsymbol{\sigma}) + (\text{tr}\,\boldsymbol{\sigma})^2\right) \right\}, \tag{1.44}$$

où l'on rappelle que h est un facteur géométrique, et δ représente le couplage entre contrainte et saturation du fluide : pour un fluide très compressible (comme l'air), $\delta \gg 1$.

1.2.4.4 Modules effectifs

Une expression des modules effectifs K, G, et E se dérive[3] directement du potentiel élastique,

$$f = f_o + \Delta f^{\text{cracks}}_{\text{non-int}} \qquad \text{avec} \qquad f_o = \frac{1}{2\,E_o}\left[(1+\nu_o)\text{tr}\,(\boldsymbol{\sigma}.\boldsymbol{\sigma}) - \nu_o(\text{tr}\,\boldsymbol{\sigma})^2\right]. \tag{1.45}$$

Pour un milieu fissuré :

$$\frac{K_o}{K} = 1 + \rho\frac{h}{1-2\nu_o}\left\{1 - \left[1 - \left(1 - \frac{\nu_o}{2}\right)\frac{\delta}{1+\delta}\right]\right\} \tag{1.46}$$

$$\frac{G_o}{G} = 1 + \rho\frac{h}{1+\nu_o}\left\{1 - \frac{2}{5}\left[1 - \left(1 - \frac{\nu_o}{2}\right)\frac{\delta}{1+\delta}\right]\right\}. \tag{1.47}$$

On retrouve ici une expression corrigée des équations (6.73) de [Kachanov, 1993[88]]. Les modules effectifs K et G sont des fonctions des constantes élastiques de la matrice, d'un paramètre de saturation, et de la densité de fissures.

1.2.5 Modélisation d'un milieu poreux

On suppose maintenant que la roche est constituée uniquement de pores sphériques (sans fissures). Les caractéristiques élastiques de la matrice solide sont définies par E_o, module d'Young, et ν_o, coefficient de Poisson. Il est alors possible de relier les constantes élastiques effectives aux constantes élastiques de la matrice solide et à la porosité p.

[3] La relation (1.45) est vraie pour tout champ de contrainte, donc vraie pour des champs de contrainte particuliers : en posant $\boldsymbol{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma & 0 & 0 \\ 0 & \sigma & 0 \\ 0 & 0 & \sigma \end{bmatrix}$, respectivement $\boldsymbol{\sigma} = \begin{bmatrix} 0 & \sigma & 0 \\ \sigma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ et $\boldsymbol{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$ on obtient K, respectivement G, et E

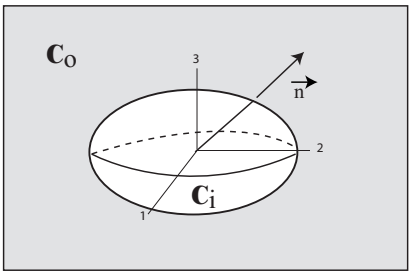


FIG. 1.4 – Cas d'une inclusion sphéroidale (tenseur d'élasticité $\mathbf{C_i}$) dans une matrice (tenseur d'élasticité $\mathbf{C_o}$).

1.2.5.1 Perturbation due à une cavité isolée

Selon ici [Kachanov, 1993[89]] et [Shafiro and Kachanov, 1997[162]], on peut exprimer la déformation additionnelle due à une cavité en fonction du tenseur de déformabilité de la cavité selon la théorie d'Eshelby (rappelée en annexe A.2). Comme pour un milieu fissuré, le champ de contrainte dû à une onde élastique crée une déformation additionnelle réversible qui n'existerait pas en l'absence de cavité. Les modules élastiques vont être plus faibles du fait de cette déformation additionnelle. On considère dans un premier temps une inclusion sphéroïdale (figure 1.4) en notant $\overrightarrow{e_1}, \overrightarrow{e_2}, \overrightarrow{e_3}$ les directions, et a_1, a_2, a_3 les demie longueurs de l'axes, le volume de l'inclusion est donc $V_{\text{incl}} = \frac{4\pi}{3} a_1 a_2 a_3$.

Hypothèses

1. On se place en contrainte homogène, c'est à dire qu'il existe une relation linéaire entre la contrainte à l'infini Σ et la contrainte locale σ telle que,

$$\sigma = \mathbb{G} : \Sigma \,. \tag{1.48}$$

2. On suppose une fraction d'inclusions faible.

A partir de ces hypothèses, on montre alors que la déformabilité totale dans la matrice s'écrit, comme dans le cas d'une fissure isolée (1.20), comme une somme de la déformabilité dans la matrice plus une déformabilité additionnelle,

$$\mathbb{S} = \mathbb{S}_o + \Delta\mathbb{S} \tag{1.49}$$

La déformabilité additionnelle peut s'écrire sous la forme [Bornert et al. 2000] :

$$\Delta\mathbb{S} = -\frac{V_{\text{incl}}}{V} \left[\mathbb{S}_o : \mathbb{T}_i^o : \mathbb{S}_o\right] \,, \qquad \text{avec} \qquad \mathbb{T}_i^o = \left[\mathbb{C}_i - \mathbb{C}_o\right] : \mathbb{A}_i \,, \tag{1.50}$$

où V_{incl} est le volume de l'inclusion, V le volume élémentaire représentatif, $\mathbb{C}_i$ est le tenseur d'élasticité de l'inclusion, et le tenseur $\mathbb{A}_i$, la solution du problème de l'inhomogénéité d'Eshelby (Annexe A.2).

Cas où l'inclusion est vide

Si l'inclusion est vide alors $\mathbb{C}_i = 0$. Dans ce cas l'équation 1.50 se simplifie,

$$\mathbb{S} = \mathbb{S}_o + \frac{V_{\text{incl}}}{V} \left[\mathbb{J} - \mathbb{E}_o^i\right]^{-1} : \mathbb{S}_o \,, \tag{1.51}$$

où $\mathbb{E}_o^i$ est le tenseur d'Eshelby qui dépend de la géométrie et de l'orientation de la cavité, et des caractéristiques élastiques de la matrice.

La déformation totale d'une matrice contenant une cavité peut donc s'écrire sous la forme :

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\varepsilon_o} + \Delta\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\varepsilon_o} + \underbrace{\frac{V_{\text{incl}}}{V}((\mathbb{J} - \mathbb{E}_o^i)^{-1} : \mathbb{S}_o)}_{\mathbb{H}} : \boldsymbol{\sigma} \,. \tag{1.52}$$

$\mathbb{H}$ est un tenseur d'ordre 4, et représente la déformabilité additionnelle due à une inclusion sphéroïdale. [4]

Comme pour une fissure circulaire, on peut écrire le potentiel élastique d'une matrice contenant une inclusion,

$$f = f_o + \Delta f \qquad \text{avec} \qquad \Delta f = \frac{1}{2}\boldsymbol{\sigma} : \mathbb{H} : \boldsymbol{\sigma} \,, \tag{1.53}$$

où l'on rappelle que $\mathbb{H}$ est le tenseur de déformabilité d'une inclusion sphéroïdale et s'exprime en fonction notamment du tenseur d'Eshelby $\mathbb{E}_o^i$.

Écriture du tenseur $\mathbb{H}$ pour une inclusion sphérique

Le tenseur d'Eshelby $\mathbb{E}_o^i$ est donné en annexe A.2 dans le cas d'une inclusion sphérique, on peut donc calculer les composantes du tenseur $\mathbb{H}$ à partir de (1.52).

Ce tenseur $\mathbb{H}$ peut être exprimé en fonction du tenseur unitaire $\mathbf{I}$ et du tenseur $\mathbb{J}$:

$$\mathbb{H} = \frac{V_{\text{incl}}}{V} \frac{1}{E_o} \frac{3(1-\nu_o)}{2(7-5\nu_o)} [10(1+\nu_o)\mathbb{J} - (1+5\nu_o)\mathbf{I} \otimes \mathbf{I}] \,. \tag{1.54}$$

Cas où l'inclusion est remplie de fluide

Si l'inclusion est remplie de fluide, alors

$$\mathbb{C}_i = K_f \, \mathbf{I} \otimes \mathbf{I} \,,$$

où K_f est l'incompressibilité du fluide. L'action du fluide sur la matrice est isotrope, et le coefficient de cisaillement effectif G n'est pas affecté.

A partir de l'équation (1.50), il est possible de montrer que la déformation additionnelle d'une inclusion sphérique saturée d'eau s'écrit comme la somme de la déformation additionnelle due à

[4] Écrire que $\mathbb{H}$ représente la déformabilité additionnelle propre à l'inclusion est un abus de language, en effet comme le montre l'equation 1.52, $\mathbb{H}$ est également fonction de la déformabilité de la matrice $\mathbb{S}_o$.

l'inclusion sèche, et d'un terme lié à la présence d'eau :

$$\Delta\boldsymbol{\varepsilon} = \Delta\boldsymbol{\varepsilon}^{\text{sec}} + \Delta\boldsymbol{\varepsilon}^{\text{fluide}} = \mathbb{H} : \boldsymbol{\sigma} + \mathbb{H} : (p_f\,\mathbf{I}) = \mathbb{H} : \boldsymbol{\sigma} + \Delta\mathbb{H} : \boldsymbol{\sigma}\,, \tag{1.55}$$

avec

$$\Delta\mathbb{H} = p_f\,\frac{V_{\text{incl}}}{V}\,\frac{1}{9}\,\frac{1}{K_{\text{incl}}}\,\mathbf{I}\otimes\mathbf{I}\,. \tag{1.56}$$

P_f représente la pression effective du fluide dans l'inclusion,

$$p_f = \frac{1}{1+\delta_s}\,, \tag{1.57}$$

où δ_s s'exprime en fonction de l'incompressibilité du fluide K_f, l'incompressibilité de la matrice K_o, et l'incompressibilité d'une inclusion sphérique K_{incl}, plus précisément :

$$\delta_s = \left(\frac{1}{K_f} - \frac{1}{K_o}\right) K_{\text{incl}} \qquad \text{avec} \qquad K_{\text{incl}} = \frac{E_o}{9(1-\nu_o)/2}\,. \tag{1.58}$$

L'ordre de grandeur de δ_s est donné par le rapport entre l'incompressibilté de l'inclusion d'une part et la difference entre l'incompressibilité du fluide et de la matrice d'autre part : si le module du fluide est faible (cas d'un gaz) alors le coefficient δ_s sera très grand.

A partir de ces deux dernières équations, on peut donc écrire le nouveau tenseur de déformabilité d'une inclusion sphérique saturée d'eau $\bar{\mathbb{H}} = \mathbb{H} + \Delta\mathbb{H}$:

$$\bar{\mathbb{H}} = \frac{V_{\text{incl}}}{V}\,\frac{3(1-\nu_o)}{2E_o}\left\{\frac{10(1+\nu_o)}{7-5\nu_o}\mathbb{J} - \left[\frac{1+5\nu_o}{7-5\nu_o} + \frac{1}{1+\delta_s}\frac{1}{3}\right]\mathbf{I}\otimes\mathbf{I}\right\}\,, \tag{1.59}$$

où l'on rappelle δ_s compare l'incompressibilité d'une inclusion sphérique à la différence entre l'incompressibilité du fluide et de la matrice : pour un fluide très compressible (comme l'air) $\delta_s \gg 1$ et l'équation (1.59) est identique à (1.54).

1.2.5.2 Perturbation due à plusieurs inclusions sphériques.

Dans un premier temps on néglige les interactions entre les inclusions. Si on considère que le volume représentatif V est constitué de N inclusions, le potentiel élastique s'obtient en additionnant la contribution de chaque inclusion. A partir de (1.53) on peut écrire :

$$\Delta f = \frac{1}{2}\boldsymbol{\sigma} : \left[\sum_{i=1}^{N}\bar{\mathbb{H}}_i\right] : \boldsymbol{\sigma}\,. \tag{1.60}$$

En utilisant l'équation (1.59), l'on obtient :

$$\Delta f^{\text{hole}}_{\text{non-int}} = \underbrace{\left[\sum_{i=1}^{N} \frac{V^i_{\text{incl}}}{V}\right]}_{p} \frac{3(1-\nu_o)}{2E_o} \left\{ \frac{10(1+\nu_o)}{7-5\nu_o} \text{tr}(\boldsymbol{\sigma}.\boldsymbol{\sigma}) - \left[\frac{1+5\nu_o}{7-5\nu_o} + \frac{1}{1+\delta_s}\frac{1}{3}\right] (\text{tr}\boldsymbol{\sigma})^2 \right\} \tag{1.61}$$

Comme pour les fissures circulaires, le potentiel élastique dû à une population d'inclusions sphériques s'exprime en fonction uniquement de la porosité p, des caractéristiques élastiques de la matrice (E_o, ν_o) et du champ de contrainte $\boldsymbol{\sigma}$.

Les modules effectifs (K, G, et E) se dérivent directement du potentiel élastique, avec :

$$f = f_o + \Delta f^{\text{hole}}_{\text{non-int}} \qquad \text{avec} \qquad f_o = \frac{1}{2\,E_o}\left[(1+\nu_o)\text{tr}\,(\boldsymbol{\sigma}.\boldsymbol{\sigma}) - \nu_o(\text{tr}\,\boldsymbol{\sigma})^2\right] . \tag{1.62}$$

On obtient pour un milieu poreux (inclusions sphériques) :

$$\frac{K_o}{K} = 1 + p\frac{3(1-\nu_o)}{2(1-2\nu_o)}\left\{1 - \frac{1}{1+\delta_s}\right\} , \qquad \text{et} \qquad \frac{G_o}{G} = 1 + p\frac{15(1-\nu_o)}{7-5\nu_o} . \tag{1.63}$$

Prise en compte des interactions entre cavités

Comme pour le cas d'une population de fissures, nous nous plaçons selon le schéma de Mori-Tanaka (MTS). Si les centres des inclusions sont distribués de manière isotrope, on peut exprimer le champ de contraintes effectif dans la matrice $\boldsymbol{\sigma_s}$ en fonction du champ de contraintes non perturbé et d'un terme correctif dû aux intéractions [Bornert et al, 2000] :

$$\boldsymbol{\sigma_s} = \left[\mathbb{J} - p(\mathbb{P}^i_o : \mathbb{T}^i_o)\right]^{-1} : \boldsymbol{\sigma} , \tag{1.64}$$

où p est la porosité, et $\mathbb{T}^i_o$ définit en annexe A.2. Dans un milieu sec, et en posant $\nu_\mathbf{o} = \mathbf{0.2}$, l'expression 1.64 se réduit à :

$$\boldsymbol{\sigma_s} = \frac{1}{1-p}\boldsymbol{\sigma} , \tag{1.65}$$

Dans le cas limite où p tend vers 1 la contrainte effective $\boldsymbol{\sigma_s}$ tend vers 0. Le schéma de Mori-Tanaka est valide pour des porosités allant jusqu'à 30%. Pour prendre en compte les interactions entre les cavités, il suffit simplement de remplacer $\boldsymbol{\sigma}$ par $(1-p)^{-1}\boldsymbol{\sigma}$ dans la formulation de la déformabilité additionnelle due à une cavité $\Delta\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbb{H} : \boldsymbol{\sigma}$. On peut alors obtenir le potentiel élastique $\Delta f^{\text{hole}}_{\text{int}}$ à partir du potentiel élastique dû à une population de cavité sans interaction $\Delta f^{\text{hole}}_{\text{non-int}}$ par la relation simple [Kachanov et al., 1994[90]] :

$$\Delta f^{\text{hole}}_{\text{int}} = \frac{1}{1-p}\Delta f^{\text{hole}}_{\text{non-int}} . \tag{1.66}$$

Dans ce cas les modules effectifs (K et G) d'un milieu poreux sec s'expriment ainsi :

$$\frac{K_o}{K} = 1 + \frac{p}{1-p}\frac{3(1-\nu_o)}{2(1-2\nu_o)}\,, \qquad \text{et} \qquad \frac{G_o}{G} = 1 + \frac{p}{1-p}\frac{15(1-\nu_o)}{7-5\nu_o}\,. \tag{1.67}$$

Cas où les inclusions sont saturées de fluide

Dans le cas où les inclusions sont saturées de fluide, la relation (1.65) n'est plus valide. Le coefficient correcteur sera toujours $(1-p)$ pour le module de cisaillement G (la présence d'eau n'affecte pas ce coefficient). Pour le module d'incompressibilité K, et du fait qu'une inclusion saturée de fluide est moins déformable qu'une inclusion vide, le coefficient correcteur pour la prise en compte des interactions Γ est plus grand que le coefficient $(1-p)$ trouvé dans le cas d'un milieu sec, (et $1 \geq \Gamma \geq (1-p)$). Dans les grès étudiés la porosité est de l'ordre de 20%. Aussi, dans le cas d'un milieu saturé de fluide, les interactions entre les cavités seront négligées. Cette hypothèse sera validée par les résultats expérimentaux. L'eau joue un rôle d'écran vis à vis des interactions. Les modules effectifs d'un milieu saturé seront donc ceux déterminés par la relation (1.63).

1.2.6 Modélisation d'un milieu de pores et fissures

Comme il est montré sur la figure 1.1, un grès poreux est constitué de fissures et d'inclusions. La dernière étape consiste à associer les modèles d'un milieu fissuré et d'un milieu constitué d'inclusions. Si on néglige les interactions, le potentiel élastique dû à une population de fissures et d'inclusion est la somme des potentiels dus aux fissures et aux inclusions,

$$\Delta f_{\text{non-int}} = \Delta f^{\text{hole}}_{\text{non-int}} + \Delta f^{\text{crack}}_{\text{non-int}}\,. \tag{1.68}$$

La prise en compte des interactions dans un milieu sec se fait suivant le schéma de Mori-Tanaka :

$$\Delta f_{\text{non-int}} = \frac{1}{1-p}\Delta f^{\text{hole}}_{\text{non-int}} + \frac{1}{1-p}\Delta f^{\text{crack}}_{\text{non-int}}\,. \tag{1.69}$$

Notons que cette formulation est asymétrique, en effet la porosité de pore affecte le potentiel dû aux fissures, mais les fissures n'affectent pas le potentiel dû aux inclusions.

Si le milieu est saturé de fluide, les interactions sont négligées, et

$$\Delta f_{\text{non-int}} \simeq \Delta f_{\text{int}}\,. \tag{1.70}$$

Le cas d'un milieu sec contenant des pores sphériques et des fissures circulaires ('*penny-shaped*') est traité par [Kachanov, 1993[89]]. Il est ici étendu au cas d'un milieu saturé de fluide, ce dernier modèle est différent du modèle de pores et fissures donné par [Shafiro and Kachanov, 1997[162]], dans le sens où [Shafiro and Kachanov, 1997[162]] a modélisé une fissure comme un ellipsoïde, alors qu'ici nous avons préféré garder un modèle de fissures circulaires. Ce choix a été orienté par le fait que les modèles de fissures circulaires se sont montrés de très bon modèles (voir [Schubnel et al., 2005[159], Schubnel et al., 2006[160], Benson et al., 2005[11]]). Les petites variations dues à la forme exacte données aux fissures sont négligeables comme l'a montré Kachanov.

1.2.6.1 Modules effectifs d'un milieu poreux et fissuré dans le cas sec

Les modules effectifs d'un milieu effectif constitué d'inclusion sphériques et de fissures circulaires, **dans le cas sec**, se dérivent des équations (1.69), (1.59), (1.44) et (1.68). Dans ce cas, les coefficients δ et δ_s sont très grands, on obtient donc :

$$\frac{K_o}{K} = 1 + \frac{\rho}{1-p}\frac{h}{1-2\nu_o}\left\{1-\frac{\nu_o}{2}\right\} + \frac{p}{1-p}\frac{3(1-\nu_o)}{2(1-2\nu_o)}\,, \tag{1.71}$$

$$\frac{G_o}{G} = 1 + \frac{\rho}{1-p}\frac{h}{1+\nu_o}\left\{1-\frac{\nu_o}{5}\right\} + \frac{p}{1-p}\frac{15(1-\nu_o)}{7-5\nu_o}\,. \tag{1.72}$$

Les modules effectifs K et G, dans le cas d'un 'modèle inclusions sphériques + fissures circulaires' (**milieu sec**) sont donc des fonctions de la porosité p, de la densité de fissures ρ, des constantes élastiques de la matrice (ν_o et E_o), et d'un paramètre h lié à la géométrie de la fissure.

1.2.6.2 Modules effectifs d'un milieu poreux et fissuré dans le cas saturé

Dans ce cas les interactions sont négligées, les modules effectifs d'un milieu effectif constitué d'inclusion sphériques et de fissures circulaires, **dans le cas saturé**, se dérivent des équations (1.70), (1.59), (1.44) et (1.68). On obtient alors :

$$\frac{K_o}{K} = 1 + \rho\frac{h}{1-2\nu_o}\left\{1-\left[1-\left(1-\frac{\nu_o}{2}\right)\frac{\delta}{1+\delta}\right]\right\} + p\frac{3(1-\nu_o)}{2(1-2\nu_o)}\left\{1-\frac{1}{1+\delta_s}\right\} \tag{1.73}$$

$$\frac{G_o}{G} = 1 + \rho\frac{h}{1+\nu_o}\left\{1-\frac{2}{5}\left[1-\left(1-\frac{\nu_o}{2}\right)\frac{\delta}{1+\delta}\right]\right\} + p\frac{15(1-\nu_o)}{7-5\nu_o} \tag{1.74}$$

Les modules effectifs K et G, dans le cas d'un 'modèle inclusions sphériques + fissures circulaires' (**milieu saturé**) sont donc des fonctions de la porosité p, de la densité de fissures ρ, des constantes élastiques de la matrice (ν_o et E_o), et d'un paramètre h lié à la géométrie de la fissure. Il sont également fonctions des paramètres de saturation δ et δ_s.

Le comportement de ce modèle 'inclusions sphériques + fissures circulaires' (évolution des modules effectifs en fonction de la porosité et de la densité de fissures) sera développé dans la partie compaction homogène des roches poreuses (deuxième partie de cette thèse). En effet, il sera utilisé pour quantifier l'endommagement ρ de la roche sous des chargements hydrostatiques (sec et mouillé), le module effectif G est dérivé de la mesure des vitesses de cisaillement. Le module K étant quant à lui dérivé d'une combinaison des vitesses de cisaillement et de compression.

1.3 Les modèles granulaires

Dans la partie précédente, nous avons considéré une roche poreuse, comme une matrice contenant des inclusions sphériques et des fissures circulaires. Cependant, une roche poreuse, faiblement consolidée ou non consolidée, peut être également modélisée comme un assemblage de grains, où les propriétés des contacts grain-grain vont jouer un rôle fondamental. Le calcul des propriétés élastiques effectives d'un assemblage granulaire se fait en deux étapes : la première étape consiste à modéliser le contact élastique entre deux grains, puis, dans un deuxième temps, il convient de passer des propriétés élastiques entre deux grains à un assemblage de grains. Nous faisons l'hypothèse que les contacts grain-grain sont élastiques : dans ce cas, les propriétés élastiques d'une roche poreuses peuvent-être vues comme un réseau de ressorts élastiques, chaque ressort modélisant un contact grain-grain.

1.3.1 Théorie de Hertz

Dans sa théorie du contact, reprise par [Johnson, 1980[83]] Hertz étudie le contact entre une sphère de rayon R et un plan (voir figure 1.5 a)). Il montre alors que le contact entre les deux solides déformables est un disque de rayon a avec :

$$a = \left(\frac{3FR(1-\nu_s^2)}{4E_s} \right)^{1/3} , \tag{1.75}$$

où ν_s et E_s sont respectivement le coefficient de Poisson et le module d'Young du grain, et F la force appliquée. Si le contact est entre deux sphères de rayon R_1 et R_2, la relation précédente reste valide, en prenant un rayon moyen R obtenu par une moyenne harmonique, i.e., $1/R = 1/R_1 + 1/R_2$ (figure 1.5 b)).

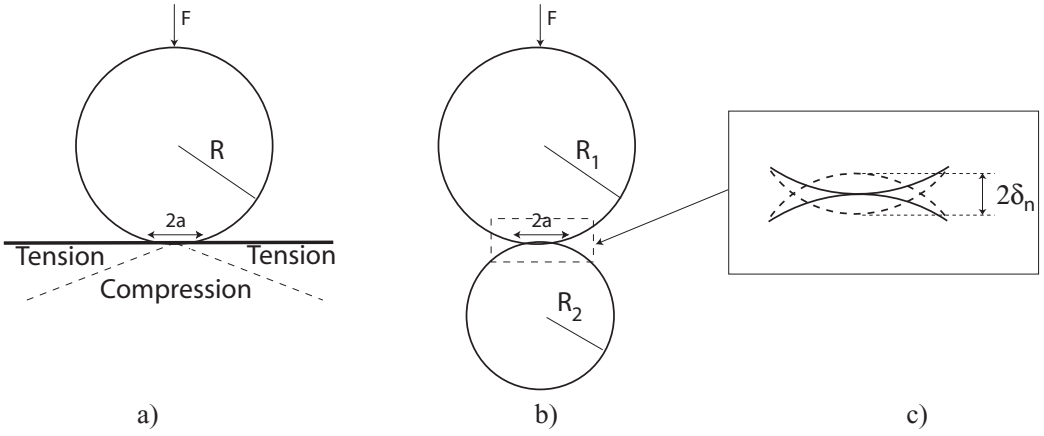


FIG. 1.5 – a) Contact Hertzien d'une sphère sur un plan. b) Contact hertzien sphère sur sphère. c) Au contact le déplacement relatif suivant la normale au contact est $2\delta_n$.

La pression moyenne sur la surface en contact est alors donnée par :

$$F_o = \frac{F}{\pi a^2} \,. \tag{1.76}$$

La contrainte maximum de tension σ_t est située sur le périphérique du contact avec une intensité

$$\sigma_t = \frac{1}{2}(1 - 2\nu_s)F_o \,. \tag{1.77}$$

Le déplacement normal au contact du centre de la sphère par rapport au centre du contact est $\delta_n = a^2/R$, la raideur normale D_n du contact peut alors être déterminée [Johnson, 1980[83]] : $D_n = \frac{\partial F}{\partial \delta_n}$, et :

$$D_n = \frac{2G_s a}{1 - \nu_s} \,, \tag{1.78}$$

où G_s est le module de cisaillement du grain.

Le modèle de Mindlin considère une force tangentielle additionnelle T. Ce modèle est celui de la figure 1.5, auquel une force T tangentielle est superposée. Mindlin fait l'hypothèse qu'il n'y pas de glissement dans la zone de contact, il est alors possible d'estimer la raideur tangentielle $D_t = \frac{\partial T}{\partial \delta_t}$:

$$D_t = \frac{4G_s a}{2 - \nu_s} \,, \tag{1.79}$$

où δ_t est le déplacement tangentiel du centre de la sphère par rapport au centre de la zone de contact.

1.3.2 Modules élastiques – Modèle de Digby

[Digby, 1981[39]] considère un milieu poreux homogène, isotrope, et formé par des grains modélisés par des sphères de même rayon et de mêmes propriétés élastiques, disposées aléatoirement dans un volume V. Le rayon des grains est supposé petit devant la taille du milieu effectif. Les sphères sont en contact les unes avec les autres, et le contact est supposé plan et circulaire. Avant le chargement, le rayon de contact est noté b. Au contact, il n'y a pas de glissement ; en dehors du contact la sphère est parfaitement lisse. Lorsque l'on applique une pression hydrostatique les sphères se déforment de telle manière que la surface de contact entre chaque sphère augmente. Les contacts restent circulaires, et ont tous un nouveau rayon noté a. Par conséquent $a \geq b$, et a et b restent très petits par rapport au rayon des sphères R.

Le modèle de Digby est construit en deux étapes. La première calcule D_n et D_t^* à partir de l'hypothèse ci dessus :

$$D_n = \frac{2G_s a}{1 - \nu_s} \qquad \text{et} \qquad D_t^* = \frac{4G_s b}{2 - \nu_s} \,.$$

La seconde étape utilise ces valeurs dans un calcul de propriétés effectives d'ensembles de sphères. Ce modèle conduit aux modules effectifs de cisaillement G et d'incompressibilité K :

$$K = \frac{C(1-p)}{6\pi R} D_n \,, \qquad G = \frac{C(1-p)}{10\pi R}(D_n + \frac{3}{2}D_t^*) \,, \tag{1.80}$$

où p est la porosité, C le nombre de coordination. Les modules effectifs sont fonctions des raideurs

normale D_n et tangentielle D_t^*. Les relations (1.80) montrent que les propriétés élastiques sont des fonctions des paramètres intrinsèques au grain, mais aussi des propriétés des contacts (porosité, nombre de coordination, géométrie du contact initial (rayon b)), géométrie du contact à un état donné (rayon a)). Les vitesses élastiques (V_p, V_s) peuvent être dérivées des relations (1.80) :

$$V_p^2 = \frac{3}{5}C\frac{1}{R\rho_s}\left(D_n + \frac{2}{3}D_t\right) = \frac{a}{R}\frac{G_sC}{5\pi\rho_s}\left(\frac{3}{1-\nu_s} + \frac{b}{a}\frac{4}{2-\nu_s}\right), \tag{1.81}$$

$$V_s^2 = \frac{1}{5}C\frac{1}{R\rho_s}\left(D_n + \frac{3}{2}D_t\right) = \frac{a}{R}\frac{G_sC}{5\pi\rho_s}\left(\frac{1}{1-\nu_s} + \frac{b}{a}\frac{3}{2-\nu_s}\right), \tag{1.82}$$

où ρ_s est la densité intrinsèque au grain.

Plusieurs cas limites découlent de ce modèle : (1) le cas $b = 0$ signifie qu'il n'y a pas contact initial, c'est le cas idéal d'un assemblage de sphère parfaitement lisse, (2) si $b = a$, on retrouve les expressions de Hertz-Mindlin (pas de glissement au contact sphère-sphère, les contacts sont 'parfaitement rugueux'). Il reste que la difficulté majeur du modèle de Digby est l'estimation des paramètres a et b.

A partir des expressions de vitesses, on peut estimer le rapport V_p/V_s :

$$\left(\frac{V_p}{V_s}\right)^2 = \frac{3\,\frac{a}{b}\,(2-\nu_s) + 4(1-\nu_s)}{\frac{a}{b}\,(2-\nu_s) + 3(1-\nu_s)}\,. \tag{1.83}$$

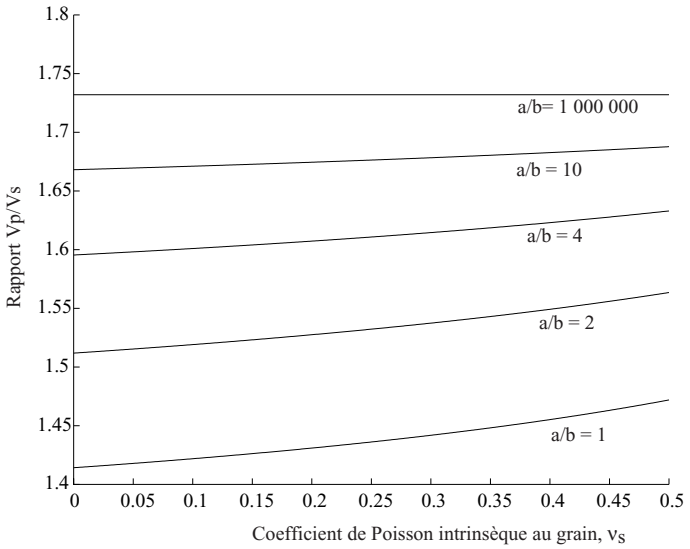


FIG. 1.6 – Evolution du rapport V_p/V_s en fonction du coefficient de Poisson intrinsèque au grain, et en fonction du rapport a/b.

Le coefficient de Poisson peut être écrit à partir du rapport V_p/V_s :

$$\nu = \frac{\left(\frac{V_p}{V_s}\right)^2 - 2}{2\left[\left(\frac{V_p}{V_s}\right)^2 - 1\right]} \tag{1.84}$$

Un des résultats remarquables du modèle de Digby est que le coefficient de Poisson est fonction uniquement des paramètres intrinsèques du grain (ν_s) et du rapport a/b. Il ne dépend pas de la porosité ou du nombre de coordination.

La figure 1.6 indique que le coefficient de Poisson ou le rapport V_p/V_s dans un roche poreuse sèche augmentent avec la pression de confinement. En effet pour une valeur de b donnée a augmente avec la pression. Cette dépendance du rapport V_p/V_s a été observé en laboratoire (voir [Mavko et al., 1994[114]]), mais cette augmentation est plus faible que celle prédite par le modèle. Nous verrons dans la partie 2 qu'il existe cependant un cas où le modèle de Digby semble bien adapté aux données expérimentales.

1.3.3 Les modèles de Walton et Brandt

[Walton, 1987[184]] considère comme Didgy un ensemble de sphères de même propriétés élastiques et de même rayon, les sphères sont disposées aléatoirement dans un volume V. Il simplifie le problème de Digby en supposant que les contacts initiaux sont nuls ($b = 0$) (sphère parfaitement lisse), ce qui revient à étudier un sable non consolidé. Les équations des vitesses sont donc celles données en équation (1.82), en posant $b = 0$. Le point intéressant dans son article est le lien entre la force aux contacts entre grains F et la pression effective appliquée sur la roche. Ainsi [Walton, 1987[184]] montre-t-il que la relation entre la pression et l'effort grain-grain est linéaire :

$$P' = \frac{1}{4\pi}\frac{C(1-p)}{R^2}F\,, \tag{1.85}$$

où P' est la pression effective appliquée sur la roche.

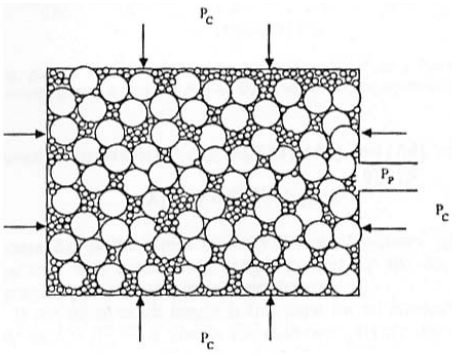


FIG. 1.7 – Modèle de [Brandt, 1955[28]] .

Modèle de Brandt

La relation entre la force de contact entre deux grains F, en fonction de la pression de confinement peut être comparé à la relation donnée par [Brandt, 1955[28]]. A la différence du modèle de Walton, le modèle de Brandt consiste en un arrangement approximativement fractal de sphères qui ont les mêmes propriétés élastiques : le milieu est d'abord constitué de sphères de même rayon, puis le vide subsistant est occupé par un empilement aléatoire de sphères de rayon très inférieur et ainsi de suite (figure 1.7). Dans ce cas l'effort grain-grain F peut être exprimé en fonction de la pression effective P' et :

$$F = 8.1 p^{3/2} R_o^2 P' \tag{1.86}$$

où R_o est le rayon des sphères les plus grandes.

L'expression de Brandt est plus simple que l'expression donnée par le modèle de Walton. Ce dernier modèle a le désavantage de représenter une distribution de la taille des grains dans une roche de manière irréaliste.

Annexe A : La théorie d'Eshelby

A.1 Inclusion d'Eshelby

Considérons une inclusion i, à l'intérieur d'une matrice homogène, infiniment étendue, de tenseur d'élasticité $\mathbb{C}_o$. Le matériau est à l'état initial naturel sauf dans une inclusion, où règne un champ de polarisation uniforme $\mathbf{p}$ (cf. figure 1.8 a)). On impose des déplacements nuls à l'infini. La solution du problème satisfait le système d'equations suivant :

- en l'absence de force de volume : $\operatorname{div} \boldsymbol{\sigma} = 0$;
- hors de l'inclusion : $\boldsymbol{\sigma} = \mathbb{C}_o : \boldsymbol{\varepsilon}$;
- dans l'inclusion : $\boldsymbol{\sigma} = \mathbb{C}_o : \boldsymbol{\varepsilon} + \mathbf{p}$.

L'inclusion est un ellipsoïde, en notant $\overrightarrow{e_1}, \overrightarrow{e_2}, \overrightarrow{e_3}$ les directions, et a_1, a_2, a_3 les demie-longueurs de l'axe, son espace est donc défini par :

$$\left(\frac{x_1}{a_1}\right)^2 + \left(\frac{x_2}{a_2}\right)^2 + \left(\frac{x_3}{a_3}\right)^2 \leq 1 \,.$$

Eshelby[49] montre que les champs de contraintes et de déformations sont uniformes à l'intérieur de l'inclusion. On peut donc écrire qu'à l'intérieur de l'inclusion,

$$\boldsymbol{\varepsilon} = -\mathbb{P}_o^i : \mathbf{p} \,. \tag{1.87}$$

$\mathbb{P}_o^i$ est un tenseur d'ordre 4 symétrique. Ce tenseur dépend du tenseur d'élasticité de la matrice $\mathbb{C}_o$, ainsi que de la forme de l'inclusion i (rapport entre les axes de l'ellipsoïde) et de son orientation. Eshelby introduit le tenseur $\mathbb{E}_o^i$ (qui porte son nom),

$$\mathbb{E}_o^i = \mathbb{P}_o^i : \mathbb{C}_o \,. \tag{1.88}$$

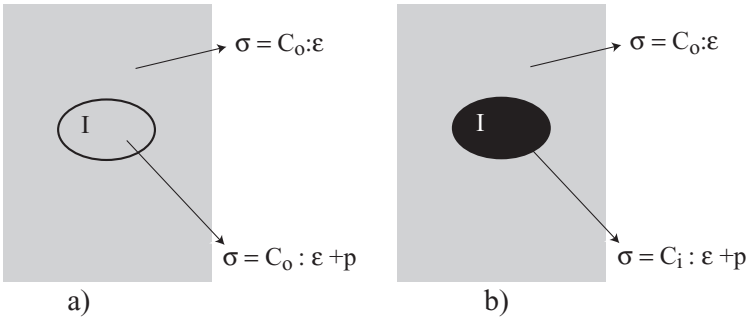


FIG. 1.8 – a) Problème de l'inclusion d'Eshelby. b) Problème de l'inhomogénéité d'Eshelby.

A.2 Expression analytique du tenseur d'Eshelby

Le tenseur d'Eshelby a été déterminé dans dans plusieurs cas. Nous allons considéré le cas le plus simple d'une inclusion sphérique dans un milieu isotrope. Le tenseur $\mathbb{E}_o^i$ peut être directement

exprimé à partir du coefficient de Poisson ν_o de la matrice isotrope ,

$$\mathrm{E}^i_{1111} = \mathrm{E}^i_{2222} = \mathrm{E}^i_{3333} = \frac{7-5\nu_o}{15(1-\nu_o)} \quad (1.89)$$

$$\mathrm{E}^i_{1122} = \mathrm{E}^i_{2233} = \mathrm{E}^i_{3311} = \mathrm{E}^i_{1133} = \mathrm{E}^i_{2211} = \mathrm{E}^i_{3322} = \frac{5\nu_o-1}{15(1-\nu_o)} \quad (1.90)$$

$$\mathrm{E}^i_{1212} = \mathrm{E}^i_{1221} = \mathrm{E}^i_{2112} = \mathrm{E}^i_{2121} = \mathrm{E}^i_{2323} = \mathrm{E}^i_{2332} = \mathrm{E}^i_{3223} =$$
$$\mathrm{E}^i_{3232} = \mathrm{E}^i_{1313} = \mathrm{E}^i_{1331} = \mathrm{E}^i_{3113} = \mathrm{E}^i_{3131} = \frac{4-5\nu_o}{15(1-\nu_o)} \quad (1.91)$$

A.3 Inhomogénéité d'Eshelby

Considérons maintenant le problème de l'inhomogénéité d'Eshelby. Le domaine i n'est plus caractérisé par une polarisation uniforme mais par la présence d'un matériau différent de celui de la matrice. La matrice est caractérisée par le tenseur d'élasticité $\mathbb{C}_o$, et le matériau occupant le domaine i est supposé élastique de tenseur d'élasticité $\mathbb{C}_i$. Le domaine infini est soumis à des conditions de déformation homogènes à l'infini. La solution du problème satisfait le système d'équations suivant (figure 1.8b) :

- en l'absence de force de volume : $\mathrm{div}\,\boldsymbol{\sigma} = 0$;
- hors de l'inclusion : $\boldsymbol{\sigma} = \mathbb{C}_o : \boldsymbol{\varepsilon}$;
- dans l'inclusion : $\boldsymbol{\sigma} = \mathbb{C}_i : \boldsymbol{\varepsilon}$.

En supposant que le champ de déformation est uniforme dans i et vaut $\boldsymbol{\varepsilon_i}$, le problème de l'inhomogénéité d'Eshelby est équivalent au problème de l'inclusion si :

$$\mathbf{p} = (\mathbb{C}_i - \mathbb{C}_o) : \boldsymbol{\varepsilon_i} \,. \quad (1.92)$$

En reprenant l'équation (1.87), le champ de déformation $\boldsymbol{\varepsilon}$ dans i est la somme d'un terme dû à $\mathbf{p}$ et d'un terme dû à la déformation homogène $\boldsymbol{\varepsilon_o}$. Dans le domaine i, on peut donc écrire :

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\varepsilon_i} = -\mathbb{P}^{\mathrm{I}}_o : (\mathbb{C}_i - \mathbb{C}_o) : \boldsymbol{\varepsilon_i} + \boldsymbol{\varepsilon_o} \,. \quad (1.93)$$

On en déduit la solution du problème de l'inhomogénéité d'Eshelby :

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \underbrace{(\mathbf{I} + \mathbb{P}^{\mathrm{I}}_o : (\mathbf{C_i} - \mathbf{C_o}))^{-1}}_{\mathbb{A}_i} : \boldsymbol{\varepsilon_o} \quad (1.94)$$

$\mathbb{A}_i$ relie la déformation homogène $\boldsymbol{\varepsilon_o}$ à la déformation dans l'inclusion $\boldsymbol{\varepsilon_i}$.

Chapitre 2

Déformation localisée et cataclastique des roches poreuses

Depuis les travaux fondateurs de [Brace et al., 1966[25]], l'étude des propriétés mécaniques s'est longtemps concentrée sur les matériaux dilatants se déformant en régime de déformation fragile. Des études précédentes se sont focalisées sur les roches à faible porosité, où le mode de rupture est la localisation par bande de cisaillement. Cependant il a été montré que récemment que la compaction des roches poreuses (porosité supérieure à 20%) pouvait être localisée. Ces bandes de compaction, qui se forment perpendiculairement à la contrainte principale, ont été observées sur le terrain [Mollema and Antonellini, 1996[119]], et pour la première fois sur le grès de Bentheim [Klein, 2002[97]]. Les auteurs ont observé, aussi bien sur le terrain, qu'expérimentalement, que si porosité de la roche encaissante était de l'ordre de 25%, la porosité à l'intérieur de la bande chute drastiquement, et est de l'ordre de quelques pourcents. Ces bandes de compactions, qui parce qu'elles conduisent à une réduction de la porosité et donc sûrement de la perméabilité, peuvent agir comme des barrières à l'écoulement des fluides. Ce chapitre est construit en trois parties :

- La première partie définit le domaine élastique des roches poreuses : Pour des faibles pressions de confinement le comportement de la roche est 'fragile' et le domaine élastique fermé par un modèle de 'Drucker–Prager', Pour des pressions de confinement plus élevées le comportement de la roche est 'ductile' et le domaine élastique fermé par un 'modèle de cap'.
- La seconde partie synthétise les premières observations géologiques et expérimentales des bandes de compaction.
- Enfin, la dernière partie rappelle les conditions théoriques de la localisation (basée sur les travaux de [Rudnicki et Rice, 1975[145]]), et donne les conditions théoriques particulières d'une localisation par bande de compaction.

Sommaire

2.1 Notion d'enveloppe élastique : mise en évidence expérimentale 55
2.1.1 L'essai triaxial 55
2.1.2 Comportement d'une roche poreuse sous compression hydrostatique . . 55
2.1.3 Comportement d'une roche poreuse sous compression triaxiale 56
2.2 Mise en évidence de bandes de compaction 59
2.2.1 Observations géologiques 59
2.2.2 Observations expérimentales de bandes de compaction 61
2.3 Prédiction d'une bande de compaction par la théorie 64
2.3.1 La théorie de la localisation 64
2.3.2 Définition d'un matériau élasto-plastique 67
2.3.3 Modèle de Drucker-Prager pour les matériaux poreux 69
2.3.4 Synthèse des conditions théoriques pour prédire une bande de compaction 73
Annexe B : Invariants des tenseurs des contraintes et des déformations 75

2.1 Notion d'enveloppe élastique : mise en évidence expérimentale

2.1.1 L'essai triaxial

Lorsqu'un volume de roche se trouve en profondeur, il subit selon l'axe vertical une pression lithostatique créée par le poids des roches qui le recouvrent. Dans le plan horizontal il subit l'action des roches voisines. Si les contraintes horizontales sont égales aux contraintes verticales, le champ de contrainte est hydrostatique. Cependant, dans la majorité des cas, les contraintes axiales sont supérieures aux contraintes verticales, dans ce cas le champ de contrainte est déviatorique.

Pour comprendre le comportement des roches *in-situ*, on utilise l'essai triaxial. L'essai consiste à appliquer sur une éprouvette cylindrique, une pression de confinement P_c, qui modélise l'action des roches voisines, et une pression axiale σ_1 qui représente la pression lithostatique. On peut également appliquer une pression de fluide P_p, pour modéliser l'écoulement des fluides dans les roches *in-situ* et mesurer par exemple l'évolution de la perméabilité au cours du chargement (voir figure 2.1).

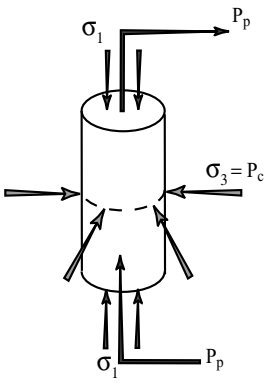


FIG. 2.1 – Principe de l'essai triaxial.

On adopte comme convention une contrainte de compression σ positive. Les contraintes principales maximale et minimale sont notées σ_1 et σ_3. La pression de pore est notée P_p et la pression de confinement $P_c = \sigma_3 = \sigma_2$. La contrainte effective moyenne est notée $P' = \frac{1}{3}\mathrm{tr}\boldsymbol{\sigma} - P_p = (\sigma_1 + 2\,\sigma_3)/3 - P_p$ (on suppose que le coefficient de Biot est égal à 1). La contrainte déviatorique est notée $Q = \sigma_1 - \sigma_3$, avec $\sigma_1 > \sigma_3$. Les essais triaxiaux peuvent ainsi être décrits dans un espace de contraintes *contrainte moyenne effective* P' *– contrainte déviatorique* Q. Notons que la contrainte effective moyenne P' correspond au premier invariant I_1 du tenseur des contraintes effectives $\boldsymbol{\sigma}$, que la contrainte déviatorique Q est proportionnelle à la racine carrée du deuxième invariant, J_2, du tenseur des contraintes déviatoriques et $Q^2 = 3J_2$ (voir Annexe B.1).

2.1.2 Comportement d'une roche poreuse sous compression hydrostatique

Le comportement d'une roche poreuse sous contrainte hydrostatique ($\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = P_c$) se caractérise toujours par une diminution de la porosité. Si cette variation de volume est dans un premier temps élastique, on s'aperçoit que la courbe *pression–volume* change de pente pour un

seuil noté P^* (figure 2.2a). A partir de ce seuil, la microstructure commence à évoluer (destruction des joints de grains, puis des grains eux-mêmes (figure 2.2b) pour réduire sa porosité. La pression P^*, correspond à une pression de début d'effondrement de la structure, elle est appelée 'pression d'effondrement des pores' (*pore collapse*). La pression P^* joue un grand rôle dans la compaction des réservoirs pétroliers. La valeur de cette pression dépend de la nature de la roche, c'est-à-dire de la nature des joints de grains, et de la porosité : plus la porosité de la roche est importante, plus la valeur P^* diminue. Il est important de noter que si la roche est homogène, la déformation cataclastique est diffuse et non-localisée.

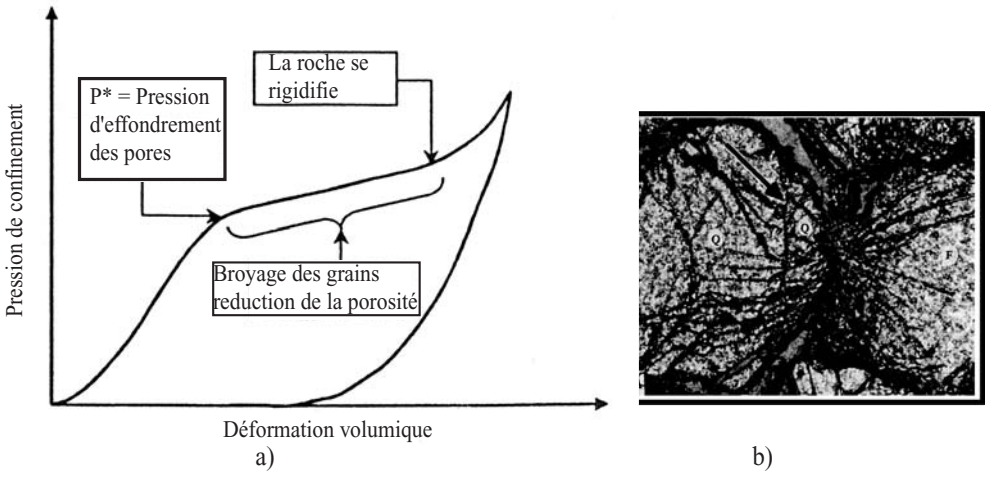


FIG. 2.2 – a) Comportement d'une roche poreuse sous chargement hydrostatique, b) Les grains se fissurent aux contacts grain-grain [Zhang et al., 1990[194]] .

2.1.3 Comportement d'une roche poreuse sous compression triaxiale

2.1.3.1 Chemins de sollicitation

Le test triaxial fait intervenir deux paramètres de chargement : la contrainte axiale σ_1 et la pression de confinement $P_c = \sigma_2 = \sigma_3$. Lors d'un essai, plusieurs chemins de contraintes peuvent être envisagés :

1. L'essai classique consiste à augmenter la pression de confinement (alors $P_c = \sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$) puis d'augmenter la contrainte axiale σ_1. Le principe est montré sur la figure 2.3a). Dans la seconde partie de l'essai, σ_1 augmente, la contrainte déviatorique est alors une fonction linéaire de la pression moyenne effective : $P' = P_c - P_p + \frac{1}{3}Q$.
2. Un autre chemin possible consiste à augmenter la pression de confinement, puis d'augmenter la contrainte déviatorique et diminuer la pression de confinement de façon à garder une pression moyenne effective constante (figure 2.3b)) .
3. Enfin un troisième essai consiste à 'toucher' l'enveloppe d'élasticité à contrainte déviatorique constante : dans une première étape, l'essai est classique, puis la contrainte moyenne

effective augmente (la contrainte déviatorique étant constante). Cette dernière étape peut être effectuée en diminuant la pression de pore, ou en augmentant la pression de confinement (figure 2.3c)).

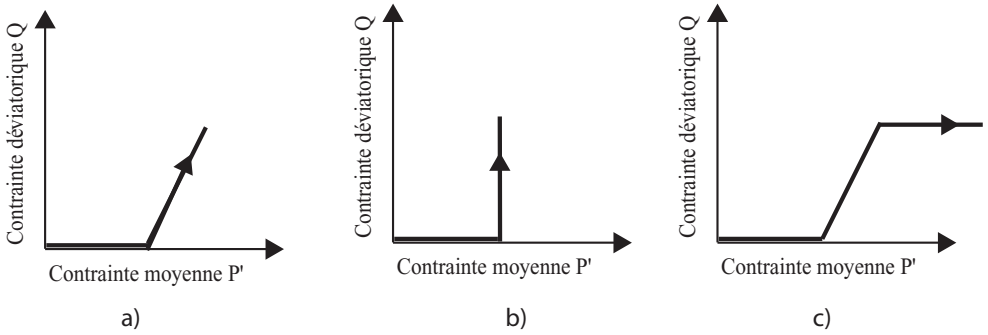


FIG. 2.3 – Différent trajets de chargement en essai triaxial .

2.1.3.2 Comportement d'une roche poreuse sous compression triaxiale : observation expérimentale

[Wong et al., 1997[187]] décrit plusieurs expériences menées sur des grès poreux (porosité allant de 15% à 35%). Pour simplifier, seule une partie des résultats concernant le grès d'Adamswiller ($p = 22.6\%$) sont montrées en figure 2.4. L'étude sur ce grès met en évidence deux comportements différents. En effet, pour l'échantillon soumis à une pression de confinement $P_c = 5\ MPa$, la courbe *contrainte déviatorique – déformation axiale* (figure 2.4a)) indique d'abord un comportement linéaire (phase élastique) puis la contrainte déviatorique augmente en fonction de la déformation pour atteindre un maximum, enfin la contrainte décroît pour se stabiliser sur un palier. Le mode de rupture est un mode de **rupture fragile**. Une étude visuelle de ces échantillons après rupture montre l'existence de bandes de cisaillement. Pour l'échantillon soumis à une pression de confinement $P_c = 100\ MPa$, on observe dans un premier temps une relation linéaire entre la déformation axiale et la contrainte déviatorique, puis un écrouissage positif. Dans la phase d'écrouissage, la relation *contrainte–déformation* reste linéaire, avec une pente plus faible que lors de la phase élastique. Aussi, il n'y a pas rupture dans le sens où l'on n'atteint pas de maximum de contrainte déviatorique. Aucune bande de cisaillement n'est observée (figure 2.4a)). Dans la matrice, les grains sont cassés, ce mode de rupture est dit **rupture cataclastique** (*cataclastic flow*). Il s'agit à l'échelle macroscopique d'un comportement plastique, même si à l'échelle microscopique il y a fissuration.

Ces deux modes de ruptures ce caractérisent également pas des comportements différents sur l'évolution de la porosité. Sur la figure 2.4b) l'évolution de la contrainte effective est tracée en fonction de l'évolution de la porosité [Wong et al., 1997[187]]. L'avantage de ce type de graphique est de tracer sur la même courbe les deux étapes de l'essai triaxial classique. Pour référence, l'évolution du grès d'Adamswiller sous chargement hydrostatique est tracée en pointillé. La pression critique d'effondrement des pores P^* correspond au changement brusque de pente. L'analyse des

résultats des deux expériences ($P_c = 5\,MPa$ et $P_c = 100\,MPa$) montre que dans un premier temps le comportement sous charge déviatorique est confondu avec le comportement sous charge hydrostatique. Cela signifie qu'au début du chargement, la contrainte déviatorique n'a pas d'impact sur l'évolution de la porosité.

Comme pour le mode de rupture, on distingue deux évolutions de la porosité. Dans le régime cataclastique, la porosité décroît très vite à partir d'un certain seuil, noté C^* (figure 2.4b)). Au-delà de l'état de contrainte C^*, l'échantillon se compacte sous l'effet de la contrainte déviatorique : le comportement est un comportement cataclastique compactant. Dans le régime fragile ($P_c = 5\ MPa$) le comportement est inverse : la porosité augmente à partir d'un certain seuil, noté C' (figure 2.4 b)). En d'autres termes, si dans un premier temps l'échantillon se compacte sous l'effet de la contrainte hydrostatique, il se dilate ensuite sous l'effet de la contrainte déviatorique.

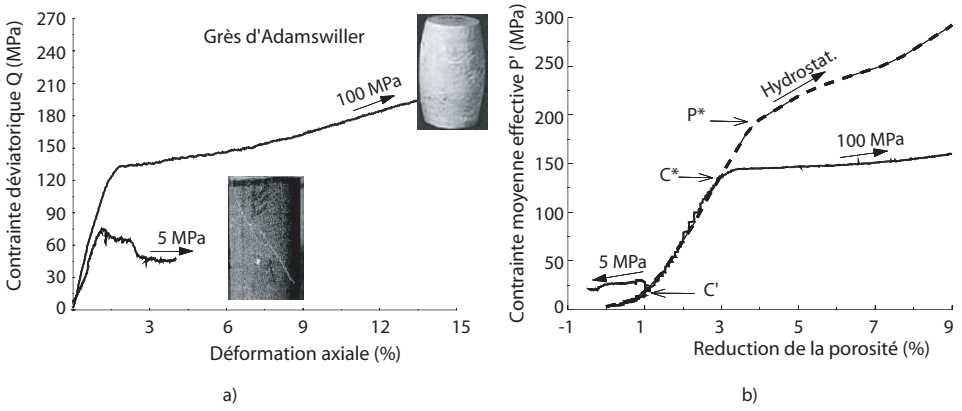


FIG. 2.4 – Etude du grès d'Adamswiller [Wong et al., 1997[187]], a) Evolution de la contrainte déviatorique Q en fonction de la déformation axiale (%). b) Evolution de la contrainte effective moyenne en fonction de la reduction de porosité (une réduction de porosité est comptée positivement).

2.1.3.3 Modélisation dans le plan de contrainte $P' - Q$

Normalisation

Pour comparer les échantillons de porosités initiales différentes, on peut normaliser les différentes valeurs des contraintes caractéristiques par la pression d'effondrement des pores P^*.

Le régime fragile

Dans le comportement fragile, on retient pour les différents essais deux valeurs :

– la contrainte maximale atteinte par l'échantillon $\sigma_{\max}$

– la contrainte C' pour laquelle l'évolution de la porosité inverse sa tendance (figure 2.4b)).

La contrainte $\sigma_{\max}$ peut être définie par le critère de Drucker-Prager, cela se traduit dans le plan ($P' - Q$) par une droite de rupture. Cependant les données de [Wong et al., 1997[187]] (figure 2.5a), symboles noirs) semblent indiquer que $\sigma_{\max}$ tend à suivre une parabole. [Bouteca et al., 2000[22]] utilisent les deux concepts : pour ces auteurs, la courbe de rupture suit d'abord la droite de Drucker-

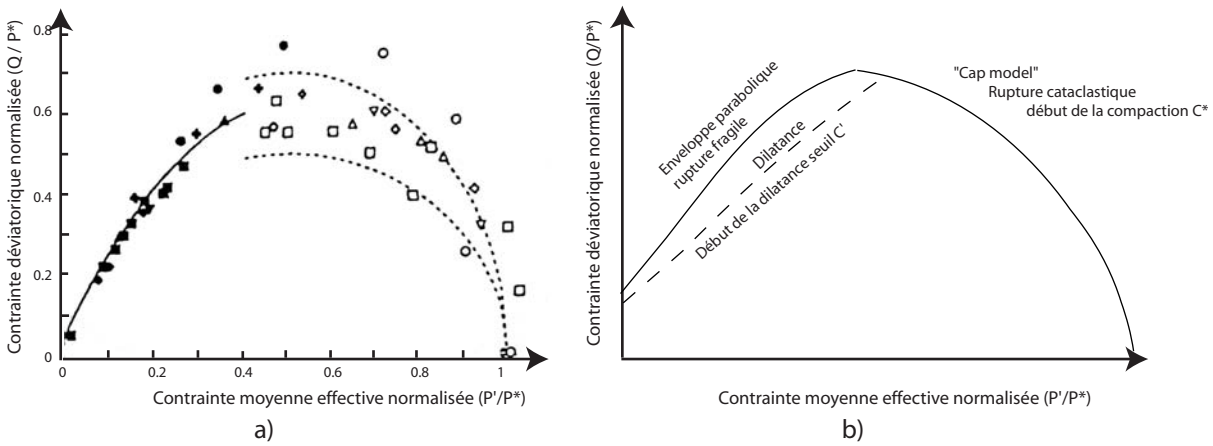


FIG. 2.5 – a) Synthèse des données expérimentales menées sur six grès (porosité allant de 15% à 35%) [Wong et al., 1997[187]]. Le régime fragile des échantillons est représenté par des symboles noirs (les seuils de dilatance C' ne sont pas tracés), le régime ductile par des symboles ouverts. b) Modélisation de l'enveloppe élastique d'une roche poreuse : pour de faibles pressions moyennes, la comportement est fragile et le maximum de contrainte est modélisé par un critère de Drucker-Prager ; pour des pressions moyennes plus importantes le comportement est ductile, et la limite d'élasticité est modélisée par un modèle de cap.

Prager, puis à partir d'une certaine valeur de la contrainte moyenne effective P', elle suit une parabole.

Les différents auteurs se sont également attachés à délimiter la zone de dilatance. Lors d'un essai, le seuil C' caractérise le début de dilatance. Ce seuil est caractérisé par une droite dans le plan ($P' - Q$). Cette zone de dilatance, comprise entre l'enveloppe parabolique et la droite représentant le début de dilatance est également tracée sur la figure 2.5b).

Regime cataclastique

Dans le comportement cataclastique, les différents essais sont caractérisés par le seuil C^*. Dans le plan de contrainte ($P' - Q$), les différentes grandeurs C^* semblent décrire une ellipse (figure 2.5a)). Ceci est en cohérence avec le 'modèle de cap', développé pour les matériaux poreux par [Dimaggio et Sandler, 1971[41]].

2.2 Mise en évidence de bandes de compaction

2.2.1 Observations géologiques

Le mode de rupture, par bandes de cisaillement a longtemps été le seul étudié. Ce mode de rupture observé fréquemment dans la nature est bien compris d'un point de vue théorique et mis en évidence d'un point vue expérimental. L'article de [Mollema and Antonellini, 1996[119]] a remis en question les différents modes de rupture. Les auteurs ont en effet observé dans le sud de l'Utah des bandes de compaction. Les observations sont faites sur un affleurement de grès.

Ce grès, dit de Navajo, est constitué quasi-uniquement de grains de quartz dont les tailles se répartissent entre $0,05$ et $0,8\ mm$. Les grains sont déposés en couches où les dimensions sont homogènes avec des bandes à gros grains (entre $0,3$ et $0,8\ mm$) et des bandes à grains fins (entre $0,05$ et $0,25\ mm$). Ces variations traduisent celles de la sédimentation, et les bandes de compactions observées se développent parallèlement à ce litage.

Les auteurs y reconnaissent deux sortes de bandes de compaction. Les unes épaisses (*thick compaction bands*), d'environ $0,5$ à $1,5\ cm$ de large et souvent longues de plus de $10\ m$. Par ailleurs, certaines bandes (*crooked compaction bands*), épaisses de $0,1$ à $0,5\ cm$, ne sont pas rectilignes mais ondulent avec une longueur d'onde de 1 à $5\ cm$ et une amplitude de quelques mm à quelques cm. Toutes ces bandes apparaissent en relief sur les affleurements, car la diminution de porosité les rend plus résistantes à l'érosion (figure 2.6a)).

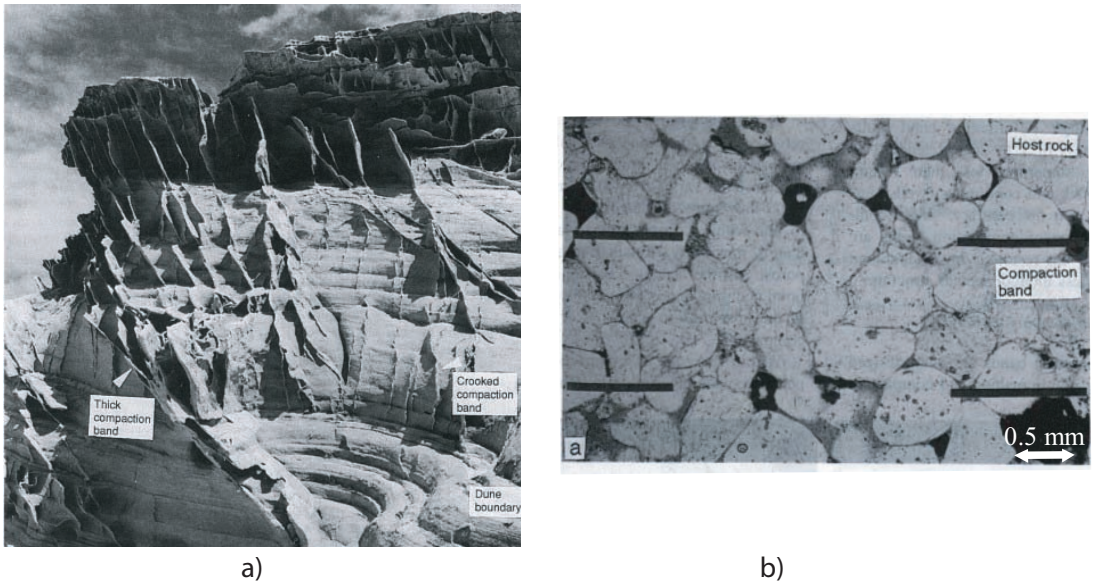
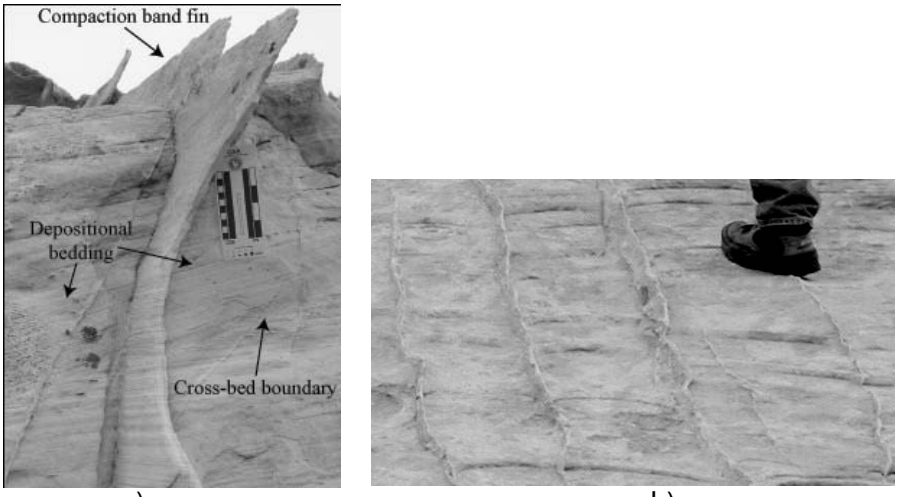


FIG. 2.6 – a) Affleurement du grès de Navajo (Utha) où [Mollema and Antonellini, 1996[119]] ont observé des bandes de compactions, celles-ci apparaissent en relief (échelle $1\,cm \simeq 3\,m$). b) Microstructure de la bande de compaction d'après [Mollema and Antonellini, 1996[119]].

[Mollema and Antonellini, 1996[119]] ont également étudié la microstructure. Ils observent que la compaction maximale est localisée sur une épaisseur de 4 à $5\ mm$ et sur quelques dizaines de centimètres dans les bandes de compaction. Elle se localise dans la zone où les grains sont les plus gros ($0,3$ à $0,8\ mm$). Au sein même d'une bande, la taille des grains est répartie entre $0,01\ mm$ et $0,8\ mm$, cette large gamme met en évidence leur rupture en fragments de petite taille qui se logent dans les pores et sont à l'origine de la diminution drastique de la porosité locale : la porosité passe de 25% à quelques pourcents. La lumière polarisée met en évidence des grains intensément déformés, dont les fragments encore proches sont facilement reconnus (figure 2.6b)). En d'autres termes, on vient de mettre en évidence l'absence de composante de cisaillement lors de la déformation, car le cisaillement redistribue les fragments dans les bandes de déformation.

Après l'article fondateur de [Mollema and Antonellini, 1996[119]] différents géologues ont mis en évidence d'autres bandes de compaction sur le terrain. [Sternlof et al., 2005[166]] a observé ces structures dans la Vallée de Feu au Névada. Ils montrent notamment que ces localisations sont indépendantes d'un éventuel litage. Sur la figure 2.10a), on voit nettement un litage sub-horizontal, la bande de compaction étant sub-perpendiculaire. La roche encaissante (un grès Aztec) a une porosité d'environ $\simeq 25\%$. K. Sternlof observe également un réseau de bandes de compaction parallèle les unes aux autres (figure 2.10 b)). Ces bandes de compaction semblent se former perpendiculairement à la contrainte principale.



a) b)

FIG. 2.7 – a) [Sternlof et al., 2005[166]] : Observation d'une bande de compaction dans les grès Aztec (Vallée de Feu – Nevada). b) Photographie de K. Sternlof prise dans la Vallée de Feu montrant une série de bandes de compaction parallèles entre elles.

2.2.2 Observations expérimentales de bandes de compaction

Suite aux observations géologiques, des bandes de compaction ont été mises en évidence dans une étude expérimentale sur le grès de Bentheim [Wong et al., 2001[189], Klein et al., 2001[96]]. Le grès de Bentheim provient de la carrière de Gildehausen, près du village de Bentheim en Allemagne, et est de même formation que la roche du réservoir de Schoonbeek, le plus grand réservoir gazier d'Europe de l'Ouest, situé à quelques kilomètres. Le grès de Bentheim est différent de la roche réservoir en termes de microstructure, composition et propriétés pétrophysiques [Klein, 2002[97]]. Ce grès est poreux (porosité p$\simeq 24\%$) et est composé de 95% de quartz.

2.2.2.1 Données mécaniques

La figure 2.8 a) montre que pour des pressions de confinement comprises entre $90\ MPa$ et $350\ MPa$, les essais sont caractéristiques d'un régime ductile compactant. Le comportement sous charge hydrostatique est tracé en pointillés. Comme pour le grès d'Adamswiller (figure 2.4) il est possible de définir une contrainte critique C^* à partir de laquelle les courbes des essais triaxiaux

contrainte moyenne – changement de porosité divergent de la courbe caractérisant le comportement sous charge hydrostatique. Les contraintes critiques C^* peuvent être tracées dans un plan de contrainte P'–Q (figure 2.8 b)). Le domaine élastique dans le régime compactant est délimité par une ellipse (symboles pleins sur la figure 2.8 b)).

Les données mécaniques du grès de Bentheim sont semblables à celles du grès d'Adamswiller. On note cependant une différence sur la figure 2.8a), les courbes des essais triaxiaux pendant la phase compactante (état de contrainte $> C^*$) ne sont pas linéaires mais caractérisées par des 'vagues'.

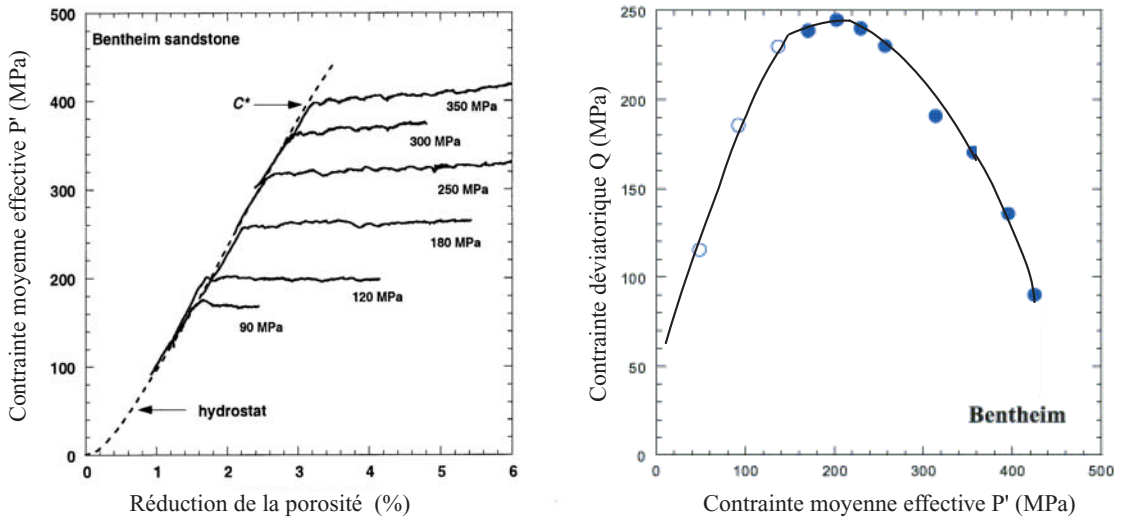


FIG. 2.8 – a) Le grès de Bentheim : la contrainte moyenne est tracée en fonction de l'évolution de porosité, pour six essais triaxiaux menés à des pressions de confinement allant de $90\ MPa$ à $350\ MPa$. b) Domaine élastique du grès de Bentheim dans une représentation P'–Q (les symboles ouverts représentent les contraintes critiques C', les symboles pleins, les contraintes critiques C^* [Baud et al., 2004[9]].

2.2.2.2 Microstructure

Tout l'intérêt de l'étude du Bentheim est l'observation microscopique *post-mortem* effectuée par les auteurs. Quatres expériences triaxiales ont été menées avec une même pression de confinement $P_c = 300\ MPa$, mais arrêtées à des déformations axiales différentes [Klein et al., 2001[96]]. Après une déformation axiale $\varepsilon_{ax} = 1.4\%$, la photographie de la lame mince après déchargement (figure 2.9 a)) montre que la compaction n'est pas homogène mais **localisée**. On peut voir sur cette image différentes bandes (qui apparaissent en noir) en pied et tête de l'échantillon, ces bandes se sont formées perpendiculairement à la contrainte principale. Pour une déformation axiale $\varepsilon_{ax} = 3.1\%$ (figure 2.9b)) d'autres bandes apparaissent, ces localisations semblent se propager de la tête et pied de l'échantillon vers son centre. Cette observation est confirmée par la figure 2.9c). Pour une déformation axiale $\varepsilon_{ax} = 6\%$ l'ensemble de l'échantillon est couvert de bandes de compactions. Cette figure confirme que la localisation par compaction ou bandes de compaction peut

être observée expérimentalement. Il faut cependant noter que l'initiation de la première bande de compaction semble être influencée par des effets de bords.

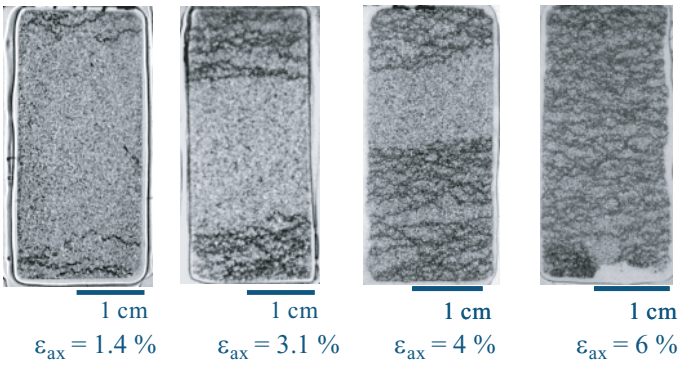


FIG. 2.9 – Etude des lames minces du grès de Bentheim pour quatre essais triaxiaux menés à une même pression de confinement $P_c = 300\,MPa$, mais arrêtés à des déformations axiales différentes ($\varepsilon_{ax} = 1.4\% - 6\%$) [Klein et al., 2001[96]].

L'étude microscopique des lames minces (figure 2.10) montre que dans la bande, les grains sont broyés, ce qui résulte en une chute drastique de la porosité dans la bande [Baud et al., 2004[9]]. Dans la roche encaissante, la porosité est sensiblement égale à la porosité initiale, alors que dans la bande la porosité est de l'ordre de quelques pourcents.

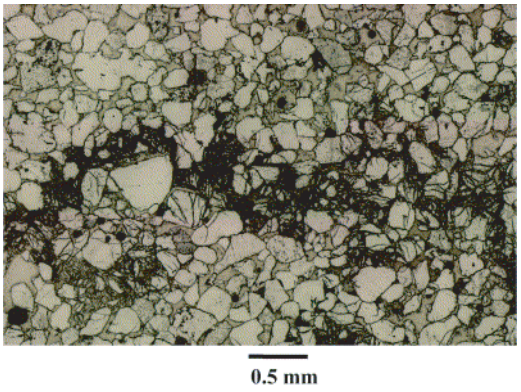


FIG. 2.10 – Observation microscopique d'une bande de compaction dans le grès de Bentheim : dans la bande les grains sont broyées, ce qui résulte en une chute de la porosité [Baud et al., 2004[9]].

Les conséquences d'une bande de compaction sur la perméabilité sont importantes, les bandes de compaction étant des zones peu poreuses vont se comporter comme des barrières à l'écoulement des fluides.

Il faut cependant noter une différence entre les observations expérimentales et les observations géologiques de terrain : la figure 2.10 indique que dans la bande tous les grains sont broyés et

que la zone de compaction est intensément fissurée, ce qui n'est pas observé sur le terrain. Cette différence de comportements peut être attribuée à la présence de fluide sur le terrain. En effet le taux de déformation y est beaucoup plus lent, et peut laisser place à des phénomènes de dissolution - recristallisation qui peuvent cicatriser les zones de localisation.

2.3 Prédiction d'une bande de compaction par la théorie

2.3.1 La théorie de la localisation

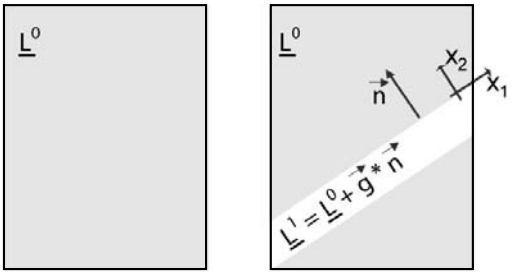
L'analyse des phénomènes de rupture dans les roches indique souvent une localisation de la déformation, qui n'est pas expliquée par les approches conventionnelles empiriques de la rupture sous forme de critères, comme le critère de Mohr Coulomb. La théorie de la bifurcation fournit un cadre théorique macroscopique. Dans le régime fragile, la localisation de la déformation résulte de la croissance puis de l'organisation en réseau de nombreuses microfissures. Elle est donc accompagnée d'une forte dilatance, suggérant ainsi que celle ci est un indicateur important de l'amorçage de la rupture. La localisation correspond au seuil de contrainte C' dans l'étude sur le grès d'Adamswiller. Les surfaces de localisation de déformation, en régime fragile, sont faiblement inclinées par rapport à l'axe de contrainte principale (autour de 30° dans les essais avec confinement, augmentant légèrement avec le confinement). La largeur des bandes de localisation varie de dix à vingt fois le diamètre moyen des grains. En conséquence, on considère que le comportement du matériau doit être identifié avant le seuil de localisation. En effet, le comportement post-localisation, et a fortiori le comportement post-pic, représente une réponse de 'structure' (en l'occurrence l'éprouvette fracturée). Aussi, les lois de comportement doivent être calibrées dans la zone pré-localisation.

La théorie de la localisation tente d'estimer la rupture dans un cadre rationnel, en intégrant des paramètres propres au matériau avant endommagement. [Rudnicki et Rice, 1975[145]] considère un milieu homogène infini se déformant de manière quasi-statique. A ce milieu est associée une solution fondamentale où la déformation est homogène (figure 2.11 a)). Ils cherchent alors à déterminer les conditions pour lesquelles une seconde solution apparaît et pour laquelle la déformation se localise dans une bande plane au sein d'un matériau homogène (figure 2.11 b)). Ils déterminent ainsi plusieurs conditions et en déduisent les critères de localisation.

2.3.1.1 Conditions cinématiques

Notations :

- L'opérateur 'saut' $[\,]$, avec $[H] = H_{inside} - H_{out}$
- $\overrightarrow{U}$ le déplacement du point courant
- $\overrightarrow{V} = \dot{\overrightarrow{U}}$ est la vitesse du point courant
- $\mathbf{F}$ est le gradient de déformation, $\mathbf{F} = \text{grad}\,\overrightarrow{U}$
- $\mathbf{L}$ est le gradient eulérien de la vitesse de déformation, $\mathbf{L} = \text{grad}\,\overrightarrow{V}$, donc, $\mathbf{L} = \dot{\mathbf{F}}\mathbf{F}^{-1}$.
- On suppose que pour la déformation, la configuration courante est la même que la configuration initiale, soit $\mathbf{F}^{-1} = \mathbf{I}$, ainsi $\mathbf{L} = \dot{\mathbf{F}}$.
- Notons le tenseur $\mathbf{D}$, $\mathbf{D} = \frac{1}{2}(\mathbf{L} + \mathbf{L}^T)$, en petites déformations, on a $\mathbf{D} = \dot{\varepsilon}$



a) Champ homogène b) Bande de localisation

FIG. 2.11 – a) Déformation homogène. b) Déformation localisée, la normale à la bande de localisation est suivant l'axe x_2.

La condition cinématique suppose la continuité du vecteur vitesse mais pas de son gradient. On suppose également que la discontinuité du gradient est purement normale. (équation de compatibilité géométrique d'Hadamard).

Aussi :

– si $\mathbf{L}^0$ est gradient de la vitesse de déformation dans la zone non perturbée,
– et si $\mathbf{L}^1$ est le gradient de la vitesse de déformation dans la bande,

alors

$$\mathbf{L}^1 = \mathbf{L}^0 + \overrightarrow{g} \otimes \overrightarrow{n}\,, \qquad \text{ou} \qquad \mathbf{L}^1 - \mathbf{L}^0 = [\mathbf{L}] = [\text{grad}\overrightarrow{V}] = \overrightarrow{g} \otimes \overrightarrow{n}\,, \tag{2.1}$$

où $\overrightarrow{n}$ est la normale de la bande, et g est significatif de l'intensité du mécanisme. Dans le cas particulier où $\overrightarrow{g}$ est colinéaire à $\overrightarrow{n}$, la bande s'ouvre en mode d'extension. Si par contre $\overrightarrow{g}$ est perpendiculaire à $\overrightarrow{n}$, la bande joue exclusivement en mode de cisaillement. Dans le cas particulier de la figure 2.11 b), $\overrightarrow{n} = \overrightarrow{x_2}$, on peut alors écrire :

$$\left[\frac{\partial V_i}{\partial x_j}\right] = g_i(x_2)\delta_{j2}\,. \tag{2.2}$$

2.3.1.2 Condition d'équilibre des contraintes

Soit $\overrightarrow{T}$ le vecteur contrainte, le vecteur $\overrightarrow{T}$ est continu à la traversée de la surface de localisation S. On peut écrire :

$$[\overrightarrow{T}] = 0 \qquad \text{soit} \qquad [\dot{\overrightarrow{T}}] = 0\,.$$

Le vecteur contrainte peut être exprimé en fonction du tenseur contrainte $\boldsymbol{\sigma}$, et $\overrightarrow{n}$ la normale à la surface S :

$$\dot{\overrightarrow{T}} = \dot{\boldsymbol{\sigma}}\overrightarrow{n} + \boldsymbol{\sigma}\dot{\overrightarrow{n}}\,,$$

$$[\dot{\overrightarrow{T}}] = [\dot{\boldsymbol{\sigma}}]\overrightarrow{n} + \boldsymbol{\sigma}[\dot{\overrightarrow{n}}]\,.$$

Cette dernière expression est valide car la normale est la même des deux côtés de la surface. De plus si la normale tourne, elle tourne de la même façon des deux côtés de la surface S, aussi

$[\dot{\overrightarrow{n}}] = 0$. Dans le cas particulier de la figure de Rice, $\overrightarrow{n} = \overrightarrow{x_2}$, on peut alors écrire :

$$[\dot{\sigma_{j2}}] = 0\,. \tag{2.3}$$

Le tenseur $\dot{\boldsymbol{\sigma}}$ n'est pas invariant sous les rotations de corps rigides. Il convient d'introduire la dérivée de Jaumann $\boldsymbol{\sigma}^{\nabla}$ qui est objective. Soit $\mathbf{w} = \frac{1}{2}(\mathbf{L} - \mathbf{L}^T)$, la dérivée de Jaunmann est alors définie par :

$$\sigma_{ij}^{\nabla} = \dot{\sigma_{ij}} + \sigma_{ip} w_{pj} + \sigma_{jp} w_{pi}\ .$$

Dans le cas particulier de la figure 2.11 b) $\overrightarrow{n} = \overrightarrow{x_2}$, et le vecteur contrainte est continu à la traversée de la surface de localisation, on peut alors écrire :

$$[\sigma_{j2}^{\nabla}] = \sigma_{jp}[w_{p2}] + \sigma_{2p}[w_{pj}]\ .$$

Les différentes composantes du tenseur $[\mathbf{w}]$ peuvent être calculées :

$$[\mathbf{w}] = \begin{bmatrix} 0 & \frac{1}{2}\,g_1 & 0 \\ -\frac{1}{2}\,g_1 & 0 & -\frac{1}{2}\,g_3 \\ 0 & \frac{1}{2}\,g_3 & 0 \end{bmatrix}\ .$$

On peut alors en déduire les différentes composantes de σ_{j2}^{∇} :

$$\begin{cases} [\sigma_{12}^{\nabla}] = -\frac{1}{2}\,g_1(\sigma_{22} - \sigma_{11}) + \frac{1}{2}\sigma_{13}\,g_3 \\ [\sigma_{22}^{\nabla}] = \sigma_{21}\,g_1 + \sigma_{23}\,g_3 \\ [\sigma_{32}^{\nabla}] = -\frac{1}{2}\,g_3\,(\sigma_{22} - \sigma_{33}) + \frac{1}{2}\,g_1\sigma_{31} \end{cases}$$

Cette écriture permet d'exprimer le saut de vitesse de contrainte $[\sigma_{2j}^{\nabla}]$ en fonction d'un tenseur **R**, ainsi :

$$[\sigma_{2j}^{\nabla}] = R_{jk}\,g_k \qquad \text{avec} \qquad R_{jk} = \begin{bmatrix} -\frac{1}{2}\,(\sigma_{22} - \sigma_{11}) & 0 & \frac{1}{2}\,\sigma_{13} \\ \sigma_{21} & 0 & \sigma_{23} \\ \frac{1}{2}\,\sigma_{31} & 0 & -\frac{1}{2}\,(\sigma_{22} - \sigma_{33}) \end{bmatrix}\ . \tag{2.4}$$

L'équation (2.4) donne une première expression du saut de vitesse de contrainte $[\sigma_{2j}^{\nabla}]$, une seconde relation peut être donnée en utilisant la loi de comportement du matériau.

2.3.1.3 Loi de comportement

Le matériau intact ou non doit suivre une loi de comportement. On considère une loi de comportement linéaire en vitesse, c'est-à-dire qu'il existe une relation linéaire entre un incrément de contrainte et un incrément de déformation. Soit $\mathbb{L}$ le module tangent, alors la loi de comportement s'écrit de la forme suivante :

$$\left[\boldsymbol{\sigma}^{\nabla}\right] = \mathbb{L}\,[\mathbf{D}]\,.$$

Cette loi peut être simplifiée, en prenant en compte le cas particulier de la figure 2.11 b), et en utilisant les propriétés de symétrie du tenseur $\mathbb{L}$:

$$\left[\sigma_{ij}^{\nabla}\right] \;=\; L_{ijkl}\;[D_{kl}] = L_{ijkl}\,\frac{1}{2}\left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j}+\frac{\partial V_j}{\partial x_i}\right) = \frac{1}{2}\,L_{ijkl}\;(g_k\delta_{k2}+g_l\delta_{l2}) = L_{2jk2}\,g_k\,. \tag{2.5}$$

2.3.1.4 Condition de localisation

La condition d'équilibre des contraintes et la loi de comportement permettent d'écrire $\left[\sigma_{2j}^{\nabla}\right]$ de deux façons différentes (2.4) et (2.5), en effet :

$$\left[\sigma_{2j}^{\nabla}\right] = L_{2jk2}\,g_k \qquad \text{et} \qquad \left[\sigma_{2j}^{\nabla}\right] \;=\; R_{jk}\,g_k\,.$$

De ces deux équations il est possible d'écrire $(L_{2jk2}-R_{jk})g_k \;=\; 0$. Cette dernière égalité admet une solution non nulle si et seulement si :

$$\det\,[L_{2jk2}-R_{jk}] = 0 \tag{2.6}$$

[Rudnicki et Rice, 1975[145]] montrent que les termes du tenseur $\mathbf{R}$ liés à l'introduction de la dérivée de Jaumann peuvent être négligés, dans un développement en fonction du rapport 'contrainte sur module élastique'.

La condition de localisation peut alors s'écrire :

$$\det\,[L_{2jk2}] = 0 \tag{2.7}$$

Les conditions limites ne jouant aucun rôle dans l'analyse, la loi de comportement à elle seule définit les conditions de localisation (seuil de localisation et orientation de la bande de localisation).

2.3.2 Définition d'un matériau élasto-plastique

2.3.2.1 Elasticité linéaire isotrope

La loi de Hooke permet d'écrire

$$\dot{\boldsymbol{\sigma}} = \left[\left(K-\frac{2}{3}\,G\right)\mathbf{I}\otimes\mathbf{I}+2\,G\,\mathbb{J}\right]\,:\,\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^e\,, \qquad \text{ou encore} \qquad \dot{\boldsymbol{\sigma}} = \mathbb{D}^e : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^e\,. \tag{2.8}$$

On définit la déformation totale comme la somme d'une déformation élastique et d'une déformation plastique :

$$\boldsymbol{\varepsilon}^t = \boldsymbol{\varepsilon}^e + \boldsymbol{\varepsilon}^p\,. \tag{2.9}$$

2.3.2.2 Surface de charge et potentiel d'écoulement plastique

Le tenseur des contraintes $\boldsymbol{\sigma}$ peut se décomposer en sa partie sphérique P' et déviatorique $\boldsymbol{\chi}$. On utilise la convention de mécanique des sols, d'où :

$$P' = -\left(\frac{1}{3}\mathrm{tr}\,\boldsymbol{\sigma} - P_p\right) .$$

Le tenseur des contraintes peut s'écrire :

$$\boldsymbol{\sigma} = -P'\mathbf{I} + \boldsymbol{\chi} .$$

On définit τ la contrainte équivalente de Von Mises,

$$\tau^2 = \frac{1}{2}\boldsymbol{\chi} : \boldsymbol{\chi} .$$

Il est d'usage, pour définir le domaine d'élasticité initial, d'introduire une surface de charge ϕ :

- si $\phi < 0$, alors l'état de déformation se trouve dans le domaine élastique,
- si $\phi = 0$, alors l'état de déformation se trouve dans le domaine plastique.

La surface de charge est fonction de l'état de contrainte et du paramètre d'écrouissage isotrope q, ce paramètre d'écrouissage caractérise 'l'histoire' de la roche :

$$\phi = \phi(\boldsymbol{\sigma}, q) = \phi(\tau, P', q) .$$

$\phi = 0$ est une condition nécessaire pour déformer le matériau plastiquement, mais pas suffisante, il convient en effet de définir la normale à la fonction de charge $\mathbf{N}$:

$$\mathbf{N} = \frac{\partial \phi}{\partial \boldsymbol{\sigma}} = \frac{1}{2\tau}\boldsymbol{\chi}\,\frac{\partial \phi}{\partial \tau} - \frac{1}{3}\mathbf{I}\,\frac{\partial \phi}{\partial P'} . \tag{2.10}$$

Ainsi, on peut définir deux situations :

- $\phi = 0$ et $\dot{\boldsymbol{\sigma}}$: $\mathbf{N} > 0$ il y a chargement plastique (*loading*),
- $\phi = 0$ et $\dot{\boldsymbol{\sigma}}$: $\mathbf{N} = 0$ le chargement plastique est neutre (*neutral loading*).

La surface de charge ϕ répond à la question : *Quand y-a-t-il déformation plastique ?* Pour répondre à la question : *Comment s'effectue la déformation plastique ?*, il convient d'introduire une fonction d'écoulement plastique ψ. La fonction d'écoulement plastique, ψ, est fonction de l'état de contrainte et du paramètre d'écrouissage q :

$$\psi = \psi(\boldsymbol{\sigma}, q) = \psi(\tau, P', q) .$$

Comme pour la surface de charge, on peut définir la direction de l'écoulement $\mathbf{M}$:

$$\mathbf{M} = \frac{\partial \psi}{\partial \boldsymbol{\sigma}} = \frac{1}{2\tau}\boldsymbol{\chi}\,\frac{\partial \psi}{\partial \tau} - \frac{1}{3}\mathbf{I}\,\frac{\partial \psi}{\partial P'} . \tag{2.11}$$

La déformation plastique est alors donnée par :

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p = \dot{\lambda}\,\mathbf{M} . \tag{2.12}$$

$\dot{\lambda}$ est représentatif de l'intensité du taux de déformation plastique et $\mathbf{M}$ est représentatif de la direction d'écoulement.

La condition de compatibilité de Prager pour la théorie de l'écoulement plastique nous donne deux équations :

$$\phi(\boldsymbol{\sigma}, q) = 0 \qquad \text{et} \qquad \dot{\phi} = \frac{\partial \phi}{\partial \boldsymbol{\sigma}} \dot{\boldsymbol{\sigma}} + \frac{\partial \phi}{\partial q} \dot{q} = 0 \,. \tag{2.13}$$

Cette condition exprime le fait que l'évolution de l'écrouissage doit compenser l'évolution des contraintes.

En combinant les équations (2.8), (2.9), (2.10), (2.11), (2.12), (2.13), il est alors possible de mettre en évidence le module élasto-plastique $\mathbb{L}$:

$$\dot{\boldsymbol{\sigma}} = \left(\mathbb{D}^e - \frac{1}{H} (\mathbb{D}^e : \mathbf{M}) \otimes (\mathbf{N} : \mathbb{D}^e) \right) : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^t \; = \; \mathbb{L} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^{\boldsymbol{t}} \,, \tag{2.14}$$

où H est un scalaire défini par :

$$H = G \frac{\partial \psi}{\partial \tau} \frac{\partial \phi}{\partial \tau} + K \frac{\partial \psi}{\partial P'} \frac{\partial \phi}{\partial P'} - \frac{\partial \phi}{\partial q} \,. \tag{2.15}$$

Dans la définition du module élasto-plastique $\mathbb{L}$, on s'est attaché à rester général en traitant des fonction ψ et ϕ quelconques. [Rudnicki et Rice, 1975[145]] ont utilisé un modèle de Drucker-Prager.

2.3.3 Modèle de Drucker-Prager pour les matériaux poreux

A partir du critère de Coulomb, [Drücker et Präger, 1952[44]] ont proposé un critère mathématiquement plus régulier pour la surface de charge, qui s'exprime en fonction des invariants des contraintes I_1, J_2 et $\boldsymbol{\sigma}$. Le domaine correspondant est représenté dans l'espace des contraintes principales par un cône de révolution.

Dans un premier temps, ce modèle était destiné aux roches peu poreuses, cependant il a été ré-interprété par [Bésuelle, 2001b[14], Bésuelle et Rudnicki, 2004[15]] pour des roches poreuses.

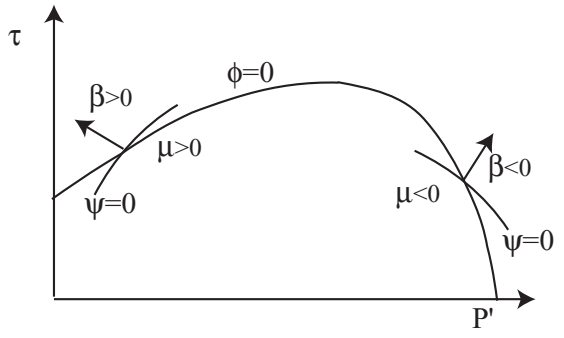


FIG. 2.12 – Domaine élastique pour une roche poreuse : Pour des pressions effectives P' faibles, le matériau est dilatant et μ et β sont positifs. Pour des pressions moyennes plus élevées, le comportement du matériau est compactant et μ et β sont négatifs.

La surface de charge ϕ s'écrit :

$$\phi(\boldsymbol{\sigma}, q) = \tau - \mu\, P' - f(q)\,, \tag{2.16}$$

où μ correspond à la pente locale de la surface de charge ϕ dans un plan de contrainte τ en fonction de la contrainte moyenne effective P' (figure 2.12).

On suppose que l'écrouissage $f(q)$ s'exprime en fonction de la déformation plastique déviatorique γ^p[1], et $f(q) = g(\gamma^p)$ (en compression isotrope $\gamma^p = 0$ et donc γ^p dans ce cas, ne peut pas être un paramètre d'écrouissage). Le surface de charge s'écrit alors :

$$\phi(\boldsymbol{\sigma}, q) = \tau - \mu\, P' - g(\gamma^p)\,. \tag{2.17}$$

On note h le module d'écrouissage tangent à la courbe $\tau = g(\gamma^p)$,

$$h = \frac{d\,g}{d\,\gamma^p} \tag{2.18}$$

où h est représenté sur la figure 2.13.

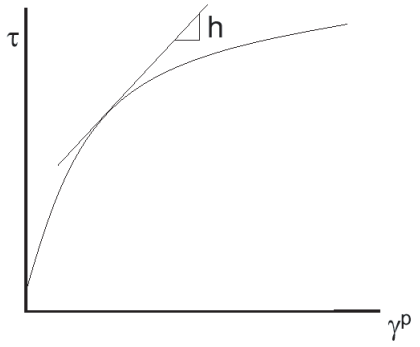


FIG. 2.13 – Le module d'écrouissage est tangent à la courbe *contrainte déviatorique - déformation plastique déviatorique*.

Par analogie avec l'écriture de la surface de charge, [Rudnicki et Rice, 1975[145]] écrivent la fonction d'écoulement plastique ψ :

$$\psi = \tau - \beta\, P' + \ell(\gamma^p). \tag{2.19}$$

Notons que la fonction $\ell(\gamma^p)$ est quelconque et n'intervient pas dans les calculs.

On peut alors obtenir une écriture simplifiée des expressions **N** et **M** à partir de (2.10) et (2.11) :

$$\mathbf{N} = \frac{1}{2\tau}\boldsymbol{\chi} + \frac{1}{3}\mu\mathbf{I} \qquad \text{et} \qquad \mathbf{M} = \frac{1}{2\tau}\boldsymbol{\chi} + \frac{1}{3}\beta\mathbf{I}\,. \tag{2.20}$$

[1] où l'on rappelle que $\gamma^p = \sqrt{2\,\mathbf{e}^p : \mathbf{e}^p}$ avec $\mathbf{e}^p = \boldsymbol{\varepsilon}^p - \frac{1}{3}\varepsilon^p_{\text{vol}}\mathbf{I}$

La déformation plastique (équation (2.12)) est alors donnée par :

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p = \dot{\lambda}\mathbf{M} = \dot{\lambda}\left(\frac{1}{2\tau}\boldsymbol{\chi} + \frac{1}{3}\beta\mathbf{I}\right) . \tag{2.21}$$

A partir de cette dernière équation, on peut obtenir le taux de déformation volumique plastique,

$$\dot{\varepsilon}^p_{\text{vol}} = \beta\dot{\lambda} . \tag{2.22}$$

Pour déterminer $\dot{\lambda}$ on peut écrire l'équation (2.21) en terme de taux de déformation plastique déviatorique,

$$\dot{\mathbf{e}} = \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p - \frac{1}{3}\dot{\varepsilon}^p_{\text{vol}}\mathbf{I} = \dot{\lambda}\left(\frac{1}{2\tau}\boldsymbol{\chi}\right) . \tag{2.23}$$

En notant que,

$$\dot{\gamma}^p = \sqrt{2\,\mathbf{e}:\mathbf{e}} = \dot{\lambda} \tag{2.24}$$

on montre que le coefficient β correspond à une petite déformation volumique plastique due à une petite déformation de cisaillement plastique, :

$$\beta = \frac{\partial\varepsilon^p_{vol}}{\partial\gamma^p} . \tag{2.25}$$

Si la roche est dilatante alors $\beta > 0$, si la roche est compactante alors $\beta < 0$.

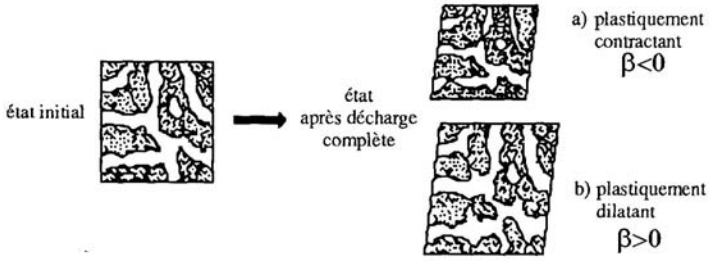


FIG. 2.14 – Interprétation physique de β, d'après [Coussy, 1991[35]].

La déformation plastique $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p$ peut alors se mettre sous la forme (équations (2.21) et (2.13)),

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p = \frac{1}{h}\left(\frac{1}{2\tau}\boldsymbol{\chi} + \frac{1}{3}\mu\mathbf{I}\right) \otimes \left(\frac{1}{2\tau}\boldsymbol{\chi} + \frac{1}{3}\beta\mathbf{I}\right) : \dot{\boldsymbol{\sigma}} . \tag{2.26}$$

2.3.3.1 Expression simplifiée du module élasto-plastique

Les deux fonctions de charge et d'écoulement étant explicitées, il est possible de donner une écriture simplifiée du scalaire H (équation 2.15),

$$H = G + \mu\,\beta\,K + h . \tag{2.27}$$

Le module élasto-plastique dans le cas d'un modèle de Drucker-Prager peut être écrit en utilisant (2.14) :

$$\dot{\boldsymbol{\sigma}} = \mathbb{L} : \boldsymbol{\varepsilon}^t = \left(2G\mathbb{J} + \left(K - \frac{2}{3}G \right) \mathbf{I} \otimes \mathbf{I} - \frac{\left(\frac{G}{\tau}\boldsymbol{\chi} + \beta\, K\, \mathbf{I}\right)\left(\frac{G}{\tau}\boldsymbol{\chi} + \mu\, K\, \mathbf{I}\right)}{G + \mu\, \beta\, K + h} \right) : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^t \,. \tag{2.28}$$

On retouve ici l'expression (14) de l'article de Rudniki et Rice écrite sous forme tensorielle.

2.3.3.2 Expression de la condition de localisation

La condition de localisation est donnée par (2.7) et se résume à :

$$\det[L_{2ij2}] = 0 \,. \tag{2.29}$$

Il suffit de calculer le déterminant du module élasto-plastique $\mathbb{L}$, et cela conduit à l'expression suivante :

$$\frac{h}{G + \mu\, K\beta} = \frac{(G\chi_{22} + \beta\, K\, \tau)(G\chi_{22} + \mu\, K\, \tau) + (\frac{4}{3}G + k)G(\sigma_{21}^2 + \sigma_{23}^2)}{\tau^2(\frac{4}{3}G + K)(G + \mu\, K\beta)} - 1 \,. \tag{2.30}$$

Puisque h varie avec l'orientation de la bande de localisation, et qu'il décroît généralement quand la déformation plastique augmente, [Rudnicki et Rice, 1975[145]] ont considéré que le critère de bifurcation est satisfait quand le module h atteint sa valeur maximum h^c. Si la normale de la bande est perpendiculaire à la direction de contrainte principale intermédiaire (dans ce cas, le plan de la bande contient le maximum de cisaillement), la valeur critique du module d'écrouissage h^c est donnée par [Rudnicki et Rice, 1975[145]] :

$$\frac{h^c}{G} = \frac{1+\nu}{9(1+\nu)}(\beta - \mu)^2 - \frac{1+\nu}{2}\left[N + \frac{1}{3}(\beta + \mu) \right]^2 , \tag{2.31}$$

où N est la contrainte déviatorique principale intermédiaire normalisée ($N = \chi_{22}/\tau$ et $N = 1/\sqrt{3}$ pour un essai de compression axisymétrique). La prédiction faite par ce modèle quant à l'angle θ entre la normale de la bande de localisation et la contrainte principale est alors la suivante [Rudnicki, 2002a [146]] :

$$\theta = \frac{\pi}{4} + \frac{1}{2}\arcsin \alpha \,, \tag{2.32}$$

avec

$$\alpha = \frac{(2/3)(1+\nu)(\beta + \mu) - N(1 - 2\nu)}{\sqrt{4 - 3N^2}} \,. \tag{2.33}$$

[Perrin et Leblond, 1993[135]] ont montré que, puisque α doit être compris entre -1 et 1 pour que l'équation (2.33) ait une solution réelle, les paramètres β et μ doivent vérifier l'inégalité suivante :

$$(1 - 2\nu)N - \sqrt{4 - 3N^2} \leq \frac{2}{3}(1+\nu)(\beta + \mu) \leq (1 - 2\nu)N + \sqrt{4 - 3N^2} \,. \tag{2.34}$$

Les valeurs de $\mu + \beta$ qui satisfont l'inégalité (2.34) correspondent à des valeurs pour l'angle θ

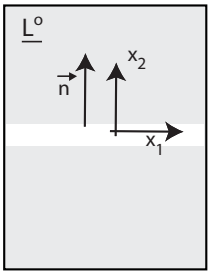
comprises entre $0 \leq \theta \leq \pi/2$. Si l'inégalité de droite est violée, la normale de la bande est dans la direction de la contrainte principale la plus faible, i.e., $\theta = \pi/2$. Cette bande est alors une bande de dilatation [Issen et Rudnicki, 2000[82]]. Au contraire, si l'inégalité de gauche est violée, la bande est alors perpendiculaire à la contrainte principale maximale, i.e., $\theta = 0$. Cette bande est alors une bande de compaction. Cette dernière condition est atteinte pour des valeurs $\mu + \beta < 0$, et avait été jugée irréaliste par [Rudnicki et Rice, 1975[145]], car ils considéraient des matériaux peu poreux. Cependant pour des grès poreux cette condition peut être atteinte.

L'expression du module d'écrouissage critique h^c (2.31) n'est valide que si l'inégalité est respectée. Si l'inégalité de gauche est violée (i.e., formation d'une bande de compaction), alors le module critique h^c s'écrit :

$$\frac{h^c}{G} = \frac{1+\nu}{9(1-\nu)}(\beta-\mu)^2 - \frac{1+\nu}{1-\nu}\left(\frac{1}{2}N_3 - \frac{\beta+\mu}{3}\right)^2 - \left(1 - \frac{3}{4}N_3^2\right) , \tag{2.35}$$

où $N_3 = \chi_{33}/\tau$ et $N_3 = 2/\sqrt{3}$ dans un essai de compression axisymétrique.

2.3.4 Synthèse des conditions théoriques pour prédire une bande de compaction



a) Bande de compaction

FIG. 2.15 – Bande de compaction, la normale à la bande de localisation est suivant l'axe x_2 .

Ce paragraphe résume les conditions théoriques pour prédire une bande de compaction. Les écritures sont simplifiées dans le cas de l'essai triaxial. Dans la configuration de la figure 2.15, la condition de localisation (2.7) s'écrit :

$$\det[\mathbb{L}_{2222}] = 0 \tag{2.36}$$

Le domaine d'élasticité du matériau est délimité par un modèle de Drucker-Prager. On suppose que le paramètre d'écrouissage ne dépend que de la déformation plastique déviatorique γ^p, le module critique h^c dans la cas d'une bande de compaction est [Issen et Rudnicki, 2000[82]] :

$$\frac{h^c}{G} = \frac{1+\nu}{9(1-\nu)}\left[(\beta-\mu)^2 - (\sqrt{3} - (\beta+\mu))^2\right] . \tag{2.37}$$

Le paramètre d'écrouissage n'est pas sensible à la contrainte hydrostatique. Un calcul similaire peut-être effectué en utilisant comme paramètre d'écrouissage, la déformation volumique plastique

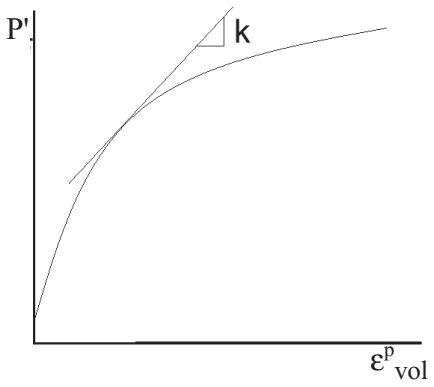


FIG. 2.16 – Le module d'écrouissage k est tangent à la courbe contrainte moyenne effective P' - déformation volumique plastique.

$f(\varepsilon^p_{\text{vol}})$. Dans ce cas on définit un module d'écrouissage volumique k, comme :

$$k = \frac{d\,f}{d\,\varepsilon^p_{\text{vol}}}\,, \tag{2.38}$$

où k représente la pente locale à la courbe contrainte moyenne P' - déformation volumique plastique (figure 2.16). Le choix du paramètre d'écrouissage $\varepsilon^p_{\text{vol}}$ est plus approprié pour la cas d'une compaction du matériau. Le critère de bifurcation est satisfait quand k atteint une valeur critique k^c [Rudnicki, 2004[148]]. Dans le cas de l'essai triaxial et de la formation d'une bande de compaction, $h^c = \mu\beta k^c$, et k^c s'écrit comme :

$$\frac{k^c}{G} = \frac{1+\nu}{9(1-\nu)}\left[\left(\sqrt{\frac{\mu}{\beta}} - \sqrt{\frac{\beta}{\mu}}\right)^2 - \left(\sqrt{\frac{3}{\mu\beta}} - \left(\sqrt{\frac{\mu}{\beta}} + \sqrt{\frac{\beta}{\mu}}\right)\right)^2\right]\,. \tag{2.39}$$

Enfin la localisation par bande de compaction est prédite si (équation 2.33) :

$$\mu + \beta < -\sqrt{3}\,. \tag{2.40}$$

Annexe B : Invariants des tenseurs des contraintes et des déformations

B.1 Invariants du tenseur des contraintes

Le tenseur des contraintes $\boldsymbol{\sigma}$ peut s'écrire dans sa forme générale, ou peut être diagonalisé (voir figure 2.17 ce tenseur est symétrique donc admet des valeurs propres réelles),

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} & \tau_{zx} \\ \tau_{xy} & \sigma_y & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{yz} & \sigma_z \end{bmatrix} \quad \leftrightarrow \quad \boldsymbol{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_1 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3 \end{bmatrix} .$$

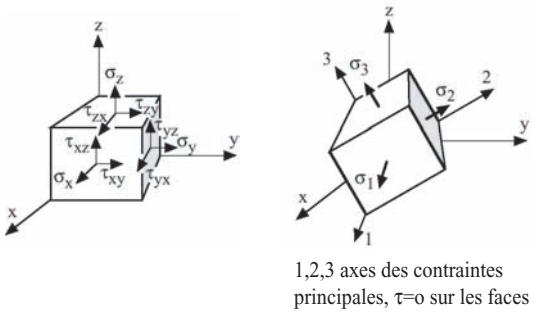


FIG. 2.17 – Directions principales des contraintes.

Dans l'essai triaxial, σ_1 est la contrainte axiale appliquée sur l'échantillon et $\sigma_2 = \sigma_3 2$ la pression de confinement. Ce tenseur admet trois invariants (écrit ici dans les directions principales) :

$$I_1 = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 \,, \qquad I_2 = \sigma_1\sigma_2 + \sigma_1\sigma_3 + \sigma_2\sigma_3 \,, \qquad I_3 = \sigma_1\sigma_2\sigma_3 \,.$$

Le tenseur des contraintes $\boldsymbol{\sigma}$ peut se décomposer en une partie sphérique et une partie déviatorique. On note $P' = -\left(\frac{1}{3}\operatorname{tr}\boldsymbol{\sigma} - P_p\right)$ la contrainte effective moyenne. La contrainte déviatorique est définie par $\boldsymbol{\chi} = \boldsymbol{\sigma} + P'\mathbf{I}$. Les directions principales du tenseur des contraintes déviatoriques coïncident avec celles du tenseur des contraintes. Il admet également trois invariants donnés ici dans les directions de contraintes principales :

$$J_1 = 0 \,, \qquad J_2 = \frac{I_1^2}{3} - I_2 \,, \qquad J_3 = I_3 - \frac{I_1 I_2}{3} + 2\frac{I_1^3}{27} \,.$$

J_2 est souvent utilisé et peut prendre la forme plus pratique

$$J_2 = \frac{1}{6}\left[(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2\right] \,.$$

Dans un essai triaxial, on a donc les égalités suivantes :

$$P' = \frac{I_1}{3} \,, \qquad Q^2 = 3J_2 \,.$$

On note τ la contrainte équivalente de Von Mises, cette contrainte est représentative de l'intensité du déviateur, elle est définie ainsi : $\tau^2 = \frac{1}{2}\boldsymbol{\chi} : \boldsymbol{\chi}$.

B.2 Invariants du tenseur des déformations

Comme le tenseur des contraintes, le tenseur des déformations admet trois invariants (écrit ici dans les directions principales) :

$$I_1' = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 \,, \qquad I_2' = \varepsilon_1\varepsilon_2 + \varepsilon_1\varepsilon_3 + \varepsilon_2\varepsilon_3 \,, \qquad I_3' = \varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_3 \,.$$

Le tenseur des déformations peut-être décomposé en une partie sphérique et une partie déviatorique. On note $\varepsilon_{\mathrm{vol}} = \mathrm{tr}\,\boldsymbol{\varepsilon}$. La déformation déviatorique est définie par $\mathbf{e} = \boldsymbol{\varepsilon} - \frac{1}{3}\varepsilon_{\mathrm{vol}}\mathbf{I}$. On définit l'intensité de déformation déviatorique $\gamma^2 = 2\,\mathbf{e} : \mathbf{e}$.

Deuxième partie

Compaction homogène

Chapitre 3

Dispositif expérimental du laboratoire de Géologie de l'ENS

La première année de cette thèse a été consacrée à mettre au point un protocole expérimental. L'idée principale était d'effectuer un chargement triaxial, et de mesurer, pour un état de contrainte donné, les propriétés physiques de l'échantillon : sa déformation radiale et axiale, sa perméabilité et les vitesses de propagation des ondes élastiques P et S. J'ai bénéficié au cours des premiers six mois de l'aide inestimable d'Alexandre Schubnel et de Luigi Burlini, chercheur invité pendant un mois au département TAO. Ensemble nous avons pu réaliser une série d'expériences sur le calcaire de Solnhoffen. Le problème majeur sur les grès poreux est de garder une étanchéité parfaite entre le bain d'huile de confinement et la roche, qui peut être saturée d'eau. Ce problème a été résolu en utilisant des jaquettes en néoprène 'prototypes', dont l'épaisseur est de $2,5\,mm$ et en utilisant une colle résistant à l'huile et aux hautes pressions. Les premières expériences sur les grès poreux n'ont été réalisées avec succès qu'au mois de juin 2003. Ces expériences n'auraient également pu se faire sans l'assistante technique constante de Guy Marolleau et de Thierry Descamps, et les conseils de Serge Chanchole et de Daniel Theval du Laboratoire de Mécanique des Solides de l'Ecole Polytechnique.

Le protocole expérimental a depuis été amélioré grâce à l'expérience acquise sur la presse triaxiale du GeoForschungsZentrum, mise en place et développée par Sergei Stanchits et Georg Dresen. Ces améliorations concernent essentiellement le système de mesure des ondes de propagation élastiques et seront présentées dans le dernier chapitre.

Ce chapitre se décompose en trois parties ;

- la première partie présente la presse triaxiale du laboratoire de Géologie de l'ENS,
- la seconde partie fait le point sur les mesures effectuées pendant le chargement,
- enfin la dernière partie est consacrée à la préparation d'une expérience type.

Sommaire

3.1 La presse triaxiale 81
3.1.1 La cellule Géodesign 81
3.1.2 Les générateurs et les multiplicateurs de pression 82
3.2 Mesure de la déformation, des vitesses élastiques et de la perméabilité . . . 83
3.2.1 Mesure de la déformation 83
3.2.2 Mesure des vitesses de propagation des ondes élastiques 85
3.2.3 Mesure de la perméabilité 86
3.3 Préparation d'une expérience type 88

3.1 La presse triaxiale

3.1.1 La cellule Géodesign

La presse triaxiale, dont un schéma de principe est présenté en figure 3.1, est une presse autonome, c'est-à-dire qu'elle contient son propre système de chargement axial. Elle est composée de quatres ensembles principaux : la cellule dans laquelle est positionné l'échantillon, le circuit de pression de confinement, le circuit de pression axiale, et le circuit de pression de pore.

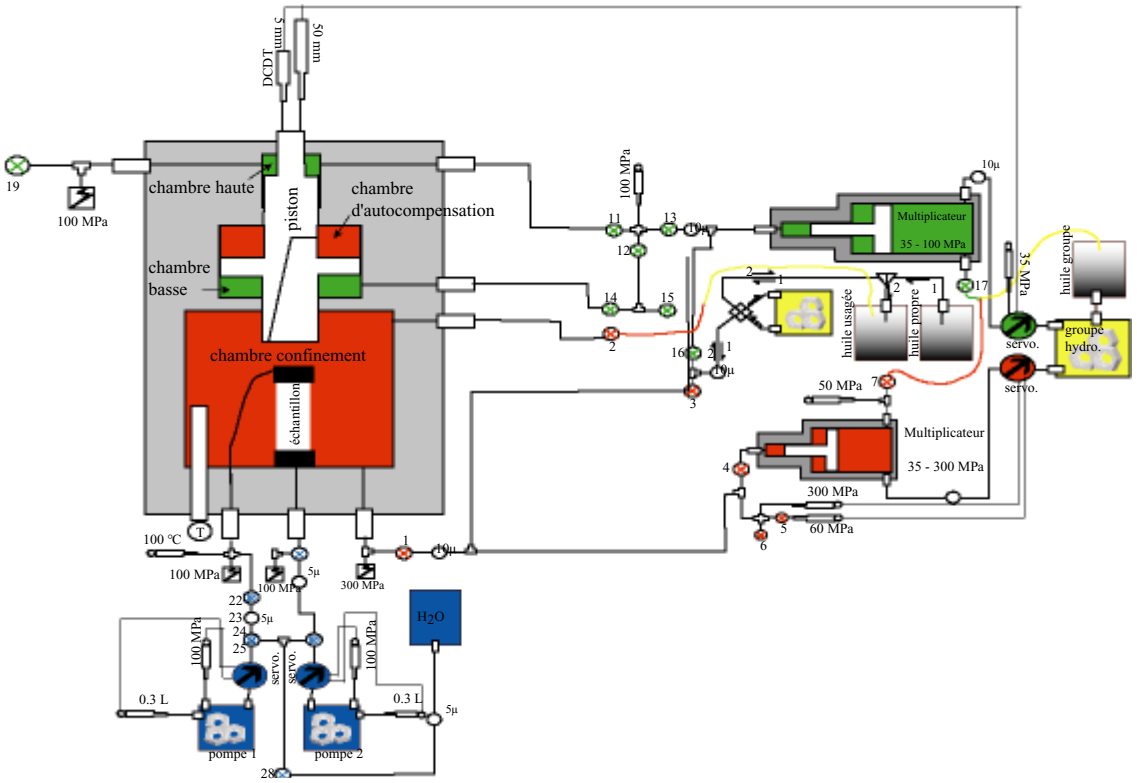


FIG. 3.1 – Schéma de principe de la presse du laboratoire de Géologie.

La chambre de confinement est dimensionnée pour des pressions de confinement allant jusqu'à $300\ MPa$. L'échantillon repose entre deux embases. Il est protégé de l'huile de confinement par une membrane en néoprène. Ces deux embases sont connectées par l'intermédiaire de deux tubes flexibles de haute pression à la semelle de la cellule, puis aux pompes de pression de pores.

La semelle de la cellule comprend 34 passages de fils étanches pour les instruments de mesures internes (par exemple : des jauges de déformation, des capteurs piézoélectriques pour les vitesses élastiques P et S), un thermocouple, et trois canalisations hydrauliques qui permettent la circulation du fluide de confinement, et du fluide de pore (figure 3.2b)).

La partie inférieure est reliée à la partie supérieure par huit tirants (figure 3.2a)). La partie supérieure, qui contient le piston, se compose de trois chambres de pressions différentes. Une chambre haute, en tête de piston, qui permet de faire descendre ce dernier et d'écraser l'échantillon, une chambre basse qui permet de le faire remonter, et une chambre d'autocompensation, reliée à

la chambre de confinement. Grace à ce système le mouvement du piston est indépendant de la variation de la pression de confinement.

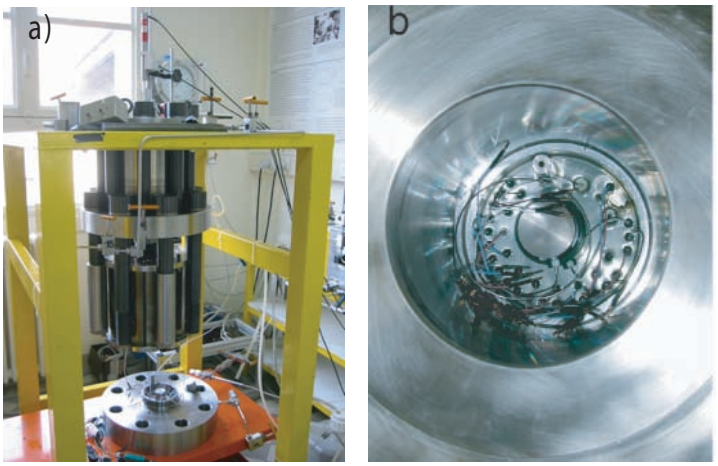


FIG. 3.2 – Photographies de la presse triaxiale. a) Cellule ouverte maintenue par les huit tirants. b) Photographie de la semelle et de ces 34 passages étanches.

L'effet de la pression en tête de piston est transmis et multiplié par le rapport de surface, jusqu'à l'échantillon. La pression maximale dans la chambre haute est de $100\,MPa$. Le rapport de surface pour un échantillon de diamètre $40\,mm$ est égal à 7.17, la contrainte verticale maximale est donc de $717\,MPa$. Le circuit d'huile est filtré en plusieurs points par des filtres $10\,\mu m$, et la chambre est protégée de surpressions éventuelles par des éclateurs de pression.

3.1.2 Les générateurs et les multiplicateurs de pression

La pression de confinement et la pression axiale en tête de piston sont générées par un groupe hydraulique construit par la compagnie SOGEMA. Celui-ci délivre sur ses deux axes une pression maximum de $35\,MPa$. Cette pression est ensuite multipliée par un multiplicateur $35 - 300\,MPa$ dans le cas du confinement, $35 - 100\,MPa$ dans le cas de la pression axiale (figure 3.3a)).

La voie de pression de confinement est régulée par deux capteurs de pression ($0 - 60\,MPa$ et $0 - 300MPa$) en aval du multiplicateur, au moyen d'une carte de régulation de marque MOOG. On peut ainsi réguler en continu la consigne en pression et sa rampe de montée sur la voie de confinement. La température de l'huile dans la chambre de confinement est contrôlée au moyen d'un thermocouple.

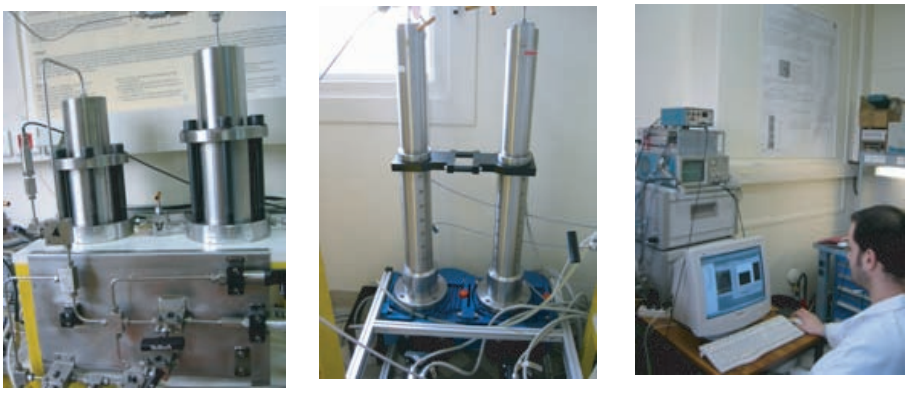
La voie de pression axiale est régulée soit en pression, soit en déplacement, au moyen de la même carte MOOG. En pression, la régulation se fait au moyen de deux capteurs de pression, l'un situé en amont du multiplicateur $0 - 100\,MPa$, l'autre en aval. En déplacement, la régulation se fait au moyen de deux LVDTs placés au sommet de la cellule.

La pression de pore est générée par deux pompes volumétriques de précision de marque MAXITECH, de pression maximale égale à $100\,MPa$ (figure 3.3b)). La régulation de chacune de ces deux pompes se fait au moyen d'une carte de régulation MPCAC, soit en pression, soit en volume, soit

en débit. Le volume maximal de chacune de ces pompes est de $0,3$ litres. Le débit minimal est de l'ordre du centimètre-cube par heure. La température du fluide interstitiel dans l'échantillon est contrôlée au moyen d'une sonde PT100.

La force exacte exercée sur l'échantillon est connue grâce à un capteur de force interne, fabriqué et calibré sous pression par la société AMC Automation.

L'acquisition et la conversion des données se font au moyen d'un rack d'acquisition 16-bits. La régulation et l'enregistrement de l'ensemble s'effectuent informatiquement grâce à une interface LabView (figure 3.3c)).



a) b) c)

FIG. 3.3 – a) Photographie des multiplicateurs de pression. b) Photographie des pompes volumétriques (pression de pore). c) Photographie du système de commande de la presse.

3.2 Mesure de la déformation, des vitesses élastiques et de la perméabilité

3.2.1 Mesure de la déformation

Les mesures de la déformation ont un double intérêt. Tout d'abord on souhaite réaliser des mesures de déformation les plus proches des vraies déformations. Ensuite on souhaite détecter la localisation et donc la perte d'homogénéité de la déformation. On distingue les mesures locales internes des mesures globales externes.

Les jauges de déformation

Une jauge de déformation consiste en un support sur lequel adhère un serpentin de fin fil électrique, dont la résistance varie en fonction de la déformation. Les variations de résistance électrique sont alors directement reliées à la déformation de l'échantillon. Les jauges sont montées en quart de pont de Wheatstone. Pendant l'essai on colle quatre jauges au milieu de l'échantillon, deux jauges radiales et deux jauges axiales. La déformation volumique est alors calculée comme étant la somme de la déformation axiale plus deux fois la déformation radiale.

Le collage des jauges se fait en deux étapes. Dans un premier temps on étale une fine couche de colle sur les zones où seront positionnées les jauges, de manière à combler les pores et ainsi lisser la surface de l'échantillon. Ensuite, après une durée de séchage de vingt-quatre heures, les aspérités résiduelles sont détruites par ponçage, et les jauges collées.

Après plusieurs tests, nous avons choisi d'utiliser des jauges de déformation TML FLA-20 Tokyosokki, et une colle vendue par le même fabriquant, dite PS. La colle aradilte s'est avérée être une colle trop fragile pour des fortes pressions de confinement. La précision du déplacement obtenue par une jauge est de l'ordre du micron.

La jaquette est perforée au niveau des jauges de manière à pouvoir faire passer les fils de connexion, elle est ensuite nettoyée à sec (ponçage d'éventuelles aspérités) puis enduite d'un silicone ELECO résistant à l'huile et aux hautes pressions de confinement et produit par Général Electric.

Mesure des déformations globales

Les jauges de déformation donnent accès à une déformation locale, ces mesures sont très bonnes quand la déformation est homogène. Cependant quand il y a localisation (bande de cisaillement ou bande de compaction) il est nécessaire d'avoir des mesures globales (voir figure 3.4).

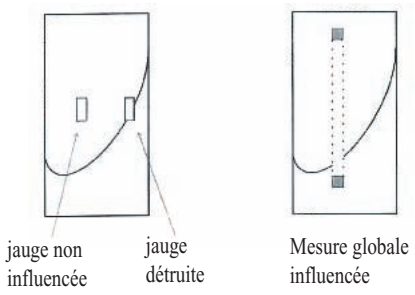


FIG. 3.4 – Mesures locales et globales [Bésuelle, 1999[12]] .

Dans un premier temps nous avons développé des capteurs de déformation axiale dits LDT, qui se composent d'une lame de bronze berrylium collée sur la jaquette en néoprène et qui se déforme en flexion. Deux jauges de déformation montées en demi–pont de Wheastone, sont collées sur la lame [Bésuelle, 1999[12]]. Après calibration, nous avons observé que la mesure de ces capteurs était très bonne dans la partie déviatorique d'un essai triaxial. Cependant, la mesure pendant la montée en pression de confinement n'était pas satisfaisante. Nous donc avons choisi de déterminer la déformation axiale globale par mesure du déplacement du piston. Cette mesure est calibrée pour prendre en compte la déformation du bâti de la presse.

La majorité des essais ont été effectués avec une pression de pore imposée à $P_p = 10\,MPa$. La pression de pore étant imposée, il est possible de mesurer la variation du volume d'eau. Cette variation de volume d'eau correspond à la variation de la porosité de l'échantillon, si l'on suppose que toute la porosité est connectée (ce qui est vrai pour un échantillon très poreux). La précision des pompes de pression de pore est de l'ordre de $5 \times 10^{-3}\,cm^3$. On peut ensuite supposer que

la variation de porosité de l'échantillon correspond à sa variation de volume (on suppose que la déformation du squelette solide est très petite par rapport à la variation de porosité).

La mesure globale de la déformation axiale est mesurée par le déplacement du piston, la mesure globale de la déformation volumique est donnée par les pompes volumétriques du réseau de pore, la mesure globale de la déformation radiale peut alors être obtenue par soustraction :

$$\varepsilon_{\text{rad}} = \frac{1}{2}\left(\varepsilon_{\text{vol}} - \varepsilon_{\text{ax}}\right) \ .$$

3.2.2 Mesure des vitesses de propagation des ondes élastiques

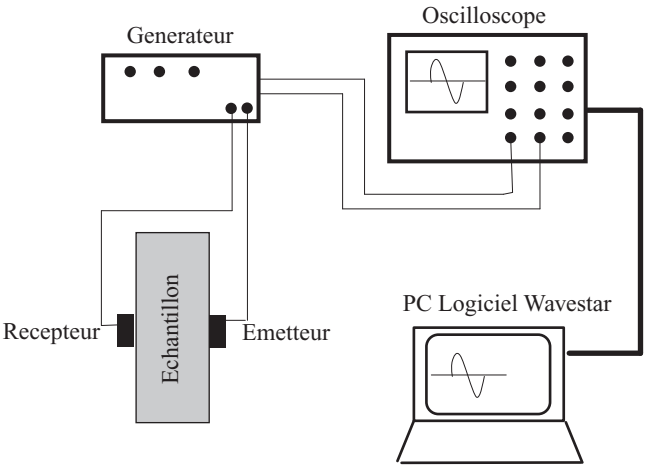


FIG. 3.5 – Schéma de principe du dispositif de mesure des vitesses des ondes ultrasonores.

Les mesures des vitesses de propagation des ondes élastiques de compression et de cisaillement pendant la déformation de la roche apportent des informations complémentaires aux mesures de déformations statiques de la roches. Le principe consiste à évaluer le temps de propagation d'une impulsion de compression (pour les ondes P) ou de cisaillement (pour les ondes S) à travers l'échantillon. Un premier transducteur, placé sur l'échantillon, injecte une oscillation mécanique de courte durée dans le matériau (de fréquence $f \simeq 1\,MHz$) émise par un générateur de fonction (voir figure 3.5). Un second transducteur, diamétralement opposé, enregistre cette oscillation. Les signaux d'entrée et de sortie sont visualisés sur l'oscilloscope, puis le signal est enregistré par un logiciel Wavestar. La vitesse est alors déduite du temps de propagation. La distance de propagation est corrigée de la déformation radiale.

Les capteurs piezoélectriques (PZT) d'onde P sont de marque PI Ceramics (type PI255), de diamètre égal à $10\,mm$ et d'une épaisseur égale à $1\,mm$. La polarisation est connue et orientée vers l'échantillon. Les capteurs PZT d'onde S sont des plaques carrées, d'arête égale à $10\,mm$ et d'une épaisseur de $1\,mm$. La polarization est connue, orientée soit horizontalement (S_h), soit verticalement (S_v). Le générateur est un boîtier SOFRANEL, de fréquence propre égale à $1\,MHz$. L'amplitude maximale envoyée est égale à 370 Volts. L'oscilloscope de marque TEKTRONICS moyenne environ 50 signaux pour une mesure, et la forme de l'onde moyennée est enregistrée

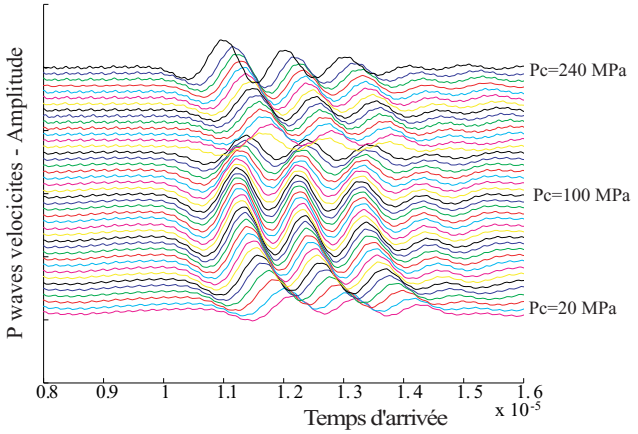


FIG. 3.6 – Exemple de formes d'onde P au cours du chargement hydrostatique du grès de Bleurswiller.

par le logiciel WAVESTAR. La figure 3.6 montre les formes des ondes P au cours du chargement hydrostatique d'un échantillon de grès de Bleurswiller. Chaque onde P correspond à un état de contrainte donné (P_c varie de $20\ MPa$ à $240\ MPa$, et représente la moyenne de 50 signaux).

Pour déterminer le temps d'arrivée du signal, un programme sous MATLAB a été développé. Dans un premier temps, le logiciel repère le maximum et le minimum des ondes (voir figure 3.7), et détermine la fréquence de chaque onde pour une expérience et un couple de capteurs donnés. Une fréquence moyenne propre à un couple 'émetteur – récepteur' est alors calculée (la fréquence moyenne est toujours autour de $1\ MHz$). Le programme analyse alors chaque onde, et superpose deux ondes sinusoïdales, dont la fréquence est la fréquence moyenne du couple de capteurs, une des ondes passe par le maximum du signal, la seconde par le minimum. On détermine alors deux temps d'arrivées (voir figure 3.7), et le temps d'arrivée choisi est la moyenne de ces deux temps (technique de '*double picking*'). Le temps réel est alors le temps d'arrivée ainsi calculé moins le temps de transit dans le système. Le temps de transit du système a été estimé à l'air libre sur différents matériaux (acier, duralumine).

L'erreur absolue sur les mesures des vitesses est assez grande, de l'ordre de quelques pourcents. En revanche, l'erreur relative est inférieure à $0.5\,\%$.

3.2.3 Mesure de la perméabilité

Une large gamme de pressions, températures, états de contrainte est rencontrée dans les processus naturels de tectonique et de diagénèse. Les mesures de la perméabilité en laboratoire sous ces conditions de pression, température et état de contrainte, sont nécessaires pour comprendre le couplage entre la déformation et le transport de fluide.

La perméabilité d'une roche définit son aptitude à laisser circuler un fluide contenu dans son espace poreux sous l'effet d'un gradient de pression. Le transport des fluides dans les milieux poreux est gouverné par la loi de Darcy. Deux grandeurs sont utilisées pour caractériser la perméabilité :

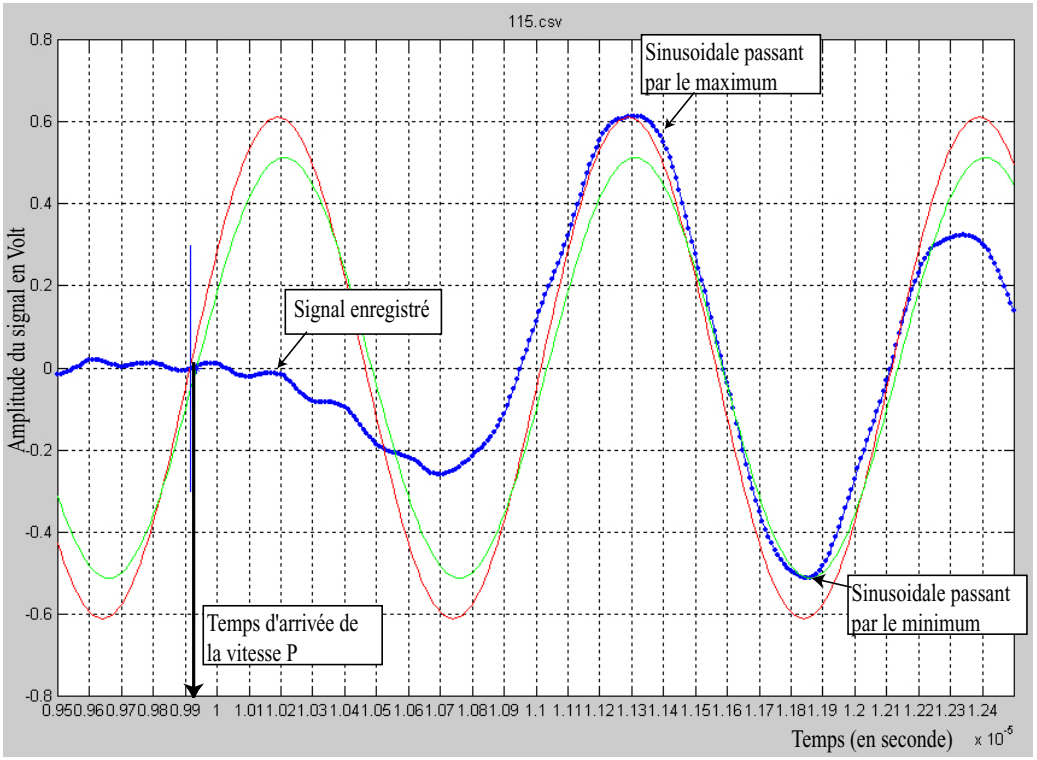


FIG. 3.7 – Estimation du temps d'arrivée d'une onde par une technique de *double picking*.

- le coefficient de perméabilité K de dimension $L.T^{-1}$ introduit par Darcy en 1856, il n'est pas indépendant des caractéristiques du fluide qui sature le milieu poreux ;
- la perméabilité intrinsèque k de dimension L^2, caractéristique du seul milieu poreux.

Ces deux paramètres sont liés par la relation :

$$k = K\,\frac{\mu}{\rho\, g},$$

où μ est la viscosité dynamique du fluide, ρ est la masse volumique du fluide, et g, l'accélération de la pesanteur.

La loi de Darcy s'exprime sous la forme générale suivante :

$$\vec{U} \;=\; \frac{k}{\mu}\,\left(\overrightarrow{\text{grad}}\,p + \rho g\,\overrightarrow{\text{grad}}\,z\right)\;.$$

Pour mesurer la perméabilité sur des grès poreux et sous un état de contrainte donné, on peut utiliser une technique de débit constant. La pression de pore est imposée pendant le chargement à $10\,MPa$. Pour une mesure de perméabilité, on impose dans une des deux pompes un débit constant (par exemple $Q = 300\,cm^3/s$) ; la seconde pompe gardant une consigne de pression imposée. L'écoulement du fluide dans l'échantillon crée une différence de pression entre la pression du fluide entrant et la pression du fluide sortant de l'échantillon. Pendant la mesure, toutes les données (pression, volume des deux pompes et température de l'eau) sont enregistrées. Les données sont

traitées par un programme MATLAB (voir figure 3.8). Dans un premier temps, le volume de la première pompe est tracé en fonction du temps, la pente de cette courbe (donc le débit) est calculé par une méthode des moindres carrés. Ensuite, dans un second graphe, le programme trace la différence de pression en fonction du temps. La différence de pression moyenne est calculée par une médiane. La viscosité de l'eau est corrigée de la température, et la perméabilité est calculée. Pendant un essai, on impose dans un premier temps un débit de la pompe 2 vers la pompe 1, puis dans une seconde étape, le débit est inversé. On calcule ainsi deux perméabilités, la perméabilité pour un état de contrainte donné est alors la moyenne de ces deux valeurs.

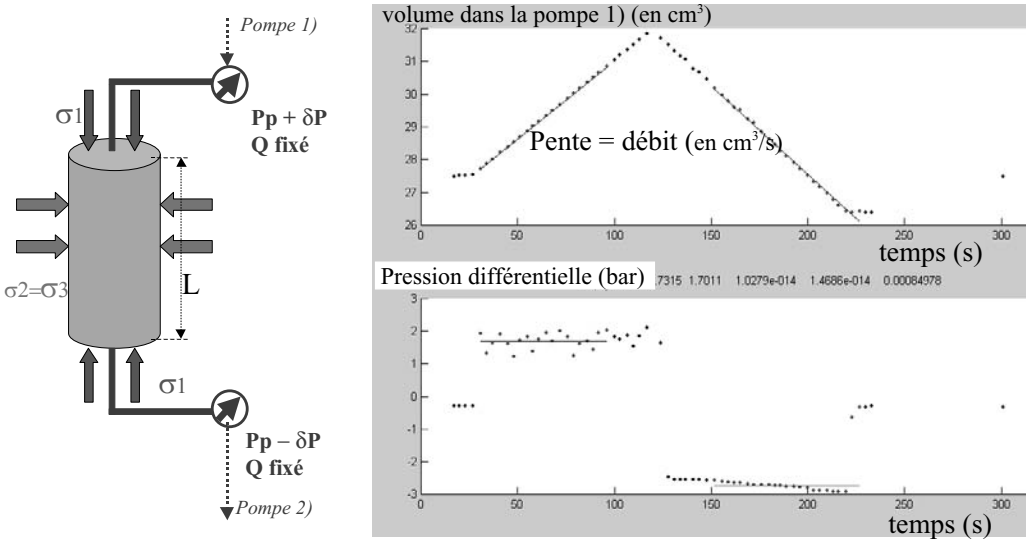


FIG. 3.8 – Mesure de la perméabilité d'un échantillon à un état de contrainte donné, par une méthode de débit constant.

3.3 Préparation d'une expérience type

La préparation est la phase la plus critique. La moindre erreur peut entraîner une perte d'un ou plusieurs capteurs, ou pire endommager la jaquette en néoprène et donc créer une fuite...

Le protocole expérimental se déroule en plusieurs étapes :

1. L'échantillon de la roche est foré dans un bloc homogène. Le diamètre de forage est de $40\,mm$.
2. Les surfaces de l'échantillon sont rectifiées précisément ($< \pm 10\,\mu m$) afin d'éviter un mauvais alignement. Cette opération a été effectuée au Laboratoire de Mécanique des Solides de l'Ecole Polytechnique.
3. La porosité est déterminée par la technique des trois pesées.
4. Quatre surfaces planes, perpendiculaires deux à deux, sont usinées le long de la génératrice. La surface de l'échantillon est polie au papier de verre.

5. Les jauges de déformations sont collées, sur une surface préparée.
6. Les capteurs PZT sont soudés puis collés au moyen d'un ruban adhésif de cuivre. Chaque PZT est numéroté puis précisément localisé.
7. Une jaquette de néoprène est perforée en plusieurs endroits pour permettre le passage des fils de jauges et des PZT.
8. La jaquette est alors posée sur l'échantillon. (Les jaquettes en néoprène utilisées sont des prototypes qui ont une épaisseur de $2,5\,mm$).
9. Les surfaces de l'échantillon sont enduites d'un lubrifiant composé d'un mélange acide stéarique-vaseline [Bésuelle, 1999[12]].
10. L'échantillon est alors assemblé sur les embases, et les différents fils (entre 20 et 30 suivant les expériences) sont connectés aux passages étanches (figure 3.9).

Le temps de préparation d'un échantillon est d'environ une semaine.

FIG. 3.9 – Photographie de l'échantillon mis en place dans la cellule avant connexion des fils.

Chapitre 4

Quantification de l'endommagement d'un grès sous contrainte isotrope

Dans ce chapitre nous présentons des résultats d'expériences réalisées sur le grès de Bleurswiller. Ce grès a une porosité initiale de 25%. Dans ces expériences, l'échantillon est soumis à une compression isotrope (pas de déviateur). Au cours des chargements, les vitesses des ondes élastiques de compression P et S sont mesurées. Lorsque les échantillons sont saturés d'eau, on mesure également la perméabilité.

Les vitesses élastiques sont sensibles à la compaction de la roche (cet effet doit augmenter les vitesses), mais aussi à la fissuration des joints de grains et des grains eux-mêmes (cet effet tend à diminuer les vitesses). Nos expériences prouvent que l'effet de la fissuration est l'effet prédominant ; en effet, pendant la compaction cataclastique du grès de Bleurswiller, bien que la porosité décroîsse de plus de 8%, les vitesses diminuent.

La perméabilité est également contrôlée par ces deux réseaux de porosités (pore et fissures). Contrairement aux vitesses, nos expériences prouvent que la perméabilité est essentiellement contrôlée par le réseau de pores : pendant la compaction cataclastique du grès, la perméabilité diminue.

Le grès peut être modélisé comme un milieu effectif contenant des pores et des fissures. Le modèle utilisé est celui présenté dans le chapitre 1. Ce modèle relie les modules effectifs d'imcompressibilité K et de cisaillement G à la porosité de la roche, la densité de fissures, et au rapport de forme des fissures (si l'échantillon est saturé d'eau). Les modules effectifs d'imcompressibilité K et de cisaillement G sont déterminés à partir des vitesses élastiques P et S. On peut alors en déduire l'évolution de la densité de fissures au cours de la compaction isotrope du grès de Bleurswiller.

Ce chapitre est composé de quatre parties :

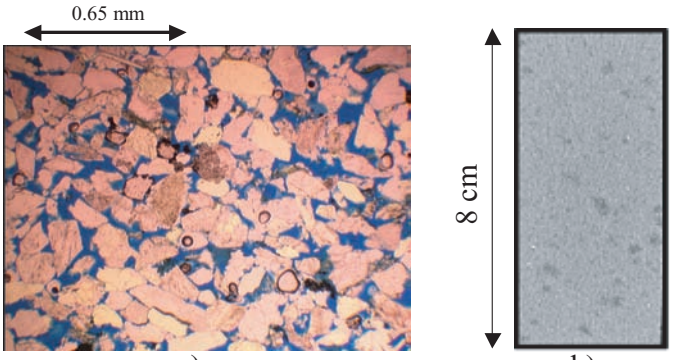
- La première partie donne les caractéristiques physiques du grès de Bleurswiller.
- La seconde partie rappelle brièvement pourquoi il est important de bien comprendre le comportement des roches poreuses sous chargement isotrope.
- La troisième partie est consacrée aux principaux résultats expérimentaux.
- Enfin, la dernière partie présente l'article 'Consequences of pore collapse and grain crushing on ultrasonic velocities and Vp/Vs' soumis à *Journal of Geophysical Research*.

Sommaire

4.1 Le grès étudié 93
4.2 Motivation 94
4.3 Observations expérimentales 94
4.3.1 La pression critique d'effondrement des pores 94
4.3.2 Conséquences de la déformation cataclastique sur les vitesses 98
4.3.3 Conséquences de la déformation cataclastique sur la perméabilité . . . 99
4.4 Quantification de l'endommagement sous contrainte isotrope 100
4.4.1 Introduction 102
4.4.2 Experimental Methods 103
4.4.3 Theoretical background 105
4.4.4 Results 108
4.4.5 Interpretations 112
4.4.6 Conclusions 122

4.1 Le grès étudié

Le grès étudié dans cette étude est un grès des Vosges, appelé grès de Bleurswiller. Le bloc provient de la carrière active 'Sebeller', située à Frain. Il est de couleur gris–jaune. Sa porosité moyenne est de $25\,\%$. L'analyse modale effectuée sur une lame mince (voir figure 4.1a)) d'un échantillon intact révèle qu'il est constitué de $50\,\%$ de quartz, $30\,\%$ de feldspaths, et de $20\,\%$ d'oxides–micas. Le rayon des grains est compris entre $80\,\mu m$ et $150\,\mu m$, avec une valeur moyenne autour de $100\,\mu m$.



a) b)

FIG. 4.1 – a) Micrographie du grès de Bleurswiller observée en lumière naturelle. b) Scanner aux rayons X d'un échantillon.

Un scanner médical (figure 4.1b)) a été effectué sur un échantillon sain à l'hôpital d'Antony, dans les Hauts-de-Seine. Cette image montre que le grès de Bleurwiller n'est pas homogène et possède des zones de plus forte porosité (ces zones apparaissent en zones plus foncées sur le scanner).

Les vitesses des ondes élastiques P ont été mesurées à l'air libre, sur trois cubes d'arêtes $7\,cm$ [1]. Les résultats de la table 1 indiquent que le grès de Bleurswiller, avant déformation, peut être considéré comme un matériau isotrope.

cube	$V_p^{\text{parallele}}$	$V_p^{\text{perpendiculaire}}$	Anisotropie (en $\%$)
1	2183	2174	0.4
2	2273	2208	3
3	2326	2349	1

Table 1 : Mesure des vitesses des ondes P sur des cubes. $V_p^{\text{parallele}}$ est parallèle au lit de stratification, $V_p^{\text{perpendiculaire}}$ est perpendiculaire au lit de stratification.

[1] données fournies par la carrière 'Sebeller'.

4.2 Motivation

On se place à des profondeurs inférieures à $3,5\,km$, où l'on peut négliger la compaction 'chimique' due à des effets de pression–solution, et l'on considère que la compaction est uniquement mécanique. La compaction mécanique d'une roche poreuse entraîne une réduction de la porosité. Cette compaction peut être due à une augmentation de la pression de confinement ou à une diminution de la pression de pore (pression effective). Dans le cas de réservoirs pétroliers ou d'aquifères, la compaction mécanique est le plus souvent le résultat d'une diminution de la pression de pore. Pour des roches très poreuses, l'augmentation de la pression effective peut être suffisante pour entraîner une compaction inélastique. La figure 4.2 montre une photo d'une plateforme pétrolière située sur le réservoir de Ekofisk en 1973 et 1984 [Sulak, 1990 [169]]. On voit nettement que la structure s'affaisse à cause de la compaction du réservoir, et que cela entraîne de graves problèmes d'infrastructures. La taux de compaction inélastique à cet endroit est de $40\,cm$ par an.

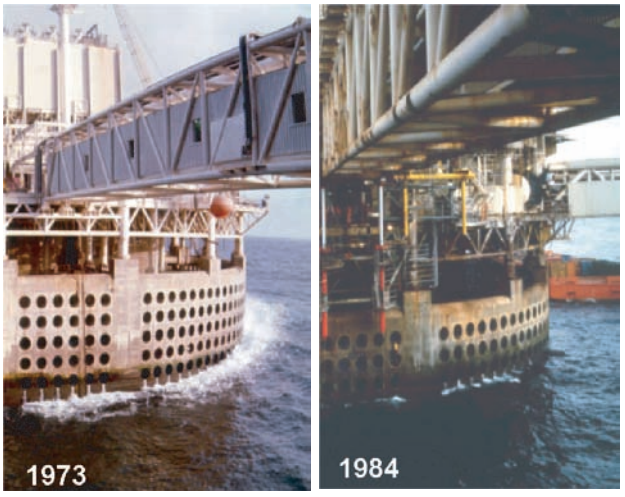


FIG. 4.2 – Photographies d'une plateforme pétrolière dans le bassin d'Ekofisk, prises respectivement en 1973 et 1984.

4.3 Observations expérimentales

4.3.1 La pression critique d'effondrement des pores

Les grès poreux présentent lors d'un essai de compression isotrope un comportement particulier. La figure 4.3 présente l'évolution de la variation de volume en fonction de la pression de confinement, pour le grès de Bleurswiller (25% de porosité). Dans cet essai, la roche est saturée d'eau, et la pression de pore fixée à $10\,MPa$. Il est possible de mettre en évidence deux domaines bien distincts : pour des pressions de confinement effectives inférieures à une certaine valeur P^*, la compaction de la roche est élastique. Au-delà de P^*, la variation de volume (compaction) est plus grande que dans la zone élastique, ce qui signifie que la microstructure commence à évoluer pour réduire sa porosité. La pression P^* correspond donc à une pression de début d'effondrement

de structure, elle est associée à une pression d'effondrement des pores et à une fracture des joints de grains et des grains eux-mêmes [Ménendez et al., 1996[115]]. La valeur de P^* joue un rôle important dans la compaction des réservoirs : la valeur de cette pression dépend de la nature de la roche et de la porosité, P^* diminue quand la porosité augmente [Zhang et al., 1990[194]].

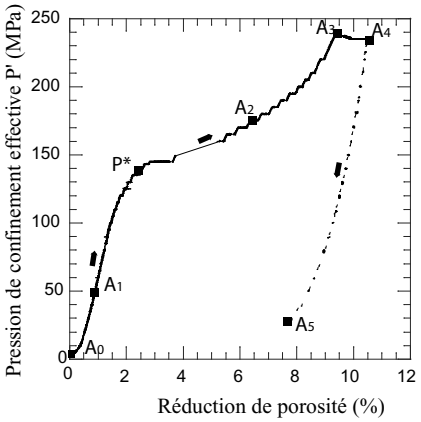


FIG. 4.3 – Compression hydrostatique d'un échantillon de grès de Bleurswiller. L'évolution de la porosité est tracée en fonction de la pression hydrostatique effective. L'échantillon est saturé d'eau et la pression de pore est fixée à $10\,MPa$.

4.3.1.1 Prédiction de P^* par le modèle de [Zhang et al., 1990[194]]

[Zhang et al., 1990[194]] ont modélisé un grès comme un assemblage de sphères de même rayon. Ils utilisent la théorie du contact hertzien et la couplent à la théorie de la fracture. Le principe du modèle est schématisé en figure 4.4a).

1. La théorie du contact de Hertz montre que la contrainte maximale de tension est située aux limites de la zone de contact et vaut :

$$\sigma_t = \frac{(1-2\nu)}{2\pi a^2} F \qquad \text{avec} \qquad a^3 = \frac{3(1-\nu^2)}{4E} FR\,, \tag{4.1}$$

   où F est la force appliquée selon la normale au contact, E et ν, les modules d'Young et de Poisson des deux sphères, et a le rayon de la surface de contact (voir également la section 1.3.1).

2. On suppose l'existence de microfissures, très petites par rapport à la taille du grain, aux limites de la zone de contact. Le facteur de contrainte K_1 peut se mettre sous la forme :

$$K_1 = 1,12\,\sigma_t \sqrt{\pi c}\,, \tag{4.2}$$

   où c est la longueur de la microfissure.

3. La force critique F_c pour laquelle la fissure se propage ($K_1 = K_{1c}$) peut s'exprimer à partir de (4.1) et (4.2) :

$$F_c = 17,84 \left(\frac{(1-\nu^2)}{E} \right)^2 \left(\frac{K_{1c}}{(1-2\nu)\sqrt{c}} \right)^3 R^2 \ . \tag{4.3}$$

4. Dans leur article [Zhang et al., 1990[194]] relient la force de contact F à la pression effective P' en utilisant le modèle de Brandt (voir la partie 1.3.3) :

$$F = 8.1 p^{3/2} R^2 P' \ , \tag{4.4}$$

où p est la porosité.

5. Les auteurs font l'hypothèse que $c \ll R$ et introduisent le ratio $\lambda = c/R$. La pression critique P^* peut être obtenue à partir de (4.3) et (4.4) :

$$P^* = \Gamma \ (pR)^{-3/2} \ , \qquad \text{avec} \qquad \Gamma = 2.2 \frac{(1-\nu^2)^2}{E^2(1-2\nu)^3} K_{1c}^3 \lambda^{-3/2} \ . \tag{4.5}$$

Le modèle de [Zhang et al., 1990[194]] montre que la pression critique d'effondrement des pores est inversement proportionnelle à la racine du cube du produit de la porosité par le rayon moyen des grains en supposant le rapport λ constant.

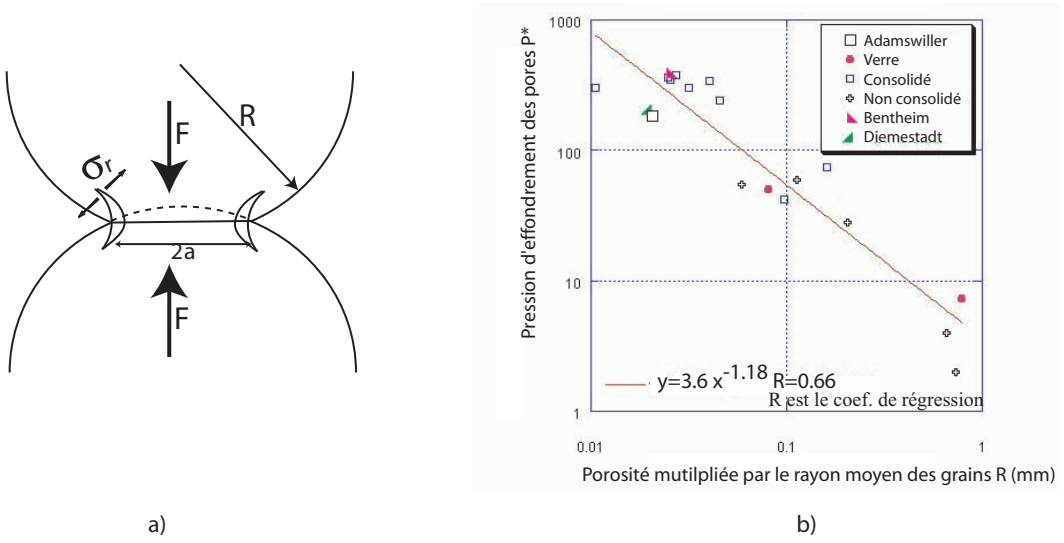


FIG. 4.4 – a) Schéma du contact hertzien entre deux sphères. b) Estimation de la pression critique P^* par le modèle de [Zhang et al., 1990[194]].

Une comparaison de diverses données (figure 4.4b)), extraites de la littérature, montre que dans un diagramme log-log, la valeur critique P^* peut être approximativement reliée linéairement au produit de la porosité par le rayon moyen des grains.

Limitation du modèle de [Zhang et al., 1990[194]]

D'après la relation (4.5), les pressions critiques P^* de différents grès ayant les mêmes porosités et mêmes tailles de grains devraient être identiques.

Dans le tableau ci-dessous, nous présentons trois grès : leurs porosités, ainsi que la taille moyenne des grains, sont quasi-identiques, pourtant les pressions critiques P^* mesurées sur des échantillons **secs** varient de $400\ MPa$ pour le grès de Bentheim à $180\ MPa$ pour le grès de Bleurswiller.

Grès	Porosité	Composition	Rayon moyen R	Pression P^*
Bentheim [Klein et al., 2001[96]]	24%	95% qz	$110\ \mu m$	$400\ MPa$
Diemelstadt [Fortin, 2002[52]]	25%	68% qz, 26% feld	$80\ \mu m$	$273\ MPa$
Bleurswiller	25%	50% qz, 30% feld	$100\ \mu m$	$180\ MPa$

Table 2 : Comparaison de trois grès poreux. Les différents grès sont composés de grains de quartz (qz), de feldspaths (feld), et d'une fraction dite 'd'autres minéraux' (oxydes, micas...).

Ces données montrent que ne prendre en compte que la porosité et la taille des grains n'est donc pas suffisant pour obtenir une bonne prédiction de la valeur critique de la pression d'effondrement des pores P^*. La composition du grès joue un rôle non négligeable : les données du tableau ci-dessus indiquent clairement que pour un grès 'pur' (i.e., composé uniquement de grain de quartz) la valeur critique P^* sera plus grande que pour un grès composé d'une part non négligeable d'argile.

4.3.1.2 Prédiction de P^* à partir d'un essai de compression uniaxial

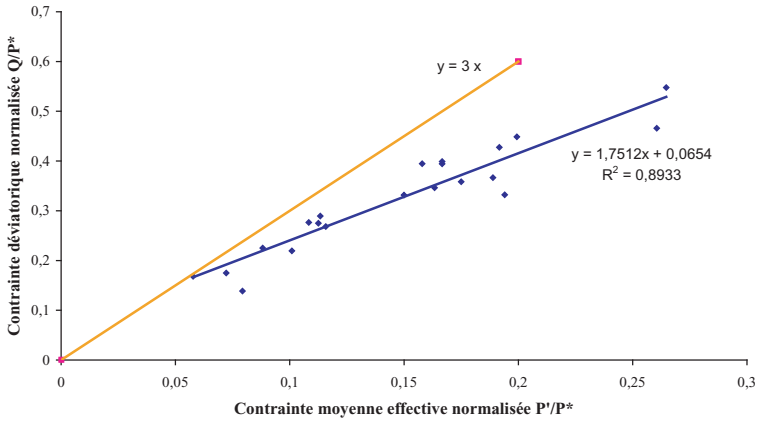


FIG. 4.5 – Estimation de la pression critique P^* à partir d'un essai de compression uniaxial.

[Bouteca et al., 2000[22]] montrent qu'il est possible d'évaluer la pression critique P^* à partir d'un essai de compression uniaxial. L'avantage de cette méthode est de pouvoir estimer P^* quand cette pression est supérieure aux capacités de la presse. [Wong et al., 1997[187]] ont montré que pour des échantillons d'une roche déformés triaxialement et dont le comportement était fragile, les maxima de contraintes s'alignaient sur une droite (modèle de Drucker-Prager). Pour comparer différentes roches entre elles, [Wong et al., 1997[187]] normalisent les maxima de contraintes par la pression critique P^*, ils montrent ainsi que ces différents maxima de contraintes de différentes roches suivent une même droite (figure 4.5).

En reprenant les données existantes dans la littérature, [Bouteca et al., 2000[22]] proposent l'équation suivante :

$$\frac{P_{\max}}{P^*} = 1,75\,\frac{Q_{\max}}{P^*} + 0,065\ . \tag{4.6}$$

Un essai uniaxial se représente dans le plan de contrainte $P-Q$ par une droite passant par l'origine et de pente 3. L'intersection de ces deux droites donne une relation entre la contrainte maximale atteinte lors d'un essai de compression uniaxial σ_{cmax} et la pression critique P^* :

$$P^* \simeq 6,4\,\sigma_{\text{cmax}}\ . \tag{4.7}$$

On peut tester ce critère empirique sur les trois grès présentés dans le tableau 2. La comparaison entre la pression critique P^* mesurée au cours d'une expérience et la prédiction de cette valeur par l'essai de compression uniaxial est montrée dans le tableau ci-dessous.

Grès	σ_{cmax}	P^* [relation (4.7)]	P^* [expérience]
Bentheim	$60.6\,MPa$	$388\,MPa$	$400\,MPa$
Diemelstadt	$34.5\,MPa$	$221\,MPa$	$273\,MPa$
Bleurswiller	$33\,MPa$	$211\,MPa$	$180\,MPa$

La relation empirique (4.7) prédit des pressions effectives P^* proches de celle mesurées expérimentalement.

4.3.2 Conséquences de la déformation cataclastique sur les vitesses

Le comportement des vitesses P et S pendant la compaction du grès de Bleurswiller sous chargement isotrope est donné en figures 4.6b) et 4.6c). Les vitesses sont données en fonction de la contrainte moyenne effective. A partir des résultats, il est possible de subdiviser le domaine élastique de la roche (pression inférieure à P^*) en deux sous-domaines : pour des pressions inférieures à A_1, les vitesses P et S augmentent, cela ne peut être interprété que comme une fermeture des fissures pré-existantes. Pour des pressions comprises entre A_1 et P^*, les vitesses sont constantes, ce second domaine correspond donc à un régime intrinsèque de la roche où toutes les fissures pré-existantes seraient fermées. Lorsque la pression atteint la pression critique d'effondrement des pores, les vitesses chutent : ce comportement prouve que les vitesses élastiques sont plus sensibles à la fissuration des joints de grains et des grains qu'à la compaction de la roche. Si l'on continue

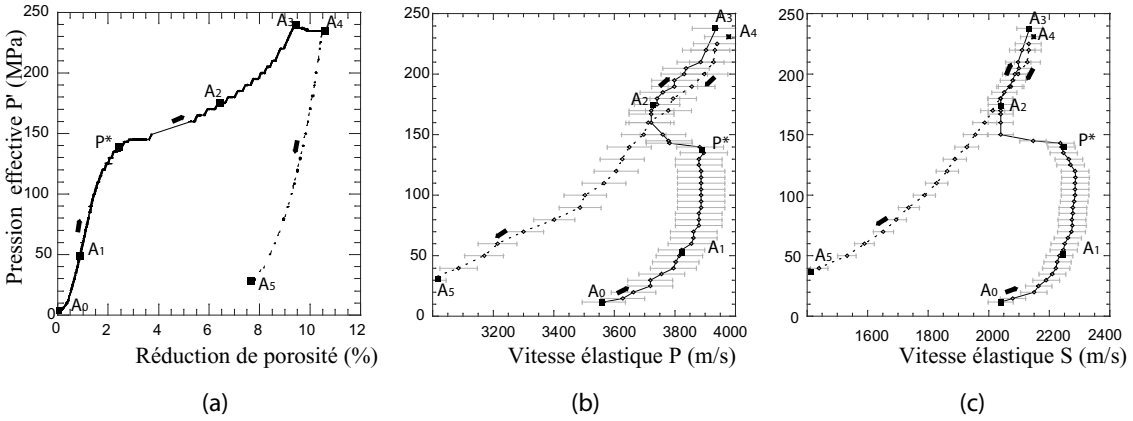


FIG. 4.6 – Compaction isotrope du grès de Bleurswiller (échantillon saturé d'eau). a) Réduction de la porosité en fonction de la pression effective P'. b) et c) Evolution des vitesses élastiques P et S en fonction de la pression effective P'.

à compresser la roche jusqu'à A_2, on atteint un quatrième domaine où les vitesses augmentent à nouveau : en effet, à des pressions supérieures à A_2, on peut imaginer que l'on commence à fermer ces nouvelles fissures créées à des pressions proches de la pression d'effondrement de la structure poreuse P^*. Cette expérience met bien en évidence la compétition entre l'effet de la compaction de la roche et de la création de fissures (dilatance) sur l'évolution des vitesses élastiques.

4.3.3 Conséquences de la déformation cataclastique sur la perméabilité

Au cours de cette expérience, les vitesses élastiques P et S ont été mesurées ainsi que la perméabilité. La figure 4.7b) montre l'évolution de la perméabilité au cours du chargement. Pour des pressions inférieures à P^*, la perméabilité décroît linéairement (dans un graphe semi-log) de $k = 2,45 \times 10^{-14}\, m^2$ à $k = 2 \times 10^{-14}\, m^2$. Lorsque la pression atteint la pression critique d'effondrement des pores P^*, la perméabilité chute de plus d'un ordre de grandeur.

La perméabilité peut être reliée à la microstructure de la porosité. Dans le cas de cette expérience deux réseaux de porosité sont en concurrence :

1. un réseau de porosité qui correspond à la porosité structurelle de la roche, c'est le vide compris entre les grains ;

2. un réseau de porosité dû à la fissuration de la roche (cette porosité existe, parce que les vitesses diminuent pendant la déformation cataclastique de la roche).

Pendant la déformation cataclastique d'un grès, la porosité de pores diminue, alors que la porosité de fissures augmente. La figure 4.7b) indique clairement que la perméabilité du grès de Bleurswiller, pendant cette phase de déformation, est essentiellement contrôlée par la porosité de pores.

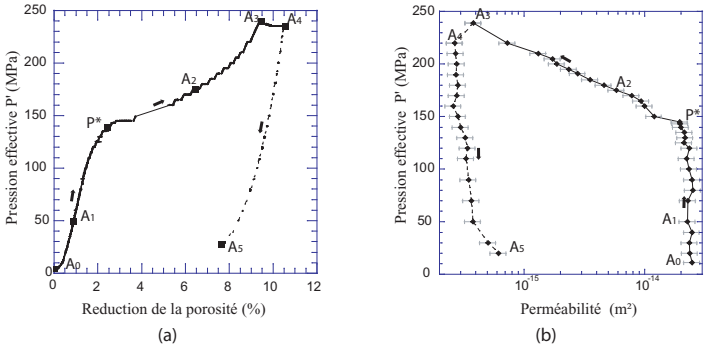


FIG. 4.7 – Compaction isotrope du grès de Bleurswiller (échantillon saturé d'eau). a) Réduction de la porosité en fonction de la pression effective P'. b) Evolution de la perméabilité en fonction de la pression effective P'.

4.4 Quantification de l'endommagement sous contrainte isotrope

Introduction

Dans l'article qui suit, deux expériences ont étés menées sous compression isotrope sur des échantillons de grès de Bleurswiller, un des échantillons était sec, l'autre, saturé d'eau. Au cours de ces expériences nous avons mesuré les vitesses élastiques P et S, ainsi que leur rapport V_p/V_s. Pour quantifier l'évolution de l'endommagement au cours du chargement, nous avons utilisé un modèle de milieu effectif basé sur les travaux de [Kachanov, 1993[88]] et [Shafiro and Kachanov, 1997[162]], rappelés dans le premier chapitre. Le grès est modélisé comme un milieu homogène contenant des pores et des fissures. On montre alors que les modules effectifs K et G peuvent s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{K}{K_o} = 1 + f(p) + g(\rho, \zeta) \qquad \text{et} \qquad \frac{G}{G_o} = 1 + h(p) + k(\rho, \zeta) \ ,$$

où K_o et G_o sont les modules effectifs de la matrice sans fissure, p, la porosité, ρ, la densité de fissures, et ζ, le rapport de forme des fissures.

Les modules effectifs K et G sont déterminés par la mesure des vitesses élastiques P et S, la porosité p est mesurée au cours de l'expérience, et les modules K_o et G_o peuvent être déterminés quand les vitesses atteignent des valeurs constantes (i.e., toutes les fissures sont fermées). Lorsque la roche est saturée d'eau, nous avons donc deux équations pour deux inconnues (ρ, ζ). Pour l'expérience menée sur un échantillon sec, nous avons une seule inconnue ρ pour deux équations. Ce modèle nous permet donc d'estimer l'évolution de la densité de fissures (et du rapport de forme de la fissure pour l'échantillon saturé d'eau) au cours du chargement.

Au cours du chargement isotrope de l'échantillon sec, nous observons une augmentation du rapport V_p/V_s pendant la déformation cataclastique. Cette observation, qui pourrait avoir des conséquences importantes en termes d'interprétation du rapport V_p/V_s couramment utilisé en sismologie, n'est pas prédite par le modèle de milieux effectifs 'pores et fissures'. Pour comprendre cette observation, nous utilisons le modèle de Digby, rappelé dans le premier chapitre.

Effect of pore collapse and grain crushing on ultrasonic velocities and Vp/Vs.

Jérôme Fortin, Yves Guéguen and Alexandre Schubnel
soumis à Journal of Geophysical Research

Abstract Compressionnal, shear wave velocities and their ratio, V_p/V_s, were measured along with porosity variations during wet and dry hydrostatic compaction of Bleurswiller sandstone, a 25 % porosity Vosgian sandstone. At first, increase in hydrostatic pressure was accompanied by a simultaneous increase of both V_p and V_s as expected. At a critical effective confining pressure P^*, a large mechanical decrease of porosity was observed, due to pore collapse and grain crushing, which was readily confirmed by SEM microstructural analysis. Theoretically, two different processes are affecting the elastic wave velocities in counteracting ways during inelastic compaction : cracking and porosity decrease. Our experimental results shows that cracking is the dominant effect, so that grain crushing and porosity reduction was accompanied by a large decrease in velocities. However and beyond P^*, both velocities started re-increasing as new cracks were progressively closed. The ratio V_p/V_s was also observed to change during our experiments : in the wet specimen, V_p/V_s value increased from 1.72 to 1.84, while in the dry specimen, it increased from 1.59 below P^* to 1.67 beyond P^* respectively. To quantitatively interpret these results, an isotropic effective medium model (EM) was used, considering the sandstone as a mixture of spheroidal pores and penny-shaped cracks. In particular the increase in V_p/V_s, in the wet case, is well reproduced and shows the important role played by the mechanical coupling of fluid with low aspect ratio cracks ($< 10^{-2}$). In the dry case however, our experimental results are the first ones showing an apparent increase of V_p/V_s ratio during inelastic compaction, in apparent contradiction with the predictions of the EM model. Indeed, increases in V_p/V_s ratio, hence in Poisson's ratio, are in general attributed to fluid saturation. A closer look to the microstructure may provide a possible interpretation : beyond P^*, grains are no more cemented. Using Digby's granular model as an alternative model, we were able to reach a quantitative agreement with the experimental results. The possible implication is that, both in dry and wet conditions, inelastic compaction due to grain crushing induces an increase in V_p/V_s ratio.

KEYWORDS : *Elastic wave velocities, cataclastic flow, grain crushing, porosity reduction, sandstone.*

4.4.1 Introduction

Compaction can occur as a result of mechanical and chemical processes [see Wong et al., 2004[190] ; Lehner and Leroy, 2004[102]]. While chemical compaction usually becomes the dominant process at depths greater than $4.5\,km$ [Giles, 1997[63] ; Ramm, 1992[137]], mechanical compaction involves the rearrangement of grains at lower depths. Mechanical compaction and associated porosity reduction play an important role in the diagenesis of sandstones and they may also affect reservoirs sandstones during hydrocarbon production [Smits et al. 1988[164] ; Fredrich et al. 1998[59]]. In such a case, mechanical compaction may occur because production decreases the pore pressure and hence increases the effective stress on the sandstone solid matrix. Results from hydrostatic compaction experiments on a wide range of sands and sandstones are generally interpreted in terms of a critical pressure P^*, which characterizes the onset of homogeneous pore collapse and grain crushing (non-localized cataclastic flow) [Zhang et al. 1990[194] ; Wong et al. 1997[187]].

Measuring the elastic waves velocities during hydrostatic deformation experiments is a useful tool complementary to static measurements. Being by nature small mechanical perturbations, elastic waves are strongly affected by the rock deformation processes. For a given rock composition, dynamic elastic properties are well known to be very sensitive to rock porosity and fluid content. This is the reason why compressionnal and shear wave velocities V_p and V_s, and their ratio V_p/V_s, are important input parameters during seismic exploration. In addition, dynamic measurements give additional information as dynamic and static elastic properties measurements are different in two main respects : in strain and stress rates, (i.e. frequency), and in strain and stress amplitudes. Dynamic loading rates are generally orders of magnitude higher than the static ones, whereas the reverse is true for amplitudes.

In consequence, the relationship between bulk porosity (a static measurement) and elastic wave velocities (a dynamic measurement) during pore collapse and grain crushing is not straightforward because elastic wave velocities can be affected by two distinct and competitive mechanisms : cracking and porosity reduction. In the first case, elastic wave velocities decrease because they are inversely proportional to the amount of damage in the rock, i.e. the crack density [Sayers and Kachanov, 1995[153]]. In particular, grain crushing in sandstone is generally characterized by extensive microcracking, as cracks nucleate and propagate at P^* [Zhang et al., 1990[194], Wong et al., 1997[187]]. These newly formed cracks may induce a decrease in elastic wave velocities. Second, the porosity reduction when pore collapse and grain crushing occur simultaneously during hydrostatic compaction of sandstone can be higher than $10\,\%$ [Zhang et al., 1990[194] ; Karner et al., 2003[92]]. This reduction may result in an increase in elastic wave velocities [Domenico, 1997[42] ; Toksöz et al., 1976[174]].

Effective medium theories such as [O'Connell and Budiansky, 1974[125] ; Hudson, 1986[80] ; Kachanov, 1993[89] and 1994[90] ; Sayers and Kachanov, 1995[153]], connect the effective elastic properties of a rock, to that of the solid (crack free) matrix, the fluid properties and the crack density ρ. In most models, the problem is that of how to take into account stress interactions between inclusions. For example, using a differential self consistent method, [Le Ravalec and Guéguen, 1996[108]] calculated the effective elastic moduli of a two-phase material : an isotropic solid matrix containing an isotropic distribution of round pores or oblate spheroidal cracks. However, using a non-interactive assumption (no stress interaction between cracks), the effective elastic proper-

ties of a material containing fluid-filled pores of various shapes can be calculated rigorously and exactly in a manner that depends on the crack and pore distributions solely. The non-interactive assumption, often wrongly confused with the low crack density one, was shown to be the best one ([Sayers and Kachanov, 1995[153] ; Schubnel and Guéguen, 2003[158]]) for certain distributions where stress interactions are compensating geometrically such as a random (isotropic) or aligned crack distributions. In such a way, the effective elastic moduli of a material containing a mixture of saturated pores and ellipsoidal cracks were given recently by [Shafiro and Kachanov, 1997[162]]. Because it neglects stress interactions between cracks, this model gives a unique closed-form expression of the effective moduli as a function of the crack density ρ and the porosity p.

In this paper, we report experimental results obtained during the hydrostatic compaction of dry and wet specimens of Bleurswiller sandstone (a Vosgian sandstone with an initial porosity $p = 25\,\%$). These results are theoretically and quantitatively interpreted by considering the rock samples as a mixture of solid grains, spherical pores and penny-shaped cracks. The effective medium model 'pore and cracks' that we used here both in dry and fluid-saturated conditions, is based on the works of [Kachanov, 1993[89] and 1994[90] ; Shafiro and Kachanov, 1997[162]].

4.4.2 Experimental Methods

4.4.2.1 Basic Equipment

Two cylindrical samples of sandstone ($80\,mm$ in length and $40\,mm$ in diameter) were deformed in the oil-confined triaxial cell of the ENS laboratory [see Fortin et al., 2005[54] and Schubnel et al., 2005[159]]. Using this system, compressional and shear wave velocities (see Figure 1) can be measured contemporaneously at ultrasonic frequencies (100kHZ-1MHz) under confining pressure reaching up to $300\,MPa$ and pore pressure reaching up to $100\,MPa$. Additional design features of the equipment include an automatic servo control of the confining pressure ; a separate pore pressure and pore volume control via two servo controlled high precision volumetric pumps ; the monitoring of local deformations using strain gages directly glued onto the sample cylindrical surface ; and a computer acquisition, control, and monitoring of all signals, including acquisition and processing of the two elastic waveforms.

4.4.2.2 Sample Preparation

The Bleurswiller sandstone chosen for this study was collected from Frain (Vosges, Eastern France) and is analog to the one previously studied by [Fortin et al. 2005[54]]. Thin section analysis reveals that this grey sandstone is composed of : $\sim 50\%$ quartz, $\sim 30\%$ feldspars, and $\sim 20\%$ oxides-micas. Initial porosity is 25%. The wet sample was immersed in tap water during 48 hours to ensure complete saturation before measurement. The dry sample was air dried at 50° during 48 hours.

4.4.2.3 Strain Measurements

The saturated sample was deformed under fully drained conditions at a constant pore pressure of $10\,MPa$. Pore pressure was maintained constant, and pore volume variations were continuously recorded, which enabled to estimate the evolution of the sample connected porosity. In the dry

experiment, the volumetric stain ε_v was calculated from axial strain ε_z and radial strain ε_r measurements acquired by strain gages (TML FLA-20, Tokyosokki) and using $\varepsilon_v = 2\varepsilon_r + \varepsilon_z$. Pores being much more compliant than the solid grains, we assume the volumetric strain was equal to the change in porosity.

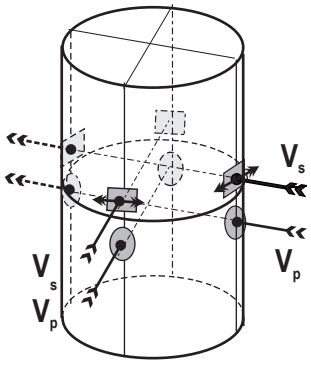


Figure 1 : *Sample set-up used in this study. The initial sample diameter and length were* $40\,mm$*, and* $100\,mm$ *respectively. The velocities* P *and* S *were measured perpendicular to the main axis of the specimen. The PZT were directly glued on the rock.*

4.4.2.4 Elastic Wave Velocities

P- and S-wave velocities were determined at ultrasonic frequencies ($100\,kHz - 1\,MHz$) using a pulse transmission technique. Compressional and shear piezoelectric transducers ($1\,MHz$ eigen frequency) were glued directly onto the sample surface. For each velocities measurement, 50 waveforms were stacked in order to increase the signal/noise ratio. An example of received P- and S-waveform is shown in Figure 2. Travel times through the sample were measured to within $100\,ns$. Travel distances, initially measured to $\pm 1mm$, and then corrected from radial deformation with pressure, were used to calculate the P- and S-wave velocities. In such conditions, the error bar on absolute velocity value was of the order of a few percents, but relative error between two consecutive measurements was lowered to $0.5\,\%$ using a double picking technique. The ratio V_p/V_s was directly calculated from the travel times of both waveforms.

4.4.2.5 Experimental Procedure

During the wet experiment, confining pressure was first increased to $5\,MPa$. The pore pressure and the confining pressure were then raised up simultaneously to $1\,MPa$ and $6\,MPa$ respectively. Pressure was maintained so for at least 12 hours, in order to reach full fluid saturation of the sample. At the beginning of the experiment, the pore pressure and the confining pressure were raised up to $10\,MPa$ and $20\,MPa$, respectively. In both experiments, samples were wrapped in copper foils to prevent disking during depressurization and enclosed in neoprene jackets to insulate them from the oil. At the end of each experiment, the sample was carefully unloaded and recovered for microstructural analysis.

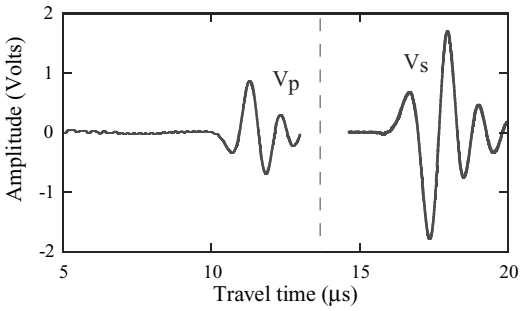


Figure 2 : *Example of a P and S waveforms, using a pulse transmission technique. Compressional and shear transducer have $1\,MHz$ eigen frequency.*

4.4.3 Theoretical background

4.4.3.1 General Relations for Elastic Energy of Cracked and Porous Rock

In porous rocks, changes in porosity alone are not sufficient to account quantitatively for the evolution of elastic properties. Because microcracks are very compliant, they have a major effect on elastic properties, although they represent an extremely small amount of porosity, typically less than $1\,\%$. In porous rocks microcracks may be thought of as representatives of narrow gaps due to asperities in grain-to-grain contacts. Our choice of approximations - a model considering a mixture of spheroidal pores and penny-shaped cracks - results from a compromise between models simple enough to get closed forms for elastic moduli, and yet sophisticated enough to capture the key physical processes. Using [Kachanov, 1993[89]] and [Shafiro and Kachanov, 1997[162]], the effective elastic properties may be expressed in a unique manner as a function of the overall porosity p and the crack density ρ. The crack density is defined as $\rho = \frac{1}{V}\sum^N c_i^3$ where c_i is the radius of the i-th crack and N is the total number of cracks embedded in the representative elementary volume (REV) V. The elastic potential $f(\sigma)$ (from which the macroscopic, volume averaged, strains are obtained as $\varepsilon_{ij} = \partial f/\partial\sigma_{ij}$) may be written as a sum :

$$f = f_o + \Delta f \tag{4.8}$$

where $f_o = \frac{1}{2\,E_o}[(1+\nu_o)\mathrm{tr}\,(\sigma.\sigma) - \nu_o(\mathrm{tr}\,\sigma)^2]$ is the potential of the bulk material ($E_o,\ \nu_o$ are its Young's modulus and Poisson's ratio), and Δf is the additional term due to pores and cracks. The elastic potential Δf can be expressed as a sum [Kachanov, 1993[89]] :

$$\Delta f = \frac{1}{\Gamma}\left(\Delta f^{\mathrm{holes}}_{\mathrm{non-int}} + \Delta f^{\mathrm{cracks}}_{\mathrm{non-int}}\right) \tag{4.9}$$

The second term in the brackets is the potential associated to non-interacting cracks. In the crack case, as discussed by [Kachanov, 1993[89]; Sayers and Kachanov, 1995[153]; Schubnel and Guéguen, 2003[158]], the non-interactive scheme is valid up to crack density of at least 0.5. The first term in the brackets is the potential associated to non-interacting holes, i.e. pores. The effect of stress interactions between holes is taken into account in the term Γ. In the dry case, $\Gamma = 1 - p$

where p is the overall porosity (see [Kachanov, 1993[89]]). This approach corresponds to Mori-Tanaka's model [Mori and Tanaka, 1973[120]]. The interaction effect between cracks and hole is "asymmetric" : cracks do no affect holes, whereas holes affect cracks. In the case where the rock is fluid saturated the effect of stress interactions due to holes can be neglected and $\Gamma = 1$.

[Kachanov, 1993[89]] gives the expression of the elastic potential associated to randomly oriented non-interacting cracks :

$$\Delta f^{\text{cracks}}_{\text{non-int}} = \rho \, \frac{h}{2\,E_o} \left\{ \text{tr}\,(\sigma.\sigma) - \frac{1}{5} \left[1 - \left(1 - \frac{\nu_o}{2} \right) \frac{\delta}{1+\delta} \right] \left(2\,\text{tr}\,(\sigma.\sigma) + (\text{tr}\,\sigma)^2 \right) \right\} \tag{4.10}$$

where h is a geometrical factor describing the penny-shaped geometry,

$$h = \frac{16(1-{\nu_o}^2)}{9(1-\nu_o/2)} \tag{4.11}$$

Typically, $h \simeq 2$. δ characterizes the coupling between the solid stress and the fluid pressure, and thus determines the fluid impact on the effective crack compliance :

$$\delta = (1-\nu_o/2)\frac{E_o\zeta}{K_f}h \tag{4.12}$$

δ compares the fluid bulk modulus K_f to what is an apparent crack bulk modulus $(1-\nu_o/2)E_o\zeta h$, where ζ is the crack aspect ratio. In the dry case $\delta \to \infty$ (see [Kachanov, 1993[89]] and [Schubnel and Guéguen, 2003[158]]).

An expression of the elastic potential associated to non-interacting spherical holes was proposed by [Shafiro and Kachanov, 1997[162]] :

$$\Delta f^{\text{holes}}_{\text{non-int}} = p \, \frac{3(1-\nu_o)}{4\,E_o} \left\{ \frac{10(1+\nu_o)}{7-5\nu_o} \, \text{tr}\,(\sigma.\sigma) - \left[\frac{1+5\nu_o}{7-5\nu_o} + \frac{1}{3(1+\delta_s)} \right] (\text{tr}\,\sigma)^2 \right\} \tag{4.13}$$

where δ_s incorporates the following physical parameters : the matrix stiffness, the fluid compressibility, and the hole geometry. For a spherical hole [Shafiro and Kachanov, 1997[162]] showed that

$$\delta_s = \frac{2}{9}\frac{E_o/K_f - 3(1-2\nu_o)}{1-\nu_o}. \tag{4.14}$$

For liquid water ($K_f \simeq 2\,GPa$) and elastic constants equal to $E_o = 40\,GPa$ and $\nu_o = 0.24$, δ_s is equal to 5.4.

4.4.3.2 Effective Moduli of Dry Rock

In the dry case, the stress perturbations due to the presence of holes is taken into account and $\Gamma = 1 - p$. Parameters δ and δ_s are very large. Thus, combining equations (4.8, 4.9, 4.10 and 4.13), the effective shear modulus G (which can be directly inverted from the S-wave velocities), and the effective bulk modulus K (which can be directly inverted from a combination of the P-

and S-wave velocities), can be derived as :

$$\frac{K_o}{K} = 1 + \frac{\rho}{1-p}\,\frac{h}{1-2\nu_o}\left\{1-\frac{\nu_o}{2}\right\} + \frac{p}{1-p}\,\frac{3(1-\nu_o)}{2(1-2\nu_o)}\ , \tag{4.15}$$

$$\frac{G_o}{G} = 1 + \frac{\rho}{1-p}\,\frac{h}{1+\nu_o}\left\{1-\frac{\nu_o}{5}\right\} + \frac{p}{1-p}\,\frac{15(1-\nu_o)}{7-5\nu_o}\ . \tag{4.16}$$

The evolution of the elastic moduli K/K_o, G/G_o, and ν are plotted versus the crack density for different porosity values (range $\phi = 0 - 30\%$) on Figures 3a, 3b, and 3c, respectively,. Input data for the solid matrix are detailed in Table 1.

The crack density being constant, a decrease in porosity induces a moderate increase of both the effective bulk and shear moduli while the Poisson ratio ν decreases slightly. Reciprocally, at a given porosity, an increase of the crack density reduces the bulk and shear moduli. However, the Poisson ratio (Figure 3c) is affected in a different manner by cracks and decreases with increasing crack density. Note that the effects of cracks and pores are opposite on the Poisson ratio : an increase of crack density reduces ν, whereas an increase of porosity increases ν.

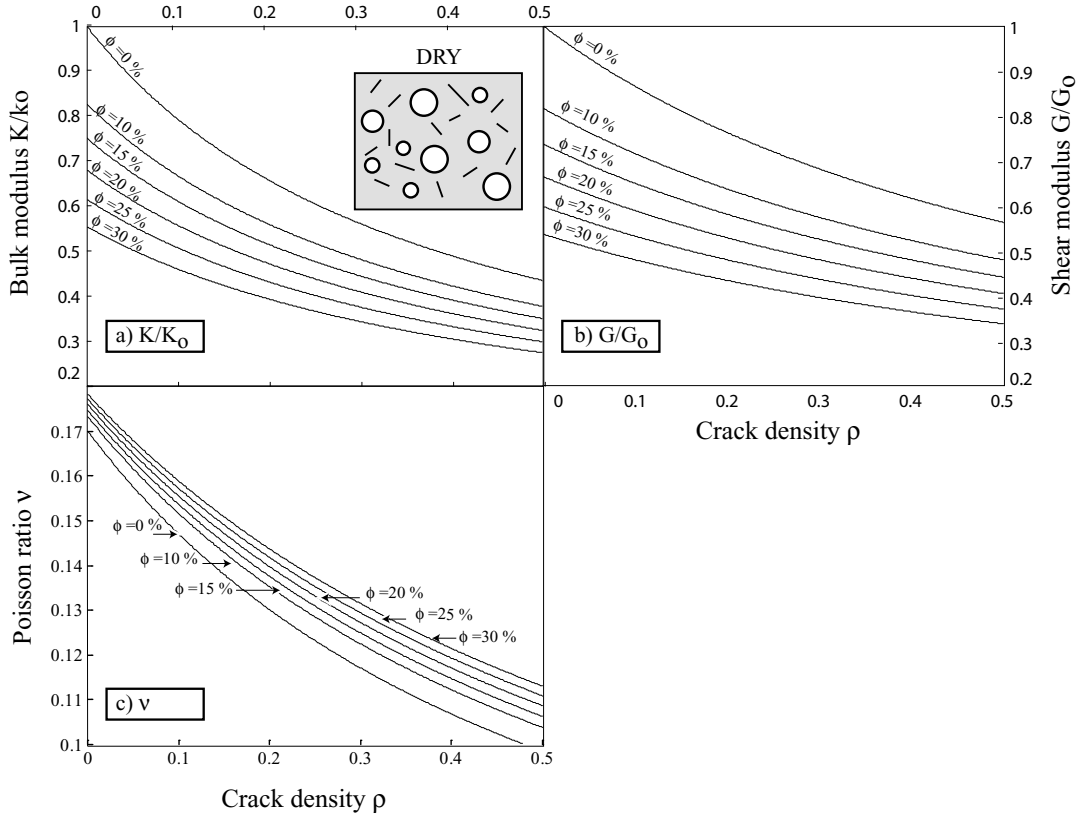


Figure 3 : *Effective elastic moduli of a idealized-dry rock made of a mixture of penny-shaped cracks and spheroidal pores. (a) Effective bulk modulus K/K_o (b) Effective shear modulus G/G_o, (c) Effective poisson ratio ν are plotted versus crack density ρ (range [0-0.5]). The curve are given at fixed porosity ϕ, which varies from $\phi = 0\%$ to $\phi = 30\%$. The bulk and shear moduli of the dry matrix (K_o , G_o) are summarized in Table 1.*

	Solid matrix dry	Solid matrix wet	Fluid
$K_o\,(GPa)$	21.3	25.8	2
$G_o\,(GPa)$	18	16.2	0

Table 1 : *The bulk modulus K_o and shear modulus G_o of the wet and dry matrix, were calculated from the velocities data, assuming that the crack density $\rho = 0$ when the velocities are constant (at a porosity $\sim 23.5\%$). Theses values are used in the effective medium model 'cracks and pores'.*

4.4.3.3 Effective Moduli of Fluid Saturated Rock

In the wet case, the bulk and shear moduli can also be derived from equations (4.7,4.8,4.9 and 4.13) and can be expressed as follows :

$$\frac{K_o}{K} = 1 + \rho\frac{h}{1-2\nu_o}\left\{1 - \left[1 - \left(1 - \frac{\nu_o}{2}\right)\frac{\delta}{1+\delta}\right]\right\} + p\frac{3(1-\nu_o)}{2(1-2\nu_o)}\left\{1 - \frac{1}{1+\delta_s}\right\}\ , \quad (4.17)$$

$$\frac{G_o}{G} = 1 + \rho\frac{h}{1+\nu_o}\left\{1 - \frac{2}{5}\left[1 - \left(1 - \frac{\nu_o}{2}\right)\frac{\delta}{1+\delta}\right]\right\} + p\frac{15(1-\nu_o)}{7-5\nu_o}\ . \quad (4.18)$$

In this case, the bulk and shear moduli are functions of the elastic properties of the matrix, the porosity p, the crack density ρ and the aspect ratio ζ (which affects the saturation parameter δ). As in the dry case, the bulk and shear moduli are inversely proportional to both the porosity and the crack density. A new important parameter to be taken into consideration here is the aspect ratio ζ. Figures 4a, 4b, and 4c show the evolution of both the bulk and shear moduli (K/K_o, G/G_o) and the Poisson's ratio ν versus the crack density, for different values of aspect ratio ζ. The porosity was fixed to $20\,\%$ and the matrix parameters are summarized in Table 1. In the case of a fluid-saturated rock, the bulk and shear moduli decrease as ζ increases. Note that the effect is more pronounced in : i) the case of the bulk modulus than the shear modulus ; ii) the limit case $\zeta = 1$ (cracks correspond to a sphere) or $\delta = \delta_s = \infty$ (dry medium) than in the case when cracks are more flattened (typically, $\zeta \sim 10^{-3}$). The evolution of Poisson's ratio ν is very different compared to the dry case (Figure 4c) : (i) if $10^{-1} < \zeta < 1$, ν decreases slightly as ρ increases ; (ii) in contrast, if $10^{-4} < \zeta < 10^{-2}$, the Poisson's ratio increases as crack density increases. Such a behavior was also predicted by the differential self-consistent model of [Le Ravalec and Guéguen, 1996[108]].

4.4.4 Results

4.4.4.1 Pressure/Porosity Reduction

In the following, we use the convention that the compressive stresses and compactive strains are positive. The pore pressure is denoted by P_p, and the difference between the confining pressure

(P_c) and the pore pressure is referred to as "the effective pressure" P.

Figure 5 shows the evolution of the porosity versus the effective pressure, in the dry and wet experiments. In both cases, at $P < P^*$, the porosity reduction shows a linear dependence with the effective pressure. On both curves, the inflection point corresponds to the onset of grain crushing and pore collapse P^* [Zhang et al., 1990[194], Wong et al., 1997[187]], equal to $180\,MPa$ and $135\,MPa$, in the dry and wet case, respectively. Beyond P^*, accelerating inelastic volume compaction occurs, due to extensive grain crushing, grain displacement and pore collapse. Although there are a number of common pressure-dependent features on the two plots, the water-saturated sample is much weaker than the dry one. Such a difference in stress/strain response, probably caused by chemical weakening effects and stress corrosion due to presence of a chemically active pore fluid [Michalske and Freiman, 1981[116]] has already been observed in previous experiments [Read et al.,1995[138], Baud et al., 2000[8]]. Following [Baud et al., 2000[8]], the water-weakening effect on grain crushing can be expressed as $P^*_{\text{wet}}/P^*_{\text{dry}} = (\gamma'/\gamma)^{3/2}$, where γ and γ' are the specific surface energies of the dry and wet matrices respectively. Our experimental results yield to $\gamma'/\gamma = 0.82$, a value in the range of those observed in Darley Dale, Gosford, and Boise sandstones by [Baud et al., 2000[8]].

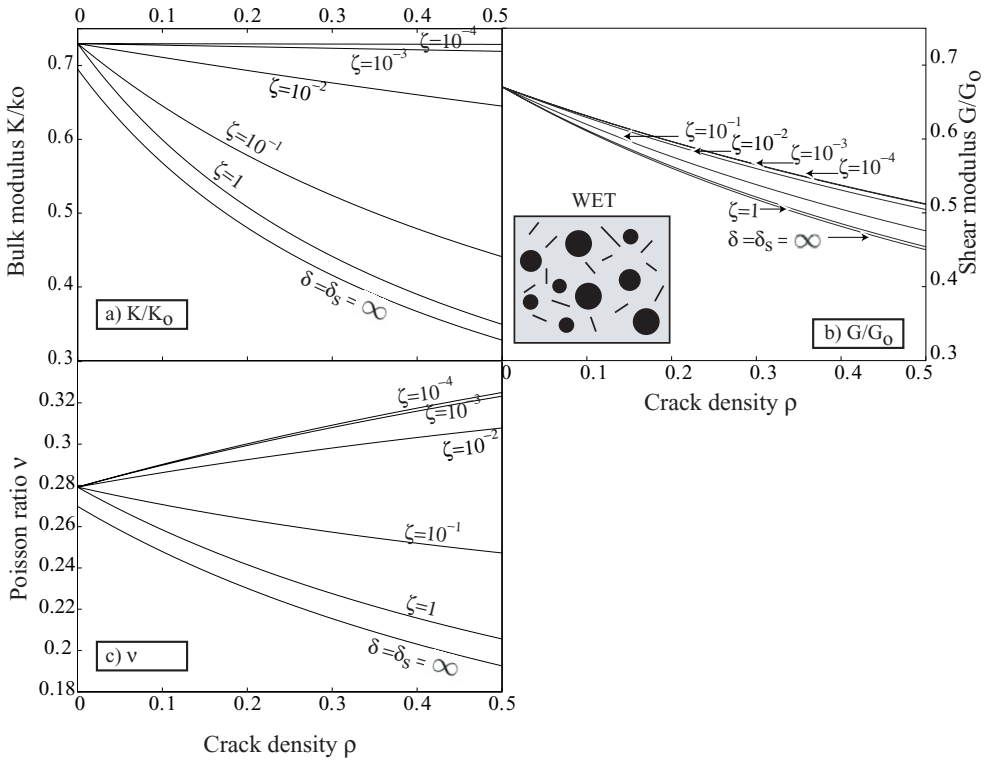


Figure 4 : *Effective elastic moduli of a idealized-wet rock made of a mixture of penny-shaped cracks and spheroidal pores. (a) Effective bulk modulus K/K_o (b) Effective shear modulus G/G_o, (c) Effective poisson ratio ν are plotted versus crack density ρ (range [0-0.5]). The curve are given at fixed aspect ratio ζ, which varies from $\zeta = 1$ to $\zeta = 10^{-4}$. In these plots the porosity is constant, and $\phi = 20\,\%$. The bulk and shear moduli of the wet matrix (K_o , G_o) are summarized in Table 1.*

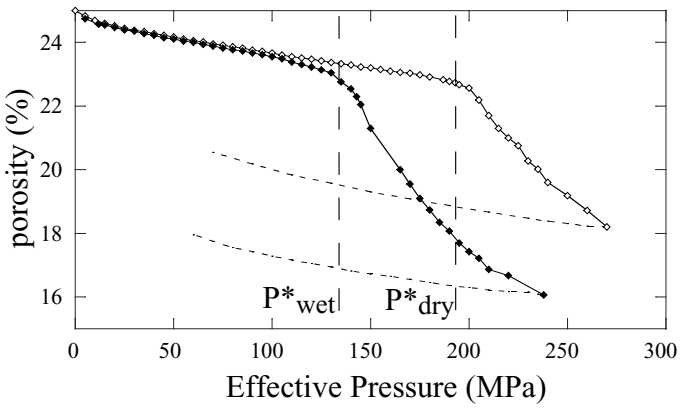


Figure 5 : *Mechanical data for the dry and wet specimens : the porosity reduction is plotted versus effective pressure. The critical pressure P^* indicates the beginning of pore collapse and grain crushing. P^* is lower in the wet specimen than in the dry specimen, which is explained by chemico-chemical weakening effects. The unloading is plotted in dashed.*

4.4.4.2 Elastic Wave Velocities Data

During those two experiments, elastic wave velocities were measured at increasing confining pressure with $5\,MPa$ increments up to the maximum pressure, then at decreasing confining pressure with $10\,MPa$ decrements. The evolution of compressionnal and shear elastic wave velocities with effective pressure are plotted on Figure 6. At $P < P^*$, both P and S velocities increase with pressure, until they reach a plateau at $P \simeq 50\,MPa$. The non-linear part of the curves is generally interpreted to visco-elastic closure of pre-existing cracks [Walsh, 1965[183] ; Birch, 1961[19,20] ; Nur and Simmons, 1969[123]], whilst the linear part ($50\,MPa < P < P^*$) reflects the intrinsic elastic properties of the rocks, i.e., the crack-free matrix properties. Our experiments yields 'intrinsic' elastic properties K_o, and G_o equal to the ones already presented on Table 1. Whether in dry or wet conditions (Figure 6) and although porosity decreases, both P- and S- wave velocities drop sharply at P^* and decrease by several percents. This can only be explained by the nucleation and/or propagation of newly formed cracks, appearing at high pressure. While pore collapse and porosity reduction tends to increase elastic wave velocities, newly formed cracks due to grain crushing tend to decrease the velocities. At first, increased damage and newly formed cracks play a dominant role. This result is consistent with the effective medium theory developed in Section 3. Beyond P^*, Figure 6 shows clear inflexion points, at $P \simeq 220\,MPa$ and $P \simeq 160\,MPa$ in the dry and wet case respectively, where velocities start to increase again. At this point, the newly formed cracks are progressively being closed and the material becomes stiffer again. Velocities measured during depressurization (dashed lines on the plots) remain lower than those measured during pressurization, demonstrating the extensive damage accumulation as cracks reopen and propagate during unloading.

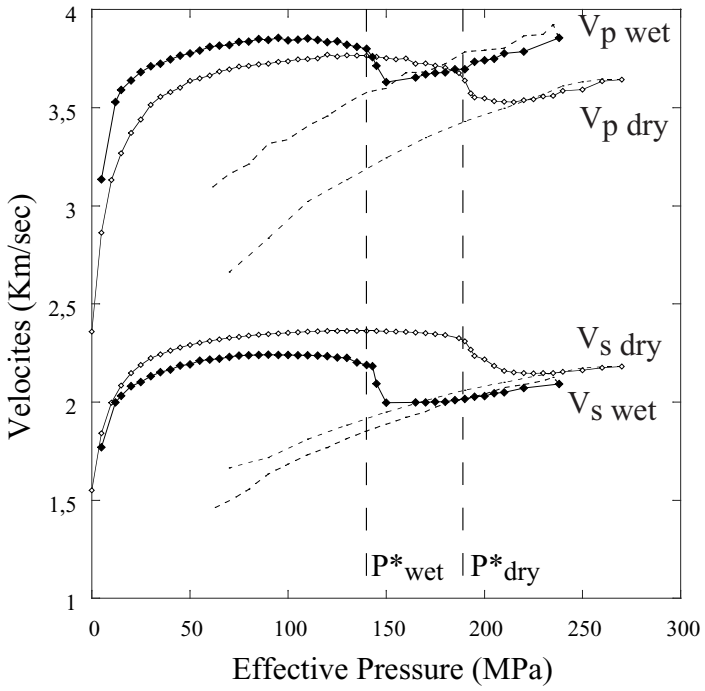


Figure 6 : *Velocity measurements for the dry and wet specimens : the elastic wave velocities P and S are plotted versus the effective pressure. At the critical pressure P^*, the velocities decrease due to grain crushing and pore collapse. Note that at a pressure $P \simeq 220MPa$ and $P \simeq 160MPa$, in the dry and wet specimens respectively, the velocities increase again. The unloading is plotted in dashed.*

4.4.4.3 Microstructural Observations

Detailed microstructural analysis was performed on the dry sample under scanning electron microscopy (SEM). SEM sections ($20 \times 40\,mm$) were cut parallel to the long specimen axis (see Figure 1). Sections were impregnated using epoxy resin, subsequently polished and gold coated. Figure 7a shows a SEM micrograph of an intact specimen, for comparison : the porosity (black) is 25% ; quartz grains appear darker than the feldspar grains on the picture ; clay are often located within the pores, or between two grains ; grains are mostly subangular to subrounded ; mean grain radii are between $80\,\mu m$ and $150\,\mu m$, with a mean value of about $110\,\mu m$. Figures 7b and 7c are SEM micrographs of the deformed sample, and illustrate the extensive grain crushing that took place during deformation. Grain fragments fill up the collapsed pore space, resulting in a large decrease of the sample porosity. Crack nucleation takes place at Hertzian contacts (figure 7d), resulting in cracks at a scale with the original grain size. Then the crushing of some grain produces small micro-cracks, the scale of the fine produced is of the order of few microns (Figure 7b and 7c). Note that after unloading the rock was still cohesive.

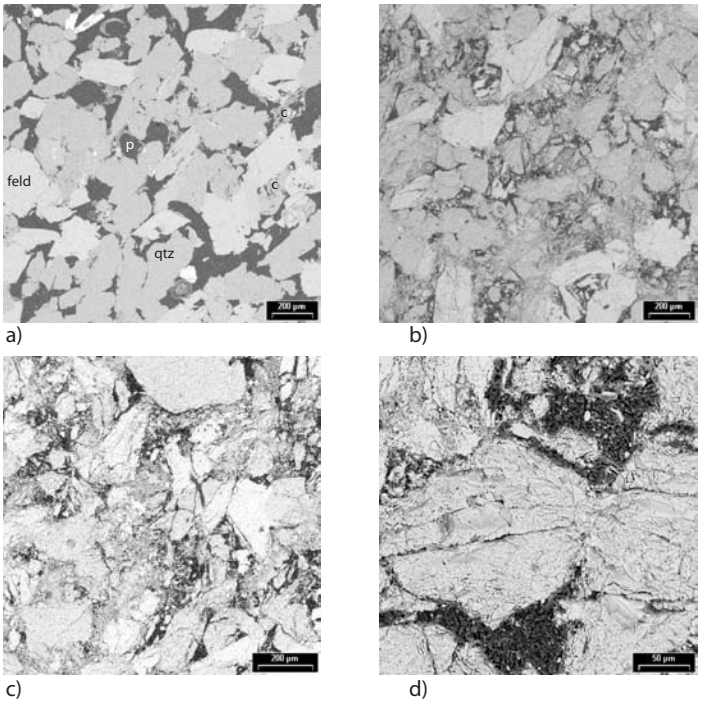


Figure 7 : *SEM micrograph (backscattered) of Bleurswiller sandstone. Epoxy-filled pores appear in black. (a) Picture of an intact sandstone : the porosity is* $25\,\%$*. (b,c) Pictures of the specimens deformed under dry condition. Note that the scale is the same as in Figure (a). Crushed grain and cement fragments fill the pore space, which result in large decrease of the porosity. (c) Fractured grains at Hertzian contacts.*

4.4.5 Interpretations

4.4.5.1 Crack Density Evolution as Inferred from Elastic Wave Velocities Variations

The crack density ρ can be inferred from equations (4.15), (4.16), (4.17) and (4.18) in the dry and wet experiments, respectively. The effective shear and bulk moduli $G,\ K$ are directly inverted from elastic wave velocities data using :

$$G = \psi V_s^2 \qquad \text{and} \qquad K = \psi(V_p^2 - \frac{4}{3}V_s^2)\ .$$

The bulk density of the rock ψ is corrected from porosity variations, with $\psi = \psi_o(1-p) + \psi_f p$ and $\psi_o = 2.6\,10^3\,kg/m^3$. We assume that the crack porosity variation is negligible compared to the overall porosity. When the elastic wave velocities reach a constant value (plateau), the rock is considered to be crack free ($\rho = 0$) and we can calculate the shear and bulk moduli of the crack free matrix ($K_o,\ G_o$) (at a porosity $\simeq 23.5\%$), using data from this part of the loading path. Those values are reported in Table 1.

4.4.5.1.1 Dry Experiment In the dry case, the effective medium model (pores and cracks) gives two independent relations (equations (4.15) and (4.16)) for a single crack parameter, the crack density. On figure 8, the evolution of the cracks density is plotted versus pressure. Curve 1 plots ρ values inferred from S- wave data (equation (4.16)) while curve (2) plots ρ values inferred from a combination of P- and S- waves data (equation (4.15)). Curve 3 plots the average of ρ obtained from those two values. Initially, the crack density ρ decreases from 1 to 0 as the confining pressure P is raised from 0 to $50\,MPa$. Since the associated porosity reduction in this part of the loading path is small ($\sim 1\%$), the crack density decrease can be mainly attributed to visco-elastic closures of pre-existing cracks. In addition, the average crack compliance is also drastically increased as the contact area between crack faces increases during crack closure [Sevostianov and Kachanov, in prep.]. Note that the agreement between the values inferred from equations (4.15) and (4.16) is excellent up to P^*. At $P = P^*$, when pore collapse and grain crushing take place, the crack density ρ jumps from 0 to a mean value of 0.1. An anomalous feature just beyond P^* is that crack densities inferred from equations (4.15) and (4.16) become different : inversion of S-waves (or G moduli) gives a ρ value close to 0.2, whereas inversion of K moduli data give a ρ value closer to 0.05. This discrepancy will be further analyzed in section 5.2.

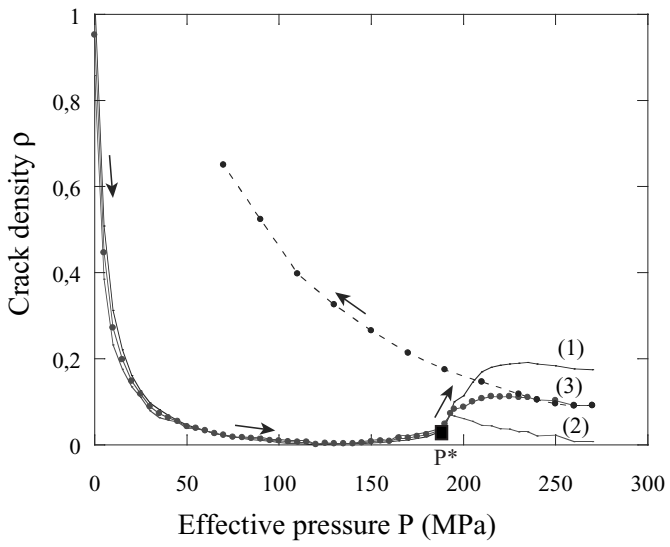


Figure 8 : *Evolution of crack density as a function of the effective pressure found in the dry specimen. Curves 1 and 2 show ρ values inverted from equation (4.16) (G modulus) and (4.15) (K modulus) respectively. Curves 3 shows the average between these two values of ρ. The beginning of pore collapse and grain crushing P^* is associated with an increase of the crack density. The curves 1 and 2 start to diverge at P^*, which may be explained by a mechanism of rolling-contacts. The unloading is in dashed.*

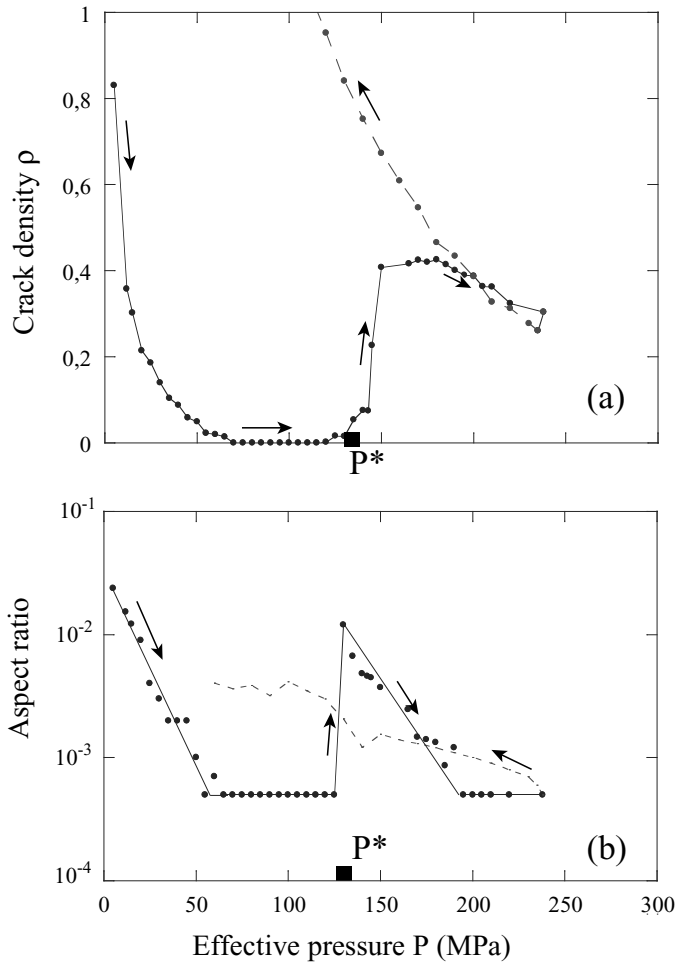


Figure 9 : *(a) Evolution of crack density and (b) aspect ratio as functions of the effective pressure in the wet specimen. P^* is associated with an increase of crack density higher than these found in Figure 8. The cracks created at the beginning of grain crushing have small aspect ratio, $\zeta < 10^{-2}$.*

4.4.5.1.2 Fluid saturated experiment In the wet experiment, both the crack density ρ and the average aspect ratio ζ can be derived from the S- and P- wave data. There are 2 equations for 2 crack parameters and the degree of freedom of the inversion is therefore equal to zero. Figures 9a and 9b plot the crack density and aspect ratio evolutions as a function of the effective pressure. Figures 8 and 9a show some common features : a decrease of the crack density from 1 to 0 in the first part of the loading path, and then a jump of the crack density at P^*. However, beyond P^*, the crack density inferred in the wet case is equal to $\rho = 0.4$, which is a much higher value than in the dry case. Such a difference could be explained by chemo-mechanical effects, in the same way P^* has a much lower value. The evolution of the average crack aspect ratio with effective pressure P (Figure 9b) follows a similar trend. As effective pressure is raised from 0 to $50\,MPa$, the crack aspect ratio decreases exponentially from $2.4\,10^{-2}$ to $5\,10^{-4}$, illustrating crack closure. At P^*, the

aspect ratio re-increases suddenly to $\zeta = 1.3\,10^{-2}$, showing that new cracks with larger aspect ratio (possibly collapsed pores) were created at that point. Beyond P^*, ζ decreases exponentially again to reach a final value of $5\,10^{-4}$ at $200\,MPa$, which illustrates the visco-elastic closure of the newly formed cracks. During depressurization (dashed lines), both the crack density and the aspect ratio increases drastically, showing not only crack re-opening, but permanent damage accumulation. These simple inversion results show that our effective medium model is a very powerful tool in order to describe the physical state of damage within a saturated rock.

4.4.5.2 Evolution of the Ratios Vp/Vs

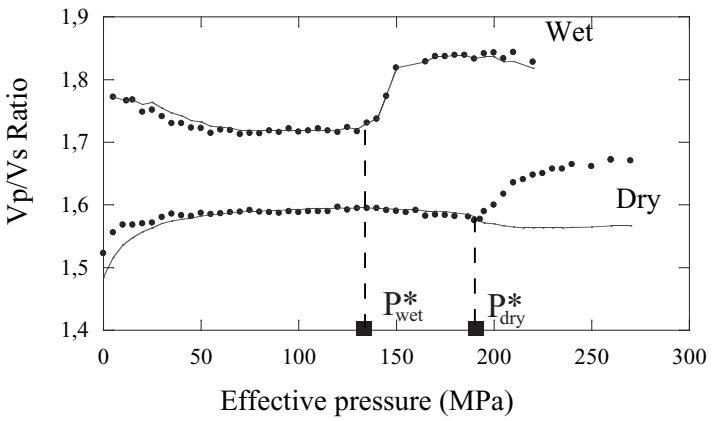


Figure 10 : *Evolution of the V_p/V_s ratio in the wet and dry specimens as functions of effective pressure. Dots are experimental data. The curves are estimation of V_p/V_s derived from the effective medium model 'cracks and pores', using crack density and aspect ratio shown in Figures 8 and 9. When pore collapse and grain crushing occurs in the dry specimen, experimental data show an increase of V_p/V_s, which is not predicted by the effective medium model (see Figure 3c).*

Figure 10 plots the evolution of V_p/V_s ratios in the dry and wet experiments. On this Figure, symbols correspond to the experimental data while solid lines represent the estimated values of V_p/V_s as inferred from the effective medium model, using the values for mean crack densities and aspect ratio shown on Figures 8 and 9. Recalling that V_p/V_s is a single function of Poisson ratio ($\left(\frac{V_p}{V_s}\right)^2 = \frac{2(1-\nu)}{1-2\nu}$) an increase in V_p/V_s is associated with an increase in ν and reciprocally. In the dry case, the V_p/V_s ratio of dry rock increases substantially with increasing pressure (for $P < 50\,MPa$). Again, this is a consequence of the visco-elastic closure of the preexisting cracks. In contrast, in the same range of pressure, when the rock is saturated with water, the V_p/V_s ratio decrease as effective pressure increase. Similar observations have been reported in previous experiments [Nur, 1989[124] ; Dvorkin, 2000[46]]. Both in the dry and wet cases, the agreement between experimental data and predicted value from EM theory are good. Between $50\,MPa$ and P^*, the V_p/V_s ratio is a constant which reflects the intrinsic rock properties : $V_p/V_s = 1.59$ and $V_p/V_s = 1.72$ in the dry and wet case, respectively. V_p/V_s is larger in saturated conditions because water induces an increase of the effective bulk modulus, while the shear modulus remains the same

in the dry and saturated rock [Gassmann, 1951[62]]. Both in wet and dry conditions, grain crushing is associated with a sudden increase of the V_p/V_s ratio at P^*. This experimental observation is only well predicted by the effective medium model in wet conditions. This is explained by the additional crack parameter ζ used in model, and the dominant effect of average crack aspect ratio reduction (ζ is in the range $10^{-2} - 10^{-4}$ at $P > P^*$, see Figures 9b and 4c) during closure of the newly formed cracks. At higher pressures, the V_p/V_s ratio remains constant, showing that the counteracting roles of decreasing crack density and decreasing aspect ratio (Figure 4c) cancel one another. In the dry case however, our modelling does not predict an increase of the V_p/V_s ratio but rather a slight decrease (Figure 3c), due to increasing crack density.

This last observation points out the limit of the previous effective medium model, which seems to be a better approximation in saturated conditions than in dry. This is most certainly due to the fact that stress interactions between cracks are larger in dry than saturated conditions, as water tends to act as a screen to stress perturbations. Thus the non-interactive approximation is a better approximation in wet conditions. Additionally and most importantly, the extra crack parameter ζ, which is absent in the dry scheme, enables a finer description of the rock microstructural evolution, and increases the degree of freedom in the elastic wave velocity inversion from -1 to zero.

An alternative approach can be followed in order to understand the evolution of the V_p/V_s ratio in dry conditions. While the previous effective medium model considers the rock as a continuous matrix containing inclusions (here pores and cracks), a complementary view is to look at it as a discontinuous granular medium. In such way, [Digby, 1981[39]]'s dry granular medium model assumes that the rock is a homogeneous and isotropic granular medium, formed by randomly packed spherical grains. Neighboring spheres of radius R are initially firmly bonded across small, circular regions of average radius b. As the hydrostatic pressure increases in the medium , the spheres deform in such a way that the contact regions of all the neighboring spheres increases to a, but remain flat and circular. In such a configuration $a \geq b$ and $a, b \ll R$. The simple case $b = a$ corresponds to the usual Hertz-Mindlin result where the contact is infinitely rough and no slip is allowed. On the contrary, for an unconsolidated sand, b goes to zero. Using Digby's [1981[39]] model, the V_p/V_s ratio can be expressed as :

$$\left(\frac{V_p}{V_s}\right)^2 = \frac{3\,\dfrac{a}{b}\,(2-\nu_o) + 4(1-\nu_o)}{\dfrac{a}{b}\,(2-\nu_o) + 3(1-\nu_o)} \tag{4.19}$$

where ν_o is the Poisson ratio of the solid grains. The V_p/V_s ratio is now again a function of 2 independent unitless quantities : (a/b) and ν_o. The evolution of the Vp/Vs ratio is plotted as function of ν_o for different values of a/b on Figure 11. While in such a model, the V_p/V_s ratio depends weakly on initial ν_o value, Figure 11 shows that the important parameter here is (a/b). Digby's [1981[39]] model predicts a maximum value of $V_p/V_s \simeq 1.74$ when $b \to 0$.

In dry conditions and in the range $50\,MPa < P < P^*$, $V_p/V_s = 1.59$. Using equation (12) and $\nu_o \sim 0.18$ yields $a/b \simeq 3.5$. At $P > 220\,MPa$, $V_p/V_s = 1.67$ is consistent with $a/b \simeq 12$. Such an increase in (a/b) beyond P^* can be interpreted as a decrease in b, the bonding radius, which means the grains are less cemented. This is exactly what is expected from grain crushing, as it produces small uncemented grains (Figure 7). However, and because only a fraction of the

original grains have been crushed at the end of our experiments (the rock is still cohesive when retrieved from the pressure vessel), the maximum value of $V_p/V_s = 1.74$ was not reached. The above interpretation allows us to add some complementary comments to section 5.1.1. As pointed previously, Figure 8 shows that the crack density inverted from shear waves is larger than the one inverted from both compressionnal and shear waves. This, in fact, implies that the shear modulus G 'sees' more damage than the bulk modulus K and suggests that the new grains contacts of the small uncemented grains produced by crushing resist better to compression than to shear, just as rolling contacts do.

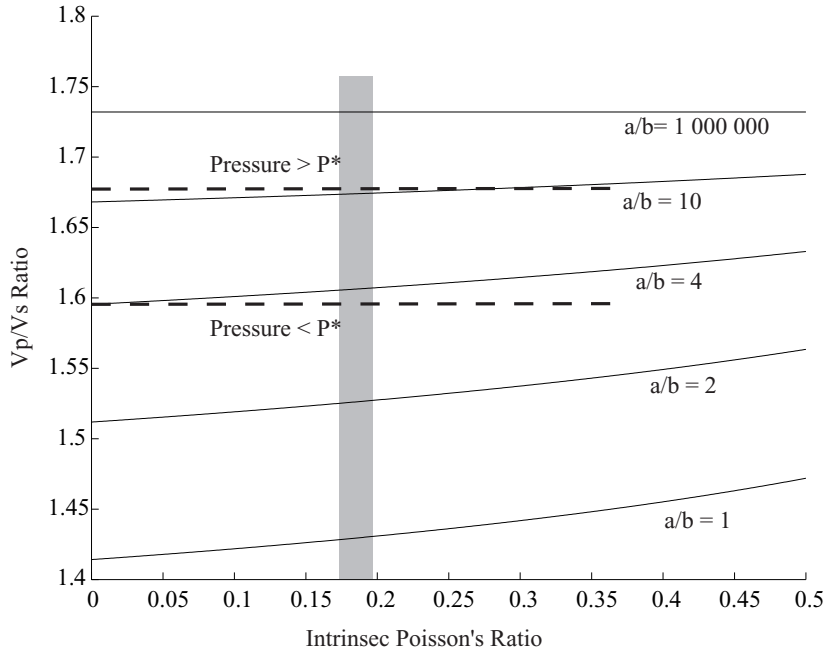


Figure 11 : *Digby's model is a granular one, and gives the evolution of the ratio V_p/V_s as a function of the intrinsic Poisson's ratio of the grain, for different value of a/b. When $P < P^*$, $V_p/V_s = 1.59$, which corresponds to $a/b \simeq 3.5$, with an intrinsic Poisson'ratio fixed at $\nu_o = 0.18$, when $P > P^*$,$V_p/V_s = 1.67$, and $a/b \simeq 12$. This physical explanation is that most grains are no more bonded at this second stage, which yields to lower values of b.*

4.4.5.3 Mean Crack Radius Evolution during Depressurization

During depressurization, our inversion pointed a dramatic increase in the crack density (Figures 8 and 9a). Because the crack density ρ is defined as $\rho = \frac{1}{V}\sum^N c_i^3$ (see part 3.1), it can also be rewritten as :

$$\rho = \frac{< c >^3}{< \ell_0 >^3} \tag{4.20}$$

where $< c >$ is the mean crack radius, and $< \ell_o >$ the average distance between two cracks.

As a first approximation, we can assume that crack nucleation was dominant during pore collapse and grain crushing so that $< \ell_o >$ decreased at P^*. On the contrary, an intuitive approxima-

tion would be that during depressurization, no crack nucleation takes place. This, in turn, implies that crack propagation is active during unloading (stress relief cracking), and $< c >$ increases at constant $< \ell_o >$.

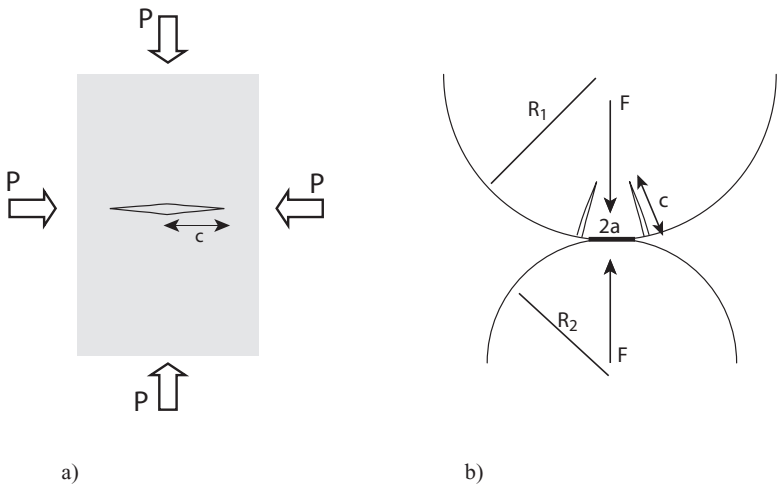


Figure 12 : *(a) The hydrostatic pressure tends to close the cracks. Crack is modelled as a penny-shaped with c radius. (b) two grains (of radii R_1 and R_2) in elastic contact under normal loading F. Under the load F, the cracks at the circular boundary of the elastic contact (radius a) tend to propagate.*

A simple way to model crack propagation in the present case is to consider that crack radius is determined by the balance of two forces. First, the cracks tend to close due to the confining pressure (Figure 12a), and the mode I stress intensity factor is given by [Lawn, 1975[100]] :

$$K_1^P = \psi P c^{1/2}. \tag{4.21}$$

where P is effective pressure, c the crack radius and ψ a dimensionless geometrical factor.

Second, cracks tend to propagate under a normal tensile force F at a grain to grain contact (Figure 12b). In such a configuration, the stress intensity factor in mode I is given by [Lawn, 1975[100]] and can be expressed as :

$$K_I^F = 1.12\sigma_t(\pi c)^{1/2} \tag{4.22}$$

where σ_t is the maximum tensile stress at the circular boundary of the contact area. Since we are dealing with linear fracture mechanics, both contributions (Figures 12a and 12b) can be added and we may write :

$$K_1 = K_I^F - K_1^P \tag{4.23}$$

Equation (4.23) states that the crack starts to propagate only when the stress intensity factor K_I reaches its critical value K_{Ic}, i.e. the fracture toughness. Following [Zhang at al., 1990[194]], K_I^F can also be expressed as a function of the effective pressure P, the porosity ϕ, the relative grain

radius and the elastic moduli of the grain :

– Hertzian contact theory gives the radius a at the contact circle

$$a = \left[\frac{3(1-\nu_o^2)FR}{4E_o}\right]^3 \tag{4.24}$$

where R is the grain radius, E_o and ν_o the grain elastic moduli.

– The maximum tensile stress located at the circular boundary of the contacting area is given by :

$$\sigma_t = \frac{(1-2\nu_o)}{2}\frac{F}{\pi a^2} \tag{4.25}$$

– and using [Brandt, 1955[28]]'s model, the normal force F is equal to :

$$F = 8.1\phi^{3/2}R^2P \tag{4.26}$$

A combination of equations (4.24), (4.25) and (4.30) yields [Zhang et al. 1990[194]] :

$$K_I^F = \left[0.77\frac{1-2\nu_o}{(1-\nu_o^2)^{2/3}}E_o^{2/3}\phi^{1/2}P^{1/3}\right]c^{1/2} \tag{4.27}$$

Combining this last equation with equations (4.21) and (4.23), the critical stress intensity factor in mode I can be expressed as :

$$K_{1c} = \left[0.77\frac{1-2\nu_o}{(1-\nu_o^2)^{2/3}}E_o^{2/3}\phi^{1/2}P^{1/3} - \psi P\right]c^{1/2} \tag{4.28}$$

Equation (4.28) links the evolution of the mean crack radius $< c >$ to the effective pressure, the elastic constants of the grain, the porosity and the fracture toughness K_{Ic}. At low pressure, the first term in equation (4.28) is dominant and thus crack are expected to propagate. However, we should point here that although this model provides a simple and good first approximation of the crack radius evolution during depressurization, it is not valid at very low pressures, i.e. when the crack density becomes too large to ignore stress interactions.

It follows from the preceding analysis that the mean crack radius $< c >$ can be expressed independently in terms of two unknown quantities solely : the average distance between cracks $< \ell_o >$ and the geometrical factor ψ from equations (4.20) and (4.28) respectively. Indeed, the crack density ρ was already derived from elastic wave velocity data and the other parameters are all known : values of the elastic constant E_o, ν_o are given in Table 1, while K_{Ic} value for quartz is $K_{1c} \sim 1\,MPa.m^{1/2}$ [Atkinson and Meredith, 1987[5]]. Figure 13 plots the evolution of the mean crack radius as a function of the effective pressure in the dry case. On the figure, the star symbols correspond to the $< c >$ values derived from the crack density data (equation 13), with a constant $< \ell_o >$ value fixed to $0.9\,\mu m$. This average distance between two cracks is very small, in agreement with post-mortem microscopy observations (Section 4.3). The solid line however, corresponds to the mean crack radius evolution as derived from equation (4.28). The best fit was found for a geometrical factor $\psi = 0.6$. This is comparable to what [Kachanov et al. 2003[91]] found ($\psi = 0.85$ for $\frac{\ell_o}{c} = 2.25$) in the case of a infinite periodic system of parallel stacked cracks

under an uniform loading P. Both ψ values are close, although the geometry is somewhat too different to further the comparison. At pressure $P > 50\,MPa$, the agreement between both $< c >$ values is excellent. At lower pressures, the agreement is poor for the obvious reason that equation (4.28) is not valid anymore. Indeed, at pressure $P = 50\,MPa$, the crack density inverted from velocities is already $\rho = 0.85$ and stress interactions cannot be neglected any longer. In any case, the model provides an estimate value of the mean crack radius value before depressurization : $< c >\sim 0.4\,\mu m$. This value is also an estimate value of $< c >$ at and beyond P^*, as the crack density was more or less constant during this part of the experiment (see Figure 8 - curve 3). However, our modelling shows that during depressurization, stress relief cracking played an important role : cracks propagated from $< c >\sim 0.4\mu m$ at $P = 270\,MPa$ to $< c >\sim 0.8\mu m$ at $P = 50\,MPa$.

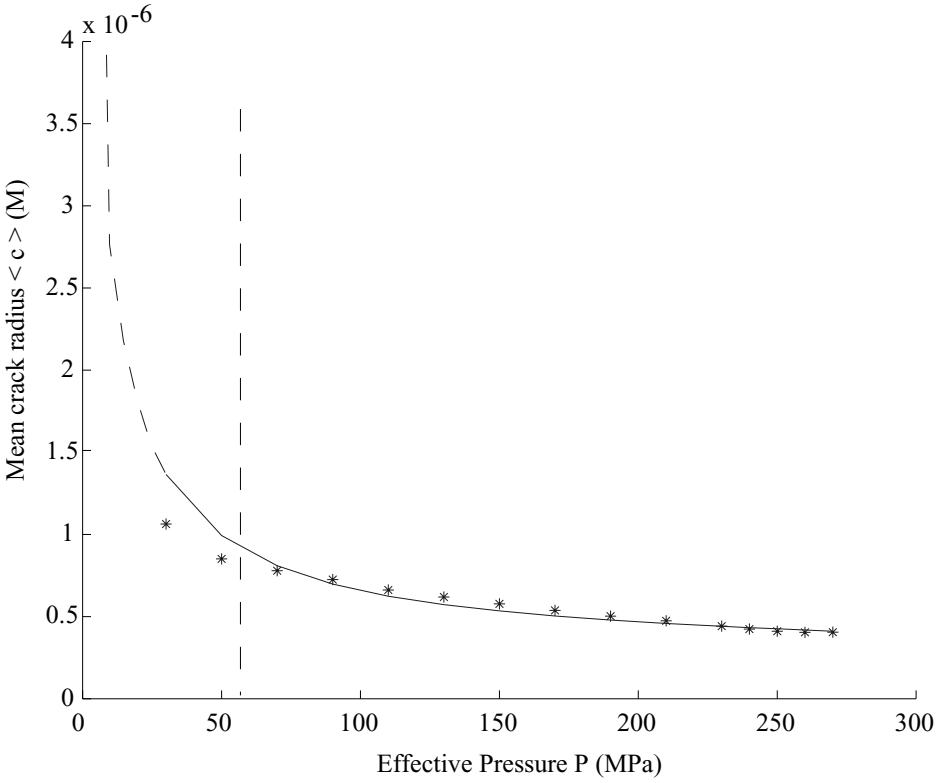


Figure 13 : *Evolution of the mean crack radius $< c >$ during the unloading of the dry sample as a function of the effective pressure. The dots are calculated from the crack density, with $\ell_o = 0.9\mu m$, the line is the $< c >$ values derived from the fracture model, with a geometrical factor $\psi = 0.6$. The comparison between these two estimations of $< c >$ is excellent for pressure higher than $50\,MPa$.*

4.4.5.4 Comparison with other studies and limestones

Only few studies report the simultaneous evolutions of elastic wave velocities and porosity during pore collapse and grain crushing in porous rocks. [Johnston and Toksöz, 1985[84]] and [Nur

and Simmons, 1969[123]] report experimental results obtained on Bedford limestone, a coarse grained biogenetic limestone, poorly cemented by crystalline calcite, with an initial porosity of 12%. Their experiments were performed in dry conditions and the porosity reduction was calculated from axial strain measurements only, assuming that the deformation in the rock was isotropic.

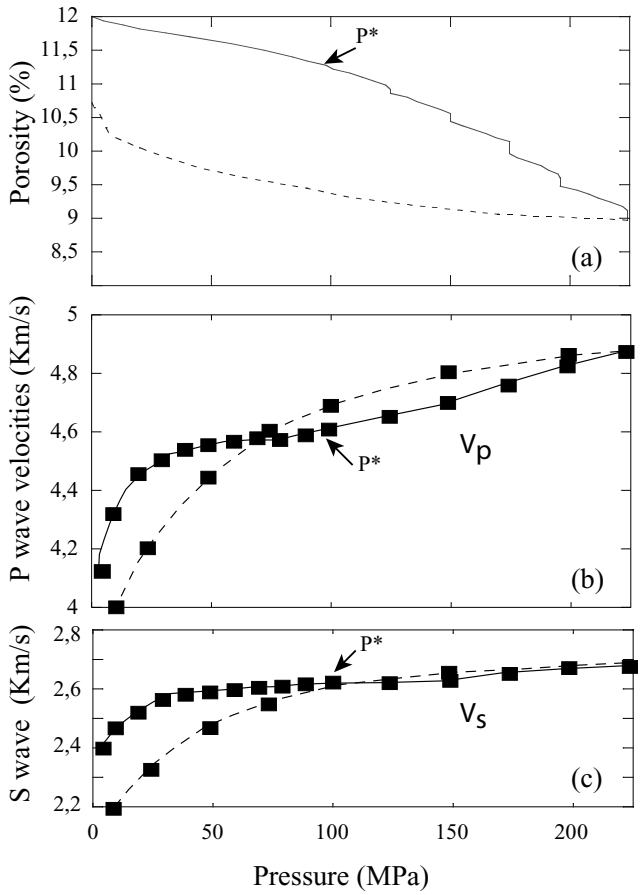


Figure 14 : *Dry hydrostatic compaction of Bedford Limestone, from [Johnston and Toksöz, 1985[84]]. (a) Porosity reduction, (b) P wave velocities, (c) S wave velocities as a function of effective pressure. In contrast with the experiments performed on Bleurswiller sandstone, the beginning of pore collapse (P^*) is associated with an increase of the P- and S- wave velocities. The behavior of the velocities is due to the micro-mechanisms of the deformation : in the limestone pore collapse is mainly due the plasticity of the calcite, and few grain crushing are observed.*

Figure 14 summarizes their results : porosity reduction (Figure 14a), P-waves velocities (Figure 14b), and S-waves velocities (Figure 14c) are plotted versus effective pressure. The onset of pore collapse was reached at $P^* \sim 100\,MPa$ (Figure 14a). In contrast to Bleurswiller sandstone, the P- and S- wave velocities both increased as P^* was reached. Again and as discussed throughout our study, the balance between the effects of an increase in crack density and a reduction of porosity can be invoked to explain the decoupling between the evolution of elastic wave velocities and porosity. In contrast with our experimental results obtained on a higher porosity rock, porosity

reduction seemed to have a dominant effect on the elastic wave velocities evolution. However, this would not be true anymore if the rock's initial porosity was smaller, such as in the case Solnhoffen limestone ($p \sim 4\%$), as reported recently by [Schubnel et al. 2005[159]]. Therefore, there must be a critical porosity under which the effect of porosity reduction becomes dominant during pore collapse. In sandstones, this critical porosity is high ($> 25\%$), whereas in limestones, it seems to be in between 4 and 10%. Such a difference between limestones and sandstones can be explained by the micro-mechanisms associated with pore collapse itself. In sandstones, pore collapse is a result of grain crushing [Zhang et al. 1990[194] ; Ménendez et al. 1996[115]] as porosity reduction is the consequence of the filling of pore space by fragmented grains. In limestones however, pore collapse is the result of intragranular plasticity of calcite, i.e. twinning and dislocation glide [Fredrich et al. 1989[57], Baud et al. 2000b[8], Vajdova et al., 2004[178] ; Schubnel et al., 2005[159]]. Hence, cracking might be less pervasive and crack densities probably smaller. Nevertheless, the evolution of dynamic elastic properties during the deformation of limestones could probably be predicted successfully using the effective medium model pores and cracks that we presented in this study (see Figure 3).

Finally, we would like to point out, that whether in limestones or sandstones, depressurization induces large decreases of elastic wave velocities (dashed lines on Figure 14), which proves the important role played by stress relief cracking in crack propagation. Such an observation was also performed on very low porosity calcic rocks such as Carrara marble and Solnhoffen limestone [Schubnel et al., 2005[159]] and even granites from the URL underground laboratory [Collins and Young, 2000[34]].

4.4.6 Conclusions

Elastic P- and S- wave velocities have been measured during hydrostatic compression of the Bleurswiller sandstone in both dry and wet conditions. During the first part of the loading, the elastic wave velocities increased due the closure of pre-existing cracks, until a plateau is reached. This plateau corresponds to the intrinsic, crack free, elastic parameters of the rock. The pressure of crack closure is a function of the intrinsic Young's modulus and the average crack aspect ratio. Beyond a critical effective pressure P^*, pore collapse and grain crushing took place, which was readily confirmed by microstructural observations in the SEM. However, and counter intuitively, both P- and S- wave velocities decrease at P^*. This could nevertheless be interpreted by showing that newly formed cracks produced by grain crushing played a dominant role on the elastic wave velocities evolution.

A new effective medium model [Kachanov, 1993[88] ; Shafiro and Kachanov, 1997[162]], containing both penny shaped cracks and spheroidal holes, enabled us to interpret our experimental results in terms of the competition arising from an increase in crack density and a decrease of porosity during grain crushing and pore collapse. This model was proven to be a very powerful tool in order to quantify the physical state of the crack population within a rock. In particular, the model permitted to retrieve the evolution of both the crack density and the average aspect ratio from elastic wave velocities, and thus quantify visco-elastic crack closure/opening, damage accumulation and/or crack propagation during an entire loading cycle. Similar inversions were performed recently in non-porous rocks with an equivalent success [Benson et al., 2005[11] ; Schubnel et al.

2005[160]]. However and because the model relies on the non-interactive assumption, its results are more reliable in wet conditions : in dry conditions, the model failed in predicting the observed increase of the V_p/V_s ratio during pore collapse and grain crushing. An alternative approach was then used, based on Digby's [1981[39]] granular media modeling and showed the increase V_p/V_s was probably due to the transformation of the rock into a granular uncemented medium.

The ratio V_p/V_s is a quantity frequently used in seismology and V_p/V_s anomalies have sometimes been recorded before and after earthquakes. For example, after the Antofagasta earthquake, an anomaly of V_p/V_s was observed [Husen and Kissiling, 2001[81]], Koerner et al., 2004[98]] : V_p/V_s increased from 1.72 to a significant mean value of 1.77. [Husen and Kissiling, 2001[81]] suggested that the anomaly was fluid-driven. Indeed, an increase of V_p/V_s at low temperature is in general interpreted in term of fluid content for the sole reason that elastic wave velocities are dramatically affected by pore fluid properties : compressional wave velocities are higher in fluid saturated rocks than in dry rocks, while the shear velocities are about the same, which results in an overall increase of the V_p/V_s ratio. However, the experimental results reported in this study show that grain crushing can induce an increase in V_p/V_s as well. In our case, V_p/V_s ratio increased from 1.59 to 1.67 in the dry case, from 1.72 to > 1.8 in the wet case. This result has been interpreted in two different ways. In the wet case and using effective medium theory, we showed it was the result of both damage accumulation (increase in crack density) and crack opening (increase in average crack aspect ratio). In the dry case, using [Digby, 1981[39]] granular model, we showed it was the result of a lower cohesion in the rock and grains becoming less and less cemented. The physical implication is that V_p/V_s is not only a function of the saturation, but also of the exact physical state of the crack population within a rock, i.e. the crack density, the average crack aspect ratio and the overall cohesion of the grains. This might have important implications for the understanding of V_p/V_s anomalies in fault zones and fault gouges in the field.

Acknowledgments

This work benefited from discussions with many scientists. Among them, the authors would like to thank particularly Mark Kachanov. The technical skills of Guy Marolleau and Thierry Descamps have proved to be of major help, and both of them are greatly acknowledged. The third author was supported by the Lassonde Institute, Toronto. Partial financial support for this work was provided by the CNRS.

Troisième partie

Compaction localisée

Chapitre 5

Mise en évidence de bandes de compaction

Dans ce chapitre nous présentons une série d'expériences menées sur le grès de Bleurswiller. Au cours de ces expériences les échantillons sont saturés d'eau et la pression de pore fixée à $10\,MPa$. Pour des pressions de confinement inférieures à $30\,MPa$, la roche a un comportement fragile, i.e., le mode de rupture est caractérisé par des bandes de cisaillement. Des analyses aux rayons X (scanner médical) confirme le caractère dilatant de ces bandes. Pour des pressions de confinement supérieures à $30\,MPa$, le comportement de la roche est ductile. Cependant l'observation des échantillons après déformation montre que la compaction n'est pas homogène mais localisée, i.e., il y a formation de bandes de compaction. Au cours de ces expériences, nous avons mesurés l'évolution des vitesses élastiques, et de la perméabilité. Les bandes de compaction sont des zones, où la porosité est inférieure à quelques pourcents, alors que dans la roche encaissante la porosité reste proche de 25%. Ces bandes ce comportent donc comme des barrières à l'écoulement des fluides, et l'on observe une chute importante de la perméabilité pendant la formation des bandes de compaction. Un modèle de perméabilité très simple permet d'estimer la perméabilité d'une bande de compaction. Le rapport entre la perméabilité de la roche encaissante et d'une bande de compaction est d'environ cinquante. Ce chapitre se décompose en deux parties ;

- La première partie présente les résultats expérimentaux obtenus au laboratoire de Géologie de l'ENS : la mise en évidence de bandes de compaction, l'évolution des vitesses élastiques et de la perméabilité pendant la formation des bandes de compaction, et un modèle simple d'évolution de la perméabilité d'une roche contenant une ou plusieurs bandes de compaction.
- La seconde partie est un article publié dans International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences.

Sommaire

5.1 Comportement du grès de Bleurswiller sous chargement triaxial 129
5.1.1 Observations expérimentales 129
5.1.2 Conséquences des bandes de compaction sur la perméabilité 131
5.1.3 Modélisation de l'écoulement dans un grès contenant des bandes de compaction 131
5.2 Elastic velocities and permeability evolution during compaction 135

5.1 Comportement du grès de Bleurswiller sous chargement triaxial

5.1.1 Observations expérimentales

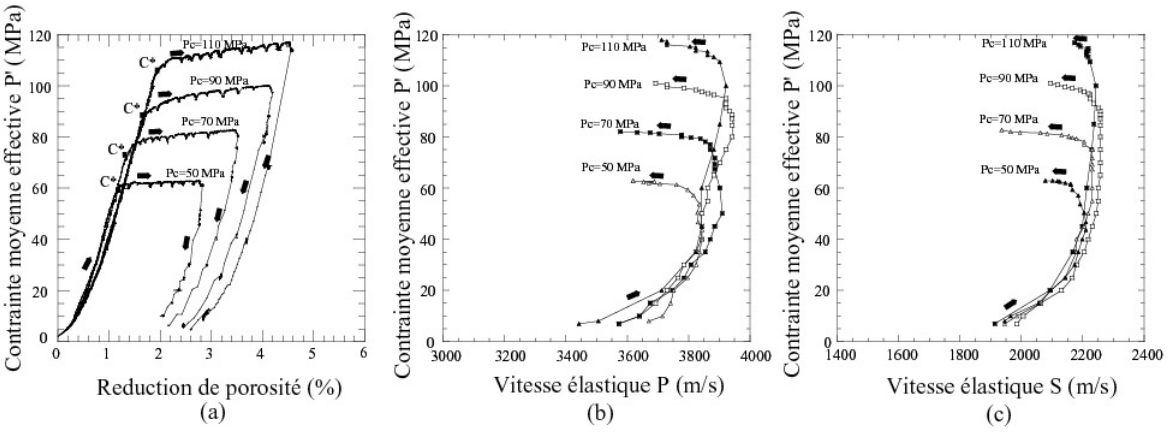


FIG. 5.1 – Essai tri-axiaux pour différentes pressions de confinement $P_c = 50, 70, 90,$ et $110\,MPa$ (essai saturé, grès de Bleurswiller, porosité initiale $p = 25\%$) : (a) évolution de la variation de porosité en fonction de la contrainte moyenne effective, (b) et (c) évolution des vitesses élastiques P et S en fonction de la contrainte moyenne effective .

Pour des pressions de confinement inférieures à $30\,MPa$ le comportement du grès étudié est fragile ; c'est à dire que si la roche se compacte dans un premier temps élastiquement, elle développe par la suite de la dilatance puis se fracture. Pour des pressions de confinement supérieures à $30\,MPa$, si la roche se compacte élastiquement dans un premier temps, lorsque l'état de contrainte atteint un seuil noté C^*, la roche ne développe pas de dilatance mais de la compaction associée à un effondrement de la structure poreuse et de la fracturation de grains. La figure 5.1 résume différents essais tri-axiaux menés à des pressions de confinement de $50, 70, 90,$ et $110\,MPa$: la figure 5.1a donne l'évolution de la porosité en fonction de la contrainte moyenne, la figure 5.1b) et 5.1c) donnent l'évolution des vitesses P et S en fonction de la contrainte moyenne.

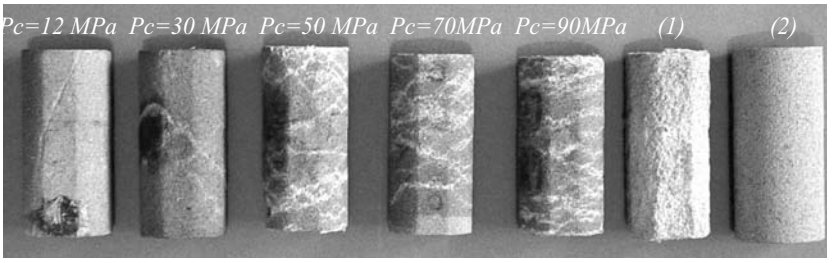


FIG. 5.2 – Photo des échantillons de grès de Bleurswiller, déformés triaxialement à différentes pressions de confinement (P_c). Le diamètre initial de l'échantillon (2) est de $40\,mm$ et sa longueur initiale de $80\,mm$. (1) est une photo de l'échantillon déformé sous contrainte isotrope .

Comme pour l'essai de compression isotrope, on peut distinguer différents domaines. Lorsque la roche se compacte élastiquement, les vitesses P et S augmentent, ceci est dû à la fermeture des fissures préexistantes, puis les vitesses P et S atteignent une valeur constante, où toutes les fissures préexistantes se retrouvent fermées. Lorsque l'état de contrainte atteint la contrainte C^* la structure poreuse s'effondre et la roche se compacte de façon drastique (figure 5.1a)). Pendant cette compaction, les vitesses, comme dans le cas de l'essai sous pression isotrope chutent, ce qui prouve que lors de ces chargements la création de fissures due à la fissuration des grains et des joints de grains est le mécanisme prépondérant, qui contrôle l'évolution des vitesses.

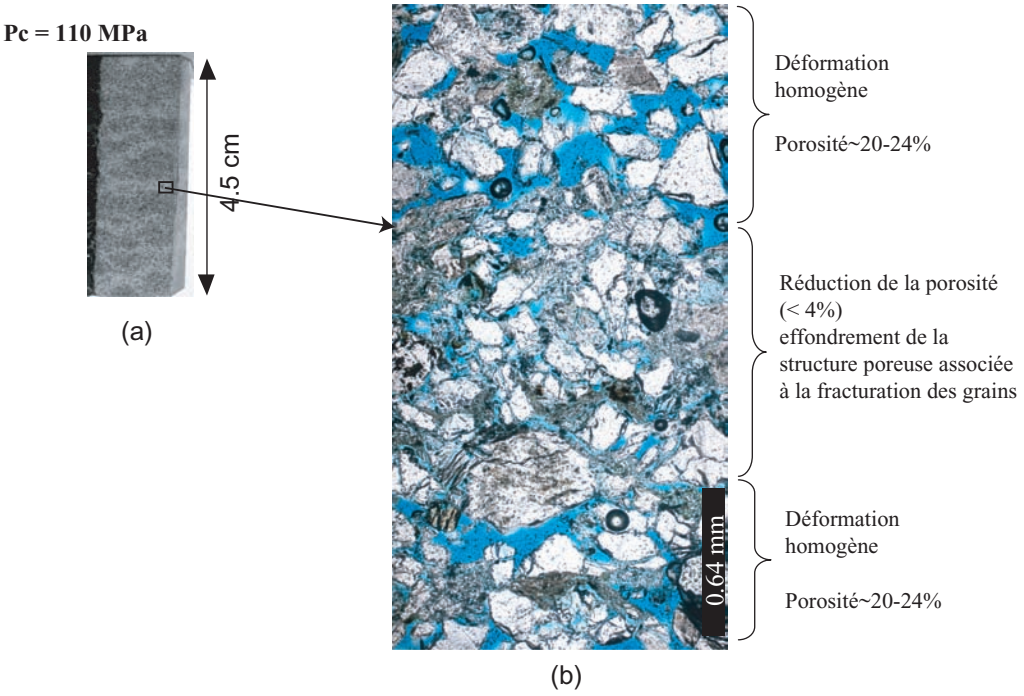
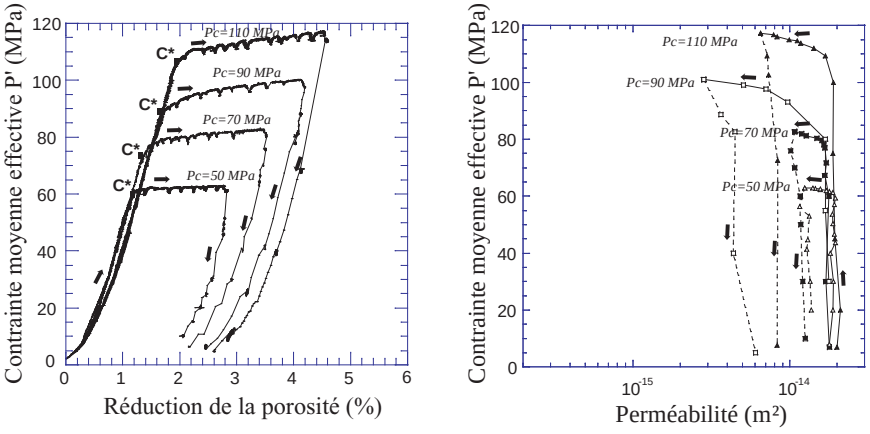


FIG. 5.3 – a) Photo d'un échantillon coupé de grès déformé (la pression de confinement était de $110\,MPa$). b) Photo de la microstructure d'une bande de compaction, (microscope optique – lumière polarisée).

La figure 5.2 est une série de photos d'échantillons du même grès déformés triaxialement à différentes pressions de confinement. Pour des pressions de confinement de 12 et $30\,MPa$ les photos montrent que la déformation s'est localisée sous forme de bandes de cisaillement. Pour des pressions de confinement supérieures à $30\,MPa$, la déformation des échantillons est associée à un effondrement de la structure poreuse (figure 5.1). Cependant les photos 5.2 montrent que cette déformation n'est pas homogène, en effet on voit nettement sur ces photos des bandes plus ou moins parallèles entre elles, et perpendiculaires au chargement axial. Des études microscopiques montrent qu'à l'intérieur des bandes la réduction de porosité peut être supérieure à 20%, alors qu'à l'extérieur des bandes la roche est intacte (figure 5.3). Notons que de telles structures sont également observées dans d'autre matériaux, comme les mousses d'aluminium ou les structures en 'nids d'abeilles'.

5.1.2 Conséquences des bandes de compaction sur la perméabilité

La perméabilité a été mesurée au cours des expériences présentées dans la section précédente. Les résultats sont montrés sur la figure 5.4. Lorsque l'échantillon se déforme élastiquement (état de contrainte inférieur à C^*), la perméabilité diminue linéairement dans un diagramme semi-log. Cette réduction de perméabilité peut être attribuée à la fermeture élastique des pores, ou bien à la fermeture des fissures pré-existantes. Lorsque l'état de contrainte atteint la contrainte critique C^*, des bandes de compaction se développent, et la porosité chute de plusieurs pourcents. Cette réduction de porosité localisée dans les bandes de compaction s'accompagne d'une chute drastique de la perméabilité. Par exemple pour l'échantillon déformé à une pression de confinement de $90\,MPa$, la perméabilité chute de $k = 168 \times 10^{-16}\,m^2$ à $k = 28 \times 10^{-16}\,m^2$, alors que la porosité est réduite de 2.6%.



(a) (b)

FIG. 5.4 – Essai tri-axiaux pour différentes pressions de confinement $P_c = 50, 70, 90,$ et $110\,MPa$ (essai saturé, grès de Bleurswiller, porosité initiale $\Phi = 25\%$) : (a) évolution de la variation de porosité en fonction de la contrainte moyenne effective, (b) évolution de la perméabilité en fonction de la contrainte moyenne effective.

Ces expériences montrent que les bandes de compaction se comportent comme des barrières à l'écoulement des fluides. Ce comportement a également été mis en évidence sur le grès de Bentheim par [Vajdova et al., 2004[179]].

5.1.3 Modélisation de l'écoulement dans un grès contenant des bandes de compaction

Bien qu'il soit "évident qu'aucune relation simple ne puisse exister entre porosité et perméabilité" [Scheidegger, 1974[154]], de nombreux auteurs ont tenté de trouver de telles corrélations. La perméabilité n'est en réalité pas déterminée par la porosité Φ, mais par la microstructure de la porosité.

Dans une roche, on peut imaginer que deux réseaux existent en parallèle :

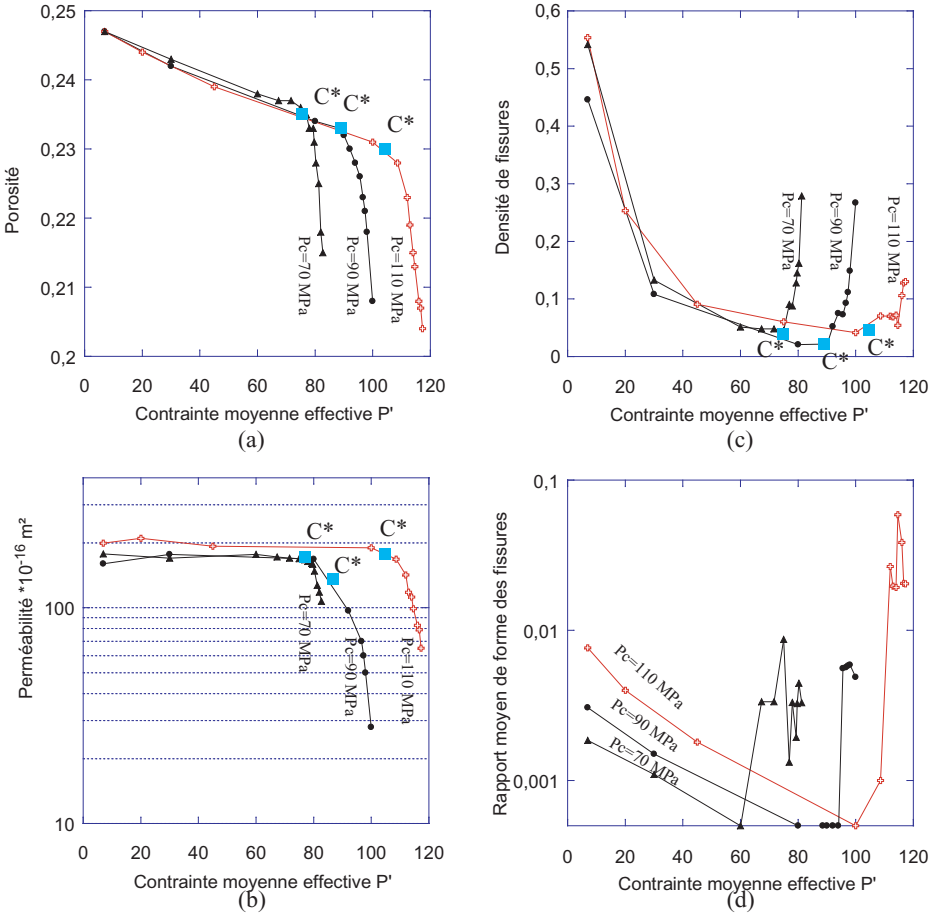


FIG. 5.5 – (a) Evolution de la variation de porosité ; (b) évolution de la perméabilité ; (c) évolution de la densité de fissures ; (d) évolution du rapport de forme moyen des fissures en fonction de la contrainte moyenne effective (les constantes élastiques de la matrice sans pore et sans fissure sont $K_o = 29\,GPa$ et $G_o = 16.5\,GPa$).

1. Un réseau de porosité qui correspond à la porosité structurelle de la roche, appelé également porosité de tube : ce sont les vides créés lors la cimentation des roches. Imaginons un système de sphères de même rayon empilées les unes sur les autres, la porosité correspond alors aux vides compris entre les sphères. Dans ce cas la perméabilité peut s'écrire [Guéguen et Palciauskas, 1994[68]] :

$$k_m = \frac{1}{32} f \overline{r}^2 p\,, \tag{5.1}$$

où p est la porosité, $\overline{r}$ est le rayon moyen des tubes, et f le facteur de connectivité, si la roche est très poreuse, on peut faire l'hypothèse que tous les pores sont connectés et $f = 1$. On comprend alors, que l'application d'une contrainte hydrostatique va diminuer ces vides, en compactant les grains, et donc réduire la perméabilité de la roche. L'application d'une contrainte supérieure à C^* va casser les grains et détruire ce réseau structurel.

2. Un réseau de porosité dû à la fissuration de la roche. Deux populations de fissures doivent être considérées : les fissures pré-existantes, et les fissures induites par l'effondrement de la structure poreuse (fissurations des grains et joints de grains). La perméabilité d'un milieu fissuré peut s'écrire [Guéguen et Dienes, 1989[67]] :

$$k_f = \frac{2}{15} f\, \overline{w}^2\, \overline{\zeta}\, \rho\,, \tag{5.2}$$

où $\overline{w}$ est l'ouverture moyenne des fissures, ρ la densité de fissure, et $\overline{\zeta}$ le facteur de forme ($\zeta = w/c$ avec c le rayon de la fissure), et f un facteur de connectivité.

Dans une roche, ces deux réseaux sont intimement liés l'un à l'autre. Il est donc difficile lors d'une expérience de connaître l'origine d'un éventuel changement de comportement de la perméabilité. Cependant pour des roches poreuses, $p \geq 5\%$, on peut supposer une prédominance du réseau de pore stucturel sur le réseau de fissuration [Zhu et al., 1997[196]].

Dans le cas du grès de Bleurswiller, la perméabilité avant déformation, est une perméabilité de pores, l'équation (5.1) permet d'estimer le rayon moyen des tubes $\overline{r}$:

$$\overline{r} \simeq 1\,\mu m\ .$$

La densité de fissures ρ, ainsi que le facteur de forme moyen des fissures ζ peuvent-être déterminés à partir des vitesses élastiques P et S et du modèle pore et fissures développé en partie 2. Les résultats sont montrés en figure 5.5 c) et d). Les formes de ces courbes sont comparables à celles trouvés dans le cas d'un essai hydrostatique : Lorsque l'état de contrainte est inférieur à l'état critique C^*, la densité de fissures et le rapport de forme moyen des fissures diminuent de 0.6 à 0 et $\sim 10^{-2}$ à $5\,10^{-4}$, respectivement. Puis lorsque l'état de contrainte est supérieur à C^*, la densité de fissures ré-augmente pour atteindre une valeur proche de 0.3, et le facteur de forme ζ semble se stabiliser autour d'une valeur moyenne pour les trois expériences à $\zeta = 10^{-2}$.

Pour comprendre l'évolution de la perméabilité pendant la formation des bandes de compaction, on peut imaginer le modèle présenté en figure 5.6 a). Le milieu est idéalisé comme une roche intacte de perméabilité k_o contenant des bandes de compaction parallèles entres elles, chaque bande à une épaisseur l, et une perméabilité k_{cb}. La perméabilité globale k_{eff} d'une telle structure peut se calculer simplement à partir de la loi de Darcy :

$$k_{eff} = \frac{k_o}{(nl/L)(k_o/k_{cb} - 1) + 1}\,, \tag{5.3}$$

où L est la longueur de l'échantillon, et n le nombre de bandes de compaction dans l'échantillon. On suppose que k_o est constante et égale à la perméabilité initiale de la roche.

Dans la bande de compaction, la porosité est très faible, on peut supposer que la perméabilité est contrôlée par les fissures. A partir de l'équation (5.2), on peut donner une première approximation de la perméabilité d'une bande de compaction. L'ouverture moyenne des fissures $\overline{w}$ est supposée être du même ordre de grandeur que le rayon moyen des tubes, $\overline{w} \simeq 1\mu m$, d'où

$$k_{cb} \simeq 4 * 10^{-16}\, m^2\,,$$

avec $\rho = 0.3$ et $\zeta = 10^{-2}$. On en déduit alors un rapport $k_o/k_{cb} \simeq 50$.

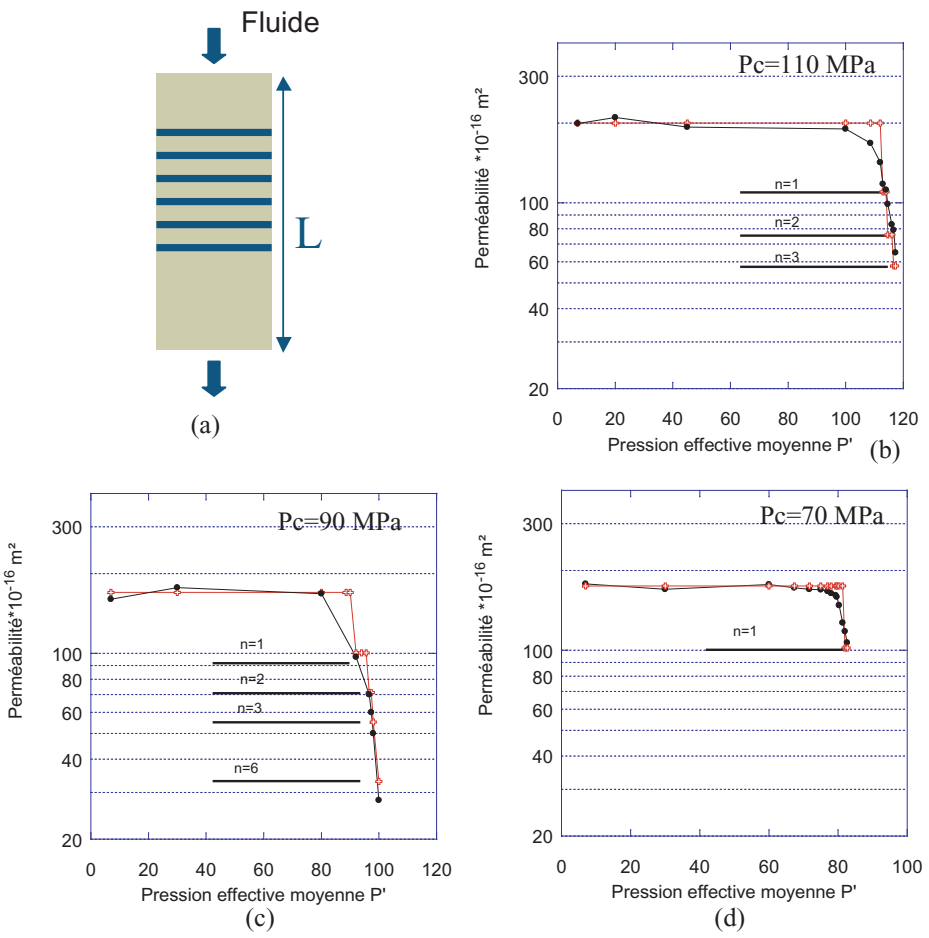


FIG. 5.6 – a) Modélisation d'une roche contenant des bandes de compaction ; b), c), d) Comparaison des valeurs de perméabilité mesurées expérimentalement (en noir) avec celles calculées par le modèle (en rouge) .

L'évolution de la perméabilité en fonction de la contrainte peut être calée sur les données expérimentales en optimisant le nombre n de bandes de compaction. La longueur d'une bande est prise constante et $l = 1\,mm$. Les résultats sont données en figures 5.6 b), c), et d). Par exemple pour l'échantillon déformé à $110\,MPa$ de pression de confinement, le modèle est calé au mieux en integrant une bande à $P' = 110\,MPa$, une seconde à $P' = 115\,MPa$, et une troisième à $P' = 117\,MPa$.

Ce modèle est très simple, il suppose notamment l'existence de bandes de compaction continues sur la section de l'échantillon, ce qui n'est pas vraiment le cas, comme nous le verrons avec les émissions acoustiques.

5.2 Elastic wave velocities and permeability evolution during compaction of Bleurswiller sandstone

Article publié dans International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences

Jérôme Fortin, Alexandre Schubnel and Yves Guéguen

Accepted 3 May 2005. Available online 27 June 2005

Available online at www.sciencedirect.com
SCIENCE DIRECT®
International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences 42 (2005) 873–889
International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences
www.elsevier.com/locate/ijrmms

Elastic wave velocities and permeability evolution during compaction of Bleurswiller sandstone

J. Fortin[a,*], A. Schubnel[b], Y. Guéguen[a]

[a]*Ecole Normale Supérieure, Laboratoire de géologie, 24 rue Lhomond 75005 Paris, France*
[b]*Lassonde Institute, 170 College Street, Toronto, ON, Canada M5S3E3*

Accepted 3 May 2005
Available online 27 June 2005

Abstract

Field observations and laboratory experiments have recently documented the formation of compaction bands in porous sandstones [Mollema and Antonellini, Tectonophysics 1996;267:209–28; Olsson and Holcomb, Geophys Res Lett 2000;27:3537–40; Bésuelle, J Geophys Res 2001;106:13435–42; Klein et al., Phys Chem Earth 2001;26:21–5]. It has been observed experimentally [Wong et al., J Geophys Res 2001;28:2521–4; Baud et al., J Geophys Res 2003, submitted; Fortin et al., 2003, Abstract EGS-AGU Nice] that under axisymmetric compression, compaction bands develop sub-perpendicular to the main compressive stress which is predicted theoretically in the framework of strain localization theory [Bésuelle, J Geophys Res 2001;106:13435–42; Issen and Rudnicki, J Geophys Res 2000;105:21529–36]. Volumetric strain, fluid transport and elastic properties are intimately coupled to one another, for they all depend on a few intrinsic parameters such as the porosity, the crack density, and the matrix and fluid elastic properties. On the one hand, Scott et al. [Rock Mech Min Sci Geomech 1993;30:763–9] showed that elastic wave velocities were clearly affected during the deformation of porous sandstones. On the other hand, Zhu and Wong [J Geophys Res 1997;102:3027–41] showed that the relation between the evolution of permeability and volumetric strain during compaction of sandstones was not straightforward. In this study, we present for the first time the simultaneous evolution of volumetric strain, elastic wave velocities and permeability for a set of deformation experiments of Bleurswiller sandstone. We show that, although very coherent to one another, those three sets are not systematically correlated. Indeed, inelastic compaction, whether it is distributed or localized, is accompanied by a drastic decrease of elastic wave velocities due to grain crushing, a decrease of permeability and porosity due to pore collapse. Using simple statistical physics concepts based on the study of Kachanov [Adv Appl Mech 1993;30:259–445] and Guéguen and Dienes [Math Geol 1989;21:1–13], we try to understand and address the issue of coupling/decoupling between volumetric strain (mainly sensitive to equant porosity variations), elastic properties (mainly sensitive to crack density) and permeability (theoretically sensitive to both) during the formation of compaction bands. Finally, we show that the mineral composition of a sandstone is a key parameter controlling the effective pressure at which the onset of pore collapse P^* takes place.
© 2005 Elsevier Ltd. All rights reserved.

Keywords: Compaction; Compaction bands; Elastic wave velocities; Permeability; Sandstone

1. Introduction

Strain localization occurs on all scales in the earth's crust. From the microscale level of grains to fault zones, the deformation of rock mass frequently occurs in narrow, localized bands that can evolve into fracture zones consisting of several bands. Although brittle faulting has generally been associated with dilatancy, recent field observations [1,2] have also focused attention on the formation of compaction bands in porous sandstones. Mollema and Antonellini [2] described those bands in a very porous aeolian sandstone which consisted of thin planar zones of pure compressional deformation, without apparent shear.

*Corresponding author. Tel.: +33 (0) 1 44 32 22 09; fax: +33 (0) 1 44 32 20 00.
E-mail address: fortin@geologie.ens.fr (J. Fortin).

1365-1609/$ - see front matter © 2005 Elsevier Ltd. All rights reserved.
doi:10.1016/j.ijrmms.2005.05.002

Since then, different laboratory studies [3–6] have documented the occurrence of strain localization in high-porosity sandstones. In particular, the formation of discrete compaction bands was observed in Bentheim sandstone [3] and in Diemelstadt sandstone [7]. Compaction within thin layers was also observed in recent descriptions of borehole breakout [8], which suggests that the phenomenon is pervasive in sandstone formations.

Previous authors [9–11] extended the results of Rudnicki and Rice [12] for high-porosity rocks. These models use a yield surface 'cap' and predict compaction bands under different conditions.

While investigations were conducted on the mechanical behavior of compacted rocks and microstructural observations of deformed samples, there is a paucity of data on the consequences of the development of compaction bands on the physical properties of the rock, i.e. the evolution of the transport and elastic properties.

On the one hand, Vajdova et al. [13] and Holcomb and Olsson [14] showed that permeability across compaction bands was generally reduced by one to two orders of magnitude. Consequently, localized compaction bands may therefore act as barriers to fluid flow in otherwise porous rock and, for example, trap hydrocarbons. However, Zhu and Wong [15] showed that there was no straightforward relation between the evolution of permeability and volumetric strain during the compaction of sandstones.

On the other hand, Scott et al. [16] investigated the evolution of elastic wave velocities during shear-enhanced compaction of Berea sandstone. These authors highlighted the fact that the velocities were clearly being affected at the brittle–ductile transition. However, and once again, the relationship between porosity and elastic properties seemed not to be straightforward and in their data, during triaxial compression test, elastic wave velocities were affected by two distinct and competitive mechanisms. First, elastic wave velocities were correlated to the damage in the rock [17]. Second, as was noted by Schubnel et al. [18], the mean pressure was increasing the velocities due to crack closure and compaction.

In this study, we present for the first time the simultaneous evolution of volumetric strain, elastic wave velocities and permeability for a given set of sandstone samples deformed in a triaxial cell. This sandstone is a 25% porosity Vosgian sandstone, named 'Bleurswiller sandstone'. The experimental program included a set of triaxial compression experiments at confining pressures of 12, 30, 50, 70, 90, 110 MPa. Experiments were performed under wet conditions at a pore pressure of 10 MPa. We present here the complete set of mechanical, elastic wave and permeability data together with microstructural observations of the samples, allowing identifications of the failure modes. The possible existence of a coupling/decoupling between volumetric strain, elastic properties and permeability is investigated in the discussion using this broad set of results.

2. Experimental set-up

The triaxial cell installed in the Laboratoire de Géologie of Ecole Normale Supérieure is made of a pressure vessel, which is a prototype that was designed and constructed by the company Geodesign, based in Roubaix, France. The solid and pore pressure are driven by two hydraulic pumps and two water pumps. The main advantage of this apparatus is the existence of 34 electric feedthroughs which allows the simultaneous measurement of seismic velocities in several directions as well as other properties, such as volume variation and permeability. The first results obtained with this new cell were reported in Schubnel et al. [18].

2.1. Description of the vessel

The Geodesign triaxial cell can reach 300 MPa confining pressure (Fig. 1). The confining medium is oil. The confining pressure is servo-controlled with an accuracy of 0.1 MPa thanks to two different pressure sensors: one sensor for the 0–60 MPa pressure range and another one for 60–300 MPa. The pressurization ramp may be as slow as $\sim$0.05 MPa s^{-1}.

Axial load is performed through an auto-compensated hydraulic piston (i.e. one that does not move as confining pressure varies). Loading can be both strain rate or stress rate servo-controlled. Taking the piston deformation into account, the minimum strain rate is 10^{-6} s^{-1}, while the maximum can be up to 10^{-2} s^{-1}. It is monitored by two DCDTs placed on the top of the piston, outside the vessel. Axial load is servo-controlled with two pressure sensors located outside the vessel. An internal load cell, manufactured by AMC automation, measures the load applied directly on the top of the sample. The axial stress is calculated by dividing the load measured with the internal load cell by the initial cross-sectional area of the sample. We assume that the sample cross-sectional area remains constant throughout the experiment, which is a reasonable approximation within an error of a few percent in stress. The maximum applied stress for 40 mm diameter samples is 717 MPa. The minimum axial stress rate for 40 mm diameter samples is 0.01 MPa s^{-1}. Confining and axial pressure systems are given by hydraulic pumps (0–35 MPa) and two intensifiers: (35–300 MPa) for the confining pressure and (35–100 MPa) for the axial stress. The vessel contains a thermocouple for the monitoring of temperature inside the vessel as well as 34 electric wire

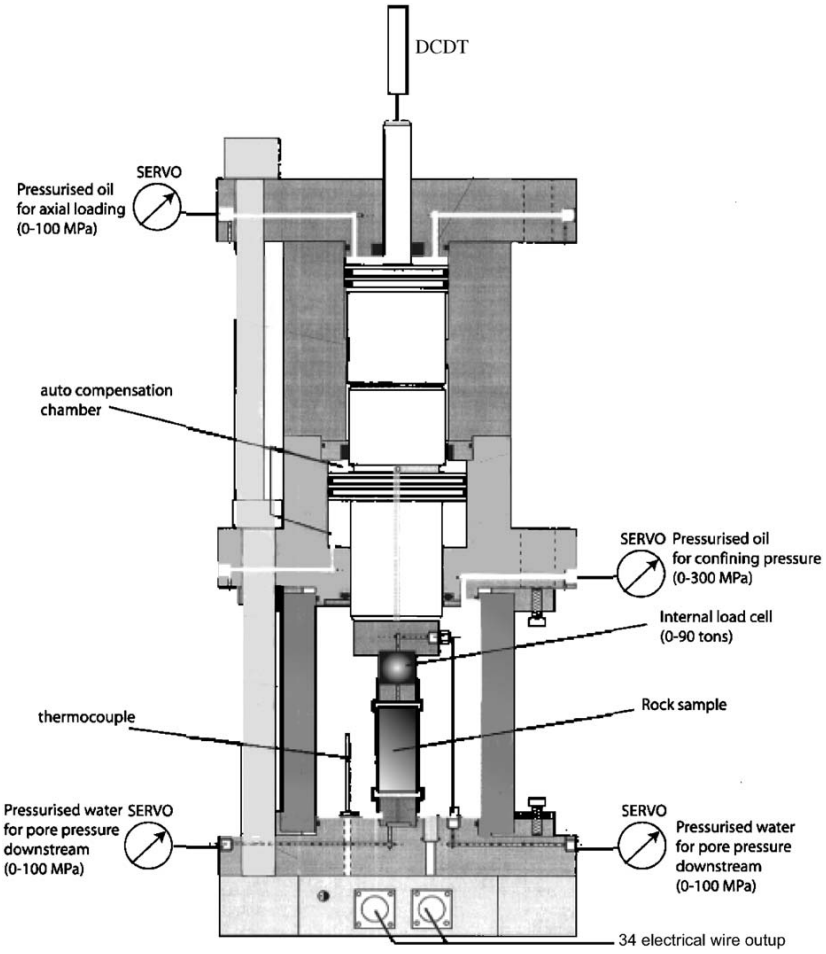


Fig. 1. Schematic diagram of the triX high-pressure cell installed at the Laboratoire de Géologie of Ecole Normale Supérieure.

outputs. Pore pressure is applied using two precision volumetric pumps (Maxitechnologies). Maximum pore pressure is 100 MPa. Both pumps can be controlled either in pressure (0.01 MPa precision, minimum loading rate 1 MPa h^{-1}), in flow (minimum flow is 0.1 $cm^3\,h^{-1}$) or in volume (precision is close to 0.005 cm^3). Pore fluid is introduced in the sample through hardened steel end pieces located on the top and bottom of the rock sample.

2.2. Description of sample set-up and preparation

The samples were cored from a single Bleurswiller sandstone block, with an initial porosity of 25%. The petrophysical characterization of this Vosgian sandstone is presented in Table 1. The block was obtained from a working quarry located in Frain, France. Seven specimens were cored parallel to the bedding plane. The porosity of each sample was measured using a double saturation technique. The diameter of the rock cylinders was 40 mm and their length 80 mm. Surfaces were rectified and polished to ensure perfect parallelism and minimum friction during testing. Then, four parallel flat surfaces were saw cut along the cylinder of the sample at 90° to one another.

The samples were saturated with tap water and deformed under fully drained conditions at a constant pore pressure of 10 MPa. Two volumetric pumps kept the pore pressure constant, and the pore volume variations were recorded. During the test, the evolution of the porosity was directly calculated from the total volume variation inside the volumetric pumps. Longitudinal and radial strains were also measured directly on the sample using strain gauges (TML FLA-20, Tokyosokki), each of which was mounted in a 1/4 Wheatstone bridge. In this way, strain measurement accuracy was close to 10^{-6}.

P and *S* elastic wave velocities were measured perpendicular to the compressional axis, along diameters of the sample, using pairs of source–receivers lead-zirconate piezoceramic tranducers (PZT). PZT

Table 1
Petrophysical description of Bleurswiller sandstone investigated in this study and of Bentheim and Diemelstadt sandstones

Sandstone	Porosity ϕ (%)	Grain radius R_g (μm)	Modal analysis
Bleurswiller	25	112	Quartz 50%, feldspar 30%, oxides-mica 20%
Diemelstadt	24	80	Quartz 68%, feldspar 26%, mica 2%
Bentheim	23	110	Quartz 95%

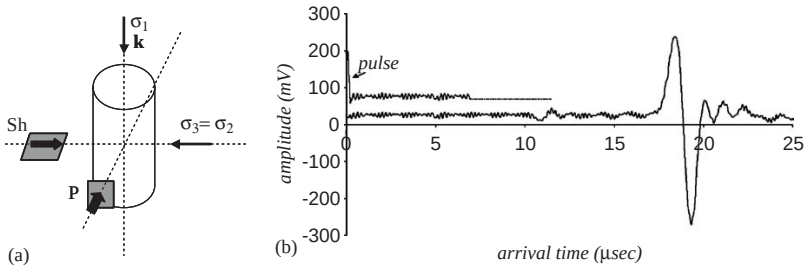


Fig. 2. (a) Schematic view of the ray paths along which the elastic waves are measured in the sample. (b) An example of obtained *S* waveform. More than 200 signals similar to this one are stacked for each velocity measurement.

(PI255, PI ceramics, 1 MHz resonance frequency) were glued directly on each sample and positioned with 0.5 mm accuracy. *S* wave velocities are in a horizontal position. The distance between opposite (paired) PZT from which the velocities were calculated was measured within 0.01 mm. Compressional PZT were 10 mm diameters discs, 1 mm thick, and shear PZT were plates (10 × 10 × 1 mm). Pulse was generated by a Sofranel source generator (up to 370 V at 1 MHz frequency).

Acoustic velocities were calculated from the time interval needed for an acoustic pulse to travel across the sample and these were corrected for the steel interfaces of the PZT. For each velocity measurement, more than 200 waveforms were stacked on a digital oscilloscope, in order to increase the signal/noise ratio. In such conditions, the absolute velocity error bar was of the order of a few percent, but relative error in between two consecutive measurements was lowered down to 0.5% thanks to a double picking technique. An example of obtained waveform recordings is shown in Fig. 2.

Once inside the vessel, the sample was covered with a copper jacket to prevent disking and a neoprene jacket which insulated it from the confining oil.

Permeability measurements along the main axis of compression were performed using the steady-state technique: a continuous flow of water ($30-300\,cm^3/h$ for our samples) provided by the two servo-controlled pumps forced water through the specimen and the pressure gradient between the upstream and downstream provided a measure of δP. Two symmetrical measures of permeability were performed by switching the flow direction in the sample. Moreover, the permeability values we report in this paper are corrected from viscosity variations due to temperature, which was recorded by a PT100 gauge.

2.3. Experimental procedure

During each experiment, confining pressure was first increased up to 5 MPa. The pore pressure and the confining pressure were then raised simultaneously to 10 and 15 MPa, respectively. The sample was left so during at least 12 h in order to reach full saturation. Finally, confining pressure was slowly increased to the expected pressure. Seven experiments were conducted at confining pressure ranging from 12 to 110 MPa. All triaxial cycles performed in this study were carried out at a constant axial strain rate of $10^{-5}\,s^{-1}$ and at room temperature. At the end of each experiment, the sample was carefully unloaded for microstructural analysis. Because we were interested in the typology of the localization—dilating shear bands, compacting shear bands or pure compacting bands—we stopped the experiments after a relatively small amount of axial strain (~3%).

3. Experimental data

In the following, we adopt the convention that compressive stresses and compactive strains are positive. The deviatoric stress is noted by $Q = \sigma_1 - \sigma_3$, and the effective mean stress by $P' = (\sigma_1 + 2\sigma_3)/3 - Pp$, where σ_1 and σ_3 are the vertically applied (maximum) stress and the confining pressure (minimum) respectively. *Pp* is the pore pressure and the difference between the

confining pressure ($Pc = \sigma_2 = \sigma_3$) and pore pressure will be referred to as the *effective confining pressure* Pc'.

In this section, we present the common evolution of volumetric strain, elastic wave velocities and permeability as measured during the seven experiments we presented in Section 2.3.

3.1. Deformation under hydrostatic loading

Our first experiment was performed under isotropic stress conditions. The data obtained during this hydrostatic test are summarized in Fig. 3. Porosity reduction, P and S elastic wave velocities and permeability are plotted versus effective mean stress. The general trend observed in the compaction behavior can be divided into six domains ($A_0 \to A_1$, $A_1 \to P^*$, $P^* \to A_2$, $A_2 \to A_3$, $A_3 \to A_4$ and $A_4 \to A_5$).

The initial non-linear part of the curve ($A_0 \to A_1$) corresponds to the closure of preexisting cracks in the rock, clearly visible in Fig. 3c and 3d. This domain was characterized by a non-linear increase of both the P and S elastic wave velocities up to an effective mean stress value of 50 MPa. Permeability data are reported against effective mean stress in a semi-log plot (Fig. 3b). During this phase, the permeability remained constant ($k \approx 2.45 \times 10^{-14}\,\mathrm{m}^2$). If the velocities increased in this domain, it is worth noting that the effective mean stress–porosity plot is linear at an effective mean stress of 15 MPa, well below the 50 MPa value when the velocity plateau is observed. Such a domain is characteristic of an extrinsic regime.

In region ($A_1 \to P^*$), the relationship between effective mean stress and the porosity was linear elastic. In this phase, the elastic wave velocities reached a plateau close to 3900 m/s for P wave and 2275 m/s for S wave and the permeability decreased, in a semi-log plot, linearly (from $k = 2.45 \times 10^{-14}$ to $2 \times 10^{-14}\,\mathrm{m}^2$). Such a domain is characteristic of an intrinsic regime.

The mechanical data (Fig. 3a) show an inflection point which corresponds to the critical effective pressure for the onset of grain crushing and pore collapse P^* [19]. P^* was found to be 135 MPa, a value which was confirmed by a second experiment. Once P^* was reached, accelerated inelastic volume compaction occurred, which was undoubtedly due to extensive grain crushing and pore collapse. This behavior was

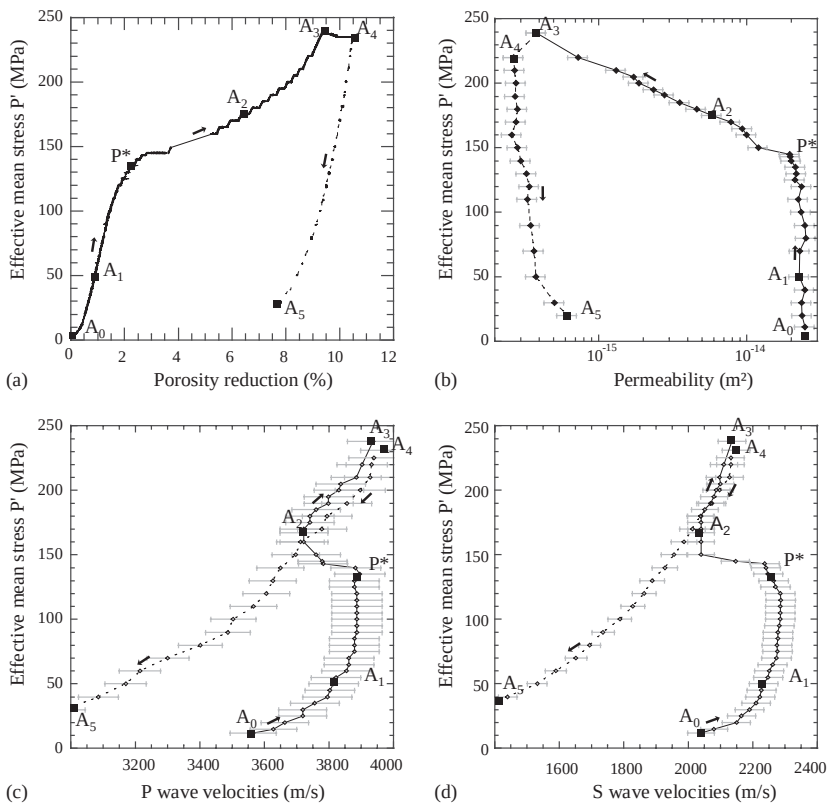


Fig. 3. Hydrostatic loading: (a) effective mean stress versus porosity reduction, (b) effective mean stress versus permeability, (c) effective mean stress versus P wave velocities and (d) effective mean stress versus S wave velocities during hydrostatic test. The different domains that are distinguished in the figure are discussed in the text.

associated with a large decrease of the elastic wave velocities, thus confirming the process of grain crushing. In this domain, P wave velocities decreased by ~4.4% while S wave velocities decreased by ~8.8%. Similarly to the mechanical and elastic properties, the onset of grain crushing was associated with a drastic drop of the permeability of almost one order of magnitude.

The compactive cataclastic flow, which was observed beyond P^*, can be separated into two different domains. In the first, the compaction due to the pore collapse and grain crushing was associated with a large decrease of the velocities ($P^* \rightarrow A_2$); however, in the second, the porosity reduction was associated with an increase in elastic wave velocities ($A_2 \rightarrow A_3$). In fact, one can picture on the figure a smooth transition from one domain to the other, with a clear inflection point (A_2), where the two micromechanisms balance each other. The first one is pore collapse and porosity reduction, resulting in velocity increase. The second one is grain crushing and crack density increase, which results in velocity decrease. Beyond this point, the second mechanism does not appear to dominate. Moreover, we should add that in this second domain, the newly formed cracks are closed as the material hardened.

It is striking however to note that during the compactive cataclastic flow the permeability decreased, in a semi-log plot, linearly with stress, by almost one order of magnitude. Since during that phase, grain crushing is also creating new crack networks (which would tend to increase permeability, if they were open cracks), one can only assume that the permeability evolution is mainly driven by the equant porosity reduction.

At 245 MPa, we stopped the loading and the sample was left for relaxation[1] overnight. This relaxation phase ($A_3 \rightarrow A_4$) was associated with a porosity reduction of 1%, an increase of both P and S wave velocities and a permeability reduction. Such a behavior is characteristic of visco-elastic restrengthening that can occur during relaxation phases and has been already described in fault gouge materials in terms of an increase of apparent friction coefficient [20] and in limestones and marbles in terms of an increase of elastic properties [18]. However and to our knowledge, the associated decrease in permeability occurring during visco-elastic restrengthening is here observed for the first time.

Finally the sample was slowly unloaded ($A_4 \rightarrow A_5$). As confining pressure was removed, P and S wave velocities decreased linearly by almost 25% and 45%, respectively, because of the opening of the cracks created during grain crushing and pore collapse. During this last phase, the permeability also increased from $k = 2.6 \times 10^{-16}$ to $6.2 \times 10^{-16}\,\mathrm{m}^2$.

In summary, this figure illustrates very clearly the complex correlation that can exist between macroscopic volumetric strain (mainly sensitive to high aspect ratio voids), elastic properties (mainly sensitive to low aspect ratio voids) and permeability (theoretically sensitive to both) and thus the inter-relations of macroscopic strain, permeability and elastic wave velocities measurements. Indeed, one can see that the correlation is not straightforward, because of the interplay of cracks opening/closing and pore collapse.

3.2. Triaxial compression: the brittle regime

The samples deformed at a confining pressure of 12 and 30 MPa are characteristic of the deformation taking place in the brittle regime. Indeed, in these two experiments, the differential stress reached a peak stress followed by macroscopic failure. Rupture was accompanied by a strain softening phase in which the stress progressively dropped to a residual level. Peak stress was observed to increase with confining pressure, which is typical of a Mohr–Coulomb type of brittle failure envelope [21].

The results we obtained during these two experiments are summarized in Table 2 and in Fig. 4 in which porosity, P and S wave elastic velocities and permeability are plotted versus effective mean stress. For reference purposes, hydrostatic data are also plotted in the figure. From the hydrostatic test (Fig. 3), we know that the rock is in the extrinsic regime until the effective mean stress reaches 50 MPa. This result explains why the wave velocities values are higher for the experiment at a confining pressure of 30 MPa than that for the experiment conducted at a confining pressure of 12 MPa. In the same way as we did for the hydrostatic experiment, the mechanical behavior can be divided into three domains.

For the sample deformed at a confining pressure of 30 MPa, the effective mean stress versus porosity reduction was non-linear up to 20 MPa effective mean stress. For the sample deformed at a confining pressure of 12 MPa, the effective mean stress versus porosity

Table 2
Mechanical data for Bleurswiller sandstone samples which failed by shear localization

Confining pressure Pc	Effective mean pressure P' at C'	Differential stress Q at C'	Differential stress Q peak stress
12	6	16	27
30	36	48	66

[1]Because of the design of the apparatus (see Fig. 1), it is obvious that this relaxation was not a true relaxation phase in the sense of visco-elasticity, but a mix between creep and relaxation, at constant sample + oil volume. However, because the stress decreased from 245 to 235 MPa, we will refer to it as a relaxation phase anyway.

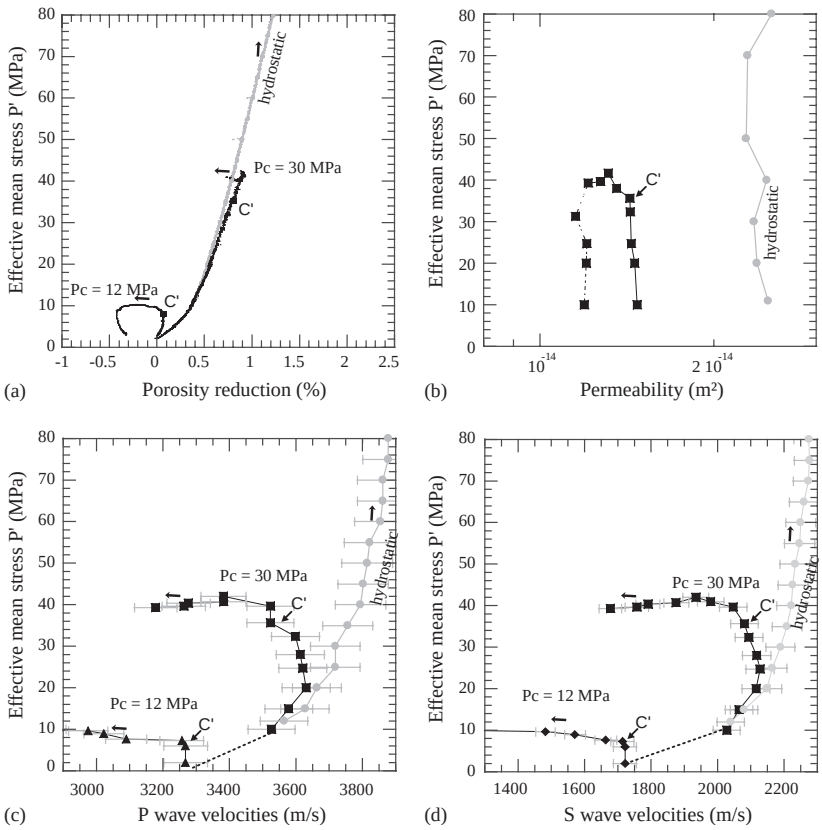


Fig. 4. The brittle regime: (a) effective mean stress versus porosity reduction, (b) effective mean stress versus permeability, (c) effective mean stress versus P wave velocities and (d) effective mean stress versus S wave velocities for two triaxial compression experiments performed at $Pc = 12$ MPa and $Pc = 30$ MPa.

reduction was non-linear up to 5 MPa effective mean stress. In both cases, this domain was also associated with an increase of the elastic wave velocities due to crack closure.

Then, the rock mechanical response was elastic. P and S wave velocities reached a plateau close to $V_P = 3.6$ km/s, $V_S = 2.1$ km/s and $V_P = 3.25$ km/s, $V_S = 1.72$ km/s for the sample deformed at confining pressures of 30 and 12 MPa, respectively.

For the sample deformed at 12 MPa confining pressure, the onset of cataclastic dilatancy C' was reached at 6 MPa effective mean stress and the rock started to dilate. In this phase, both P and S wave velocities (Fig. 4c, d) decreased drastically, so that 0.5% of macroscopic dilation generated a decrease of more than 10% and 20% for P and S wave velocities, respectively. For the sample deformed at 30 MPa confining pressure, the onset of cataclastic dilatancy C' was reached at 36 MPa effective mean stress. Although the elastic wave velocities decreased drastically, more than 10% and 20% for P and S wave velocities, respectively, no significant macroscopic dilatancy was observed during that phase. This can probably be explained by the fact that already at such low confinement, dilatancy due to grain crushing with crack formation and compaction due to pore collapse are in competition.

In Fig. 4b, effective mean stress is plotted versus permeability, for the sample deformed at a confining pressure of 30 MPa. It is interesting to note that the cataclastic dilatancy was associated with no visible change in permeability, which is in agreement with the porosity change.

3.3. Triaxial compression: localization by shear-enhanced compaction

Under the relatively low confining pressures of 12 and 30 MPa, the mechanical response of Bleurswiller sandstone is characterized by shear-enhanced dilation and brittle faulting. In contrast, for the different tests we conducted at confining pressure ranging from 50 to 110 MPa, the failure mode is associated with appreciable inelastic porosity reduction. Comparing to

the hydrostatic case, the rock samples started to compact beyond a critical stress state noted C^* [22] and from then, strain hardening was observed. Such a deformation is therefore characterized by shear-enhanced compaction [23].

The results for the four experiments we conducted at 50, 70, 90 and 110 MPa confining pressure are summarized in Fig. 5, Tables 3 and 4. In this figure, porosity reduction, P and S wave elastic velocities and permeability are plotted versus effective mean stress. Let us point out that there is a rather good correlation between these different physical parameters obtained in the four experiments. As in the hydrostatic test, different domains can be observed. First, until the effective mean stress reaches 50 MPa, the evolution of the velocities is characteristic of an extrinsic regime: P and S wave velocities increased due to the crack closure until they reached a plateau close to 3.85 km/s for the P wave velocities and 2.2 km/s for the S wave velocities. The second step is characteristic of an intrinsic mechanical behavior: the porosity evolution was linear elastic, the velocities remained constant and the permeability (Fig. 5b) decreased linearly. In all experiments, the onset of compactive yield C^* was associated with large shear-enhanced compaction. During that phase, the porosity, the elastic wave velocities and the permeability decreased rapidly. For the sample deformed at a 50 MPa confining pressure, 1% of macroscopic compaction generated a decrease of more than 3.8% and 2.8% in P and S wave velocities, respectively. For the sample deformed at 70 MPa, 1% of macroscopic compaction generated a decrease of more than 3.4% and 6% in P and S wave velocities, respectively.

Two points can be underscored here. First, compaction was always associated with a decrease of both P

Table 3
Mechanical data for Bleurswiller sandstone samples which failed by compacting-shear bands

Confining pressure Pc	Effective mean pressure P' at C^*	Differential stress Q at C^*
50	59	57
70	77	50
90	90	31
110	106	19

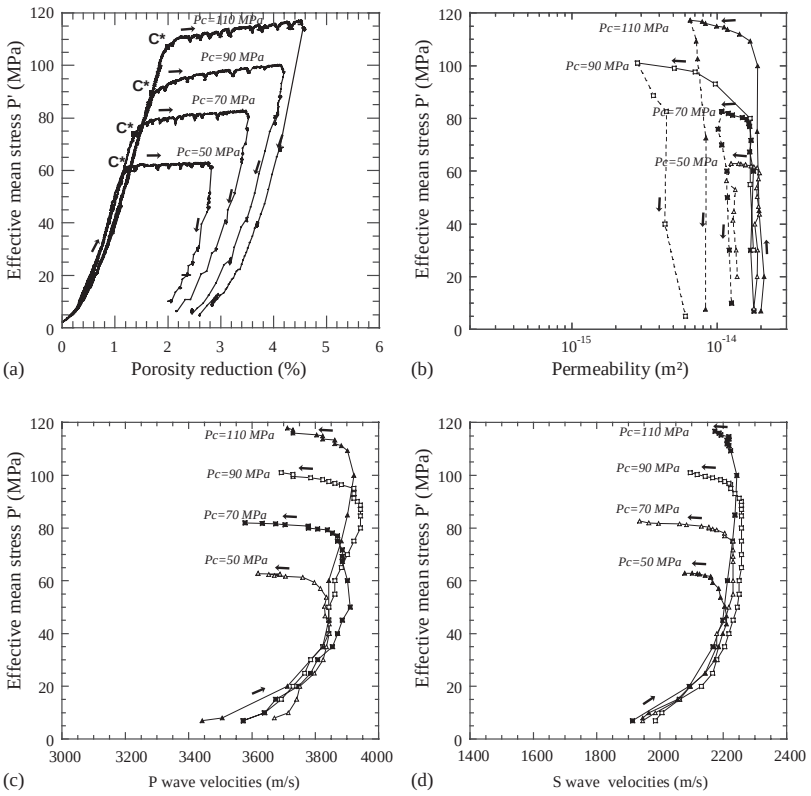


Fig. 5. The ductile or semi-brittle regime: (a) effective mean stress versus porosity reduction, (b) effective mean stress versus permeability, (c) effective mean stress versus P wave velocities and (d) effective mean stress versus S wave velocities for four triaxial compression experiments performed at $Pc = 50$ MPa, $Pc = 70$ MPa, $Pc = 90$ MPa and $Pc = 110$ MPa.

Table 4
Mechanical, permeability, elastic wave velocities data for hydrostatic and triaxial compression experiments on Bleurswiller sandstone

Effective pressure $P_c - P_p$ (MPa)	Differential stress Q (MPa)	Porosity ϕ (%)	Axial strain ε^a (%)	Permeability k $\times 10^{-16}$ m^2	Waves elastic velocities	
					S (m/s)	P (m/s)
Hydrostatic test—loading						
11	0	24.6	0	248	2040	3565
20	0	24.4	0	237	2149	3663
30	0	24.3	0	234	2189	3718
40	0	24.2	0	246	2222	3494
50	0	24.1	0	227	2233	3814
70	0	23.9	0	228	2273	3862
80	0	23.8	0	251	2274	3878
90	0	23.7	0	247	2278	3886
100	0	23.5	0	232	2285	3886
110	0	23.4	0	223	2285	3886
120	0	23.2	0	235	2285	3886
125	0	23.0	0	211	2270	3878
130	0	22.9	0	216	2264	3878
135	0	22.7	0	213	2247	3894
140	0	22.5	0	200	2240	3882
143	0	22.2	0	197	2237	3781
145	0	21.6	0	194	2146	3779
150	0	21.3	0	120	2039	3760
160	0	19.7	0	100	2039	3722
165	0	19.4	0	93.6	2039	3722
170	0	19.0	0	78.0	2039	3722
175	0	18.5	0	58.3	2039	3741
180	0	18.2	0	45.9	2039	3741
185	0	17.8	0	35.3	2051	3760
190	0	17.5	0	27.8	2068	3798
195	0	17.2	0	23.6	2079	3798
200	0	16.9	0	18.7	2087	3830
205	0	16.6	0	17.3	2099	3836
210	0	16.4	0	13.1	2097	3884
220	0	16.1	0	7.32	2111	3903
240	0	15.6	0	3.82	2134	3936
Triaxial test $Pc = 110$ MPa, $Pp = 10$ MPa						
7	0	24.7	0	199	1912	3342
20	0	24.4	0	210	2092	3710
45	0	23.9	0	193	2198	3842
75	0	23.5	0	189	2230	3881
100	0	23.1	0	190	2242	3921
100	26	22.8	0.3	168	2223	3901
100	36	22.3	0.82	142	2211	3862
100	39	21.9	1.2	118	2217	3823
100	42	21.5	1.38	112	2217	—
100	44	21.3	1.8	99	—	3823
100	48	20.8	2.3	83	2186	3729
100	50	20.7	2.51	79	2174	3729
100	52	20.4	2.78	65	—	3729
Triaxial test $Pc = 90$ MPa, $Pp = 10$ MPa						
7	0	24.7	0	160	1985	3571
30	0	24.2	0	177	2179	3785
55	0	23.8	0	169	2249	3861
80	0	23.4	0	168	2256	3941
80	26	23.3	0.26	—	2256	3941
80	30	23.2	0.31	—	2256	3931
80	36	23	0.41	97	2236	3921
80	42	22.8	0.62	—	2223	3921
80	47	22.6	1	—	2217	3861
80	50	22.3	1.22	70	2204	3842
80	52	22.1	1.5	—	2191	3822
80	54	21.8	1.81	50	2166	3784
80	60	20.8	2.92	28	2094	3692

Table 4 (*continued*)

Effective pressure $P_c - P_p$ (MPa)	Differential stress Q (MPa)	Porosity ϕ (%)	Axial strain ε^a (%)	Permeability k $\times 10^{-16}$ m^2	Waves elastic velocities	
					S (m/s)	P (m/s)
Triaxial test $Pc = 70$ MPa, $Pp = 10$ MPa						
7	0	24.7	0	178	1945	3571
30	0	24.3	0	170	2168	3807
60	0	23.8	0	177	2230	3901
60	22	23.7	0.13	172	2230	3885
60	35	23.7	0.29	170	2230	3885
60	45	23.6	0.42	—	2230	3869
60	51	23.5	0.51	167	2204	3870
60	54	23.3	0.63	164	2204	3854
60	58	23.3	0.77	—	2179	3838
60	59	23.1	0.92	159	2166	3807
60	61	22.8	1.31	148	2154	3778
60	64	22.5	1.81	127	2083	3703
60	66	21.8	2.7	118	1964	3578
60	68	21.5	3.06	107	1934	3542
Triaxial test $Pc = 50$ MPa, $Pp = 10$ MPa						
8	0	24.7	0	179	1945	3670
20	0	24.5	0	188	2094	3750
30	0	24.3	0	189	2172	3825
40	0	24.1	0	182	2197	3844
40	11	24.08	0.12	195	2210	3844
40	20	24.06	0.22	193	2210	3831
40	31	24	0.3	188	2204	3829
40	41	23.95	0.4	186	2191	3834
40	51	23.9	0.5	192	2185	3815
40	58	23.88	0.59	195	2166	3796
40	64	23.8	0.76	188	2160	3759
40	65	23.7	0.94	178	2160	3705
40	66	23.68	1.62	171	2142	3670
40	67	23.2	2	107	—	3687
40	67.5	22.8	2.37	156	2124	3687
40	68	22.6	2.74	145	2118	3618
40	68.5	22.4	3.12	139	2100	3618
40	68.5	22.2	3.37	120	2077	3618

[a]Axial strain ε in the table is the strain due to differential stress during triaxial test; the axial strain during hydrostatic loading is given by $\varepsilon = \Delta\phi/3$.

and S wave velocities. This observation illustrates once again the complex correlation between porosity and elastic properties, which can be only explained by the nucleation of cracks while pores are being closed. The second point is that although the sensors were located in the middle of the sample, the inflection point C^* which marks the critical effective pressure for shear-enhanced compaction is the same for effective mean stress versus porosity reduction and effective mean stress versus elastic wave velocities. Two possible reasons can be proposed as an explanation: first localization onto compaction bands began in the middle of the sample, which in the light of Klein et al. [3] and Olsson and Holcomb [6] studies is unlikely; second, at the onset of shear-enhanced compaction, diffuse compaction is in competition with localization.

Porosity reduction was also associated with a large decrease of the permeability. For the samples deformed at confining pressures of 50 and 70 MPa, at 3% axial strain deformation, the permeability was reduced by a factor of 2, while for the samples deformed at a confining pressure of 90 and 110 MPa, the permeability was reduced by factors of 6.5 and 3.5, respectively. No straightforward quantitative trend of permeability evolution with confining pressure during shear-enhanced compaction can be mapped out.

Fig. 6 plots the deviatoric stress versus the axial strain for the four experiments. In this figure, the large oscillations correspond to points where axial strain was maintained constant and both elastic wave velocities and permeability were measured. During those measurements that never lasted more than 10 min, the deviatoric strain was relaxed quickly, which illustrates the visco-elastic behavior of the rock in the semi-brittle regime. On the other hand, the small oscillations correspond to natural oscillations, possibly due to (1) the volumetric

strain measurements resolution and (2) strain localization and compaction band formation associated with short softening phases as illustrated by Klein et al. [3]. For the sample deformed at 50 MPa confining pressure, the shear-enhanced compaction was characterized by a large value of C^* (in terms of deviatoric stress) and almost no hardening (i.e. purely plastic behavior). In the other experiments, one can see that the value of C^* decreased with confining pressure (as has been widely observed in the literature). In the same way, the strain hardening factor showed positive correlation with confining stress, i.e. the higher confining pressure was, the more material hardened.

4. Microstructural data, from dilating-shear bands to pure compacting bands

Fig. 7 is a photograph of Bleurswiller sandstone samples deformed at different confining pressures. A low confining pressure ($Pc = 12$ and 30 MPa) deformation was localized onto a single discrete fracture plane. At the highest confining pressures ($Pc = 90$ and 110 MPa) deformation localized into several bands perpendicular to the maximum principal stress. We believe those bands correspond to so-called 'compaction band' [2,4,11,5,24]. At confining pressures of 50 and 70 MPa, the macroscopic observation of our samples seemed to show an association of localization bands oriented perpendicular to the maximum principal stress (compaction bands), and slightly oblique localization bands.

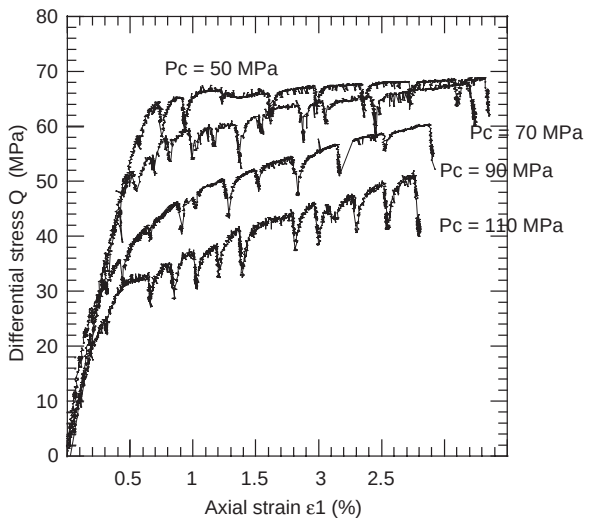


Fig. 6. Differential stress versus axial strain as measured during four triaxial compression experiments performed at $Pc = 50$ MPa, $Pc = 70$ MPa, $Pc = 90$ MPa and $Pc = 110$ MPa.

4.1. Development of dilating-shear band

The samples deformed at confining pressures of 12 and 30 MPa were observed unloaded using medical X-ray scanner tomography. This technique provides a spatial view over the local density distribution inside the specimen and reveals zones whose density is different from the rest of the specimen. Figs. 8a and b show a slice of the specimens deformed at 12 and 30 MPa confining pressure, respectively.

Shear bands appear as a black area, which implies that their porosity is higher than the material outside the band. It is striking to note that with increasing confining pressure, the dip of the shear band decreased from 75° and 30°, respectively. Such an observation is in good agreement with the orientations found by Bésuelle [25] on another Vosgian sandstone. The thicknesses of the bands are in the range of 400−1000 μm whereas a grain radius is around 110 μm.

4.2. Development of compacting-shear bands

We tried to use the same technique in order to observe compaction bands in the other samples, but the differences in the densities in these specimens were too small to obtain a clear spatial view of the localized zones (using the medical parameters).

Fig. 9 corresponds to a series of photograph and optical micrographs illustrating the microstructure inside the sample deformed at 110 MPa confining pressure. In Fig. 9a, more than half of the deformed sample

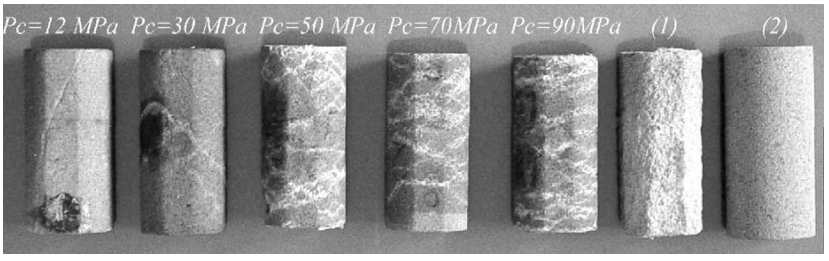


Fig. 7. Series of photographs picturing the samples of Bleurswiller sandstone deformed at different confining pressure (Pc). The diameter of an initial intact sample (2) was 40 mm and the length was 80 mm. (1) is a sample deformed under hydrostatic conditions.

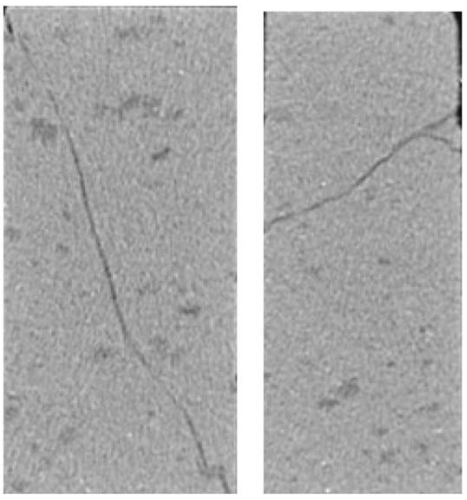


Fig. 8. Localization bands inside specimens tested at confining pressures of 12 MPa (a) and 30 MPa (b). The pore pressure was $Pp = 10$ MPa. Dark areas correspond to shear localization bands that are more porous that the non-damaged rock. The pictures are 8 cm high.

is pictured and the damage in the rock is illustrated by the contrast in colors. Indeed, because the blue epoxy is more absorbed in the fractured zone (due to capillarity), intensive grain crushing appears lighter. Before preparing thin sections, a second blue epoxy was also used in order to fill up the rounded pores. In Fig. 9a, one can distinguish several discrete compaction bands, that are well distributed throughout the sample. The morphology of the sample suggests that compaction bands may have propagated incrementally from the top and bottom to the center. This has been observed by Klein et al. [3] and Olsson and Holcomb [6]. Figs. 9b and c show details of a compaction band as observed in polarized light in optical microscopy. Inside the band, observations show that the material is intensely crushed. Microstructural analysis indicates that the porosity in the bands is only of the order of a few percent, which is to be compared with the 18–23% porosity in the less damaged zones and the 25% initial porosity of the rock. Such features are similar to those observed on Bentheim and Diemelstadt sandstones [3,7,24]. Although Klein et al. [3] speculated that discrete compaction bands are predominant in Bentheim sandstone due to its relatively homogeneous composition (95% of quartz), we document in this study

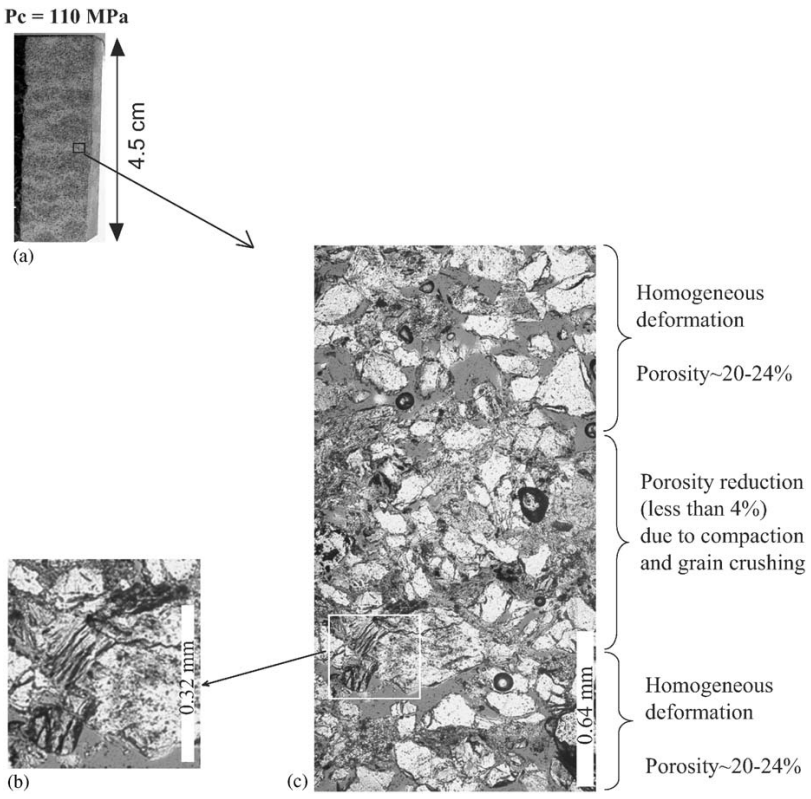


Fig. 9. Compaction bands in the specimen tested at confining pressure of 110 MPa. (a) Full picture of a section in natural light. Principal stress was along the axial direction. (b) Micrographs of the microstructure in polarized light in the optical microscope. This view shows that the average width of a discrete band is ~0.8 mm, which is comparable to the grain size. The micrograph on the left (c) gives a detail of crushed grains inside a band.

that the mechanism of localization of compaction bands also exists in very impure sandstone such as Bleurswiller sandstone. Such an observation suggests that the mineralogical composition may not be an important parameter for the development of discrete compaction bands. However, the microstructure of compacted Bleurswiller sandstone is somewhat different to that observed previously in Diemelstadt and Bentheim sandstones on two points. First, grain crushing seems to be not as extensive as observed in sandstones containing higher proportions of quartz and feldspar. We suspect that a large part of the deformation inside the bands is accommodated by micas and clays which can deform easily into kinks or twins [19]. Second, Figs. 9 and 7 also show that these bands are not linear, but quite tortuous. This might be due again to the fact that the weaker part of the rock is first crushed following maybe a clay–mica path inside the sample during the growth of a band. In any case, further microstructural analysis should be performed. In Particular, SEM microscopy would be of immense interest to observe the deformation of clays and micas inside compaction bands.

5. Discussion

In this section, we discuss and compare our results to previously published ones. In terms of elastic properties, we compare our results to those published by Scott et al. [16], in the light of Sayers and Kachanov [17] analysis and Kachanov [26] effective medium models. In terms of permeability, we will compare our results to those obtained on several sandstones by Zhu and Wong [15] and the more recent ones obtained by Vajdova et al. [13]. In terms of the mechanical strength and yield envelopes, we discuss our results in the light of Wong et al. [22], Baud et al. [24], Klein et al. [3] and Tembe et al. [27]. Finally we discuss the interpretation of the onset of grain crushing P^* [19] considered as a possible scaling parameter.

5.1. Elastic properties evolution during the compaction of the rocks: towards a dual porosity model

As we have seen in Section 3, elastic wave velocities are strongly affected by two competitive mechanisms during the compaction of porous sandstones. First, elastic wave velocities increase during the inelastic compaction of the rock, due to an increased number of grain contacts and a reduction of the porosity. Such behavior has been widely observed in triaxial experiments performed on a highly porous and poorly compacted assembly of glass spheres [28]. Second, inelastic compaction, whether localized into bands such as in triaxial experiments performed at high confinement, or distributed, such as in hydrostatic experiments, generates a large amount of grain crushing that tends to increase largely the crack density and thus deteriorate the elastic properties of the rock. In spite of the two processes being in competition, our data prove that grain crushing plays the dominant role in controlling elastic properties during inelastic compaction of sandstones. Such an observation is in good agreement with data obtained by Scott et al. [16] in Berea sandstone and its analysis in terms of crack density performed by Sayers and Kachanov [17]. However, Schubnel et al. [29] already noted that because of porosity reduction due to pore collapse, Sayers and Kachanov [17] probably greatly underestimated the increase of crack density that arises at high confinement, when compaction becomes important.

To account for this complexity and following the study of Kachanov [26], the effective Young's modulus of a rock E_{eff} can be written as

$$\frac{E_{\text{o}}}{E_{\text{eff}}} = 1 + H\phi \tag{1}$$

where E_{o} is the matrix Young's modulus, ϕ the porosity and H is a positive scaling parameter that depends on the matrix and fluid properties, the geometry of the inclusions and the interactions between them. The scalar H has been calculated by various authors for all kinds of geometries and fluid properties [30,26,31].

Assuming that the Young's modulus is a bilinear function of both the equant porosity ϕ_r and the crack density ρ, and assuming noninteractions between those two porosities, Eq. (1) can be re-written in the following form:

$$\frac{E_{\text{o}}}{E_{\text{eff}}} = 1 + H\phi_{\text{r}} + h\rho, \tag{2}$$

where h is a scaling factor that depends on the crack geometry, the fluid and matrix properties and the interactions between the cracks. We do not consider below either complex geometries of pores and cracks, or their interactions. As a first estimate both H and h can be obtained for dry non-interactive pores and cracks. Kachanov's [26] dry isolated spheres model provides an H value equal to 3. In the same way, Kachanov [26] calculated h for randomly distributed dry isolated penny-shaped cracks. In this model [26],

$$h = \frac{16(1 - v_{\text{o}}^2)}{9(1 - v_{\text{o}}/2)}, \tag{3}$$

where v_{o} is the Poisson ratio of the solid matrix. Because in most minerals $0.1 < v < 0.3$, Eq. (3) provides an approximate value of h equal to 2. As a consequence, one can see that both H and h values are of the same order of magnitude. Furthermore, it has been shown by various authors [17,29] and by 3D percolation analysis that the crack density in a rock can vary up to 1 or

above 1 close to failure. Because of the intensive grain crushing taking place in compaction bands, it is likely that the crack density is high and close to 1 inside them. Because our triaxial experiments were stopped systematically before shear-enhanced compaction reached 4%, ϕ_r only varied by a few percent. These crack density variations are probably of at least one order of magnitude larger than porosity variations. As a consequence, and because the porosity reduction was small in our triaxial experiments, it follows from Eq. (2) that the elastic properties evolution was dominated by grain crushing and the resulting increase in crack density. This suggests that

$$\left(\frac{E_o}{E_{eff}}\right)_{wet} < \left(\frac{E_o}{E_{eff}}\right)_{dry} \approx 1 + 3\phi_r + \frac{16(1-\nu_o^2)}{9(1-\nu_o/2)}\rho. \quad (4)$$

5.2. Permeability evolution during compaction

The relationship between permeability and porosity in a rock is a complex one. It is well known that the permeability depends on many factors including porosity, pore size and aspect ratio distribution, connectivity and tortuosity. One of the main goals of this study is to quantify the impact of compaction bands on fluid flow. In general, we observed that the permeability evolution was consistent with the microstructural observations. Indeed, compaction bands are characterized by a strong reduction of porosity (porosity of less than ~5% in the band due to pore collapse and grain crushing, and porosity of ~18−24% in the non-damaged zone). These bands are expected to inhibit fluid migration. Our data (Fig. 5b) show a decrease of approximately one order of magnitude in all our triaxial experiments. Moreover, they show that the permeability does not decrease drastically just beyond C^* but more or less linearly with inelastic compaction taking place. These observations as well as microstructural analysis suggest that the bands are not perfectly impermeable. This is so probably because of grain crushing and the existence of a high crack density inside the band. However, the juxtaposition of 'high' and 'low' permeability structures does change the circulation of the fluid inside the rock and similar observations were also recently reported [13]. In their analysis on the permeability evolution during the formation of compaction bands in Bentheim sandstone, Vajdova et al. [13] assumed that the overall permeability of the sample was equal to the permeability of a series of compacted layers embedded in the non-damaged rock. In such a case of a layered media, it simply follows from Darcy's law that the effective permeability of the rock k_{eff} can be written as

$$k_{eff} = \frac{k_m}{(nl/L)(k_m/k_{cb} - 1) + 1}, \quad (5)$$

where k_m is the permeability of the non-damaged rock, k_{cb} the permeability inside a compaction band, n the number of compaction bands and l/L the ratio between the width of one compaction band and the sample length. Assuming that the permeability ratio between that of the non-damaged rock and that of the compaction bands was of the order of 40–400, they successfully modelled the permeability evolution in their samples for a wide range of confining pressures.

Such an analysis could also be performed in the same way with our data, but here our aim is just to provide some microstructural and physical background to the values obtained for k_m/k_{cb}. In the light of Section 3, we have seen that the non-damaged rock permeability is dominated by its rounded pore structure. The closure of preexisting microcracks during preliminary hydrostatic loading did not affect much the overall permeability of the sample. Following the works of Guéguen and Dienes [32], the permeability of highly porous rocks can be represented as that of rock containing tubes. In such a case, the permeability k_m can be written as [33]

$$k_m = \tfrac{1}{32} f \bar{r}^2 \phi, \quad (6)$$

where ϕ is the porosity, $\bar{r}$ the average radius of the tubes and f the connectivity factor. Assuming that the connectivity f is 1, the initial porosity being $\phi \sim 0.25$ and the initial permeability being $k_m \sim 10^{-14}\,\mathrm{m}^2$, Eq. (6) shows that the average pore radius of the idealized equivalent rock is $\bar{r} = \sim 1\,\mu\mathrm{m}$. This radius should be interpreted as a 'neck' radius. In the same way, and in the light of Sections 4 and 5.1, we have seen that compaction bands are characterized by highly fractured material. In the case of a highly fractured rock, Guéguen and Dienes [32] showed that the permeability can be represented as that of rock containing penny-shaped cracks. In such a case, the permeability of a compaction band k_{cb} can be written as [33]

$$k_{cb} = \tfrac{2}{15} f \bar{w}^2 \bar{\zeta} \rho, \quad (7)$$

where ρ is the crack density, and $\bar{\zeta}$ and $\bar{w}$ are the crack's average aspect ratio and aperture, respectively. Again f is the connectivity factor. For the sake of simplicity, we can assume that inside the compaction bands, the medium is fully fractured and connected (i.e. $f = 1, \rho = 1$), and that the average crack aperture is approximately equal to the tube aperture we just calculated (i.e. $\bar{w} \sim \bar{r} \sim 1\,\mu\mathrm{m}$). Thus, from Eqs. (6) and (7), the ratio k_m/k_{cb} roughly scales as

$$\frac{k_m}{k_{cb}} \sim \frac{\phi}{\bar{\zeta}}. \quad (8)$$

Consequently, because the characteristic aspect ratio of cracks is $10^{-2} < \zeta < 10^{-4}$, the ratio between the initial permeability of a highly porous sandstone and that of a compaction band embedded in the rock is of the order of 6–600. Such a range is comparable to what Vajdova

et al. [13] used to model their permeability evolution in Bentheim sandstone. Their model is therefore also consistent with the previous analysis. Moreover, Eq. (7) also predicts that, because the crack aspect ratios are likely to decrease with increasing confining pressure (because of crack closure), the ratio k_m/k_{cb} is likely to increase with confining pressure. Such an observation seems to be consistent with our data.

5.3. Envelopes for brittle strength and compactive shear yield—what actually controls P^*?

Data for the brittle strength and compactive yield stress are plotted in the P (effective mean stress) and Q (differential stress) space in Fig. 10. Because we have only two data points for the onset of dilatancy in the brittle regime, the Mohr–Coulomb envelope remains somehow uncertain. However, in the compactive regime data points for the onset of shear enhanced compaction do not map out an ellipse, but rather a straight line. Such an observation seems in contradiction with former studies [22,3,34], which clearly showed that the critical stress levels for the onset of shear enhanced compaction in high-porosity sandstones map out an elliptical yield envelope with a negative slope. A possible explanation is the rock heterogeneity. Fig. 10b shows a slice of an intact specimen, in which one can clearly see different regions with larger porosity (dark areas are more porous). It has been shown recently [27] that in Diemelstadt and Bentheim sandstones, the scattering of the data points on the compactive ellipse can be large and reach 40% for two samples deformed at the same confining pressure, coming from the same block of rock. Again, this might be due to sandstone heterogeneities. As a consequence, experiments on highly porous sandstones should be repeated and performed on samples as large as possible. For another explanation, we can assume that the model of elliptical cap in stress space is not adapted for a sandstone which contains

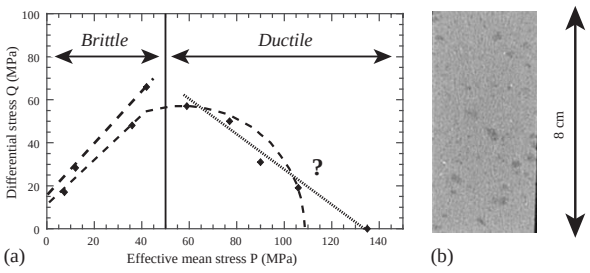


Fig. 10. Envelopes for brittle strength and shear-enhanced compaction: (a) stress state C^* at the onset of shear-enhanced compaction (ductile area), stress state C' at the onset of shear-induced dilation and peak stress for brittle fracture are shown in the P (effective mean stress)–Q (differential stress) stress space. (b) Slice of an intact specimen showing some heterogeneities.

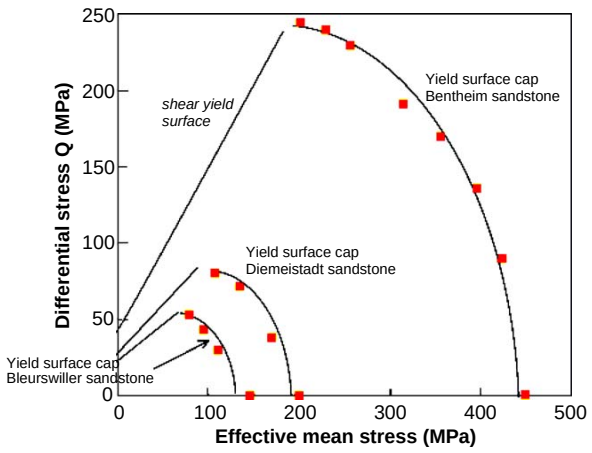


Fig. 11. Comparison between the compactive envelopes (caps) of Bleurswiller (this study), Diemelstadt [7,24] and Bentheim sandstones [3]. The values of C^* at the onset of shear-enhanced compaction are show in the P (effective mean stress) and Q (differential stress) stress space.

about 20% clay. This suggests that more experiments are required to characterize the geometry of the mechanical envelope of Bleurswiller sandstone. This study should only be considered as a preliminary one.

A comparison between our experiments and previous ones on Bentheim and Diemelstadt sandstones [3,34] is however of interest. Fig. 11 plots together in the PQ stress space the compactive yield envelopes of Bleurswiller, Diemelstadt and Bentheim sandstones. Although the porosity and the grain size of these three sandstones are almost identical (Table 1), their strength is very different. Zhang's equation [19] linking P^* to both the grain radius R and the porosity ϕ ($P^* \sim (\phi R)^{-3/2}$) cannot account for this result. This implies that there exists another important effect, which could be the mineral composition of the rock. As Bleurswiller sandstone contains about 20% clay, we could suggest that these more deformable minerals lower the yield limit for compaction of this sandstone. SEM microscopy analysis is required to investigate the clay influence on the micromechanics of compaction.

6. Conclusion

Confining pressure has a strong influence on the behavior of Bleurswiller sandstone and on the localized deformation structure that develops at failure. We observe two distinct types of failure by localization. For confining pressure up to 30 MPa the response of Bleurswiller sandstone was characterized by shear-enhanced dilation and brittle faulting. For confining pressure in the range from 50 to 110 MPa the response of the sample was characterized by shear-enhanced

compaction, without faulting. In this second regime, microstructural observations showed that the plastic compaction was localized into bands, called 'compaction bands' [3–6]. The formation of compaction bands was accompanied by a drastic reduction in the both the permeability and the P and S elastic wave velocities.

Elastic properties were clearly shown to be affected by two distinct mechanisms. On the one hand, pore collapse and porosity reduction tend to increase the elastic wave velocities. On the other hand, elastic wave velocities were decreasing because of grain crushing, which was observed to be the dominant factor for inelastic compactive strains smaller than 6% (in agreement with [16]). Such an observation seems to be consistent with most effective medium theory analysis [26].

In the same way, during compactive cataclastic flow, the permeability reduction was observed to be gradual and to increase, in a semi-log plot, linearly with strain. Such an observation had already been reported by Vajdova et al. [13] and interpreted using a simple layered media model. In order to fit their data, these authors showed that the permeability reduction inside compaction bands needed to be of the order of 40–400. Using a statistical physics approach, based on the works of Guéguen and Dienes [32], we showed that the ratio between the permeability inside a compaction band k_{cb} and that of the intact rock k_m was simply controlled by the initial porosity ϕ and the crack's average aspect ratio ζ inside the band in the following way: $k_m/k_{cb} \sim \phi/\zeta$. This theoretical result is in agreement with both our study and Vajdova et al. [13].

Compared with previous studies performed on Diemelstadt [24] and Bentheim sandstones [3], we could note some major differences. First, although all three sandstones showed roughly the same initial porosity and grain size, their strength in isotropic compression was observed to vary from 135 MPa in Bleurswiller sandstone to 390 MPa in Bentheim sandstone. Such differences, which contradict Zhang et al.'s [19] law, is probably due to the difference in composition of these sandstones.

Second, the compactive yield envelope that we depicted in Bleurswiller sandstone does not map out an elliptical cap in the principal stress space [22], which is an intriguing result. Further experiments are required in order to confirm the shape of the envelope and improve our understanding of Bleurswiller sandstone behavior. SEM microscopy will hopefully also permit to clarify the role of clays in the micromechanics of compaction. In perspectives, we showed that the evolution of elastic wave velocities depended on two mechanisms which could be quantified more precisely. The influence of the stress path in the process of localization also seems to be a key issue lately raised by theoretical work performed by Grueschow et al. [35]. Our apparatus at ENS is designed for such complex experimentations.

Acknowledgements

We thank Luigi Burlini for his precious help in the laboratory. We are also grateful to Dr. Papon for her help in performing X-ray slices. We are grateful to John Rudnicki and the two anonymous reviewers for their careful and critical comments. This work also benefited from discussion with many scientists. Among them, the authors would like to thank particularly Pierre Bésuelle, Christian David, Patrick Baud, Paul Young, Veronika Vajdova, Teng-Fong Wong, Wenlu Zhu, Jim Hazzard, Sergei Stanchits and Georg Dresen. The technical skills of Guy Marolleau and Thierry Descamps have proved to be of major help, and both of them are greatly acknowledged. The second author was supported by the Lassonde Institute, Toronto. Partial financial support for this work was provided by the CNRS.

References

[1] Antonellini M, Aydin A, Pollard D. Microstructure of deformation bands in porous sandstones at Arches National Park, Utah. J Struct Geol 1994;16:941–59.
[2] Mollema P, Antonellini M. Compaction bands: a structural analog for anti-mode I cracks in aeolian sandstone. Tectonophysics 1996;267:209–28.
[3] Klein E, Baud P, Reuschlé T, Wong T-F. Mechanical behaviour and failure mode of Bentheim sandstone under triaxial compression. Phys Chem Earth 2001;26:21–5.
[4] Wong T-F, Baud P, Klein E. Localized failure modes in a compactant porous rock. J Geophys Res 2001;28:2521–4.
[5] Olsson W. Quasistatic propagation of compaction fronts in porous rocks. Mech Mater 2001;33:659–68.
[6] Olsson W, Holcomb D. Compaction localization in porous rock. Geophys Res Lett 2000;27:3537–40.
[7] Fortin J, Baud P, Wong T-F. Mechanical compaction of Diemelstadt: from compacting shear bands to pure compaction bands. Abstract EGS-AGU Nice 2003.
[8] Haimson B. Fracture-like borehole breakouts in high porosity sandstone: are they caused by compaction bands? Phys Chem Earth A 2001;26:15–20.
[9] Issen K, Rudnicki J. Conditions for compaction bands in porous rock. J Geophys Res 2000;105:21529–36.
[10] Olsson W. Theorical and experimental investigation of compaction bands in porous rock. J Geophys Res 1999;104:7219–28.
[11] Bésuelle P. Compacting and dilating shear bands in porous rock. J Geophys Res 2001;106:13435–42.
[12] Rudnicki J, Rice J. Conditions for the localization of deformation in pressure-sensitive dilatant materials. J Mech Phys Solids 1975;23:371–94.
[13] Vajdova V, Baud P, Wong T-F. Permeability evolution during localized deformation in Bentheim sandstone. Submitted.
[14] Holcomb D, Olsson W. Compaction localization and fluid flow. J Geophys Res 2003;108(B6):2290–303.

[15] Zhu W, Wong T-F. The transition from brittle faulting to cataclastic flow in porous sandstone: permeability evolution. J Geophys Res 1997;102:3027–41.
[16] Scott T, Ma Q, Roegiers J-C. Acoustic velocity changes during shear enhanced compaction of sandstone. Rock Mech Min Sci Geomech 1993;30:763–9.
[17] Sayers C, Kachanov M. Microcrack induced elastic wave anisotropy of brittle rocks. J Geophys Res 1995;100:4149–56.
[18] Schubnel A, Fortin J, Burlini L, Guéguen Y. Damage and elastic recovery of calcite-rich rocks deformed in the cataclastic regime. Geol Soc London (special edition on High Strain Zone), in press.
[19] Zhang J, Wong T-F, Davis D. Micromechanics of pressure induced grain crushing in porous rock. J Geophys Res 1990;95:341–52.
[20] Beeler N, Tullis T. The role of time and displacement in velocity-dependent volumetric strain of fault zones. J Geophys Res 1997; 102:22595–609.
[21] Paterson M. Experimental rock deformation—the brittle field. Berlin: Springer; 1978.
[22] Wong T-F, David C, Zhu W. The transition from brittle faulting to cataclastic flow in porous sandstone: mechanical deformation. J Geophys Res 1997;102:3009–25.
[23] Curran J, Carroll M. Shear stress enhancement of void compaction. J Geophys Res 1979;84:1105–12.
[24] Baud P, Klein E, Wong T-F. Compaction localization in porous sandstone: spatial evolution of damage and acoustic emission activity. J Struct Geol 2004;26: 603–24.
[25] Bésuelle P. Evolution of strain localisation with stress in a sandstone: brittle and semi-brittle regimes. Phys Chem Earth 2001;26:101–6.
[26] Kachanov M. Elastic solids with many cracks and related problems. Adv Appl Mech 1993;30:259–445.
[27] S. Tembe, P. Baud, T. Wong, Development of discrete compaction bands in two porous sandstones. Eos Trans AGU 84(46) (2003) Abstract T41D-0253.
[28] Domenico S. Elastic properties of unconsolidated porous sand reservoirs. Geophysics 1977;42:1339–68.
[29] A. Schubnel, Y. Gueguen, Dispersion and anisotropy of elastic waves in cracked rocks. J Geophys Res 108.
[30] Mukerji T, Mavko G. Pore fluid effects on seismic velocity in anisotropic rock. Geophysics 1998;59:233–44.
[31] Mavko G, Mukerji T, Dvorkin J. The rock physics handbook. Cambridge: Cambridge University Press; 1998.
[32] Guéguen Y, Dienes J. Transport properties of rocks from statistics and percolation. Math Geol 1989;21:1–13.
[33] Guéguen Y, Palcauskias V. Introduction to the physics of rocks. Princeton, NJ: Princeton University Press; 1994.
[34] Baud P, Schubnel A, Wong T-F. Dilatancy, compaction, and failure mode in Solnhofen limestone. J Geophys Res 2000;105: 19289–303.
[35] Grueschow E, Rudnicki J. Modeling constitutive behavior and compaction localization for high porosity sandstone. Eos Trans AGU 84(46) (2003) Abstract T42A-0279.

Chapitre 6

La formation des bandes de compaction par les émissions acoustiques

Dans ce chapitre nous présentons une série d'expériences menées sur le grès de Bleurswiller. Pendant ces expériences, les émissions acoustiques ont été enregistrées puis relocalisées. Ces expériences ont été effectuées au GeoForschungsZentrum de Potsdam dans l'équipe de Georg Dresen, et en étroite collaboration avec Sergei Stanchits. Les résultats montrent qu'au cours du chargement, les événements sont dans un premier temps localisés aux interfaces entre l'échantillon et les embases métalliques (friction). Ensuite la relocalisation des émissions acoustiques montrent des amas d'événements distribués aléatoirement dans la roche. Les émissions acoustiques se propagent alors, à partir de ces amas, dans une direction perpendiculaire à la contrainte principale. La relocalisation des émissions acoustiques confirme l'existence de bande de compaction distinctes dans le grès de Bleurswiller. L'initiation des bandes de compaction dans le grès de Bleurswiller est attribuée à l'hétérogénéité de la roche : des zones plus poreuses vont produire des concentrations de contrainte et favoriser l'initiation d'une localisation. Au contraire, dans le grès de Fontainebleau, qui est une roche parfaitement homogène, les bandes de compaction apparaissent dans un premier temps en tête et pied de l'échantillon. La friction entre la roche et les embases crée des concentrations de contrainte suffisantes pour initier la localisation.

- La première partie rappelle quelques résultats obtenus à partir des émissions acoustiques dans le cas d'une rupture fragile. Nous rappelons également les résultats d'[Olsson et Holcomb, 2001], qui n'observent pas de bandes de compaction distinctes mais un front de propagation de compaction.
- La seconde partie est un article accepté dans Journal of Geophysical Research.
- Enfin dans une dernière partie nous exposons les premiers résultats obtenus sur le grès de Fontainebleau.

Sommaire

6.1 Introduction 155
6.1.1 La formation d'une bande de cisaillement par les émissions acoustiques 155
6.1.2 L'étude de [Olsson et Holcomb, 2001] 157
6.1.3 Dispositif expérimental du GFZ 158
6.2 AE et bandes de compaction 160
6.2.1 Introduction 161
6.2.2 Experimental Details 162
6.2.3 Results 165
6.2.4 Microstructural Observations 174
6.2.5 Discussion 176
6.2.6 Conclusions 180
6.3 Le rôle de l'hétérogénéité dans la formation de bande de compaction 181
6.4 De la bande de compaction à la bande de cisaillement 183
Annexe C : Données expérimentales et théorie de la localisation 185

6.1 Introduction

6.1.1 La formation d'une bande de cisaillement par les émissions acoustiques

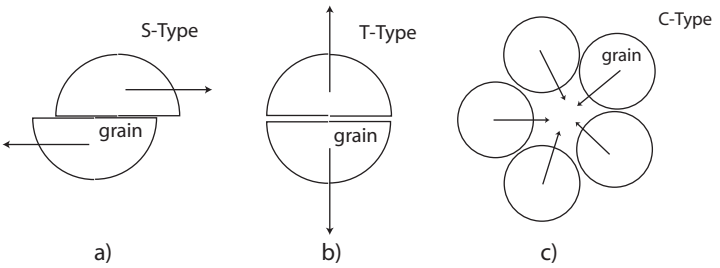


FIG. 6.1 – a) Grain se cassant en cisaillement (S-type), b) grain se cassant en tension (T-type) c) Implosion d'un ensemble de grain (C-type).

Le suivi de la fissuration par les émissions acoustiques a fait l'objet de nombreuses études [Lockner et al., 1992[110]], [Lockner, 1993[111]], [Lei et al., 1992[103]], [Lei et al., 2000[104]], [Lei et al., 2003[105]]. Les différentes analyses des émissions acoustiques pendant la déformation fragile des roches, montrent que la propagation de la fracture est le résultat d'intéractions complexes de micro-fissures en tête de fracture qui se propagent sur un plan de l'échantillon. Ces observations montrent que si au début du chargement la distribution des émissions acoustiques est aléatoire, à un certain stade de chargement, il y a nucléation de fissures puis propagation de la fracture.

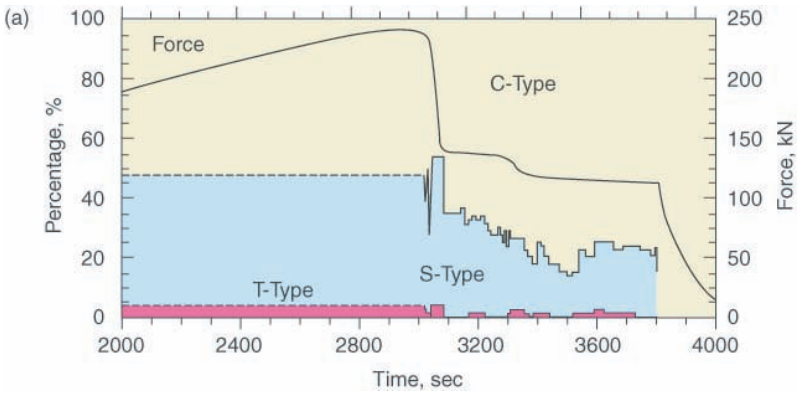


FIG. 6.2 – Déformation traxiale d'un grès de Flechtingen (porosité $p = 7\%$) : la pression de confinement est de $10\,MPa$. La courbe en noir est l'évolution de la force déviatorique (échelle de droite) en fonction du temps. Le taux de déformation est de $\approx\ 1\,mm/s$. Le code de couleur indique le mécanisme à la source d'un événement : C-,S, et T-type représentent respectivement un événement dû à une effondrement de pore (implosion), à une fissure crée en cisaillement, où à une fissure crée en tension, respectivement (l'échelle de gauche indique le pourcentage au cours du chargement de chaque type d'événement).

Les premières études des mécanismes à la sources des émissions acoustiques (AE), ont été effectuées par [Lei et al., 1992[103], Zang et al., 2000[193]]. La détermination du mécanisme est basée sur l'analyse de la polarité du signal d'une AE. L'analyse de la polarité permet de distinguer trois mécanismes (présentés en figure 6.1) : une AE peut-être due à une fissure crée en cisaillement (figure 6.1 a)) ; à une fissure crée en tension (figure 6.1 b)) ; ou bien à une implosion (figure 6.1 c)). L'événement C (de type implosion) est un cas 'composite', en effet l'implosion d'un amas de grains requiert plusieurs fissures : les grains ou les joints de grains doivent pouvoir se casser, pour se déplacer (figure 6.1 c)).

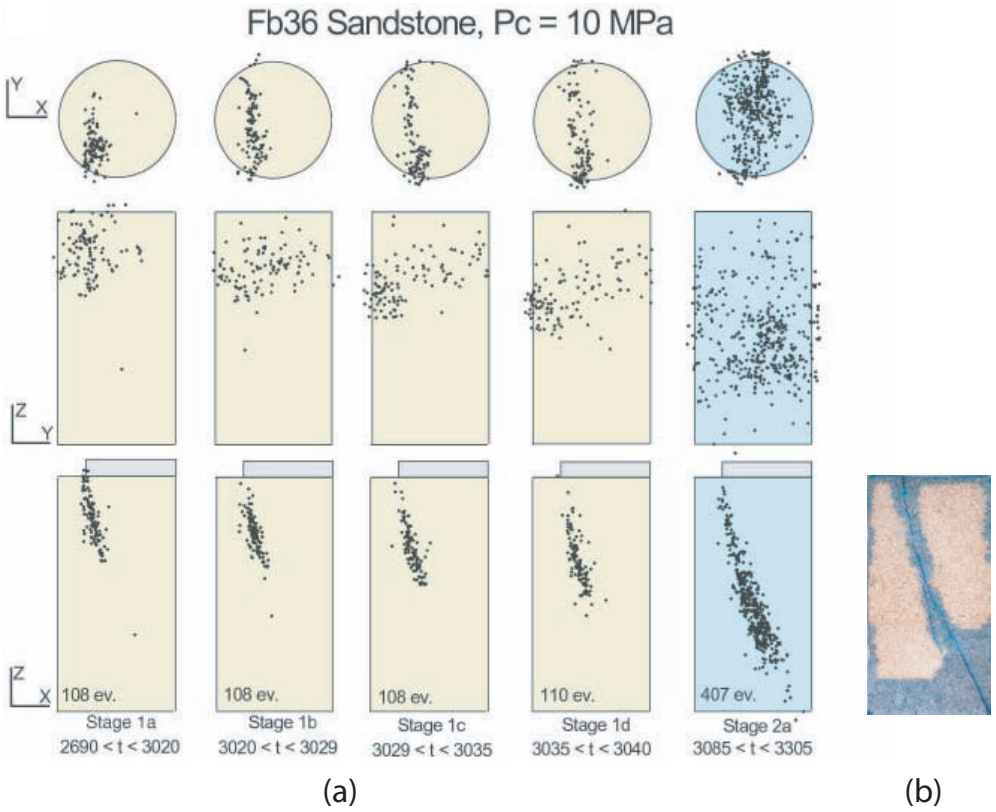


FIG. 6.3 – a) Evolution de la fissuration dans le grès de Flechtingen à $P_c = 10\,MPa$. Chaque image représente les localisations des émissions acoustiques à différents stades de chargements repérés sur la courbe contrainte déviatorique - déplacement du piston axial (figure 6.2). Pour chaque stade de chargement les localisations des émissions acoustiques sont tracées dans une vue de dessus (figure du haut), dans le plan (zy) (figure du milieu), puis dans le plan orthogonal (zx). b) Coupe de l'échantillon après déformation, le diamètre est de $5\,cm$, la hauteur de $10\,cm$ [Stanchits et al., 2001[165]].

[Stanchits et al., 2001[165]] ont étudié la propagation de la fracture dans le grès de Flechtingen (porosité $p = 7\%$). L'initiation de la fracture est contrôlée par un plateau métallique fraisé et placé sur l'échantillon (voir figure 6.3-bas). La pression de confinement est de $10\,MPa$. La figure 6.2 donne l'évolution de la force déviatorique en fonction du temps. L'étude des mécanismes à la

source montre qu'avant la rupture, la moitié des AE sont caractérisée par du cisaillement et l'autre moitié par de l'implosion. Après la rupture, les événements types 'implosion' sont majoritaires.

La distribution des AE pendant cette expérience est montrée sur la figure 6.3. Les AE sont dans un premier temps localisées au contact entre la roche et le bord de la pièce métallique (stade a -6.3-bas). Puis les événements se propagent (stade b, c, et d). La figure 6.1 b) est une coupe de l'échantillon après déformation. La comparaison entre la figure 6.1 a) et b) montre clairement que la position des événements déterminée par les émission acoustiques correspond bien à la zone de fracturation de la roche.

Cette étude sur le grès de Flechtingen prouve que l'étude des émissions acoustiques est un outil performant pour comprendre la formation d'une bande de cisaillement. Par analogie avec cette étude, peut-on comprendre la formation des bandes de compaction par le même procédé ?

6.1.2 L'étude de [Olsson et Holcomb, 2001]

[Olsson et Holcomb, 2000[128]] ont effectué une première étude des émissions acoustiques pendant la déformation du grès de Castelgate (porosité $p = 28\%$). La pression de confinement est de $45\ MP\,a$, l'échantillon est sec. La figure 6.4 montre la contrainte déviatorique en fonction de la déformation axiale.

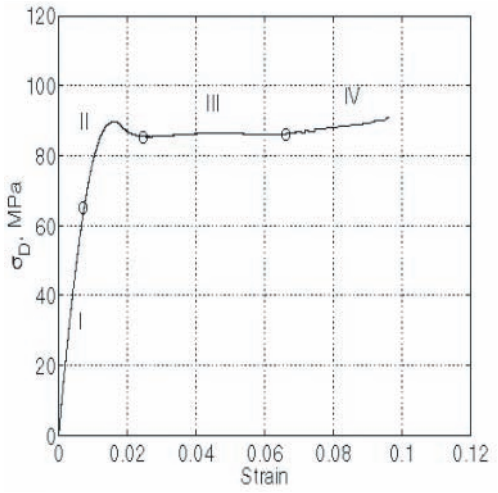


FIG. 6.4 – Courbe contrainte déviatorique - déformation axiale. Le grès étudié est un grès de Castelgate. La pression de confinement est de $45\ MPa$ [Olsson et Holcomb, 2000[128]].

Pendant la déformation de cette échantillon, [Olsson et Holcomb, 2000[128]] ont enregistré les émissions acoustiques. Les résultats sont montrés sur la figure 6.5. Dans la phase 1) la roche se déforme élastiquement, pendant cette phase les émissions acoustiques sont principalement localisées en pied de l'échantillon. Ces émissions sont dues à la friction entre la roche et l'embase métallique. Dans la phase 2, la contrainte déviatorique atteint sont maximum, [Olsson et Holcomb, 2000[128]] observent des émissions acoustiques distribués aléatoirement dans tous l'échantillon. Dans la phase 3, un nuage de d'émissions acoustiques apparaît en pied de l'échantillon et se propage dans la roche (phases 4 et 5). Un second nuage de points apparaît dans la phase 6, partant

cette fois du haut de l'échantillon. Ces deux fronts se propagent dans la phase 7, et se rejoignent au centre de la roche pendant la phase 8 et 9.

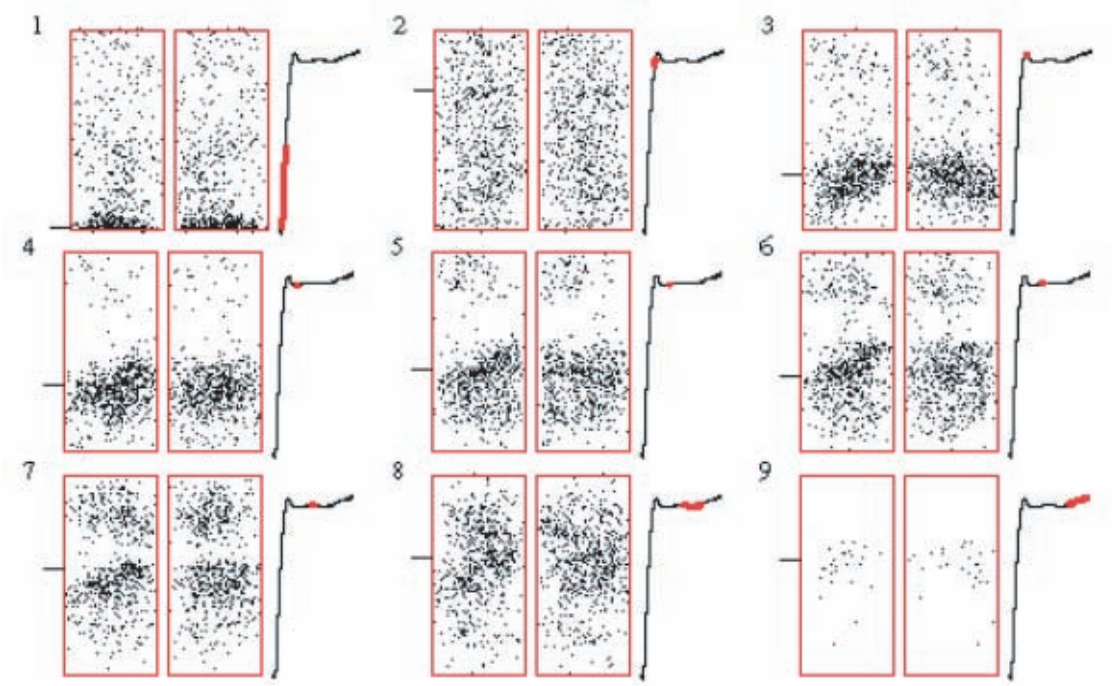


FIG. 6.5 – L'emplacement des émissions acoustiques est représenté par des points sur la coupe transversale schématique de l'échantillon sur les figures de gauche pour chaque stade de chargement. Les figures de droites montrent la contrainte déviatorique en fonction de la déformation axiale. La zone épaissie de la courbe représente le créneau pendant lequel les émissions acoustiques se sont produits [Olsson et Holcomb, 2000[128]].

De cette expérience, les auteurs concluent que la déformation du grès de Castelgate n'est pas associée à la création de bandes de compaction. En effet d'après l'analyse des émissions acoustiques, la compaction du grès de Castelgate n'est pas homogène, mais se localise en tête et pied de l'échantillon, puis se propage vers le centre de la roche. Les auteurs montrent qu'il n'a pas de compaction localisée dans la roche, mais un front de propagation.

Un telle conclusion est en total désaccord avec les observations post-mortem du grès de Bleurswiller qui montrent clairement des bandes de compaction localisées et distinctes.

6.1.3 Le dispositif expérimental du GeoForschungsZentrum

L'enregistrement des émissions acoustiques pendant la formation des bandes de compaction dans le grès de Bleurswiller a pu être effectué au GeoForschungsZentrum de Postam en collaboration avec G. Dresen et S. Stanchits. J'ai travaillé six mois à Postdam. Ce séjour a été financé en partie par une bourse du DAAD (Deutscher Akademischer Austausch Dienst) et en partie par le conseil régional d'Ile de France.

La première partie de mon travail au GFZ à été de mettre en place un nouveau système de mesure locale de déformation par des jauges de déformation, de mettre en place avec Sergei Stanchits le réseau de pression de pore, et d'ajouter au système existant des mesures de vitesses élastiques S.

Le protocole expérimental pour préparer un échantillon afin d'enregistrer les émissions acoustiques est le suivant :

1. L'échantillon est foré dans un bloc homogène. Le diamètre de forage est de $50\,mm$. La hauteur de $100\,mm$
2. Les surfaces de l'échantillon sont rectifiées précisément ($< \pm 10\,\mu m$) afin d'éviter un mauvais alignement. Cette opération a été effectuée au Laboratoire de Mécanique des Solides de l'Ecole Polytechnique.
3. La porosité est déterminée par la technique des trois pesées.
4. Les jauges de déformations sont collées, sur une surface préparée.
5. Une jaquette est préparée : des trous cylindriques de $8\,mm$ de diamètres sont réalisés pour les futurs emplacements des boîtiers des capteurs PZT d'onde P, des trous carrés $8 \times 8\,mm$ sont réalisés pour les futurs emplacement des boîtiers des capteurs PZT d'onde S (Les jaquettes en néoprène utilisées une épaisseur de $2,5\,mm$).
6. La jaquette est alors posée sur l'échantillon.
7. Les boîtiers cylindriques d'onde P situés sur une même génératrice de l'échantillon sont collées ($24\,h$ de séchage sont nécessaire avant de passer à une autre rangée de capteur). (La surface de ces boîtiers en contact avec l'échantillon est usinée de façon à prendre la forme cylindrique de l'échantillon).
8. L'échantillon est alors assemblé sur les embases, et les quarante fils sont connectés aux passages étanches (figure 6.6).

Le temps de préparation d'un échantillon est d'au moins dix jours.

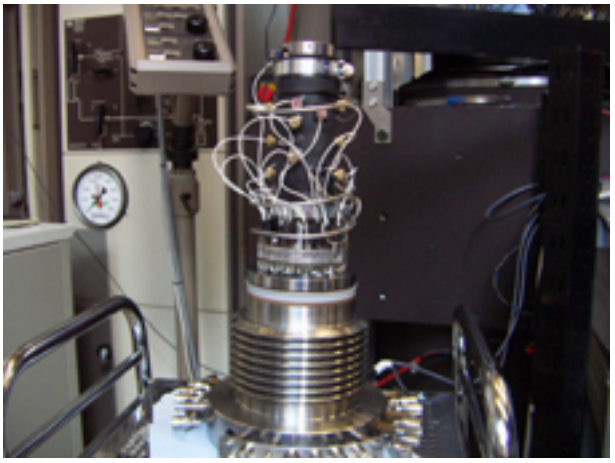


FIG. 6.6 – Photographie de l'échantillon mis en place dans la cellule. Les fils en blanc sont connectés au passage étanche. On peut également voir les boîtiers des PZT d'onde P (en jaune).

6.2 Emission acoustique pendant la formation de bande de compaction

Acoustic Emissions and Velocities Associated with the Formation of Compaction Bands in Sandstone.

Jérôme Fortin, Sergei Stanchits, Georg Dresen and Yves Guéguen
accepté à Journal of Geophysical Research

Abstract Three-dimensional (3-D) locations of acoustic emissions (AE) were investigated to analyze the development of compaction localizations in Bleurswiller sandstone, which has a porosity of $25\,\%$. In addition, compressional and shear wave velocities, their anisotropy and amplitude, have been measured during the experiments. The results were obtained in wet condition, during the deformation of rocks under triaxial compression experiments at three different confining pressures (60, 80 and $100\,MPa$), $10\,MPa$ pore pressure, and room temperature. We recorded the acoustic emissions, the elastic wave velocities and mechanical properties under hydrostatic conditions and under triaxial loading, carried out at a constant axial strain rate. Our results show that the seismic velocities and their amplitude increased during hydrostatic pressure build up and during initial axial loading. During shear-enhanced compaction, the axial and radial velocities decreased progressively, indicating an increase of stress induced damage in the rock. During triaxial loading, in experiments performed at 80 and $100\,MPa$ confining pressures, the acoustic emissions were localized in clusters. During progressive loading AE clusters grow in the horizontally, perpendicular to the maximum principal stress direction indicating formation of compaction bands throughout the specimens. Microstructural analysis of deformed specimens confirmed a spatial correspondence of AE clusters and compaction bands. For the experiment performed at $60\,MPa$ confining pressure, AE locations and microstructural observations show symmetric compaction bands inclined to the specimen axis in agreement with predictions from recent theoretical models.

KEYWORDS : *Acoustic emission locations, elastic wave velocities, compaction localization, compaction bands, compacting shear bands, sandstone.*

6.2.1 Introduction

The brittle deformation of rocks frequently involves formation of narrow, localized bands on the grainscale that may evolve into macroscopic fracture zones. The micromechanics of fracture nucleation and growth in rocks have been investigated in a wealth of studies since the 1960s. The location of acoustic emission (AE) sources during deformation of rock has proven to be a useful non-destructive analytic technique to study formation and growth of faults [Lockner et al., 1993[110] ; Lei et al., 1992 & 2000[103,104]].

Although dilatancy is generally observed as a precursor to brittle faulting and to the development of shear localization, recent field [Mollema and Antonellini, 1996[119]], and laboratory [DiGiovanni et al., 2000[40] ; Olsson, 1999[127] ; Klein et al., 2001[96] ; Fortin et al., 2005[54]] observations have also focused attention on the formation of localized compaction bands in porous sandstones. The laboratory experiments have shown that compaction bands occurred in dry and wet sandstones with porosities ranging from $20 - 28\,\%$, deformed at room temperature. Formation of compaction bands was found to occur in homogeneous sandstones like Bentheim sandstone [Klein et al., 2001[96]], but also in sandstones containing clay or feldspars, like the Diemelstadt [Baud et al., 2004[9]], Castlegate [Olsson, 1999[127]], and Bleurswiller sandstones [Fortin et al., 2005[54]].

Compaction bands are narrow planar zones of material that formed without apparent shear. They extend in a plane perpendicular to the main compressive stress. Compaction bands display significantly reduced porosity and act as barriers for fluid flow [Holcomb and Olsson, 2003[77] ; Vajdova et al., 2004[179]]. This suggests that the presence of compaction bands may affect fluid circulation in the crust, extraction of oil and gas from reservoir rocks, ground water circulation in aquifers, and the sequestration of carbon dioxide.

Reassessment of bifurcation theory produced theoretical models predicting the conditions required to localize deformation [Bésuelle and Rudnicki, 2004[15] ; Issen and Rudnicki, 2000[82] ; Rudnicki, 2004[148]]. These authors used a constitutive model with two-yield surfaces in stress space ; the shear yield surface provides a limit condition for dilatant, frictional failure while the onset of plastic compaction is represented by a yield cap. [Rudnicki, 2004[148]] has analyzed conditions for both compaction band and shear band formation for stress states on an elliptic yield cap as applied to standard axissymetric compression tests. His analysis also provides a theoretical explanation for the occurrence of very low angle compacting shear bands.

In porous rock, micromechanisms involved in localized compaction are significantly different from those producing localized shear bands in dense rocks. In particular, grain crushing and pore collapse are associated with radiation of acoustic emissions [Paterson, 1978[134] ; Zhang et al., 1990[194] ; Olsson and Holcomb, 2000[77]]. More recently [DiGiovanni et al., 2000[40]] performed triaxial compression experiments on Castelgate sandstone and used electron and optical microscope investigations to elucidate the micromechanics of compaction. The authors found that acoustic emissions are associated with grain crushing and pore collapse.

Effective elastic moduli of rocks and the velocity of elastic waves are significantly reduced in the presence of cracks [Walsh, 1965[183]]. In deformation experiments at elevated pressures, elastic wave velocities are affected by two competing mechanisms [Scott et al., 1993[161] ; Fortin et al., 2005[54] ; Schubnel et al. 2005[159]]. With increasing mean pressure, velocities first increase due to elastic compaction and crack closure. When differential stress is increased further, localized grain

crushing and the opening of new cracks will decrease the velocity of elastic waves. In this study, we investigate nucleation and growth of compaction bands in sandstone using advanced acoustic emission techniques. In particular, we investigate AE hypocenter location and the evolution and anisotropy of compression and shear wave velocities.

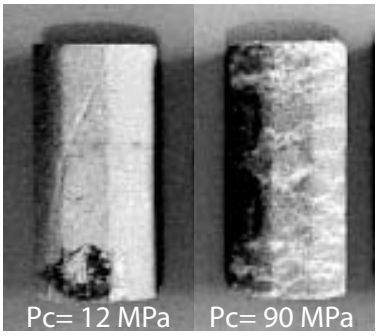


Figure 1 : *Bleurswiller sandstone (porosity of 25%) fails by dilatant brittle faulting at effective pressures $< 30\,MPa$, but develops shear-enhanced compaction at higher confining pressures. Compaction localization occurs over a wide pressure range ($40-100$ MPa). (a) Bleurswiller sandstone deformed at 2 MPa effective confining pressure showing a shear band, (b) Sample deformed at 80 MPa effective confining pressure (pore pressure was fixed at 10 MPa), showing discrete compaction bands (arrows). The initial sample diameter was $40\,mm$, and the length was $80\,mm$.*

To address these questions, we performed triaxial compression experiments on Bleurswiller sandstone. [Fortin et al., 2005[54]] have shown that discrete compaction bands appeared in Bleurswiller sandstone in triaxial compression tests at effective confining pressures higher than 30 *MPa* (Figure 1). Here we report results from three triaxial compression experiments performed on wet samples at constant pore pressure of 10 *MPa* and confining pressures of 60, 80, and 100 *MPa*. In addition, a comparison between the acoustic emission locations and microstructural observations of a sample has been done, in order to identify the acoustic emissions signature in terms of microstructure

6.2.2 Experimental Details

6.2.2.1 Rock Samples

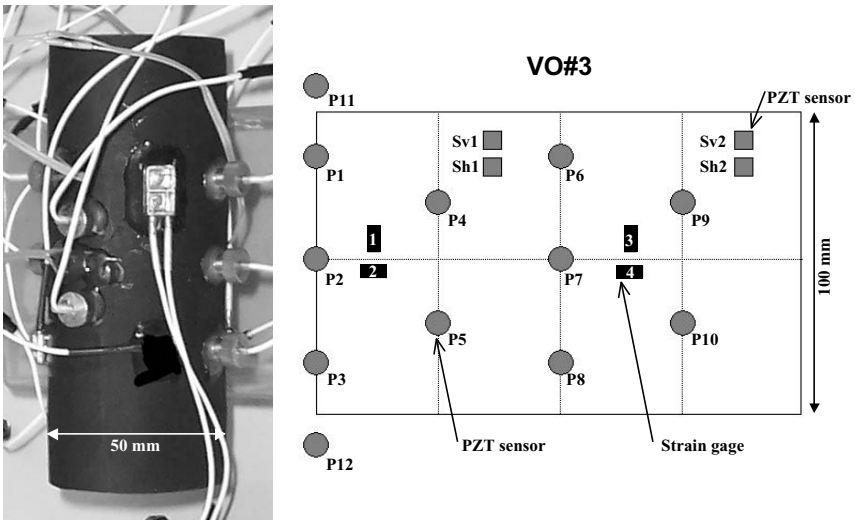
The specimens were prepared from Bleurswiller sandstone exposed in the Vosges mountains in eastern France (Frain Quarry). It is a grey sandstone containing by thin-section analysis $50\,\%$ quartz, $30\,\%$ feldspars, and $20\,\%$ oxides-micas. Porosity is about $25\,\%$. Grains are mostly subangular to subrounded. Grain size was determined from thin sections in the optical microscope using the linear intercept method and a correction factor of $\frac{3}{2}$. The grain size range is between $80\,\mu m$ and $150\,\mu m$, with a mean value of about $110\,\mu m$. Cylindrical rock cores were cut from the same blocks used in [Fortin et al., 2004[54]] and precision-ground to produce specimens with $50\,mm$ diameter and $100\,mm$ length.

6.2.2.2 Mechanical Data

The experiments were performed at the GeoForschungsZentrum. We used a servo controlled $4.6\,MN$ loading frame from Material Test Systems (MTS) with a stiffness of 11×10^9 *N/m*. All experiments were carried out at a constant axial strain rate of $10^{-5}s^{-1}$ and at room temperature. The confining pressure was measured with an accuracy of $0.1\,MPa$, and during triaxial loading it was constant to within $0.5\,MPa$. The axial load was measured with an external load cell with an accuracy of $1\,KN$. Oil was used as confining medium.

The samples were saturated with distilled water and deformed under fully drained conditions at a constant pore pressure of $10\,MPa$. The pore pressure was maintained constant, and the variation of pore volume was recorded using a volumometer. From this, the evolution of connected sample porosity was estimated.

Axial strain, ε_z, was measured by a LVDT mounted at the end of the piston and corrected for effective stiffness of loading frame. Local axial strain, ε_z^* and local radial strain ε_r^* measurements were acquired using strain gages (*TML FLA-20, Tokyosokki*), each of which was mounted in a $1/4$ Wheatstone bridge. Uncertainty in strain was estimated to be 5×10^{-4}, when calculated from the LVDT signal, and 10^{-5}, when measured directly by the strain gages. The local axial strain from the strain gages was different from the overall axial strain acquired from the LVDT, notably during the formation of compaction bands.



(a) **(b)**

Figure 2 : *(a) Sample set-up used in this study. The initial sample diameter and length were* $50\,mm$*, and* $100\,mm$*, respectively. (b) Location of* 12 *PZT sensors* $+$ 4 *S sensors and four strain gages. Sensors* 11 *and* 12 *were mounted on the two end pieces. The PZT were used to monitor AE activity and* P *wave velocities during the experiments. Samples were jacketed in neoprene sleeves of* $3-5$*mm thickness.*

6.2.2.3 Acoustic Emissions

Ten piezoelectric transducers (PZT) of $1\,MHz$ resonant frequency were used in each triaxial test to determine the AE locations (Figure 2). The piezoceramic crystals were encapsulated in brass housings that conformed to the cylindrical surface of the sample. The housings were glued to the sample. Two additional P sensors were installed in axial direction on the two end pieces. To monitor AE activity we used lead-zirconate-titanate (PZT) piezoceramic discs of $5\,mm$ diameter and $2\,mm$ thickness. After $40\,dB$ amplification fully digitized waveforms were recorded by a $10\,MHz/16\,bit$ data acquisition system (DaxBox, Prökel GmbH, Germany). Advanced software was used to automatically pick up onset time of AE signals and used for automatic AE hypocenter determination. The hypocenter location algorithm is based on the downhill simplex algorithm [Nedler and Mead, 1965[122]] modified for anisotropic and inhomogeneous velocity fields. AE hypocenter location error is estimated to be about $2.5\,mm$. The trigger level of all channels was set to a constant value of $200\,mV$.

6.2.2.4 Elastic Wave Velocities

The PZT transducers were also used for measuring P wave velocities during the experiments. The pulse-transmission method was used to measure the elastic wave velocities. Receiver and source function of the transducers were switched automatically. Monitoring the deformation-induced changes in elastic wave velocities was necessary for locating accurately the AE hypocenters. In addition, elastic wave velocities are very sensitive to the presence of cracks, allowing to detect whether compaction bands appeared with or without the formation of new cracks. In this experimental setup, P wave velocities were measured perpendicular to the compressional axis, along five horizontal traces crossing the center of the sample. Ultrasonic pulses were transmitted by transducers P_1, P_2, P_3, P_4 and P_5 and received respectively by transducers P_6, P_7, P_8, P_9 and P_{10} (Figure 2). Velocities were corrected for radial strain ε_r of the sample. During axial loading, the local radial strain value ε_r^* recorded by the strain gages deviated from the LVDT-derived value due to localized compaction. For this reasons ε_r was calculated as follows : during hydrostatic loading ε_r=$\Delta\phi/3$, where $\Delta\phi$ is the change of porosity of the rock measured by the pore fluid volumometer. In axial loading ε_r=$(\Delta\phi - \varepsilon_z)/2$, where ε_z is the LVDT axial strain. We assume that the sample volumetric strain equals the change of porosity of the rock. Finally, the radial P wave velocity $V_{Pradial}$ was calculated as the mean of the velocities measured along the five paths defined above. To monitor fracture-induced anisotropy, two additional P sensors were installed in axial direction (P_{11} and P_{12}) measuring P wave velocity V_{Paxial} parallel to the compressional axis (Figure 2). Measurements were corrected for axial deformation ε_z. We assumed that $\varepsilon_z = \varepsilon_r$ during hydrostatic loading. Four polarized S-wave piezoelectric sensors were glued to the cylindrical surface of the samples (Figure 2) forming two pairs oriented in a horizontal direction S_h, and in a vertical direction S_v, respectively. Shear PZT were plates ($10 * 10 * 1\,mm$). As for the radial P wave velocities, the S wave velocities were corrected for radial strain ε_r.
The transmitted elastic waveform was digitized and logged by a computer every $40\,s$. To calculate velocities from the recorded travel times, we corrected for transducer brass housings and spacers. The error in absolute velocity is estimated to be lower than 2% but the relative error in between two consecutive measurements was reduced to $0.5\,\%$ using an advanced picking technique.

6.2.2.5 Experimental Procedure

During each experiment, confining pressure was first increased to $5\,MPa$. The pore pressure and the confining pressure were then raised up simultaneously to $1\,MPa$ and $6\,MPa$ respectively. Pressure was maintained for at least 12 hours to reach full fluid saturation of the samples. At the beginning of each experiment, the pore pressure and the confining pressure were raised up to $10\,MPa$ and $20\,MPa$, respectively. Three experiments were conducted at confining pressures of $60,\ 80,$ and $100\,MPa$. At the end of each experiment, the sample was carefully unloaded and recovered for microstructural analysis. Samples were wrapped in copper foils to prevent disking and enclosed in neoprene jackets to insulated them from the oil used as confining medium. Typically experiments were stopped at axial strains of about ($\sim\ 3\%$).

6.2.3 Results

6.2.3.1 Summary of Mechanical Data

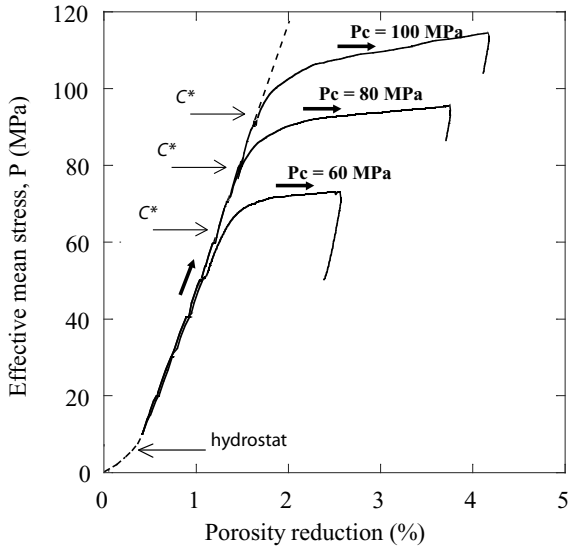


Figure 3 : *The solid curves show effective mean stress versus porosity reduction, for three triaxial compression experiments performed at $P_c = 60\,MPa$, $P_c = 80\,MPa$ and $P_c = 100\,MPa$. For reference, the hydrostatic loading is shown as a dashed line. The critical stress states C^* are indicated by arrows.*

In this paper we use the convention that the compressive stresses and compactive strains are positive. The maximum and minimum (compressive) principal stresses are denoted by σ_1 and σ_3, respectively. The pore pressure is denoted by P_p, and the difference between the confining pressure ($P_c = \sigma_2 = \sigma_3$) and the pore pressure is referred to as "the effective pressure". The effective mean stress $(\sigma_1 + 2\sigma_3)/3 - P_p$ will be denoted by P and the differential stress $\sigma_1 - \sigma_3$ by Q.

We performed a series of experiments on Bleurswiller sandstone through the brittle-ductile transition. [Fortin et al., 2005[54]] have shown that for this sandstone no dilatancy is observed for effective confining pressures higher than $30\,MPa$. The results for the three experiments which were conducted at 60, 80, and $100\,MPa$ confining pressure, respectively, are summarized in Figure 3. In all our experiments the confining pressure was first raised to the final level before samples were loaded by axial compression. As long as a hydrostatic pressure was applied, sample compaction remained purely elastic following the hydrostat. With increasing differential stress, however, inelastic compaction started at a critical stress state C*. Samples were deformed up to 3% axial strain. At stress levels beyond C^*, the differential stress induced a significant compactive strain, referred to as shear-enhanced compaction [Wong et al., 1997[187]]. [Menéndez et al., 1996[115]] have shown that shear-enhanced compaction in sandstone is accommodated by grain crushing and pore collapse. The mechanical data for the three experiments are given in Table 1.

6.2.3.2 Elastic Wave Velocities

The effect of both confining pressure and differential stress on the velocities $V_{Pradial}$, V_{Paxial}, V_{Sv}, and V_{Sh} was explored during the three experiments. Figure 4 summarizes the velocity measurements in the case of Vo#3 (in this experiment, confining pressure was $80\,MPa$). We plotted the elastic wave velocities as a function of intrinsic parameters of the rock, i.e., the porosity (Figure 4 (c)) and the effective mean stress (Figure 4 (d)). For reference, the porosity reduction versus the effective mean stress is given in Figure 4(a).

During hydrostatic loading, P and S wave velocities first increase probably due to the progressive closure of microcracks (Figure 4). Figure 4(d) shows that the P, S_h and S_v velocities reach a plateau at 3.57, 2.12 and $2.1\,kms^{-1}$ respectively. A velocity increase is also observed at the beginning of axial loading. However, we found a striking agreement between the onset of inelastic compaction at C* and a decrease in elastic wave velocities. A decrease of elastic wave velocities owing to shear-enhanced compaction was also found in previous studies [Fortin et al., 2005[54] ; Scott et al., 1993[161] ; Ayling et al., 1994[6] ; Read et al. 1994[138]]. Figure 4(b) shows the amplitude variation for the radial P wave velocities. The normalized amplitude is normalized by the initial amplitude measured at the beginning of the experiment. The amplitude exhibits a large increase upon initial loading by almost 40%, followed by a rapid decrease during shear-enhanced compaction to about 60% of its maximum value. The observed anisotropy of the velocity field may be expressed by two parameters [Thomsen, 1986[171]] :

$$\varepsilon = \frac{V_{Pradial}^2 - V_{Paxial}^2}{2\,V_{Paxial}^2} \qquad \text{and} \qquad \gamma = \frac{V_{Sh}^2 - V_{Sv}^2}{2\,V_{Sv}^2}\ .$$

Figures 4 (e) and (f) show the evolution of velocity anisotropy parameters ε and γ as functions of porosity reduction and effective mean stress, respectively. Note that the initial anisotropy of the rock is less than $5\,\%$ for the shear velocities, and lower than $2\,\%$ for the compressional velocities, which means that the preexisting cracks are randomly oriented. During the hydrostatic loading and the first part of the triaxial loading preexisting cracks are being closed, and the anisotropy remains low : ε decreases from 2% to 0%, and γ fluctuates but remains about constant. When the stress state reaches the beginning of shear-enhanced compaction at C*, the compressional anisotropy

as measured by ε decreases from 0% to -3%. The shear velocities anisotropy as measured by γ remains constant during all the experiment. The behavior of the anisotropy parameters indicates that the formation of compaction bands does not produce a strong elastic anisotropy.

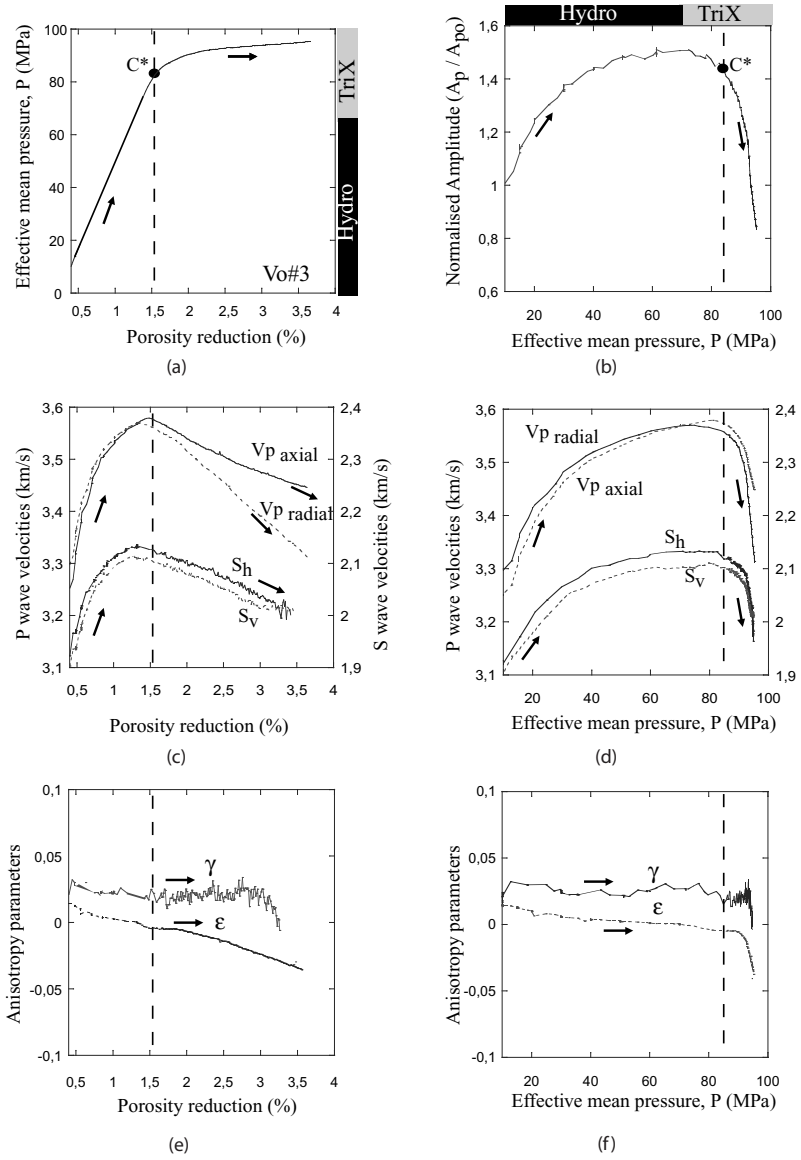


Figure 4 : *Mechanical data and velocity measurements for the triaxial compression experiment $Vo\#3$ performed at $80\,MPa$ confining pressure : (a) Effective mean stress versus porosity reduction ; (b) amplitude of the radial velocities as a function of effective mean stress, and (c) P and S wave velocities plotted versus porosity reduction, and (d) versus effective mean stress ; (e) and (f) elastic anisotropy parameters [Thomsen, 1986*[171]*] versus porosity reduction and effective mean stress. The critical stress state C^* at the onset of shear-enhanced compaction is indicated by a dashed line. Note that velocities and amplitudes decrease at C^*. Anisotropy parameters ε and γ indicate that the formation of compaction bands does not result in a strong anisotropy of elastic wave velocities.*

6.2.3.3 Elastic Moduli

In isotropic rock the elastic wave velocities are expressed as :

$$V_p = \sqrt{\frac{K + \frac{4}{3}\mu}{\rho}} \qquad \text{and} \qquad V_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \ ,$$

where K is the bulk modulus, μ the shear modulus, and ρ the bulk density of the rock. A decrease of the velocities during shear-enhanced compaction may indicate the formation of cracks affecting the bulk modulus K and the shear modulus μ. Due to compaction the bulk sample porosity decreases and the bulk density increases. However, the formation of new cracks contributes very little to changes in sample porosity, which is dominated by a porosity decrease resulting from shear enhanced compaction. The combined effect of density increase and reduction of elastic moduli results in a net decrease of elastic wave velocities.

To get rid of the bulk density effect, we invert the elastic moduli from the velocity measurements using a transverse isotropic velocity model. This model accounts for the observed small elastic anisotropy due to the presence of the compaction bands. We define a Cartesian coordinate system with x-, y-axis perpendicular and z-axis parallel to the sample cylinder axis. In the transverse isotropic model elastic properties are isotropic perpendicular to z but change along the z-axis. The elastic stiffness tensor C_{ij} has five independent constants, C_{11}, C_{33}, C_{44}, C_{66}, C_{13} :

$$\begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{pmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{where} \\ C_{12} = C_{11} - 2\,C_{66} \ . \end{array}$$

These five independent C_{ij} constants are related to the five elastic wave velocities measured experimentally as follows [Mavko et al., 1998[114]] :

quasi-longitudinal mode :

$$V_P(\theta) = (C_{11}\sin^2\theta + C_{33}\cos^2\theta + C_{44} + \sqrt{M})^{1/2}\,(2\rho)^{-1/2}$$

quasi-shear mode :

$$V_{Sv}(\theta) = (C_{11}\sin^2\theta + C_{33}\cos^2\theta + C_{44} - \sqrt{M})^{1/2}\,(2\rho)^{-1/2}$$

pure shear mode :

$$V_{Sh}(\theta) = \left(\frac{C_{66}\sin^2\theta + C_{44}\cos^2\theta}{\rho}\right)^{1/2}$$

where $M = [(C_{11} - C_{44})\sin^2\theta - (C_{33} - C_{44})\cos^2\theta)]^2 + (C_{13} + C_{44})^2\sin^2 2\theta$
and θ is the angle between the wave vector and the axis of symmetry, which here is the vertical z-axis. The five components of the stiffness tensor were obtained from five velocities measure-

ments : $V_P(0^o)$ $(= V_{Paxial})$, $V_P(90^o)$ $(= V_{Pradial})$, $V_P(40^o)$, $V_{Sh}(90^o)$, $V_{Sv}(90^o)$. Figures 5 (a) and (b) illustrate the evolution of the dynamic stiffness parameters C_{ij} as functions of the porosity reduction and the effective mean stress, respectively. The evolution of the dynamic stiffnesses is closely related to the observed changes in the elastic wave velocities. This observation illustrates the complex relation between porosity and elastic properties. The observed decrease in elastic wave velocities and concomitant increase in density may be explained by the nucleation of new cracks and the collapse of pores at high effective pressures. The formation of localized compaction bands by grain crushing and pore collapse invariably involves the formation of new cracks (Figures 4 and 5). These cracks are oriented almost randomly so that during compaction a strong velocity anisotropy does not develop. The two values of C_{11} and C_{33} differ by about 6% at a porosity reduction of about 3%.

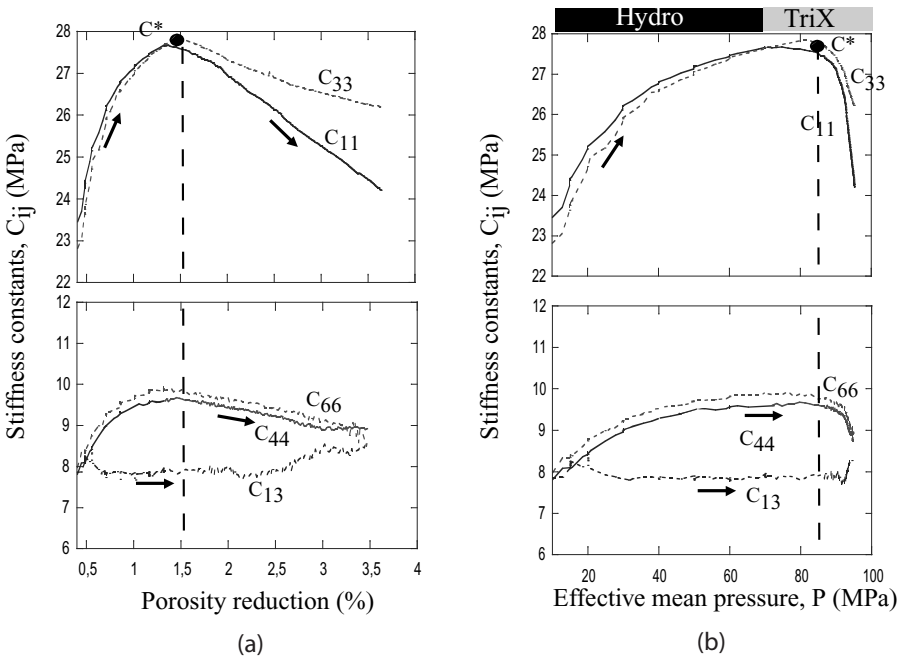


Figure 5 : *Elastic moduli estimated from ultrasonic velocities measurement using a transverse isotropic velocity model corrected for bulk density ρ changing during the experiment. (a) Elastic moduli C_{ij} as a function of porosity reduction and (b) effective mean stress, respectively. Note that the evolution of the elastic moduli C_{ij} follows the same pattern as that observed for the elastic wave velocities (Figure 4). At C^* the elastic constant decrease, likely due to the nucleation of new cracks at high confining pressure.*

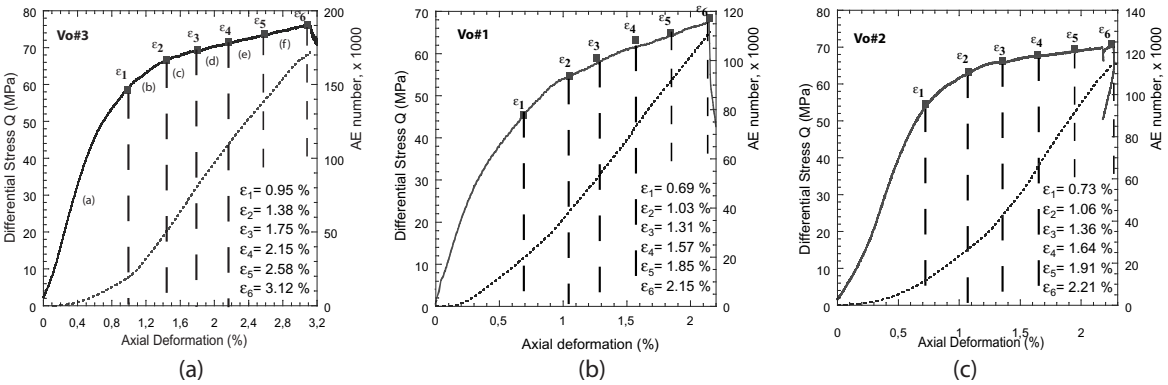
6.2.3.4 Acoustic Emissions

Brittle faulting has been studied intensively in the laboratory. Different authors have used the acoustic emissions technique in triaxial tests performed on low-porosity rocks and sandstones to investigate shear fracture nucleation [Lockner, 1993[111] ; Lei et al., 1992 & 2000[103,104] ; Zang

et al., 1998 & 2000[192,193]. Adopting strain rate or acoustic emission rate as feedback to servo-control axial loading, the authors used AE hypocenter locations to map microcrack clustering and localization. These data provide important constraints for a theoretical analysis of the onset of shear localization.

Compaction bands are thick zones where the porosity is reduced, due to pore collapse and grain crushing [Wong et al., 2001[189] ; Baud et al., 2004[9]]. [Olsson and Holcomb, 2000[128]] recorded AE locations during localized compaction in Castlegate sandstone. They observed compaction nucleating at top and bottom ends of the specimens. With progressive strain a compaction front propagated parallel to the compression direction into the sample interior.

We determined AE hypocenter locations in three triaxial compression experiments performed on Bleurswiller sandstone. In our experiments formation of discrete compaction bands occurred in the entire sample volume. Located AE events form clusters that closely coincide in space with compaction bands observed in the optical microstructure of the deformed specimens.



6.2.3.4.1 Acoustic Emission Hypocenters Figure 6 : *Differential stress (solid curve) and cumulative acoustic emissions (dotted curve) as a function of axial strain in Bleurswiller sandstone. (a) $P_c = 80\,MPa$ (Experiment $Vo\#3$). (b) $P_c = 100\,MPa$ (Experiment $Vo\#1$). (c) $P_c = 60\,MPa$ (Experiment $Vo\#2$). Six stress-strain intervals are defined for each experiment (a to f) corresponding to the AE hypocenter distributions shown in Figure 7, 8 and 9.*

Constant strain rate deformation of sample Vo#3 performed at 80 MPa confining pressure is characterized by strain hardening and shear-enhanced compaction (Figure 6(a)). We recorded higher than $170,\,000$ events of which higher than $117,\,000$ events were located (Figure 7). Loading stages in Figure 6(a) correspond to the AE hypocenter distributions shown in Figure 7 in three projections parallel to the x-,y- and z-axis, respectively. The location error was $\pm\,2\,mm$.

First AE clusters form both in the sample interior and at the specimen ends. The latter may be due to end cap friction. Pronounced localization of AE hypocenters occurs in stage b indicating that sample deformation is characterized by shear-enhanced compaction (Figure 3). AE events form clusters that are elongated mostly normal to the compression direction. We interpret the formation of these AE clusters as incipient compaction bands. The initiation of the pore collapse

and nucleation of the bands is probably affected by existing material heterogeneities, in particular, by variations in porosity.

[Baud et al., 2004[9]] distinguished diffuse and discrete compaction bands with transitional and sharp boundaries to the intact sample, respectively. At a confining pressure of $80\,MPa$, Bleurswiller sandstone develops discrete compaction bands with a thickness of about $3-4\,mm$. This is confirmed from post-mortem microstructure observations (see paragraph 4 and also [Fortin et al., 2005[54]]).

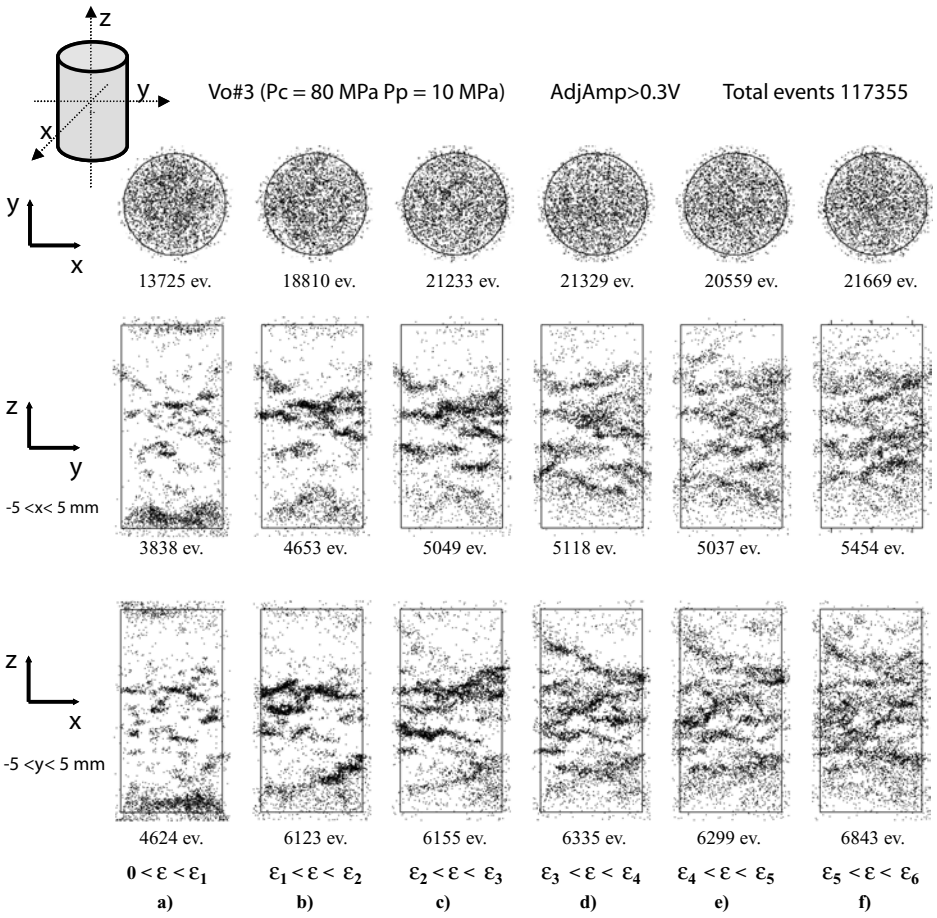


Figure 7 : *AE hypocenter distribution for sample $Vo\#3$. The strain intervals are defined in Figure 6(a). Confining pressure, and pore pressure was 80 MPa and 10 MPa, respectively. Top plot of each set is a view looking down on sample (projection of all the events on the (y,x) plane). Middle plot is a projection of all the events located between $-5\,mm < x < +5\,mm$, on the (z,y) plane. Bottom plot is face-on view in which sample has been rotated counterclockwise 90^0 (projection of all the events located between $-5\,mm < y < +5\,mm$ on the (z,x) plane). Each point represent one AE event. AE events form clusters that are elongated mostly normal to the compression direction (z-axis). The maximum axial strain is 3.12%.*

The compaction bands are not perfectly planar and grow laterally by coalescence of pore collapse clusters (Figure 7). Once a compaction band cuts through the entire sample, the process repeats itself and new bands form above and below older ones. Finally, AE hypocenters indicate several discrete bands crosscutting the sample in agreement with the sample microstructure.

6.2.3.4.2 Influence of Confining Pressure Sample Vo#1 was deformed at a confining pressure of $100\,MPa$. The different loading stages and the corresponding hypocenter distributions are shown in Figures 6(b) and 8. Total number of events is somewhat less than in Vo#3 since the axial strain was only $2.15\,\%$ compared to $3.12\,\%$ for Vo#3.

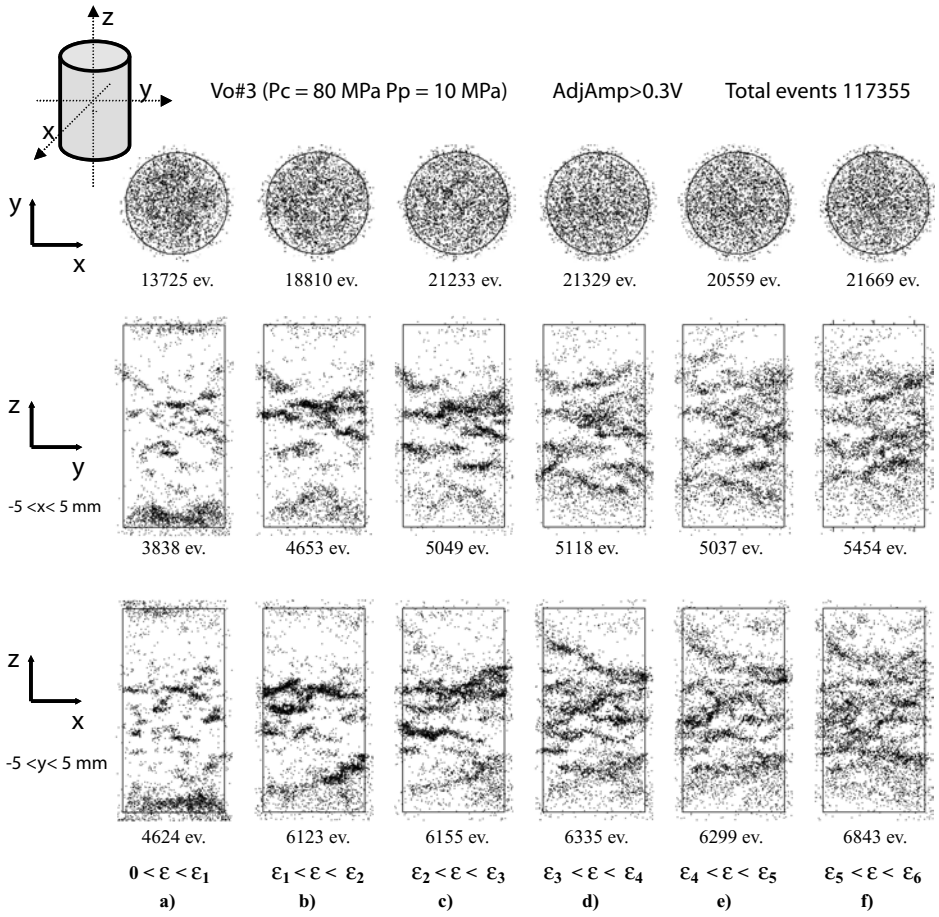


Figure 8 : *AE hypocenter distribution for sample $Vo\#1$. (see Figure 7). The different strain sections during the loading are defined in Figure 6(b). Confining pressure, and pore pressure was $100\,MPa$ and $10\,MPa$, respectively. Note that at $100\,MPa$ confining pressure, clustering of AE events and formation of compaction bands are very similar to the experiment performed at the lower confining pressure of $80\,MPa$. In this experiment, the maximum axial strain is 2.15%.*

The clustering of AE events and the compaction band formation is very similar to the experiment performed at the lower confining pressure of $80\,MPa$ (compare Figures 8 and 7). At an axial strain of $2.15\,\%$, the AE locations highlight five discrete compaction bands.

We conducted a third experiment at a confining pressure of $60\,MPa$ (Figures 6(c) and 9). More than $120,000$ events were recorded, and more than $69,\,000$ events were located. Orientation of AE clusters and bands were different from those observed in experiments performed at the higher confining pressures (Figure 9). In particular, the y-z projection of the AE hypocenter distribution reveals discrete bands oriented with angle of about 45° to the compression direction. Finally, a set of conjugate bands formed that is inclined with about 70° to the compressive stress direction σ_1.

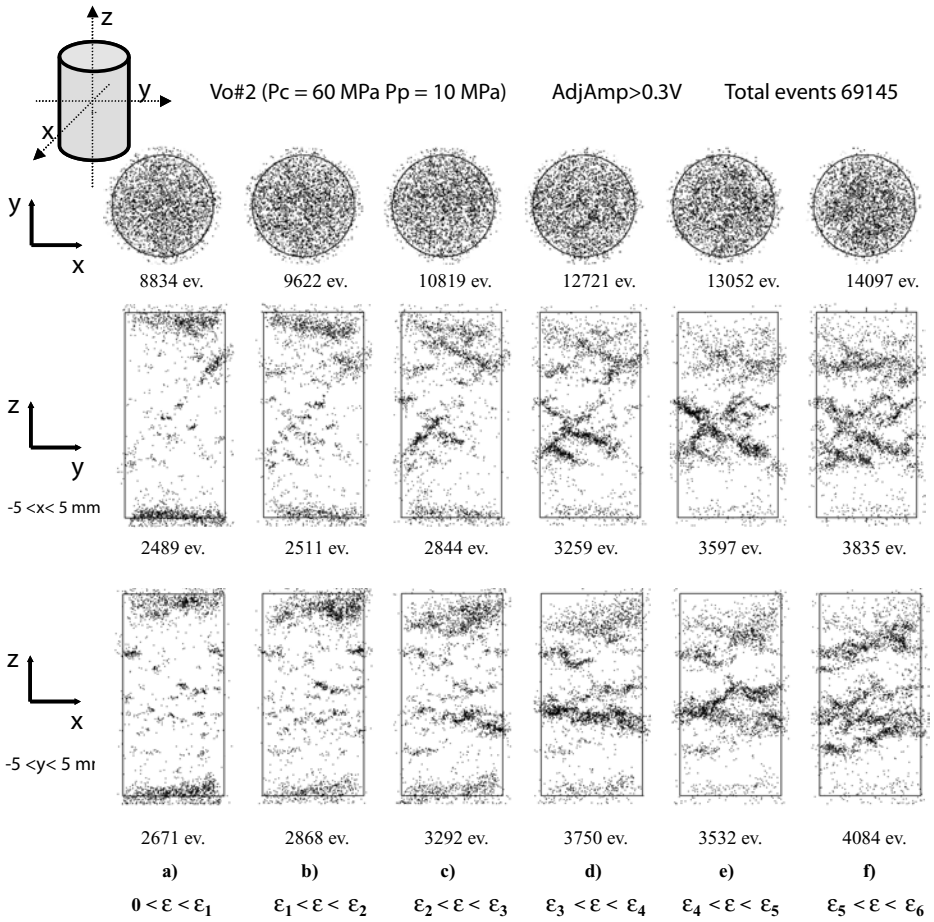


Figure 9 : *AE hypocenter distribution for sample $Vo\#3$. (see Figure 7). The different strain sections during the loading are defined in Figure 6(c). Confining pressure, and pore pressure was $60\,MPa$ and $10\,MPa$, respectively. The clustering of AE events on the bottom plot is similar to that observed on Figure 7 and 8, but the middle plot reveals discrete bands oriented to the compression stress direction (z-axis) consistent with predictions from recent theoretical models. In this experiment, the maximum axial strain is 2.21%.*

The effect of confining pressure observed in our experiments is in agreement with experimental findings of [Bésuelle, 2001[14]] who observed compacting shear bands inclined with $37 - 40^o$ to the σ_1 direction. Bésuelle has modelled the volumetric strain evolution inside the band predicting a progressive and continuous change from dilating shear bands, to compacting shear bands, and finally pure compacting bands with increasing confining pressure. More recently, [Rudnicki, 2004[148]] used an elliptic yield cap model that predicts the occurrence of compaction bands within a range of confining pressures close to the transition between brittle and ductile material behavior.

6.2.4 Microstructural Observations

We performed detailed microstructural studies on deformed samples using optical microscopy and scanning electron microscopy (SEM). To prepare SEM sections, samples ($25 * 50\,mm$) were cut parallel to the long specimen axis and the maximum compressive stress σ_1 direction (Figure 9). Sections were impregnated using blue epoxy resin to identify open pore space and subsequently polished and gold coated.

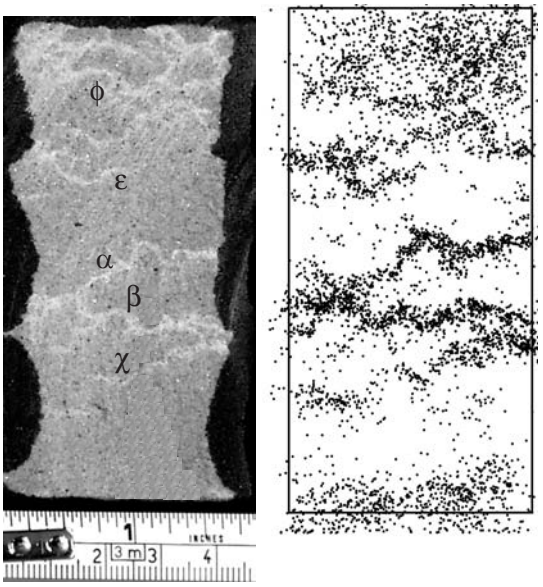


Figure 10 : *Section of deformed sample Vo# 2 (a) and AE hypocenter locations (b). Comparison between the deformation of the sample after loading, and the acoustic emission locations : (a) Dark color indicates epoxy and greek letters denote prominent compaction bands that are reflected by AE hypocenters, (b) Locations of all events recorded during loading of sample Vo#2 in (z, x) projection. The AE hypocenter distribution shows excellent agreement with the location of deformation bands (see zones α, β, χ, and ε).*

Sections of the entire sample reveal numerous narrow compactions bands that are clearly visible. For example, three prominent bands formed in the interior of sample Vo#2. An incipient band cutting halfway across the sample is revealed in the top part of the specimen. The three dis-

crete compaction bands (zones (α), (β), and (χ)) in Figure 10a coincide closely with the acoustic emission locations in Figure 10b. In general, the AE hypocenter distribution shows excellent agreement with the location of deformation bands (compare Figure 10a and 10b). AE events form several clusters but no bands formed near the specimen ends. In Figure 10 (b), we plotted 3200 acoustic emission events, located in the volume of Figure 10 (a), i.e, in the (z,x) plane between $y = -1.5\,mm$ and $y = +1.5\,mm$. Note that the shape of the compaction band (α) is mirrored exactly by AE hypocenters. Diffuse AE clusters formed at the specimen top and bottom ends. These events are probably due to end cap friction. With progressive loading AE activity close to the specimen ends becomes less pronounced. The close correspondence between microstructure and AE hypocenter distribution shows that the latter are an excellent proxy to study the nucleation and growth of compaction bands.

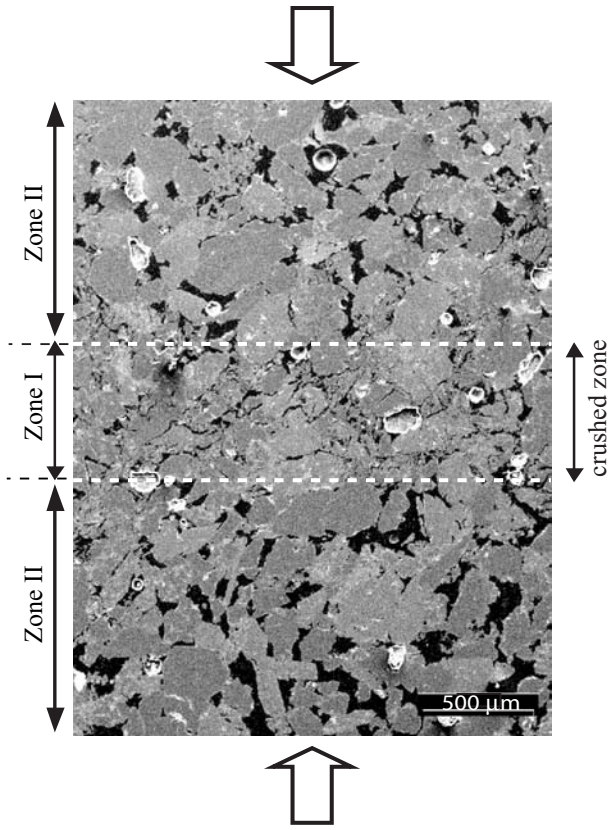


Figure 11 : *SEM micrograph (backscattered) of Bleurswiller sandstone loaded in triaxial compression. Maximum compressive stress is vertical. Epoxy-filled pores appear in black. Zone I is a compaction band of a thickness of* $0.6\,mm$. *Inside the compaction band, the porosity is less than* 5% *due to grain crushing and pore collapse. In zone II, the porosity is closed to the initial porosity of the rock (*25%*).*

In SEM a compaction band appears as a zone of reduced porosity and crushed of $0.6\,mm$ thickness (Figure 11, Zone I). Outside the band the microstructure of the rock remains largely

undeformed (Figure 11, Zone II), with initial porosity of about 25%. Inside the band, the grains are completely crushed and the fragments fill up the collapsed pore space (Figure 12). Inside the band the porosity is lower than 5%. [Mair et al., 2000[112]] and [El Bied et al., 2002[48]] report similar observations on compacting shear bands in highly porous rocks. Inside the compaction bands intense grain crushing occurs at Hertzian contacts (Figure 12b). The resulting fragments fill the existing pores leading to a porosity decrease of the samples. Frequently, clay minerals are present as pore-lining and contribute to the cement filling the pore space.

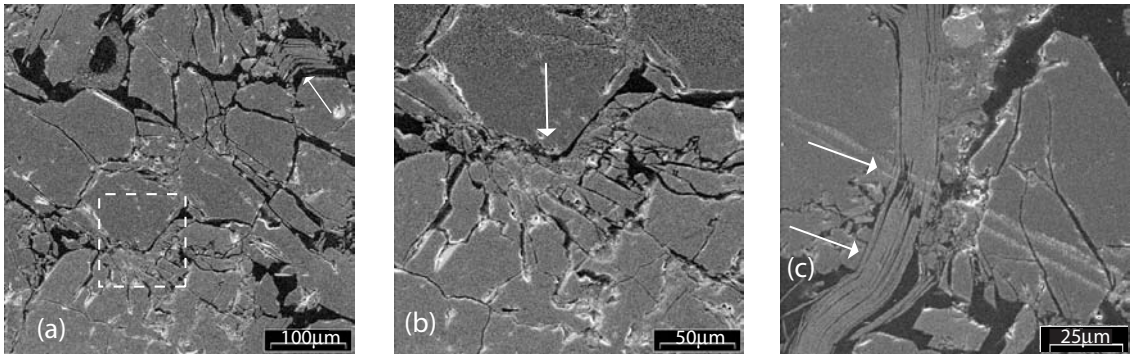


Figure 12 : *Backscattered SEM micrograph revealing details inside the compaction band. Maximum compressive stress direction is vertical. (a) Crushed quartz grain and cement fragments fill pore space (in black), (b) Fractured grains at Hertzian contacts, (c) Deformed clay minerals indicating displacement of neighboring quartz grains.*

6.2.5 Discussion

6.2.5.1 Yield Surface

Bleurswiller sandstone fails by dilatant brittle faulting at effective pressures lower than 30 *MPa* (Figure 13). At pressures higher than 40 *MPa* the yield surface shows a cap.

At effective confining pressure higher than 40 *MPa*, shear-enhanced compaction starts when the compactive yield stress C^* is reached. Compaction localization occurs over a wide pressure range ($40-100$ *MPa*). This domain of compaction localization may be divided in two sub-domains. For effective confining pressures ranging from 40 to 50 *MPa*, we observed low angle compaction bands (70° to σ_1) in agreement with previous experimental investigations [Bésuelle et al., 2001[13]] and predictions of theoretical studies [Rudnicki, 2004[148]]. The formation of discrete compaction bands in sub-parallel arrays normal to the compression direction occurs over a pressure range of $60-100$ *MPa*.

The shape of the yield envelope for Bleurswiller sandstone may be compared to theoretical models. [Wong et al., 1997[187]] have shown that yield envelopes for sandstone data can be described by an elliptical cap in P-Q stress space defined by the equation :

$$\frac{(P/P^* - \xi)^2}{(1-\xi)^2} + \frac{(Q/P^*)^2}{\varsigma^2} = 1 \ ,$$

where P^* is the beginning of grain crushing and pore collapse under hydrostatic pressure and ξ and ς are two constants. More recently [Grueschow, 2005[66]] has generalized the yield envelope to a "n-power model" and expressed the yield surface as :

$$\left(\frac{P}{a}\right)^n + \left(\frac{Q}{b}\right)^n = 1 \ ,$$

where a and b are two constants. The shape of the envelope is linked to the micromechanics of sandstone compaction. Our data may be fitted to the theoretical relation using a "n-power" in the range of $1 - 1.2$.

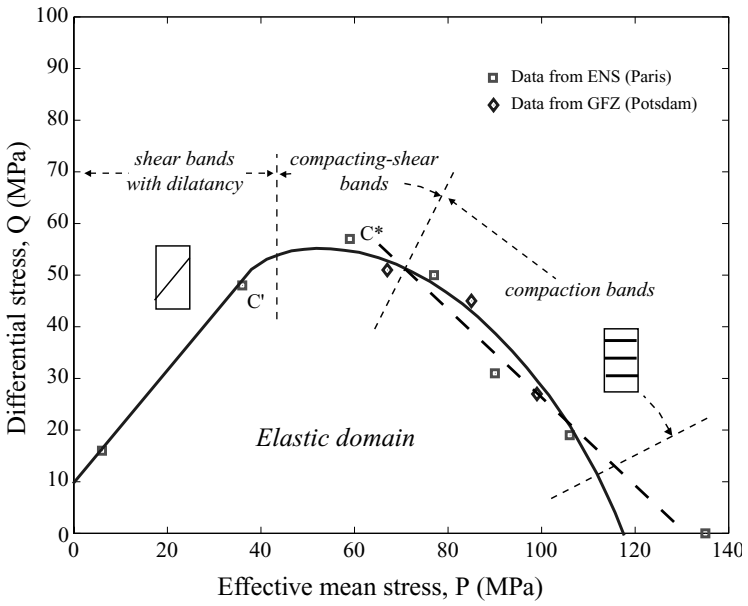


Figure 13 : *Yield envelopes for brittle strength and shear enhanced compaction : stress state C^* at the onset of shear enhanced compaction (effective confining pressure higher than 30 MPa, and stress state C' at the onset of shear-induced dilatation for brittle fracture are shown in stress space. Note that the compactive yield envelope approximately follows a straight line with negative slope.*

6.2.5.2 Physics Behind the Three Phases of Microcracking

The SEM micrographs convincingly demonstrate that the dominating micromechanism leading to the formation of compaction bands is grain crushing. This agrees with observations on the compaction of Berea sandstone [Ménendez et al., 1996[115]], Bentheim sandstone [Baud et al., 2004[9]], and Castelgate sandstone [DiGiovanni at al., 2000[40]].AE focal mechanisms allow determining the crack propagation modes [Lei et al., 1992[103] ; Zang et al., 1998[192]]. In our experiments, local AE source mechanism were separated in tensile type (T), shear type (S) and implosion type (C) events using the distribution of P wave first motions representing tensile cracks, shear cracks, and pore collapse, respectively [Stanchits et al., 2001[165]]. In experiments performed at a confining pressure of 80 *MPa*, we found that implosion type events represent the dominant source type recor-

ded before and during the formation of compaction bands (Figure 14). We relate C-type events to pore collapse. S- and C-types represent about 70% and 26% of the source mechanisms and tensile cracks represent less than 4%. The observations agree with [Zang et al., 2002[193]] and [Lei et al., 1992 & 2000[103,104]] who found that shear failure of sandstone was dominated by shear cracking and pore collapse.

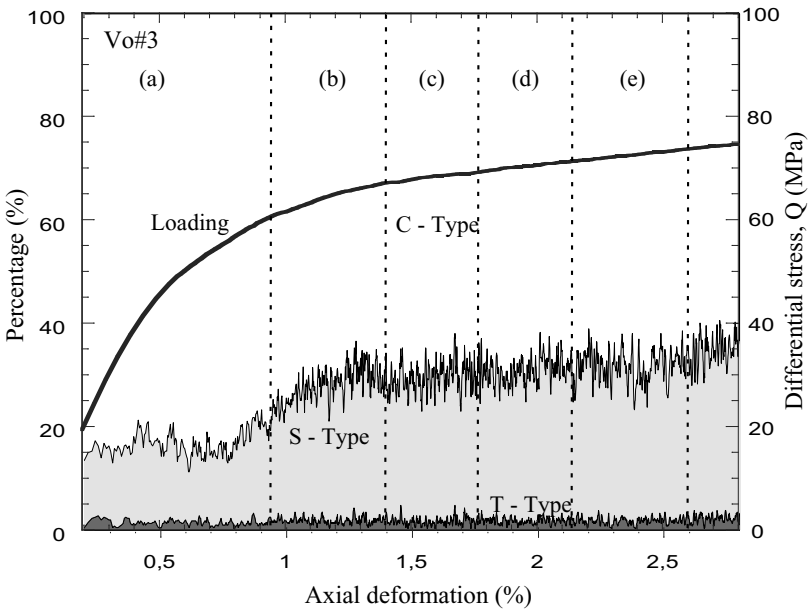


Figure 14 : *Differential stress versus axial strain from triaxial compression test Vo#3 at* 80 *MPa confining pressure. The different strain section are defined in Figures 6 and 7. Color code indicates AE- source type distribution during loading. C-,S-, and T-types events possibly represent signals radiated from pore collapse, shear, and tensile cracks, respectively. C-type events indicating pore collapse, represent the dominant source type recorded before and during the formation of compaction bands.*

6.2.5.3 The Role of Heterogeneity

The effect of heterogeneities on processes leading to shear localization in rock has been investigated repeatedly. For example, [Holcomb and Costin, 1986[77]] have performed tests on banded sandstones. The authors observed the formation of AE clusters during early loading stages indicating nonuniform microcracking due to local variations in material properties. [Papka and Kyriakides, 1998[131]] studied the effect of heterogeneity on localized compaction in honeycombs and aluminium foams during uniaxial and biaxial testing. They found that collapse of the pore space may have initiated at small geometric imperfections. [Blazy, 2003[21]] studied the compressive and tensile deformation of aluminium foams. He found that compaction localization initiates in sample regions where the porosity is higher than the average porosity of the rock.

More recently, [Katsman et al., 2005[93]] modelled the formation of compaction bands in high-porosity rock represented by a hexagonal lattice of springs. They introduced a disorder parameter

D, which accounted for the heterogeneity of the rock. They analyzed the effect of variations in D on the formation of compaction band between $D = 0$ (no disorder) and $D = 0.17$ (strongly disordered). In a homogeneous material ($D = 0$) discrete compaction bands nucleate at the specimen boundaries in agreement with post-mortem observation on Bentheim sandstone [Klein et al., 2000[96]], and on Diemelstadt sandstone [Baud et al., 2004[9]]. For disordered heterogeneous materials, the model shifts the nucleation sites into the interior of the specimen. The results of [Katsman et al., 2005[93]], (Figures 10 and 11) may be compared to the AE hypocenter locations from our experiments (Figures 7 and 8).

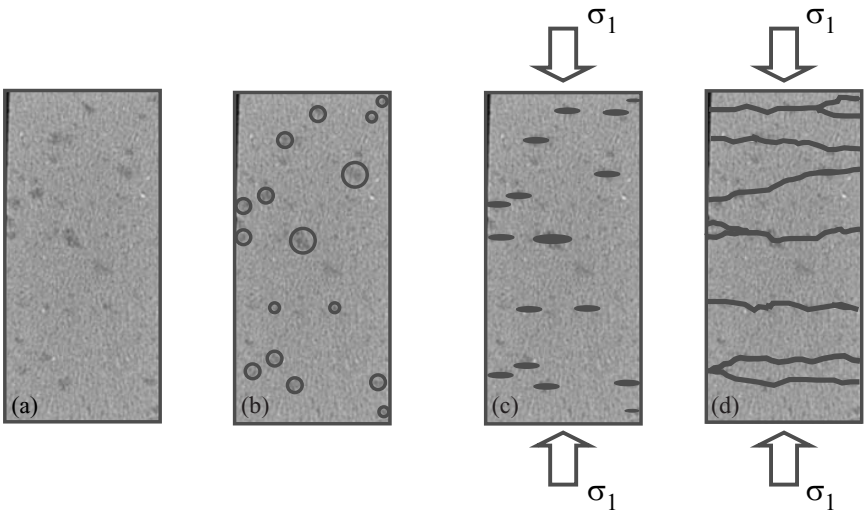


Figure 15 : (*a) Section across intact specimen (medical scanner) of Bleurswiller sandstone. The darker patches indicate zones of high porosity, (b-d) Conceptual model : Compaction bands may nucleate at high porosity patches and grow laterally across the sample.*

The porosity distribution of an intact specimen of Bleurswiller sandstone is revealed in tomographic images produced in a medical X-ray scanner (Figure 15). This technique provides a spatial view of the local density distribution inside the specimen, where high porosity regions appear as dark patches inside the specimen. We suggest that the observed compaction bands may nucleate by local pore collapse in these high porosity regions. The incipient bands then grow laterally and coalesce with other high porosity zones ultimately crosscutting the entire sample. Material heterogeneities and in particular, high porosity regions likely determine the nucleation process suggesting that discrete compaction bands develop almost randomly in porous rocks.

TAB. 6.1 – Compilation of Mechanical Data for Bleurswiller Sandstone Samples for the Three Experiments.

	Confining Pressure $Pc\,(MPa)$	Effective mean stress $P\,(MPa)$ at C^*	Differential stress $Q\,(MPa)$ at C^*	Maximum axial strain (%)	Comments on failure modes
Vo#2	60	67	51	2.3	Discrete "compacting-shear" bands
Vo#3	80	85	45	3.2	Discrete compaction bands
Vo#1	100	99	27	2.2	Discrete compaction bands

6.2.6 Conclusions

We investigated formation of localized compaction bands in Bleurswiller sandstone at confining pressures of $60-100$ *MPa* by combining advanced acoustic emission techniques, elastic wave velocity measurements and microstructural studies.

AE hypocenter distribution closely mirrors the location of compaction bands, as observed in deformed samples.

Nucleation and growth of compaction bands occurs by localized grain crushing and pore collapse. Nucleation is strongly affected by experimental stress boundary conditions (i.e. end cap friction) and material heterogeneities (i.e. high local porosity).

Initial loading and associated crack closure produced a transient velocity increase. However, with progressive loading and localized shear enhanced compaction of the samples P- and S- wave velocities decreased drastically. The velocity decrease is assumed to reflect the enhanced microcracking associated with grain crushing and pore collapse.

The existence of compaction bands has important implications at field scale. For example, local permeability reduction in a layer or a set of parallel layers produced as a result of localization produce important changes in the permeability of a global structure.

Acknowledgments

This work benefited from discussions with many scientists. Among them, the authors would like to thank particularly Alexandre Schubnel, Eric Grueschow and John Rudnicki. We are also grateful to Stephan Gehrmann (GeoForschungsZentrum, Potsdam) for aid in preparing the thin sections. The first author was supported by the Deutscher Akademischer Austausch Dienst (DAAD). Partial financial support for this work was provided by the CNRS.

6.3 Le rôle de l'hétérogénéité dans la formation de bande de compaction

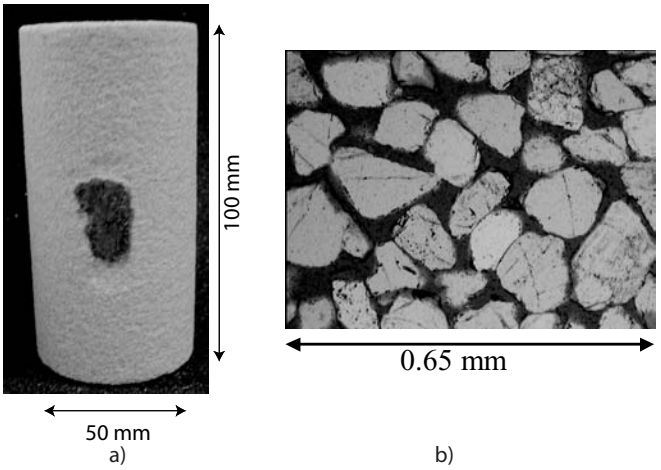


FIG. 6.7 – a) Photographie d'un échantillon de grès de Fontainebleau (de la colle est posée au milieu de l'échantillon en vue de coller deux jauges) b) Photo de la microstructure d'un grès de Fontainebleau, (microscope optique– lumière polarisée).

L'hétérogénéité de la roche semble jouer un rôle important dans l'initiation des bandes de compaction. Aussi, il nous a paru intéressant d'effectuer une seconde série d'expérience sur un grès de Fontainebleau (figure 6.7). Ce grès est constitué à 99% de quartz, sa porosité est de 25%, et cette roche est peu consolidée. Le grès de Fontainebleau est homogène (pas de zone où la porosité est plus forte). Les expériences sur des grès faiblement consolidés sont difficiles, car la nature de ces grès augmente les risques de rupture de la jaquette. Dans cette partie nous présentons les

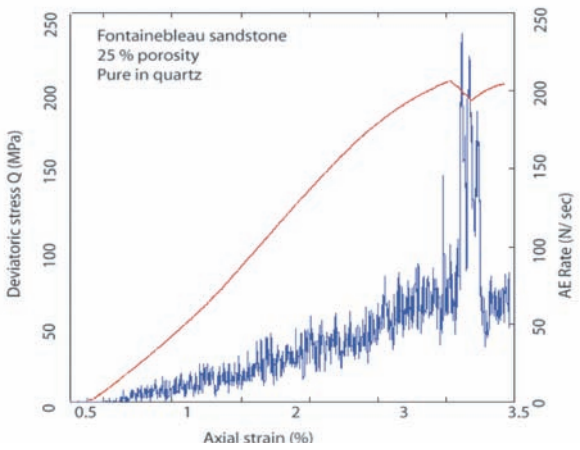


FIG. 6.8 – a) Contrainte déviatorique en fonction de la déformation axiale (échelle de gauche). Taux d'émissions acoustiques en fonction de la déformation axiale (échelle de droite).

premiers résultats sur le grès de Fontainebleau. Une étude plus approfondie sur ce grès est prévue l'année prochaine.

La figure 6.8 donne l'évolution de la contrainte déviatorique en fonction de la déformation axiale. Dans cette expérience, la pression de confinement est de $160\ MPa$ et la pression de pore de $10\ MPa$. On observe sur cette courbe un 'saut' de contrainte à 3.3% de déformation axiale. De tels sauts étaient observés sur le grès de Bleurswiller mais ils étaient beaucoup moins prononcés. A ce saut de contrainte est associé un pic du taux d'émission acoustiques. Ce comportement est donc très proche du comportement du grès de Bentheim étudié par [Baud et al., 2004[9]]. Ceci n'est pas très surprenant car ces deux grès sont très proches en composition.

La figure 6.9 donne une image des localisations des AE au cours du chargement. Seuls les événements dont l'amplitude est supérieure à cinq volts sont tracées. Pendant le stade a) les émissions acoustiques sont localisées sur le pied et le haut de l'échantillon. Ces événements sont dus à la friction entre les embases métalliques et la roche. Au stade b) on voit nettement un nuage d'émissions acoustiques en haut de l'échantillon, ce nuage prend la forme d'une bande perpendiculaire au chargement axial. Cette bande semble se déplacer vers le milieu de l'échantillon (stade d)), et se 'désactive' pendant le stade e).

Cette expérience tend à prouver que dans le cas du grès de Fontainebleau, l'initiation des bandes de localisation est lié à la concentration de contrainte due à l'interface entre la roche et les embases métalliques.

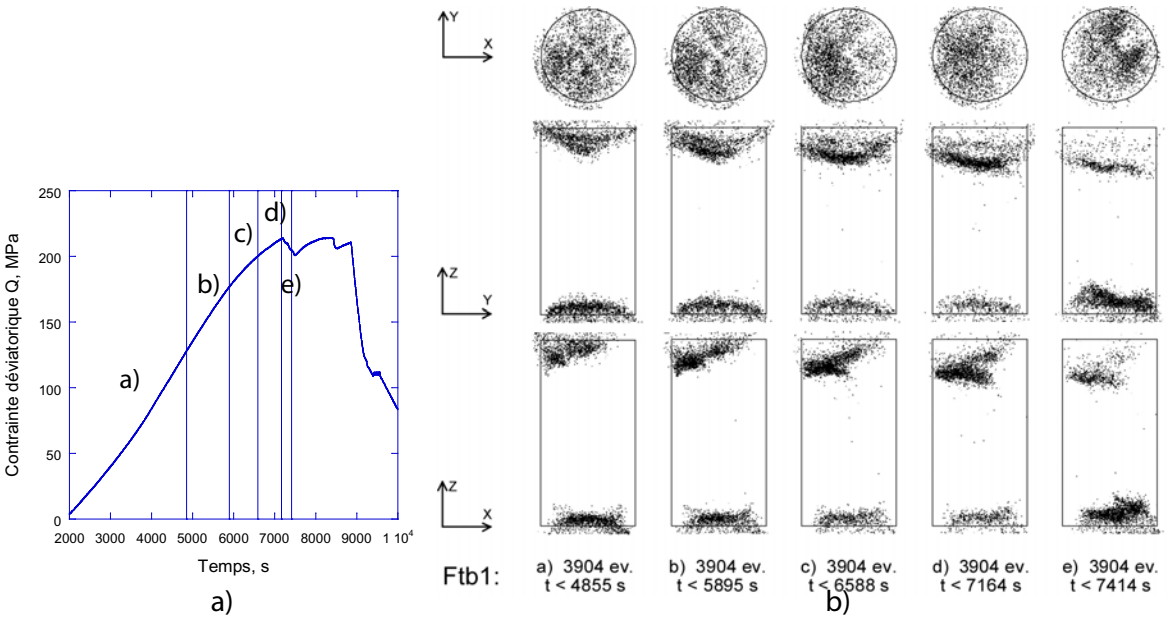


FIG. 6.9 – a) Contrainte déviatorique en fonction du temps, b) Localisation des émissions acoustiques pour différents stades de déformation.

Après l'expérience, nous avons dû décoller les boîtiers de capteurs PZT de la roche, ce qui a partiellement endommagé l'échantillon (le grès est peu consolidé). Une photographie de la roche après déformation est montré en figure 6.10 a). On peut voir une bande assez nette en haut de

l'échantillon, celle ci correspond aux localisations des AE (stade d) et e) de la figure 6.9). La microstructure de la bande (figure 6.10 b)) indique que dans la bande les grains et les joints de grains sont cassés.

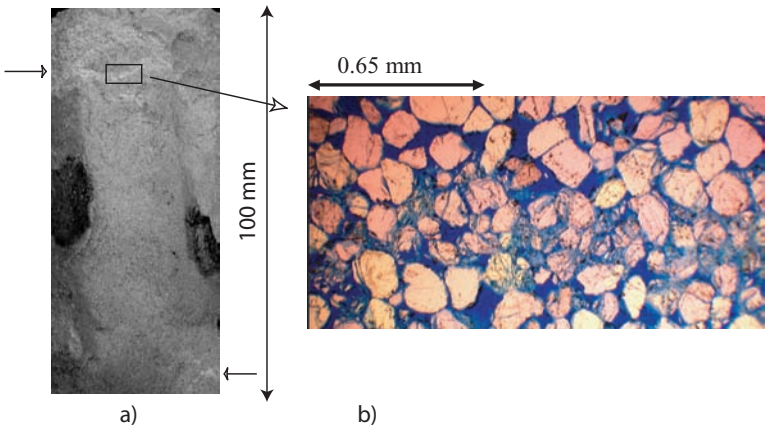


FIG. 6.10 – a) Photographie de l'échantillon FTB1 après déformation, b) Microstructure d'une bande de compaction.

Cette étude est préliminaire, mais elle met bien en évidence la rôle clé de l'hétérogénéité dans la formation d'une bande de compaction.

6.4 De la bande de compaction à la bande de cisaillement

L'expérience $Vo\#3$ a été présentée dans l'article précédent. Cette expérience a été menée sur le grès de Bleurswiller à une pression de confinement de $80\,MPa$ et une pression de pore de $10\,MPa$. Pour cette expérience nous avons procédé en deux étapes, la première a consistée à mener un essai triaxial classique, et enregistrer les émissions acoustiques. Ces résultats sont montrés dans l'article précédent. Le chemin de contrainte de cette première étape est tracé en rouge sur la figure 6.11. Dans une seconde étape nous avons augmenté la pression de pore pour tenter d'atteindre le regime fragile (chemin en vert sur la figure 6.11).

La pression de pore a ainsi été augmentée de $10\,MPa$ à $70\,MPa$, en gardant la contrainte déviatorique constante. L'échantillon n'a pas cassé, cela peut s'expliquer par le fait que l'enveloppe de rupture d'un échantillon contenant des bandes de compaction n'est pas la même que celle d'un échantillon sain. Cependant la photographie de l'échantillon après déformation (figure 6.12) montre des bandes de compaction et des bandes conjuguées. On peut donc supposer que les bandes de compaction se sont crées pendant la première étape du chargement. Puis la montée en pression de pore et donc la diminution de la pression moyenne effective a favorisée la création de bandes conjuguées. L'analyse des mécanismes à la source indique que pendant cette seconde étape, les événement de types 'implosions' diminuent en pourcentage de 70% à 40% (les événements de type S augmentant en pourcentage de 30% à 60%). L'analyse des mécanismes à la source confirme donc la création de bande de cisaillement pendant cette seconde étape.

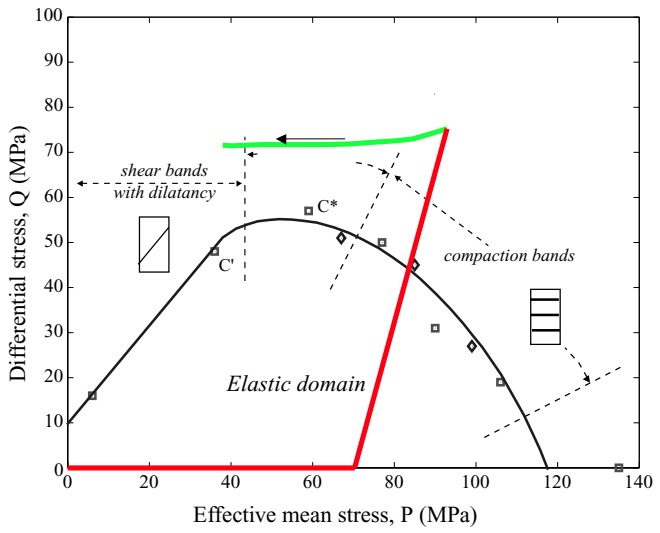


FIG. 6.11 – Le chemin de contrainte de l'expérience $Vo\#3$ se décompose en deux étapes : dans un premier temps la contrainte déviatorique augmente à pression de confinement et pression de pore constante (en rouge), puis dans un second temps la pression de pore est augmentée pour atteindre le régime fragile.

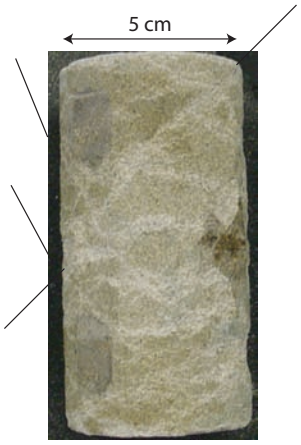


FIG. 6.12 – Photographie de l'échantillon Vo3 après déformation, pendant le premier cycle des bandes de compaction se sont formées (également prouvé par les émissions acoustiques). Pendant la montée de pression de pore des bandes conjuguées se sont créées coupant les bandes de compaction formées dans la première étape.

Annexe C : Confrontation des données expérimentales à un modèle théorique

Ce travail est issu d'une collaboration avec Eric Grueschow et John W. Rudnicki (Northwerstern University - Chicago). Eric Grueschow a écrit récemment plusieurs modèles pour décrire le comportement des roches poreuses [Grueschow et Rudnicki, 2005[65]], [Grueschow[66]]. Nous présentons ici des premiers résultats, où l'on confronte un modèle théorique simple (le modèle de CAP est une simple droite) à deux expériences menées sur le grès de Bleurswiller et présentées dans l'article précédent ($P_c = 60\,MPa$ et $P_c = 100\,MPa$).

C.1 Formulation du modèle

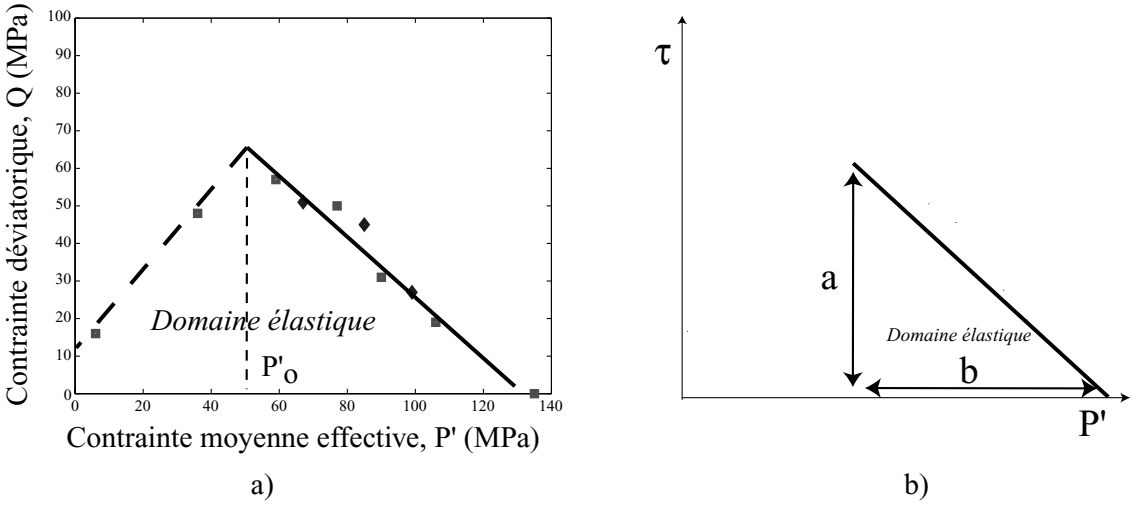


FIG. 6.13 – a) Domaine élastique du grès de Bleurswiller. b) Modélisation de la fonction de charge pour les contraintes moyennes effectives supérieures à P'_o.

Les données expérimentales (figure 6.13a)) montrent que le domaine élastique du grès de Bleurswiller peut être délimité, pour les pressions de confinement supérieures à $30\,MPa$, par une simple droite de pente négative. On peut donc définir, pour ce grès, une surface de charge (figure 6.13b)) de la forme :

$$\Phi = \left(\frac{\tau}{a}\right) + \left(\frac{P' - P'_o}{b}\right) - 1\,, \tag{6.1}$$

où τ est la contrainte équivalente de Von Mises. a et b sont deux paramètres qui définissent la géométrie de la droite. On suppose que b est une fonction de la contrainte volumique plastique ε_v^p, et a une fonction de la déformation plastique de cisaillement γ^p :

$$a = a(\gamma^p) \qquad \text{et} \qquad b = b(\varepsilon_v^p)\,. \tag{6.2}$$

Cette fonction de charge n'est valable que si $P' > P'_o$. Pour $P' < P'_o$ il convient de définir une autre fonction de charge. La figure 6.13a) permet de déterminer $P'_o = 50\,MPa$.

Le modèle présenté ici, est un cas simplifié de [Grueschow[66]], qui a considéré comme surface de charge, au lieu d'une ellipse, une fonction $\Phi = \left(\frac{\tau}{a}\right)^n + \left(\frac{P'-P'_o}{b}\right)^n - 1$ (le cas simple de la droite correspondant à $n = 1$).

La pente de la droite est alors :

$$\mu = -\frac{a}{b}\,. \tag{6.3}$$

Pour définir complètement la fonction de charge Φ, on utilise les résultats de l'essai de compression hydrostatique afin de déterminer $b = b(\varepsilon_v^p)$, puis les résultats d'un essai triaxial pour obtenir $a = a(\gamma^p)$.

C.2 Application aux données expérimentales

On rappelle que dans le cas d'un essai triaxial, où la pression de confinement est notée $P_c = \sigma_2 = \sigma_3$, σ_1 est la contrainte axiale, et P_p la pression de pore, la pression moyenne effective P' s'écrit :

$$P' = \frac{\sigma_1 + 2\,\sigma_2}{3} - P_p\,.$$

La contrainte équivalent de Von Mises est donnée par :

$$\tau = \frac{Q}{\sqrt{3}} = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sqrt{3}}\,,$$

où Q est la contrainte déviatorique.

Pour les différentes expériences, on peut calculer :

1. La déformation axiale plastique :

$$\varepsilon_a^p = \varepsilon_a^t - \frac{\sigma_1}{E}\,,$$

   où la déformation axiale totale ε_a^t et la contrainte axiale σ_1 sont mesurées expérimentalement. Le module d'Young de la roche E est déterminé dans la partie linéaire de la courbe 'contrainte axiale en fonction de la déformation totale axiale'.

2. La déformation volumique plastique :

$$\varepsilon_v^p = \varepsilon_v^t - \frac{P'}{K}\,,$$

   où la déformation volumique totale ε_v^t et la contrainte moyenne effective P' sont déterminées expérimentalement. Le module d'incompressibilité de la roche K est calculé dans la partie linéaire de la courbe 'contrainte moyenne effective en fonction de la déformation volumique totale'.

3. La déformation radiale plastique est calculée à partir de la déformation volumique plastique et de la déformation axiale plastique :

$$\varepsilon_r^p = \frac{\varepsilon_v^p - \varepsilon_a^p}{2} \, .$$

4. On peut alors calculer l'intensité du cisaillement plastique γ^p :

$$\gamma^p = \sqrt{\frac{2}{3}} \left(\varepsilon_a^p - \varepsilon_r^p\right) \, .$$

C2.1 Le facteur β

Par définition, on écrit[1] β :

$$\beta = -\frac{\partial \varepsilon_v^p}{\partial \gamma^p} \, .$$

L'intensité du cisaillement plastique est tracée en fonction de la déformation volumique plastique sur la figure 6.14. Dans cette expérience la pression de confinement était de $60\,MPa$. La pente (donc la valeur de β) est constante au cours du chargement, $\beta \simeq -0.69$. Pour notre modèle, nous prendrons donc une valeur de β constante.

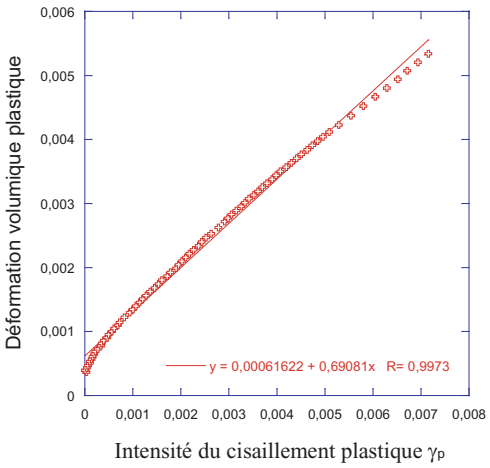


FIG. 6.14 – L'intensité du cisaillement plastique est tracée en fonction de la déformation volumique plastique. La pente est égale au coefficient β. Dans ce test, la pression de confinement était de $60\,MPa$.

C2.2 La fonction $b = b(\varepsilon_v^p)$

La fonction $b = b(\varepsilon_v^p)$ est déterminée expérimentalement à partir de l'essai hydrostatique. La déformation volumique plastique est tracée en fonction de la pression moyenne effective, pour l'essai hydrostatique, sur la figure 6.15 a).

Les expériences triaxiales montrent que la localisation apparaît pour des déformations volumiques plastiques inférieures à $\varepsilon_v^p \simeq 1.5\%$. Pour modéliser l'évolution de la pression effective en

[1] On introduit ici un signe négatif, car la réduction de volume est comptée positivement

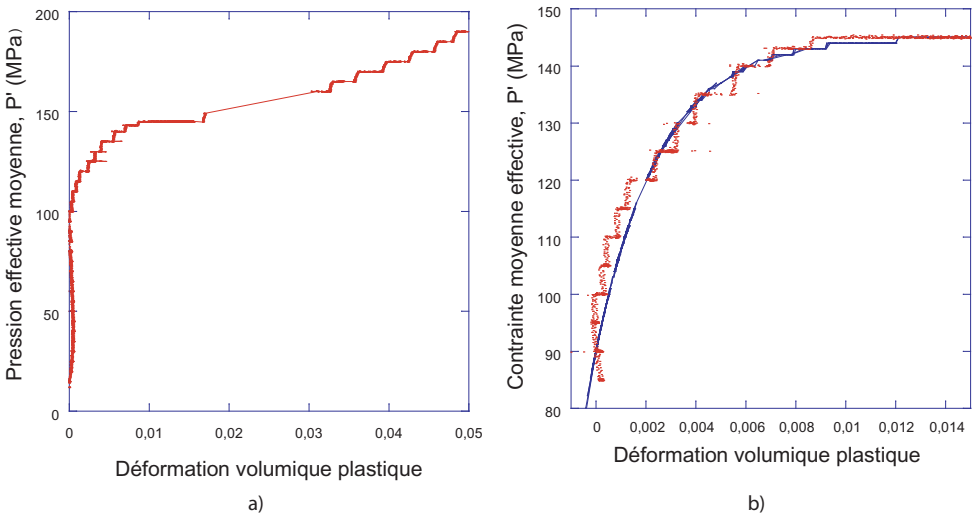


FIG. 6.15 – a) La déformation volumique plastique est tracée en fonction de la pression moyenne effective. b) Zoom de la courbe expérimentale (en rouge), approximation de la courbe expérimentale par une fonction exponentielle (en bleu) .

fonction de la déformation plastique, nous utilisons une fonction exponentielle de la forme :

$$P' = b_o + (\sigma_{max} - b_o)(1 - e^{-B\varepsilon_v^p}) \ . \tag{6.4}$$

Le meilleur calage (figure 6.15 b)) est obtenu pour des valeurs :

$$b_o = 90\,MPa\,, \qquad \sigma_{max} = 145\,MPa \qquad \text{et} \qquad B = 390\ .$$

La relation $\Phi = 0$, équation (6.1) s'écrit dans le cas de l'essai hydrostatique :

$$P' = b(\varepsilon_v^p) + P'_o\ . \tag{6.5}$$

Les relations (6.4) et (6.5) permettent de déterminer la fonction $b(\varepsilon_v^p)$:

$$b(\varepsilon_v^p) = b_o - P'_o + (\sigma_{max} - b_o)(1 - e^{-B\varepsilon_v^p})\,. \tag{6.6}$$

C2.3 La fonction $a = a(\gamma^p)$

La relation $\Phi = 0$, où Φ est définit en (6.1) peut s'écrire :

$$a = \frac{\tau}{\left(1 - \left(\frac{P' - P'_o}{b(\varepsilon_v^p)}\right)\right)}\ . \tag{6.7}$$

La fonction $b(\varepsilon_v^p)$ étant déterminée, on peut tracer l'évolution de 'l'axe a', pour une expérience donnée. Dans le cas où la pression de confinement est de $60\,MPa$, l'évolution de 'l'axe a' en fonction de l'intensité de cisaillement plastique est tracée sur la figure 6.16.

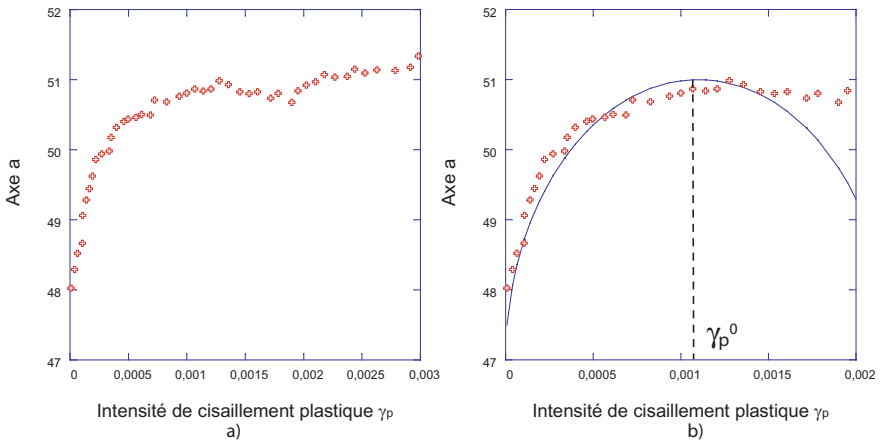


FIG. 6.16 – a) L'évolution de l'axe a) est tracé en fonction de l'intensité de cisaillement γ^p. b) Zoom de la courbe expérimentale (en rouge), approximation de la courbe expérimentale par une fonction elliptique (en bleu) .

Pour modéliser le comportement de 'l'axe a', on fait l'hypothèse que la fonction $a(\gamma^p)$ a la forme suivante :

$$a = a_o + (a_{max} - a_o)\sqrt{2\left(\frac{\gamma^p}{\gamma_o^p}\right) - \left(\frac{\gamma^p}{\gamma_o^p}\right)^2} \,. \tag{6.8}$$

Le calage de la fonction $a(\gamma^p)$ donne les valeurs suivantes :

$$a_o = 47\,MPa\,, \qquad a_{max} = 51\,MPa \qquad \text{et} \qquad \gamma_o^p = 0.0011\,.$$

C2.4 Prédiction du modèle pour l'expérience où $P_c = 60\,MPa$

Le module d'écrouissage k peut être calculé à partir de l'équation (6.1) [Grueschow[66]], et :

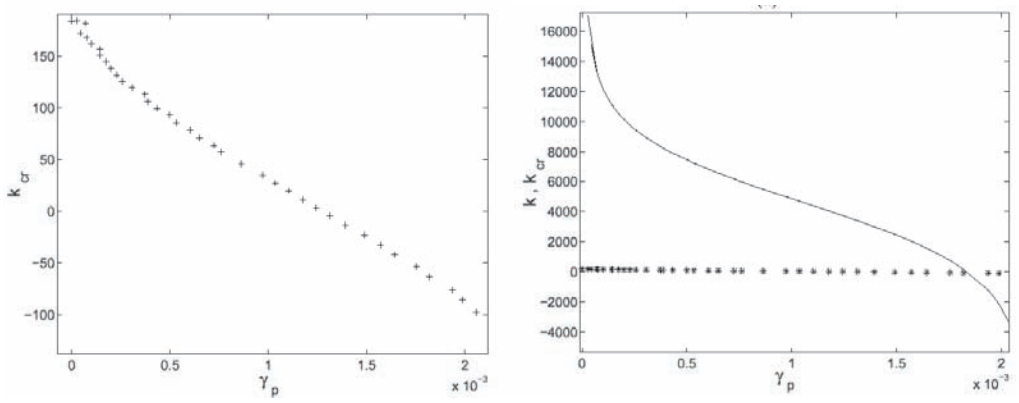
$$k = \left(\frac{P' - P'_o}{b}\right)\frac{\partial b}{\partial \varepsilon_v^p} + \frac{1}{\mu\beta}\left(\frac{\tau}{a}\right)\frac{\partial a}{\partial \gamma^p}\,. \tag{6.9}$$

Le module d'écrouissage critique k^c s'écrit (voir chapitre 2) :

$$\frac{k^c}{G} = \frac{1+\nu}{9(1-\nu)}\left[\left(\sqrt{\frac{\mu}{\beta}} - \sqrt{\frac{\beta}{\mu}}\right)^2 - \left(\sqrt{\frac{3}{\mu\beta}} - \left(\sqrt{\frac{\mu}{\beta}} + \sqrt{\frac{\beta}{\mu}}\right)\right)^2\right]\,. \tag{6.10}$$

L'évolution du module d'écrouissage k et du module d'écrouissage critique k^c sont données sur la figure 6.17.

Les deux courbes se croisent à une valeur $\gamma^p = 1,85\,10^{-3}$, à ce stade de déformation la théorie prévoit une localisation. Cette valeur est un peu au-delà de la validité de l'équation (6.8) (figure 6.16).



a) b)

FIG. 6.17 – a) Module d'écrouissage critique k^c (en MPa). b) Le module d'écrouissage atteint la valeur du module d'écrouissage critique pour $\gamma^p = 1,85\,10^{-3}$.

La localisation sera une bande de compaction si la condition suivante est respectée :

$$\mu + \beta < -\sqrt{3}\,. \tag{6.11}$$

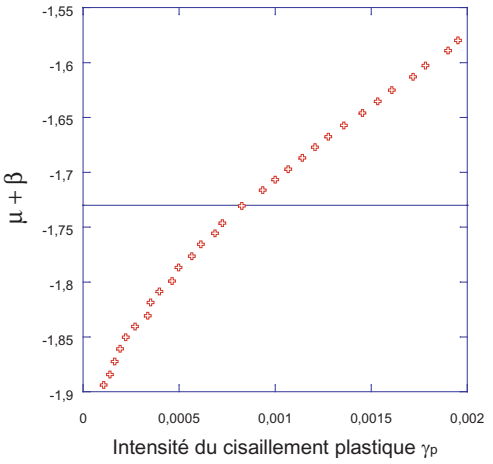


FIG. 6.18 – La localisation est une bande de compaction si $\mu + \beta < -\sqrt{3}$.

Lorsque $\gamma^p = 1,85\,10^{-3}$ la condition (6.11) n'est pas respectée. Le modèle prédit une localisation sous forme de bande de cisaillement. Cette conclusion est en accord avec les résultats expérimentaux exposés dans l'article précédent. Puisque le modèle prédit une bande de cisaillement, l'analyse devrait être refaite en prenant l'expression du module critique k^c dans le cas où $\mu + \beta > -\sqrt{3}$. On montrerait alors que la localisation sous forme de bande de cisaillement est prédite pour une valeur de $\gamma^p < 1,85\,10^{-3}$.

C2.5 Prédiction du modèle pour l'expérience où $P_c = 100\,MPa$

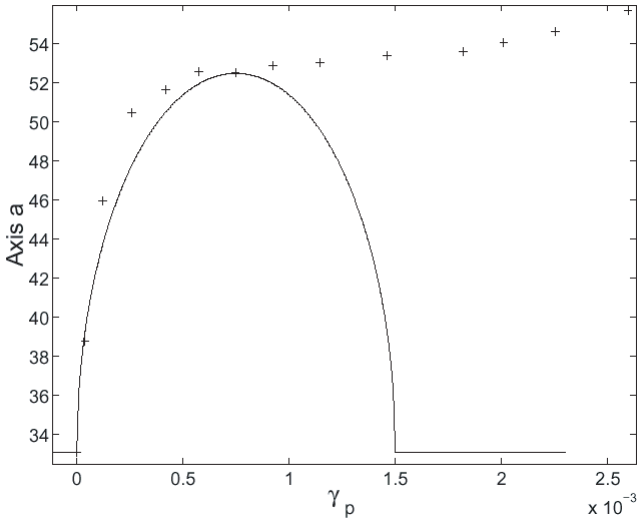


FIG. 6.19 – Evolution de 'l'axe a', pour l'expérience à $100\,MPa$ de pression de confinement. L'évolution de 'l'axe a' est modélisé par une fonction elliptique.

Nous avons effectué un second test à partir de l'expérience menée à $100\,MPa$ de pression de confinement. La première étape a consisté à caler la fonction $a(\gamma^p)$. Le calage de la fonction $a(\gamma^p)$ permet de déterminer $\gamma_o^p = 0,0075$.

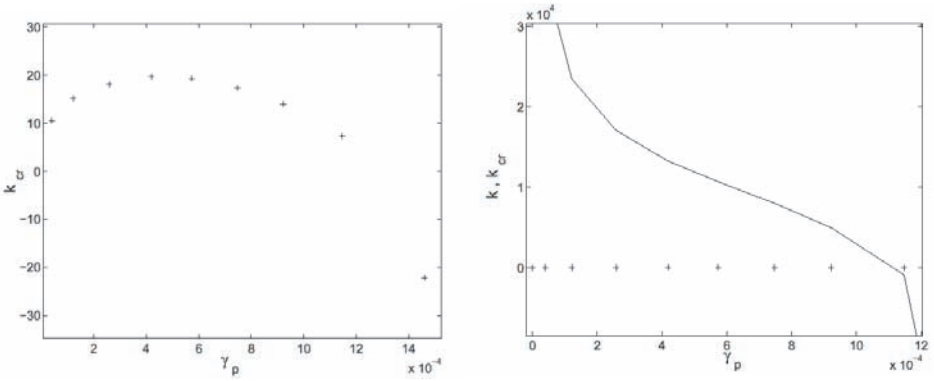


FIG. 6.20 – a) Module d'écrouissage critique k^c (en MPa). b) Le module d'écrouissage atteint la valeur du module d'écrouissage critique pour $\gamma^p = 1,1\,10^{-3}$.

Lorsque $\gamma^p = 1,1\,10^{-3}$ la figure 6.21 montre que le mode de localisation pour $\gamma^p = 1,1\,10^{-3}$ est la bande de compaction. Ce résultat est en accord avec les observations expérimentales.

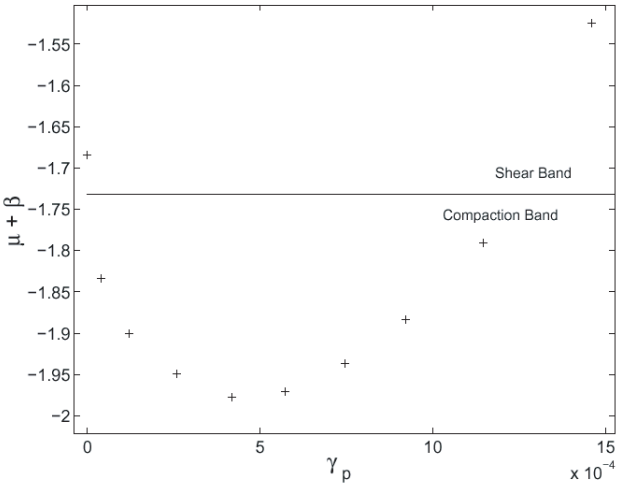


FIG. 6.21 – La localisation est une bande de compaction si $\mu + \beta < -\sqrt{3}$.

Les prédictions de ce modèle semblent en accord avec les observations expérimentales. Cependant ce modèle doit être amélioré. La localisation est prédite dans les deux cas, à un stade de déformation, où les courbes utilisées pour décrire 'l'axe a' ne cale pas parfaitement les données expérimentales. De plus, cette analyse devrait être menée sur toutes les expériences, afin d'essayer de déterminer une fonction de 'l'axe a' identique pour toutes les expériences.

Chapitre 7

Compaction et dilatance dans les carbonates

La compaction des grès est le résultat de l'effondrement de la structure poreuse et de la rupture (voire du broyage) des grains de quartz et des joints de grains. Dans le cas des carbonates, les micro-mécanismes sont plus compliqués. En effet, à la différence du quartz ou du feldspath, la calcite se déforme plastiquement, sous un état de contrainte donné, à température ambiante. La plasticité de la calcite est associée à des dislocations, des empilements de dislocations ou du maclage. La fissuration apparaît pour accommoder la déformation plastique intra-granulaire. La compaction du réseau poreux des carbonates entraîne également une micro-fissuration des joints de grains. La fissuration dans les carbonates est donc moins intense que dans le quartz, où les mécanismes de dislocation ne peuvent se produire que pour des températures supérieures à 300°. Dans ce chapitre, nous présentons deux études. La première est une série d'expériences menées sur le calcaire de Solnhofen et le marbre de Carrara, faites en collaboration avec Alexandre Schubnel, Luigi Burlini et Yves Guéguen. Au cours des expériences, les vitesses élastiques ont été enregistrées. Comme dans les grès, les vitesses sont sensibles à deux mécanismes en compétition : la compaction du réseau poreux et la micro-fissuration. Cette étude a fait l'objet d'une publication dans *Geological Society of London*. La seconde étude, qui a également fait l'objet d'un article soumis à publication, est le résultat d'une collaboration entre le laboratoire de Géologie de l'ENS et le Lassonde Institut de Toronto. En plus des vitesses élastiques, nous avons pu enregistrer les émissions acoustiques pendant la rupture du marbre de Carrara. Il se trouve que la rupture s'est produite avec très peu d'émissions acoustiques (en comparaison avec le granite ou le grès). Ce comportement est attribué aux propriétés particulières de la calcite.

Ce chapitre est construit en trois parties :

- La première partie est une introduction aux micro-mécanismes de plasticité de la calcite (dislocations, maclage)
- La seconde partie est l'article *Damage and recovery of calcite rock deformed in the cataclastic regime* publié dans *geological Society of London*.
- Enfin la troisième partie concerne l'étude menée sur la rupture aséismique du marbre de Carrara.

Sommaire

7.1 Introduction 195
7.1.1 Dislocations, empilement de dislocations et maclage 195
7.1.2 Origine de la fissuration dans les carbonates 196
7.2 Déformation et endommagement des carbonates 197
7.3 Rupture aséismique du marbre de Carrara 217
7.3.1 Introduction 217
7.3.2 Slow earthquakes and silent rupture in the laboratory 217

7.1 Introduction

Les carbonates représentent 15% des roches de la croûte et contribuent à plus de 50% des réservoirs pétroliers. Cependant, les micromécanismes de déformation de ces roches restent encore mal compris. Dans l'article présenté dans la seconde partie, deux expériences ont été effectuées sur le calcaire de Solnhofen ($> 99\%$ de calcite, porosité $p = 4.5\%$) et le marbre de Carrara ($> 99\%$ de calcite, porosité $p = 0.5\%$) dans des conditions sèches et saturées.

Les micromécanismes de déformation de la calcite sont différents de ceux du quartz. Imaginons qu'un minéral contient deux populations de défauts : des micro-fissures et des dislocations qui sont des défauts cristallographiques (à l'échelle de l'atome). Pour un état de contrainte et de température donné, on peut 1) activer les micro-fissures, ce qui conduit à la destruction du grain, ou 2) activer des dislocations dans le réseau cristallin (plasticité intra-cristalline). Dans le cas du quartz, les dislocations sont activées pour des températures supérieures à 300°, la propagation de fissure intra-granulaire est donc le seul mécanisme observé à température ambiante (voir les expériences sur le grès de Bleurswiller). Par contre, dans le cas de la calcite, les dislocations sont mobiles à température ambiante : le mode de déformation du grain de calcite est un processus de déformation ductile, avec de plus la particularité du maclage sur le plan $(1\,0\,\bar{1}\,2)$.

7.1.1 Dislocations, empilement de dislocations et maclage

Sous un état de contrainte donné et à température ambiante, les dislocations sont mobiles dans un grain de calcite. Pour les observer, il faut regarder le grain au microscope électronique à transmission directe (échelle du micron).

FIG. 7.1 – Empilement de dislocations à la frontière d'un grain d'alliage de cuivre et d'aluminium [Hirth et Lothe, 1968[75]] (microscope à transmission directe, haute résolution).

La figure 7.1 montre des dislocations (en noir) dans un alliage de cuivre et d'aluminium [Hirth et Lothe, 1968[75]]. Quand la dislocation atteint la frontière d'un grain, elle reste bloquée. D'autres dislocations peuvent apparaître et s'accumuler aux frontières du grain. On observe alors des empilements de dislocations (figure 7.1). Ces micro-mécanismes, observés ici sur un alliage de cuivre et d'aluminium se produisent à température ambiante pour la calcite, contrairement aux autres minéraux (pour lesquels il faut une température plus élevée).

Au microscope à lumière polarisée, et à une échelle plus grande, on observe des macles (figure 7.2). Le mécanisme du maclage peut être interprété en termes de dislocations partielles [Hirth et Lothe, 1968[75]]. Comme les dislocations, le maclage est caractéristique d'un processus de déformation ductile du minéral. Le maclage est le résultat d'une déformation de cisaillement, et se produit donc avec une déformation volumique nulle.

Une macle est un défaut planaire, alors qu'une dislocation est un défaut linéaire. Le plan de macle peut être analysé comme un plan de défaut entre deux dislocations partielles. La symétrie de la maille de la calcite permet l'existence d'un maclage facile sur $(1\,0\,\bar{1}\,2)$ par glissement. En réponse à une contrainte de cisaillement appliquée à température ambiante, la calcite développe de nombreuses macles $(1\,0\,\bar{1}\,2)$.

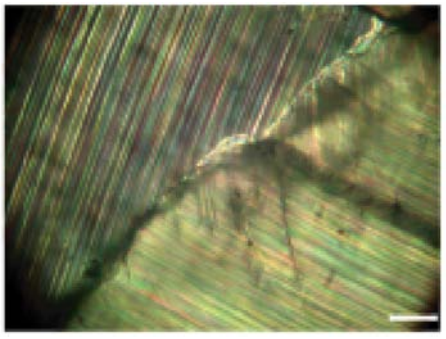


FIG. 7.2 – Photographie au microscope (lumière polarisée) de grains de calcite déformés plastiquement. On peut voir différentes macles parallèles entre elles (marbre de Carrara). Le rectangle blanc a une longueur de $20\mu m$.)

7.1.2 Origine de la fissuration dans les carbonates

Sous la contrainte, la calcite peut se déformer plastiquement. Cependant au sein d'un minéral, il peut y avoir plusieurs hétérogénéités qui vont conduire à des empilements de dislocations et à des macles dans différentes directions. Il va en résulter une contrainte interne de plus en plus élevée. Cette contrainte interne peut conduire à des micro-fissurations, qui vont apparaître au sein du grain. Ces fissures sont probablement plus petites que celle observées dans les grains de quartz. De plus sous l'effet de la contrainte externe, les carbonates vont se compacter. La réduction de l'espace poreux ne peut se produire que par une fissuration des joints de grains.

Aussi si l'on mesure les vitesses élastiques au cours du chargement d'un échantillon de carbonates, les vitesses vont être affectées par deux mécanismes distincts : la réduction de l'espace poreux va tendre à augmenter les vitesses élastiques, alors que la fissuration intra-granulaire et la

fissuration des joints de grains va tendre à diminuer les vitesses. L'effet des fissures sur les vitesses est moins important dans les carbonates que dans les grès : les expériences hydrostatiques menées par [Johnston and Toksöz [84]] sur le calcaire de Bedford (porosité $p = 12\%$) et présentées dans l'article *Effect of pore collapse and grain crushing on ultrasonic velocities and* V_p/V_s, montrent que pour ce calcaire, la déformation cataclastique est associée à une augmentation des vitesses, c'est à dire que l'effet de la compaction sur les vitesses élastiques est plus important que l'effet de la fissuration.

Dans les expériences triaxiales menées sur le marbre de Carrara (porosité $p = 0.5\%$) à une pression de confinement de $200\,MPa$, pour l'échantillon sec et de $260\,MPa$ pour l'échantillon saturé (avec $P_p = 10\,MPa$), la roche est dilatante, et les vitesses élastiques diminuent dès que la contrainte atteint le seuil critique de dilatance C'.

Pour les expériences menées sur le calcaire de Solnhofen (porosité $p = 4.5\%$) à une pression de confinement de $260\,MPa$ (en sec et mouillé), la roche est compactante, et les vitesses élastiques diminuent dès que la contrainte atteint le seuil critique de compaction C^*.

Pour ces deux matériaux, les expériences montrent que l'effet de la fissuration sur les vitesses élastiques est plus important que l'effet de la compaction de l'espace poreux.

Une fois les seuils de contraintes critiques (de dilatance pour le marbre, et de compaction pour le calcaire) atteints, les échantillons ont été soumis à des phases de relaxation. Les expériences montrent que la relaxation est associée à une augmentation des vitesses élastiques. L'origine de ce phénomène n'est pas encore très bien comprise, cependant on peut imaginer que pendant la relaxation, la contrainte interne diminue, et les dislocations accumulées et les macles sont partiellement éliminées. La diminution des concentrations de contrainte internes pourrait expliquer que les micro-fissures peuvent se refermer. D'où une ré-augmentation des vitesses élastiques.

7.2 Déformation et endommagement des carbonates

Damage and recovery of calcite rock deformed in the cataclastic regime.

Alexandre Schubnel, Jérôme Fortin, Luigi Burlini, and Yves Guéguen

High-Strain Zones : Structure and Physical Properties, Special Publication, 245, 203-221

Damage and recovery of calcite rocks deformed in the cataclastic regime

A. SCHUBNEL[1,2], J. FORTIN[2], L. BURLINI[3] & Y. GUÉGUEN[2]
[1]*Lassonde Institute, University of Toronto, 170 College Street, Toronto, Ontario, Canada, M5S 3E3 (e-mail: alexandre.schubnel@utoronto.ca)*
[2]*Laboratoire de Géologie, Ecole Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75005 Paris, France*
[3]*Experimental Rock Deformation Laboratory, ETH, Sonneggstrasse 5, 8092 Zürich, Switzerland*

Abstract: Compressional and shear wave velocities have been measured during the experimental deformation of Carrara marble and Solnhofen limestone in the cataclastic regime, both in dry and wet conditions at room temperature. Measurements were performed under hydrostatic conditions (up to 260 MPa confining pressure and 10 MPa pore pressure) during triaxial loading (at the constant strain rate of 10^{-5} s^{-1}) as well as during differential stress relaxation. During a full cycle, our results show that the seismic velocities first increase as effective mean stress increases. However, when the stress onset of cataclastic deformation was reached, elastic velocities showed rapid decrease due to stress-induced damage in the rock. During stress relaxation tests we observed an increase of elastic velocities with time, which suggested a fast 'recovery' of the microstructure. A substantial and rapid drop in the velocities occurred when reloading, suggesting that the previous 'recovery' was only transient. Subsequent relaxation tests showed other marked increases in velocities. These experimental results suggest that during the deformation of low-porosity calcite-rich rocks, dilatant (crack opening and frictional sliding) and compaction micromechanism (pore closure) compete. Evolutions of elastic properties (mainly sensitive to crack density) and macroscopic volumetric strain (more sensitive to porosity) are therefore not systematically correlated and depend on the strain rate, the solid stress conditions and the pore pressure.

Interest in the brittle–ductile transition has increased considerably in recent years, in large part due to the fact that the maximum depth of seismicity corresponds to a transition in the crust and in the upper mantle from seismogenic brittle failure to aseismic cataclastic flow, i.e. from localized to homogeneous deformation. The mechanics of the transition depends both on some extrinsic variable (state of solid stress, pore pressure, temperature, fluid chemistry and strain rate) and intrinsic parameters (crack and dislocation density, modal composition of the rock or porosity, for example). The deformation mechanisms operative during the transition occur on scales ranging from microscopic to macroscopic, and have a profound influence on the spatio-temporal evolution of stress and deformation during the earthquake cycle, as well as in the coupling of crustal deformation and fluid transport.

Limestones and marbles, even the ones with very low porosity like Carrara marble, have been studied widely in the past as they can undergo a brittle–plastic transition at room temperature for confining pressures easily attainable in the laboratory (Robertson 1955; Paterson 1958; Heard 1960; Rutter 1974). Such a behaviour is probably due to the fact that calcite requires relatively low shear stresses to initiate twinning and dislocation glide, even at room temperature (Turner *et al.* 1954; Griggs *et al.* 1960). In consequence, many previous studies have already documented the mechanical behaviour of both Carrara marble (Fredrich *et al.* 1989, 1990) and Solnhofen limestone (Robertson 1955; Heard 1960; Byerlee 1968; Edmond & Paterson 1972; Rutter 1972; Fisher & Paterson 1992; Renner & Rummel 1996; Baud *et al.* 2000). These studies have demonstrated that porosity change and failure mode are intimately

From: BRUHN, D. & BURLINI, L. (eds) 2005. *High-Strain Zones: Structure and Physical Properties.* Geological Society, London, Special Publications, **245**, 203–221.
0305-8719/05/$15.00 © The Geological Society of London 2005.

related. In the cataclastic flow regime, Baud *et al.* (2000) showed that the pore space may either dilate or compact in response to an applied stress.

In the present study, compressional and shear wave velocities have been measured during both hydrostatic and triaxial experiments performed on Carrara marble and Solnhofen limestone at room temperature. Our new set of data show that during cataclastic deformation, elastic wave velocities show large variations. Damage (a decrease in the effective elastic properties) and apparent recovery of those properties are transient phenomena that depend mainly on the the stress history, the pore pressure and the strain rate. Elastic properties, macroscopic strain and post-deformation microstructural analysis were put together and may have implications for the understanding of fault gouge behaviour and, thus, direct consequences on the understanding of fault zones and the earthquake cycle.

Experimental set-up

Here we describe for the first time the triaxial cell installed at the Laboratoire de Géologie of Ecole Normale Supérieure (ENS) (Paris, France). This is a prototype that was designed and constructed by the company Geodesign, based in Roubaix, France.

Description of the vessel

The Geodesign triaxial cell can reach a confining pressure of 300 MPa (Fig. 1) and the confining medium is oil. The confining pressure is servo-controlled with an accuracy of 0.1 MPa. Axial load is achieved through an auto-compensated

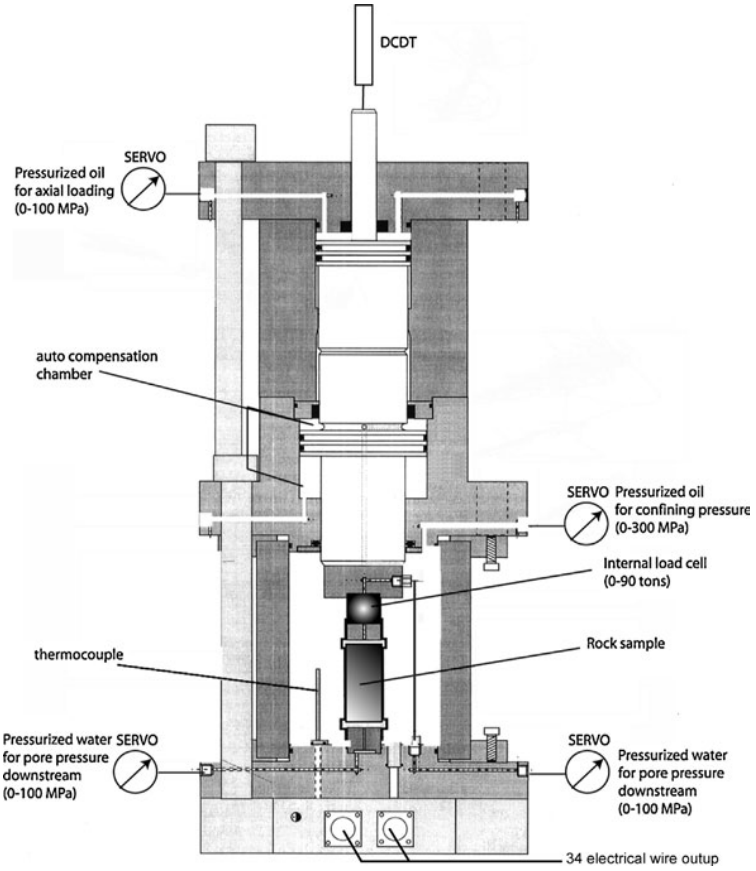


Fig. 1. Schematic diagram of the triaxial high-pressure cell installed at the Laboratoire de Géologie of Ecole Normale Supérieure of Paris (France).

(i.e. that does not move when confining pressure varies) hydraulic piston that can be servo-controlled in either strain or stress. Maximum load is 90 tons, which corresponds to 717 MPa for a 40 mm-diameter sample. An internal load cell, manufactured by AMC automation, enables measurement of the applied load directly on top of the sample with an accuracy of approximately 1 MPa. Minimum strain rate is 10^{-6} s^{-1} and is monitored externally through two LVDTs (Linear Variable Differential Transformers) placed on top of the piston, outside the vessel. Minimum axial loading rate is 0.01 MPa s^{-1} and is servo-controlled using two pressure transducers.

Both confining and axial pressure systems are driven by the same hydraulic ram (0–35 MPa) along with two intensifiers: 35–300 MPa for the confining pressure, 35–100 MPa for the axial pressure. Pore pressure is driven by two precision volumetric pumps manufactured by Maxitechnologies. Pore fluid is introduced into the sample through hardened steel end pieces placed on the top and bottom of the rock sample. Maximum pore pressure in the system is 100 MPa. Both pumps can be controlled either in pressure (0.01 MPa precision), in flow (minimum flow is 0.1 h^{-1}) or in volume (precision is approximately 0.005 cm^3).

The main advantage of the ENS triaxial apparatus is its 34 electric feedthroughs that can allow simultaneous measurements of seismic velocities in several directions, as well as other properties across the sample (for example local strains). Finally, a thermocouple enables the temperature in the oil chamber to be monitored.

Sample set-up and preparation

Four samples (two of Carrara marble and two of Solnhofen limestone) were cored perpendicular to the bedding. All samples measured 80 mm in length and 40 mm in diameter. The end surfaces were rectified and polished to ensure homogeneous loading and minimum friction during testing. The porosity of each sample was measured using a double saturation technique. Four parallel flat surfaces were machined along the cylinder of the sample at 90° to one another. Compressional and shear wave velocities were measured in each direction under dry atmospheric pressure conditions. Average initial porosity and velocity values of Carrara marble and Solnhofen limestone used in this study are summarized in Table 1.

During an experiment, axial and radial strains were measured directly on the sample's surface using strain gauge pairs (TML FLA-20, Tokyosokki). Each of which was mounted in a 1/4 Wheatstone bridge; strain measurement accuracy was approximately 10^{-6}. Volumetric strain was calculated using strain gauges according to the formula $\varepsilon_v = \varepsilon_a + 2 \times \varepsilon_r$, where ε_a is the axial strain measurement from longitudinal strain gauge, ε_r is the radial strain measurement from horizontal strain gage and ε_v the calculated volumetric strain.

P, SV and SH elastic wave velocities were measured perpendicular to compression axis, along diameters of the sample, using couples of source–receiver lead-zirconate piezoceramic transducers (PZTs) (Fig. 2). PZTs (PI255, PI ceramics, 1 MHz eigenfrequency) were glued directly onto the flat surfaces of each sample and positioned with approximately 0.5 mm accuracy, whilst the distance between opposite (paired) PZTs from which the velocities were calculated was measured within 0.01 mm. Compressional PZTs were 5 mm diameter discs, 1 mm thick; Shear PZTs were plates (5 × 5 × 1 mm). Pulse was generated by a Sofranel source generator (up to 370 V at 1 MHz frequency).

For each velocity measurement, more than 200 waveforms were stacked on a digital oscilloscope, in order to increase the signal/noise

Table 1. *Composition, initial porosity, grain size and elastic wave velocities at atmospheric pressure under dry conditions of Carrara marble and Solnhofen limestone used in this study*

	Carrara marble	Solnhofen limestone
Composition	>99% calcite	>99% calcite
Initial porosity (%)	0.5	4.5
Grain size (μm)	*c.* 150	*c.* 5
Mean initial, V_p (km s^{-1})	5.92	5.64
Mean initial, V_s (km s^{-1})	3.23	3.05
Incompressibility, K (dynamic, GPa)	57.5	50.4
Poisson ration, ν (dynamic)	0.29	0.29
Initial P wave anisotropy (%)	<1	*c.* 2

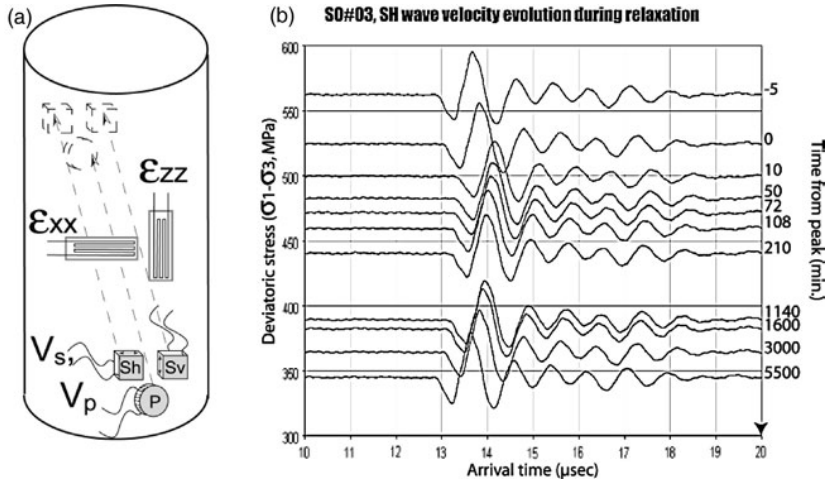


Fig. 2. (**a**) Schematic view of prepared sample with attached strain gauges and PZT sensors. Elastic wave velocities were measured along diameters. All samples measured 80 mm in length, 40 mm in diameter. An example of obtained waveforms for SH waves is shown in (**b**).

ratio. In such conditions, the absolute velocity error bar was of the order of a few per cent, but relative error in between two consecutive measurements was lowered to 0.5% using a double-picking technique. An example of obtained waveform recordings is shown in Figure 2b. Inside the vessel, the sample was covered with a Neoprene jacket that insulated it from the confining oil.

Experimental procedure

Two experiments (So#02 and Ca#01) were carried out under dry conditions at a confining pressure of to 200 MPa on Solnhofen limestone and Carrara marble, respectively. Two additional experiments (So#03 and Ca#02) were carried out in the saturated regime in which rock samples were first subjected to 15 MPa confining pressure and 10 MPa pore pressure for a minimum of 2 days in order to attain full saturation. Confining pressure was then raised up to 260 MPa, and the sample was left overnight for pore pressure equilibration before the triaxial loading cycle.

All triaxial cycles performed in this study were strain-rate controlled at a constant strain rate of 10^{-5} s^{-1}. During each experiment several relaxation tests were also performed in order to investigate possible recovery of the sample. During the stress relaxation tests, the piston position was locked and the differential stress decreased due to deformation of the sample. These relaxation tests lasted from 1 h to several days in the case of saturated samples Ca#02 and So#03.

Experimental results

Figure 3 illustrates stress–strain curves for the four tests. Plastic deformation was reached for smaller differential stress in Carrara marble than in Solnhofen limestone. Hardening

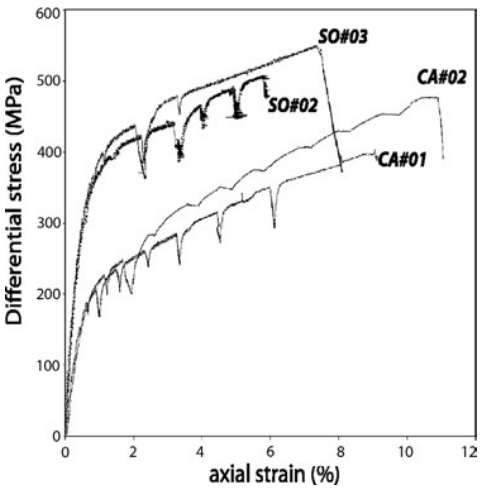


Fig. 3. Differential stress v. axial strain in the four tests presented in this paper. Ca#01 and Ca#02 were experiments performed on Carrara marble in dry ($P_c = 200$ MPa) and wet ($P_c = 260$ MPa, $P_p = 10$ MPa) conditions, respectively. So#02 (dry, $P_c = = 200$ MPa) and So#03 (wet, $P_c = 260$ MPa, $P_p = 10$ MPa) were experiments performed on Solnhofen limestone.

coefficient increases with confining pressure and figure shows that several relaxation tests were performed during the testing of each sample.

During the four experiments, strains, stresses and elastic wave velocities were continuously measured. This section presents a non-exhaustive compilation of our results in terms of coupled evolution of elastic wave velocities and volumetric strain v. effective mean stress, differential stress and time (Elastic wave velocities were measured perpendicular to the main compressive axis, and S wave velocities refer to the average between S_h and S_v wave measurements).

Volumetric strain and elastic wave velocities v. effective mean stress

We will refer to onset of dilatancy C' and onset of compaction C^* (as defined by Wong *et al.* 1997) as the stress onset (in differential stress for a given effective mean stress) at which macroscopic inelastic dilatancy and compaction were first observed. The onset of cataclastic dilatancy $C^{*\prime}$ is defined as the stress value at which cataclastic deformation turned from macroscopically compactive to dilatant.

Figure 4 shows the coupled evolution of volumetric strain and elastic wave velocities as a

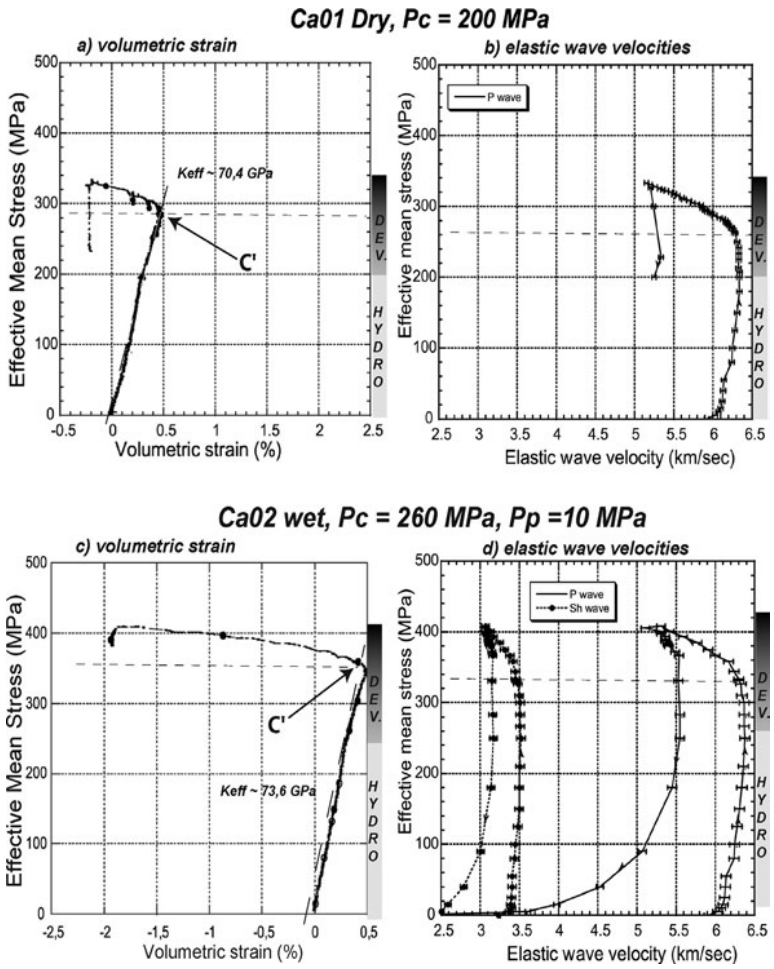


Fig. 4. Coupled evolution of volumetric strain and elastic wave velocities as a function of effective mean stress $[(\sigma_1 + 2\sigma_3)/3 - P_p]$ for experiments performed on Carrara marble. The elastic wave velocities and volumetric strain of the experiment Ca#01 (dry, $P_c = 200$ MPa) are reported in (**a**) and (**c**), respectively, and those of experiment Ca#02 (wet, $P_c = 260$ MPa, $P_p = 10$ MPa) are reported in (**b**) and (**d**) respectively. On the right-hand side of the diagram are reported the conditions at which the measurements were taken. Hydro, hydrostatic; dev, under differential stress. C' indicates the onset of cataclastic dilatancy.

function of effective mean stress for experiments performed on Carrara marble. The effective mean stress is $\mathbf{P} = [(\sigma_1 + 2\sigma_3)/3 - P_p]$, where σ_1 stands for the axial stress, σ_3 is the confining pressure and P_p the pore pressure; $\mathbf{P}$ is the first stress invariant and allows the representation of the hydrostatic and the differential stresses together on the same plot. The bar on the right-hand side of Figure 4 represents which part of the plot corresponds to hydrostatic stress and which to differential.

Figure 4a & b illustrate, respectively, the volumetric strain and V_p measured during the experiment Ca#01 (dry, $P_c = 200$ MPa). Up to 275 MPa effective mean stress, the rock mechanical response was elastic and the volumetric strain increased linearly. Static effective compressibility of Carrara marble in the dry regime was equal to 70.4 GPa (Fig. 4a). When onset of cataclastic dilatancy C' was reached (at 275 MPa), the rock started to dilate. Inelastic dilation was also accompanied by non-negligible strain hardening. Figure 4b shows that during the linear elastic phase, P wave velocity exhibits a slight increase due to crack closure. At 200 MPa, P wave reached a plateau value equal to 6.3 km s^{-1} which corresponds to the Voigt–Reuss–Hill average reported for P wave velocity in calcite non-porous aggregates (see for example Birch 1961). Macroscopic dilatancy was associated with a large linear decrease in P wave velocity that actually started a little before C'. One per cent of macroscopic dilation resulted in a decrease of more than 20% in P wave velocities. Therefore, elastic wave velocity measurements appear more sensitive to dilatancy than macroscopic volumetric strain. Very interestingly, V_p increased when the differential stress was removed.

Figure 4c & d show the volumetric strain and V_p and V_s, respectively, v. effective mean stress in experiment Ca#02 (wet, $P_c = 260$ MPa, $P_p = 10$ MPa). Comparison of Figure 4a & c shows that the effect of water on the static effective elastic incompressibility of Carrara marble is small. Effective compressibility increased to 73.6 GPa (+5%). This is compatible with an initially small and mainly crack-related porosity of Carrara marble (*c.* 0.5%). The onset of dilatancy C' was reached at 340 MPa effective mean stress. Strain hardening of the sample was less marked than during the dry experiment, whereas macroscopic dilation was much larger. Cataclastic dilatancy was also associated with linear decrease of both P and S wave velocities (Fig. 4d). Total decrease of P wave velocity reached 20% after more than 2% dilation. Comparing this experiment with the previous dry experiment shows that P wave velocity undergoes a very similar reduction, although the sample dilated more and the strain-hardening coefficient was smaller. This could simply be due to a saturation effect.

The sample was left for relaxation for more than 3 days. During those three days, differential stress slowly decreased, and both P and S wave velocities showed significant increases. After removing the confining pressure, the elastic wave velocities decreased drastically as newly formed cracks re-opened. P wave velocity reached a final value of only 3.3 km s^{-1} at 5 MPa effective confining pressure. Once taken out of the pressure vessel, the sample showed less than 10% seismic anisotropy and no macroscopic localization band.

Figure 5 shows the coupled evolution of volumetric strain and elastic wave velocities as a function of effective mean stress for experiments performed on Solnhofen limestone. In Figure 5a & b, respectively, volumetric strain and P wave velocities are represented for experiment So#02 (dry, $P_c = 200$ MPa). The rock mechanical response was first elastic and the static effective compressibility of dry Solnhofen limestone was equal to 50.3 GPa (Fig. 5a), which is comparable to what has been previously observed by Baud *et al.* (2000). At 290 MPa effective mean stress, the onset of compaction C^* was reached and the rock started to compact inelastically. The onset of cataclastic dilatancy $C^{*\prime}$ was attained at 335 MPa. Whether the sample was compacting or dilating, cataclastic deformation was associated with significant strain hardening. Figure 5b shows that in the elastic regime, P wave velocity increased linearly and reached a maximum value of 5.75 km s^{-1}. Compaction was not accompanied by an increase in velocity, but conversely, by a decrease. P wave velocity increased instantaneously when the differential stress was unloaded, whereas unloading of the hydrostatic stress was accompanied by a large decrease in P wave velocity due to crack opening. When retrieved, the sample showed no strong elastic wave anisotropy (less than 5%) as well as no macroscopic localization band.

Figures 5c & d show, respectively, the evolution of volumetric strain and of P and S velocities as a function of effective mean stress in experiment So#03 (wet, $P_c = 260$ MPa, $P_p = 10$ MPa). Comparing Figure 5a & c, it is possible to observe that the presence of water increased significantly the static effective elastic compressibility of Solnhofen limestone (62.5 GPa, +12%). Water had a smaller increasing effect on P wave velocities, as can be seen when comparing Figure 5b & d, which is

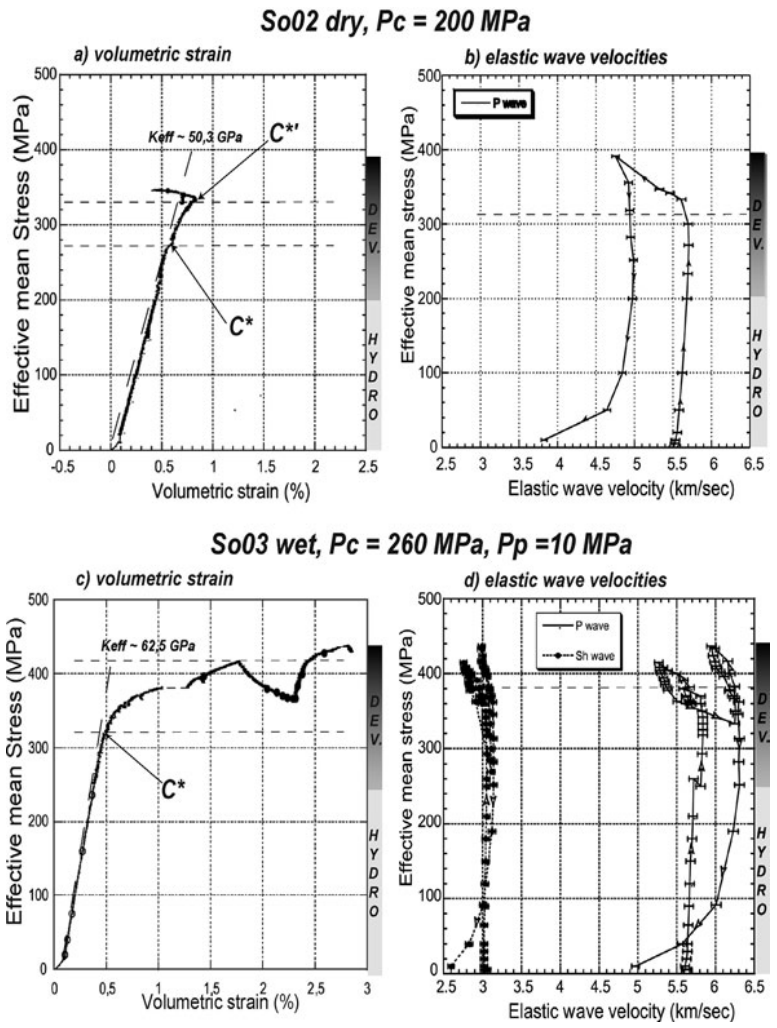


Fig. 5. Coupled evolution of volumetric strain and elastic wave velocities as a function of effective mean stress $[(\sigma_1 + 2\sigma_3)/3 - P_p]$ for experiments performed on Solnhofen limestone. The elastic wave velocities and volumetric strain of the experiment So#02 (dry, $P_c = 200$ MPa) are reported in (**a**) and (**c**), respectively, and those of experiment So#03 (wet, $P_c = 260$ MPa, $P_p = 10$ MPa) are reported in (**b**) and (**d**), respectively. On the right-hand side of the diagram are reported the conditions at which the measurements were taken. Hydro, hydrostatic; dev, under differential stress. C^* stands for the onset of cataclastic compaction, while $C^{*\prime}$ indicates the onset of cataclastic dilatancy.

compatible with the fact that, contrary to Carrara marble, the initial porosity in Solnhofen is quite large (*c*. 4.4%) and mainly equant.

Figure 5c shows that the onset of compaction C^* was reached at 310 MPa effective mean stress. Strain hardening was more important than during the dry experiment. However, no macroscopic cataclastic dilatancy was ever observed. Figure 5d shows that, at first, compaction was not associated with any variation in elastic wave velocities. However, P and S wave velocities both started to decrease at 360 MPa effective mean stress. The decrease was smaller than during the dry experiment. The sample was then left to relax for 3 days. As differential stress slowly decreased, the sample compacted. P wave velocities increased to finally reach the value of 6.3 km s^{-1}, i.e. the reported Voigt–Reuss–Hill average for P wave velocity in non-porous calcite aggregates. Such behaviour was also observed on S waves. The sample was then reloaded. Velocities started to decrease

again at 370 MPa. Inelastic compaction started when the maximum effective mean stress previously reached during the first cycle was retrieved, i.e. at 410 MPa. The sample was left again for relaxation and after 3 days velocities recovered completely to their maximum value. These results will be discussed more extensively in the next section.

When hydrostatic stress was unloaded, P and S velocities started to decrease as cracks were opening again. Once removed form the pressure vessel, the sample showed no strong elastic wave anisotropy (less than 5%) or macroscopic localization band.

Differential stress relaxation and elastic recovery

During relaxation, the piston position was locked. Differential stress $\mathbf{Q} = (\sigma_1 - \sigma_3)$ decreased due to the sample deformation, while pore pressure and confining pressure were kept constant. Samples were left relaxing from 1 h in the case of dry experiments to several days in the case of saturated ones. Because of the machine design, the piston could not be perfectly maintained in position and therefore, some exponentially decreasing small amount of axial strain continued while the relaxation tests were performed (as can be seen in Fig. 7c) – in all the following plots, axial, radial and volumetric strains were measured using strain gauges. As a consequence and to be perfectly right, deformation taking place in the sample was not only composed of true relaxation, but also of a small component of creep. However, in the rest of this paper, we will refer to those tests as relaxation phases anyway. Seismic implications of these results will be discussed in the next section.

Results obtained while Solnhofen limestone and Carrara marble were relaxing in the dry regime (So#02 and Ca#01) are shown in Figure 6. In both experiments, relaxation took place after approximately 5% axial strain. Figure 6a shows the evolution of P wave velocity (plain symbols) and differential stress (empty symbols) v. time. On the figure, the differential stress scale on the right is inverted for easier reading and the timescale is linear. Solnhofen sample So#02 was left for relaxation for 1 h (bottom of Fig. 6a). We can observe that: (1) P wave velocity reached a minimum value when differential stress was maximum; and (2) P wave velocity increased as differential stress was decreasing. Total P wave velocity increase during relaxation was greater than 3%. Differential stress and P wave velocity curves are very

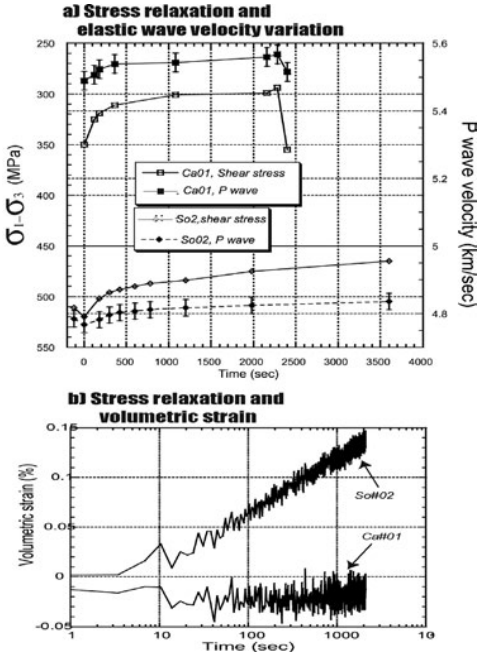


Fig. 6. Solnhofen limestone and Carrara marble relaxation experiments in the dry regime (So#02 and Ca#01). In both cases, relaxation took place after approximately 10% axial strain. Figure 6a shows the evolution of both P wave velocity (plain symbols) and differential stress (empty symbols) v. time. In (**a**) the differential stress scale on the right-hand side is inverted for easier reading and the timescale is linear. (**b**) Shows the evolution of volumetric strain (measured using strain gauges) in both samples during the same tests. Time is in logarithmic scale.

well anti-correlated, so that the stress dependence of P wave velocity is clearly demonstrated.

In the same way, Carrara marble sample Ca#01 was left for relaxation for 45 min (top of Fig. 6a) after approximately 5% axial strain. Again, P wave elastic velocity increased while differential stress decreased, and total P wave velocity increase this time was no larger than 2%. Stress dependence of P wave velocity is clearly observed. More surprising was that when differential stress increased again to the peak value prior to relaxation, P wave velocities immediately resumed to their prior minimum values. It can therefore be concluded that during cataclastic deformation of both Solnhofen limestone and Carrara marble in dry conditions, P wave velocity exhibits an 'elastic like' behaviour, i.e. reversible. Figure 6b shows the evolution of volumetric strain in both samples during the same relaxation tests. Time is in

logarithmic scale. During relaxation, Solnhofen sample So#02 compacted, while Carrara marble sample Ca#01 showed no volumetric change. Hence, elastic wave properties are shown to be much more sensitive to small stress variations than the macroscopic strain.

Results obtained during two different relaxation tests performed on wet Carrara marble sample Ca#02 are shown in Figure 7. The first and second relaxation events took place after approximately 2.5 and 10% axial strain, respectively. Figure 7a shows the evolution of both P wave (empty symbols to be read on the left-hand scale) and S wave (plain symbols to be read on the right-hand scale) v. time. We can see that during both tests P and S wave velocities increased monotonically with time in a logarithmic scale. Increase in velocities was greater during the second relaxation phase, and reached approximately 6% and 3% for P and S wave, respectively. This was certainly due to larger prior axial strain (*c*. 10%). Consequently, damage in the rock had been more important before the second test started.

Evolution of differential stress v. time is shown in Figure 7b. During both relaxation phases, differential stress decreased monotonically in the semi-log space. Again, the slope was steeper during the second relaxation, i.e. when the rock had experienced more damage. Figure 7c shows the evolution of axial strain and volumetric strain v. time during both tests. It is important to remember that at such high effective confining stress, Carrara marble porosity is close to zero and mainly crack-related. This explains why, although the sample shortened significantly (approximately 0.4% in 3 days), volumetric strain remained small. The evolution of volumetric strain can be schematically described as follow: a first phase where the rock continued

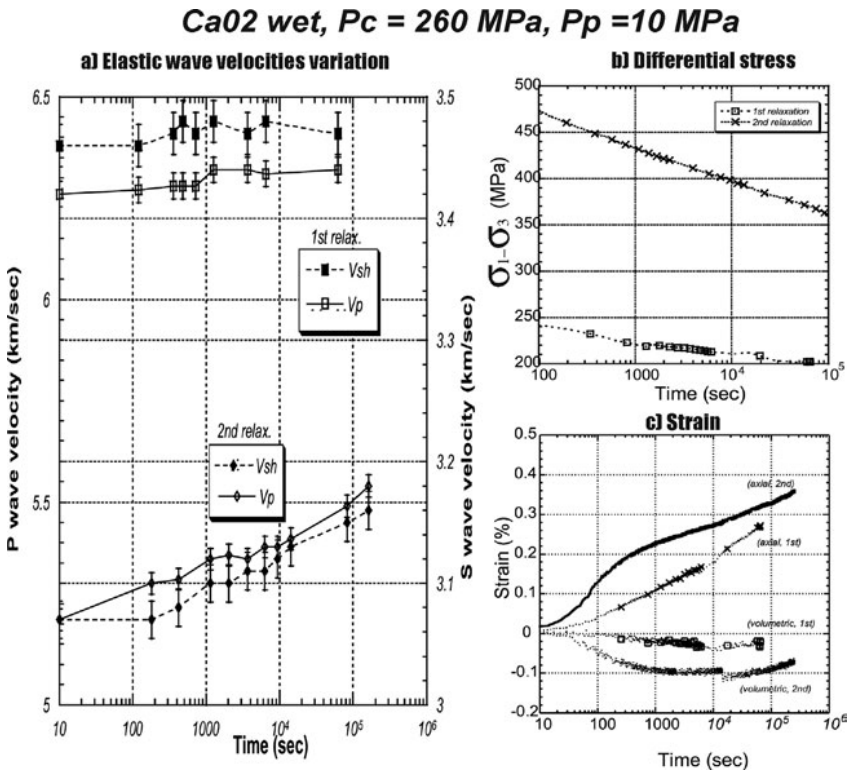


Fig. 7. Carrara marble sample Ca#02 relaxing in the wet regime. First and second relaxation phases took place after approximately 2.5 and 10% axial strain, respectively. (**a**) shows the evolution of both P wave (empty symbols to be read on the left-hand scale) and S wave (plain symbols to be read on the right-hand scale) elastic velocities v. time. Evolution of differential stress is shown in (**b**) while (**c**) shows the evolution of both axial strain and volumetric strain (measured using strain gauges). Time scales are logarithmic.

to dilate, an equilibrium phase where compaction and dilatancy balanced, finally followed by a compaction phase.

Results obtained during two relaxation tests performed on wet Solnhofen limestone sample So#03 after approximately 2.5 and 10% axial strain, respectively, are shown in Figure 8. Figure 8a shows the evolution of P wave (empty symbols to be read on the left-hand scale) and S wave (plain symbols to be read on the right-hand scale) v. time in logarithmic scale. During the first relaxation, increase in velocities was more or less linear with time. Elastic wave velocity increase was also more important during that first test than during the second relaxation, and variation in velocities reached more than 25% (from approximately 5 to 6.3 km s^{-1} in the case of P waves). During the second relaxation, behaviour resembled much of what has been seen previously on Carrara marble: P and S wave velocities increase monotonously and velocity variations reached approximately 6 and 3% for P and S_h waves, respectively. Figure 8c shows that compaction was more important (almost 0.3%) during the first relaxation than during the second relaxation (0.1%). However, decrease in differential stress was comparable (*c*. 150 MPa) and monotonous in both cases, as seen in Figure 8b.

Comparing this figure with Figure 5 indicates that compaction in Solnhofen limestone can be associated both with an increase or decrease in elastic wave velocities. At low strain rates (typically during a relaxation test) compaction is slow and wave velocities are increasing. At fast strain rates (typically during triaxial loadings) compaction is much faster but wave velocities decrease due to increasing damage in the rock. This observation highlights that dilatancy and compaction are transient during cataclastic deformation, probably because their associated mechanisms are in competition. As a consequence, and

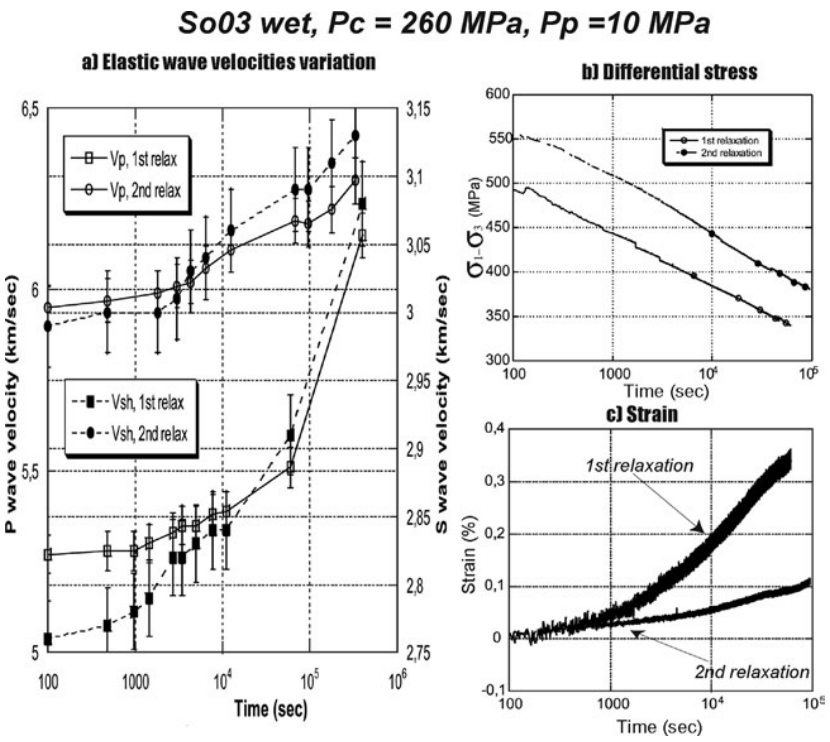


Fig. 8. Solnhofen sample So#03 when relaxing in the wet regime. First and second relaxation phases took place after approximately 2.5 and 10% axial strain, respectively. (**a**) shows the evolution of both P wave (empty symbols to be read on the left-hand scale) and S wave (plain symbols to be read on the right-hand scale) elastic velocities v. time in a logarithmic scale. Evolution of differential stress v. time in logarithmic scale is shown in (**b**), while (**c**) shows the evolution of both axial strain and volumetric strain (measured using strain gauges).

because elastic properties are much more sensitive to cracks than to pores, macroscopic strain and elastic wave velocities are not systematically correlated. Such observation is clear throughout Figures 5–7, and seems to be quite common in porous rocks as it has also been reported recently in high porosity sandstones by Fortin *et al.* (2004). When the fully compacted state is reached, P and S wave velocities should attain a maximum value of approximately 6.3 and 3.2 km s^{-1}, respectively, which are the reported Voigt–Reuss–Hill averages for calcite non-porous aggregates. This stage was apparently reached for sample So#03 and from then, its behaviour resembles that of Carrara marble. This observation is clear when comparing data from the second relaxation tests in Figures 7 and 8.

Microstructural analysis

Figure 9 presents micrographs obtained in the scanning electron microscopy (SEM) of the intact Solnhofen sample (Fig. 9a & b), a sample deformed dry So#02 (Fig. 9c & d) and a sample deformed wet So#03 (Fig. 9e & f). The compressive axis is vertical on all the pictures. The initial porosity of the intact rock appears to be quite heterogeneous, with both equant and elliptical pores. Grain boundaries are serrated and hardly visible, even at high magnification, as in Figure 9b. When deformed in the dry regime (Fig. 9c & d), the initial porosity disappeared and was replaced by a large density of small intergranular cracks located at grain boundaries. In Figure 9d, grain boundaries appear to be opened. Cracks are short (a few tens of micrometres) with large apertures and aspect ratios (between 10^{-1} and 10^{-2}). Furthermore, cracking is well distributed and non-localized, and shows no evidence of anisotropy in its distribution and orientation pattern. Such observation is in agreement with post-deformation elastic wave velocity measurements. In the sample deformed in the wet regime (Fig. 9e & f), initial porosity decreased even more drastically and almost no spherical pores can be seen. Crack density is much lower than in the dry case. Cracks are still located at grain contacts but their aperture appear much smaller (comparing with Fig. 9d). One might also argue that some evidence of dissolution can be seen at several grain contacts. Such features, however, might have been pre-existent in the rock. Figure 10 presents two optical micrographs of Solnhofen samples So#02 and So#03 obtained in cross-polarized light. Irrespective of whether deformation occurred in the dry or wet regime, calcite crystals exhibit extensive twinning that does not pre-exist in the intact rock samples.

Figure 11 presents two optical micrographs of Carrara marble sample Ca#02. The sample was deformed in water-saturated conditions, and on both pictures the axis of compression is vertical. The microstructures of the deformation are quite heterogeneous and takes place both on the intergranular and intragranular scales. As observed in Solnhofen limestone, many cracks are located at grain boundaries and are generally never longer than one or two times the grain size. Voids initiating at the triple junction between grains show evidence of frictional sliding along grain boundary. On the intragranular scale, mechanical twins are present in every single grain at a very high density on both pictures. Bent and kinked twins are also present, as can be seen in Figure 11a, and as was already reported by Fredrich *et al.* (1989). Twin geometries are quite complex, with two and sometimes three sets of active twins in a single grain (see Fig. 11b). In general and depending, of course, on every crystal orientation, twins seem to be oriented more or less vertically. Geometries strongly suggestive of interaction between brittle and plastic deformation mechanisms can be particularly well observed in Figure 11a as the bending of twins often nucleates an intragranular crack. Tullis & Yund (1992) have reported similar observations on feldspar aggregates undergoing cataclastic deformation at a temperature of 300 °C. Again, microstructural observations suggest a complex interplay between plastic deformation and microcracking.

Features observed under the optical microscope and the SEM indicate that deformation mechanisms active during the experiments included: twinning, microcracking and frictional sliding along fractured grain boundaries and, possibly, pressure solution (when saturated). Macroscopic strain and elastic properties evolution depend on the interplay of each of these mechanisms. As previously reported in Carrara marble by Fredrich *et al.* (1989), twinning activity and dislocation glide in calcite grains are likely to be largely responsible for crack nucleation at grain boundaries. Indeed, because of different crystallographic orientations between neighbouring crystals, stress concentrations due to differential strain may facilitate crack nucleation and trigger frictional sliding along fractured grain boundaries. Because of stress concentration effects, granular flow would tend to concentrate around large pores and interplay of several mechanisms (twinning, crack opening and frictional sliding) would therefore be needed to induce macroscopic compaction.

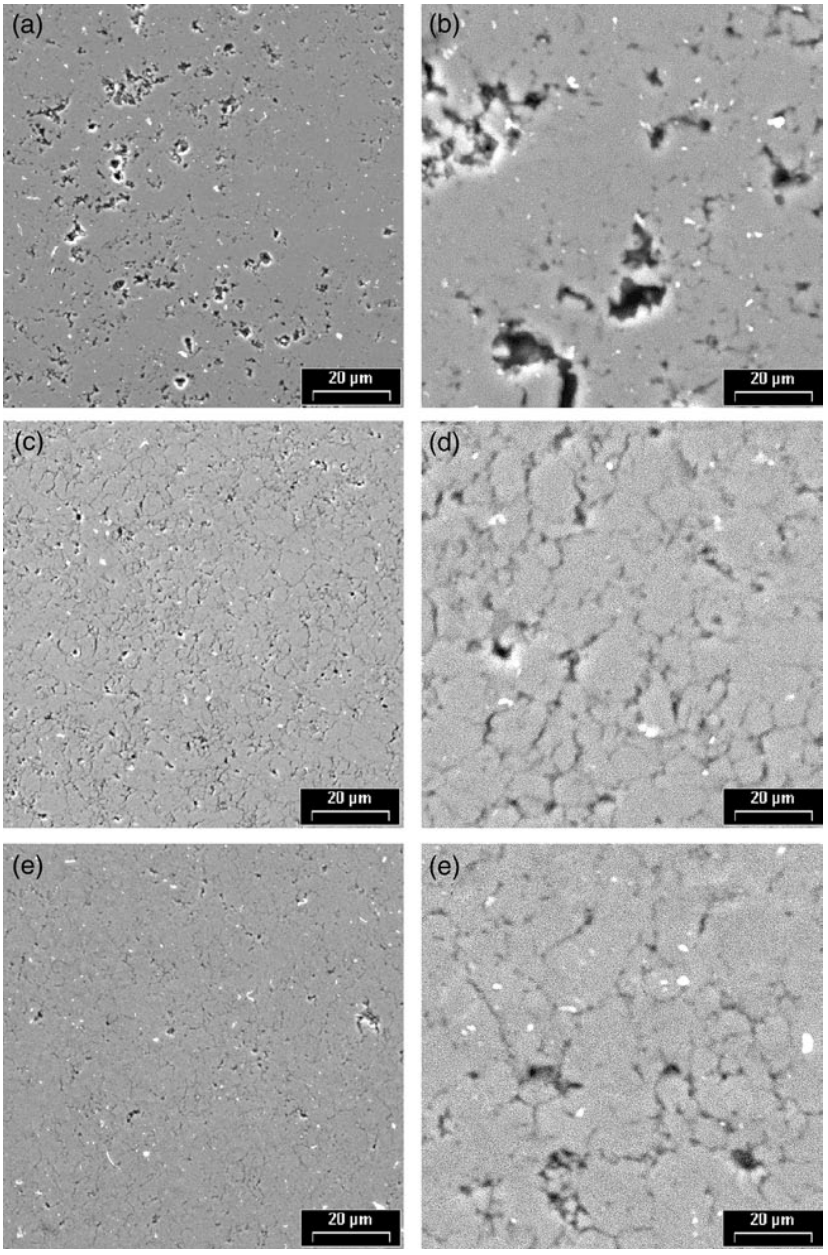


Fig. 9. Series of secondary electron SEM images of (**a**) and (**b**) intact, (**c**) and (**d**) deformed dry (So#02), and (**e**) and (**f**) deformed wet (So#03) Solnhofen samples. The compressive axis is vertical on the pictures. Scale is 20 µm in (a), (c) and (e), and 5 µm in (b), (d) and (f).

Mechanical analysis

In this section we analyse our results in the light of previous studies performed on Solnhofen limestone and Carrara marble.

Damage and dilatancy in carbonate rocks

Onset of crack propagation and frictional sliding. Figure 12 compares the onsets of dilatancy for both Solnhofen limestone and

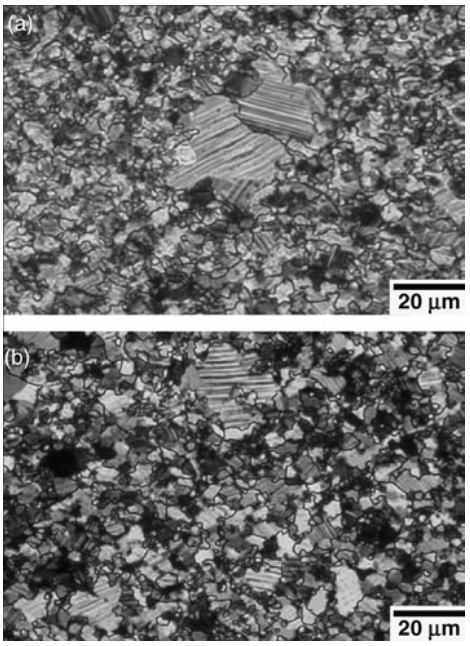


Fig. 10. Optical micrographs obtained in cross-polarized light of Solnhofen samples (**a**) So#02 and (**b**) So#03 deformed in the dry and wet regimes, respectively. Compression direction is vertical in all photographs. Note the twins oriented at a high angle to the compression direction in the largest grains. These twins developed during the experiments, as the undeformed material does not contain this type of twin.

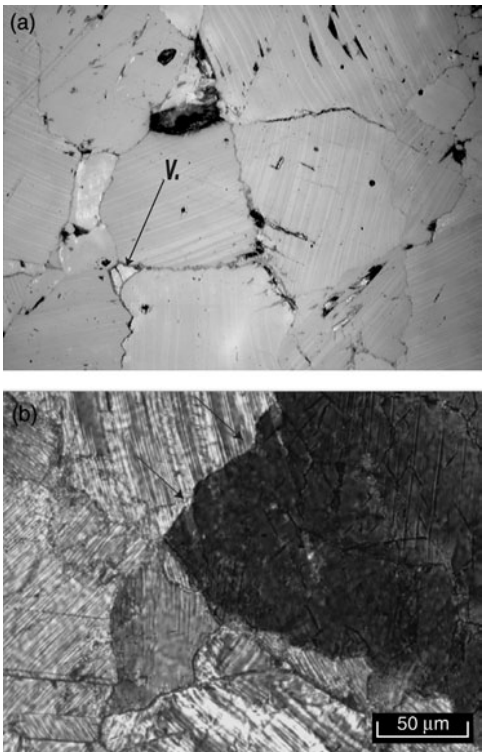


Fig. 11. Optical micrographs in (**a**) reflected light and (**b**) cross-polarized light of deformed Carrara marble sample Ca#02. In both photomicrographs, the axis of compression is vertical. In (a) V points to a void at a grain triple junction. In (b) the arrows point towards evidence of slip in the geometry of a grain boundary (top right-hand corner)

Carrara marble determined in this study with those reported by various authors in the literature (see Table 2). In Figure 12, it appears clear that maximum compressive stress σ_1 at onset of dilatancy evolves linearly with confining pressure. The onset of dilatancy is also much smaller in Carrara marble than in Solnhofen limestone.

Using the well-established wing crack model (Ashby & Sammis 1990; Fredrich *et al.* 1990; Baud *et al.* 2000) has proved to be of particular help in understanding the onset of crack propagation in rocks under compression. In axisymmetric compression, and for a randomly oriented distribution of cracks, the stress conditions for a tensile wing crack to propagate in mode I from a sliding crack tip are (see, for example, Lehner & Kachanov 1996):

$$\sigma_1 = \frac{\sqrt{1+\mu^2}+\mu}{\sqrt{1+\mu^2}-\mu}\sigma_3 + \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{1+\mu^2}-\mu}\frac{K_{\mathrm{Ic}}}{\sqrt{\pi l}} \tag{1}$$

where σ_1 and σ_3 stand for the axial stress and confining pressure, respectively. μ is the internal friction coefficient of the material, K_{Ic} the critical intensity factor (or fracture toughness) for a crack to propagate in mode I and l is the initial length of the pre-existing crack or default. In such a simple model, but widely used in geomechanics, the slope of the dilatancy envelope depends solely on μ. Assuming that μ is constant, the dilatant envelope is a straight line (in the space (σ_1, σ_3)) whose origin depends on the surface energy of the crack and on its length. According to Figure 12, best fit of equation (1) gives a value for the internal friction coefficient equal to 0.54 and 0.56 for Solnhofen limestone and Carrara marble, respectively. Such results are comparable with former values obtained by Ashby & Sammis (1990) ($\mu = 0.55$) and Baud *et al.* (2000) ($\mu = 0.53$) for Solnhofen limestone, and very close to the

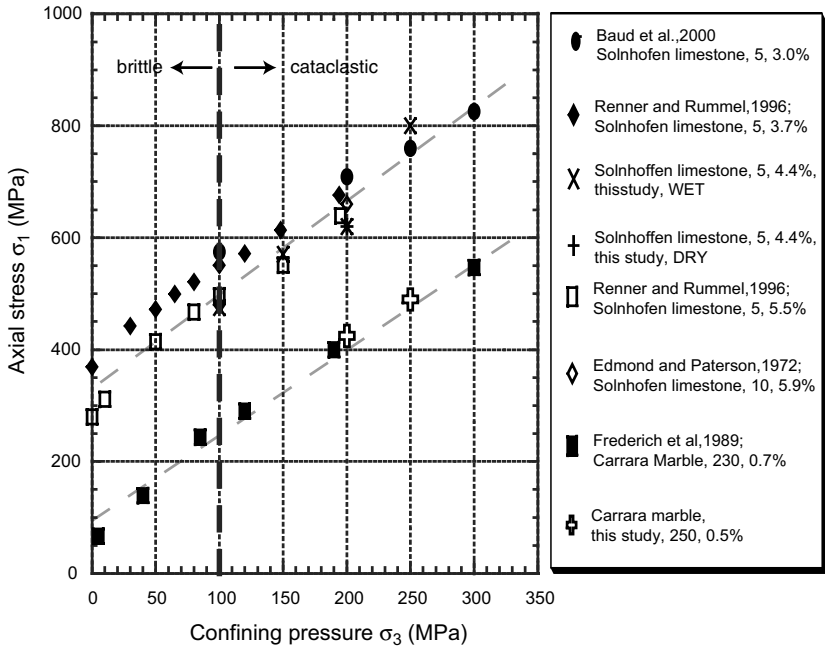


Fig. 12. Comparison in σ_1–σ_3 space of the onsets of dilatancy for Solnhofen limestone and Carrara marble, as reported in the literature and this study.

value found by Fredrich *et al.* (1990) ($\mu = 0.5$) in Carrara marble. The best fit for $K_{Ic}/\sqrt{\pi l}$ was found to be 124 MPa for Solnhofen limestone and 27 MPa for Carrara marble. Since both rocks are composed of 99% calcite, K_{Ic} should be equal in both rocks. In our case, assuming that $K_{Ic} = 0.2$ MPa m$^{1/2}$, as reported by Atkinson & Avdis (1980), we find an initial crack length of $2l \approx 3$ μm and $2l \approx 70$ μm for Solnhofen limestone and Carrara marble, respectively. The initial crack length ratio is approximately 20 when the grain size ratio between Solnhofen limestone and Carrara marble is about 30. These results are compatible with our microstructural analysis. In the case of Solnhofen limestone, initial porosity also seems to be a key issue and dilatancy occurs at lower stress with increasing porosity. Such an observation has already been reported by Baud *et al.* (2000) in terms of peak stress and could be explained by the fact that initial damage in the rock is likely to scale with initial porosity.

Cataclastic deformation and crack nucleation. Calcite is well known to require relatively low shear stresses to initiate twinning and slip, even at room temperature: Turner *et al.* (1954) and Griggs *et al.* (1960) obtained values of the order of 145–216 MPa for *f*-slip and *r*-slip dislocation glide, respectively. In addition, *e*-twinning in calcite crystal has been reported to be triggered for even smaller stresses.

Table 2. *Compilation of stress values at which the onset of dilatancy C' and threshold of macroscopic dilatancy $C^{*\prime}$ were observed in Carrara marble and Solnhofen limestone, respectively, during our experiments*

	Confining pressure P_c (MPa)	Pore pressure P_p (MPa)	Effective mean stress **P** (MPa)	Differential stress **Q** (MPa)
C'	Carrara		marble	
Ca#01	200	dry	275	225
Ca#02	260	10	340	270
$C^{*\prime}$	Solnhofen		limestone	
So#2	200	dry	335	405

As shown by our microstructural analysis, during cataclastic deformation, cracks seem to nucleate preferably at grain contacts and boundaries. Baud *et al.* (2000) suggested that microcracking could be due to dislocation pile-ups. In such a model, if the dislocations pile-up at an obstacle (for example at a grain boundary), tensile stress concentrations nucleate a crack (Stroh 1957; Wong 1990).

On the other hand, microstructural observations reported by Fredrich *et al.* (1990) and ourselves in this paper showed that interplay between twinning and crack nucleation are intense during deformation. At least one source of cracking might be twin intersections, as seen in Figure 11, that could depend inversely on grain size, as is suggested when comparing twin density between Figures 10 and 11.

However, two paradoxes can be pointed out. First, we observed throughout our experiments the decoupling of macroscopic strain and elastic properties. For example, during our experiment Ca#02 (Fig. 4c & d), dilatancy was observed to be very large (2%) with small effects on elastic properties. Second, and as noted originally by Baud *et al.* (2000), the data suggest a slight dependence of $C^{*\prime}$ on pressure, whereas dislocation pile-up models or twin–crack interaction models predict it to be pressure independent (for initiation shear stress). Figure 12 seems to suggest that if cracks can be nucleated by dislocation pile-up or by twinning, damage and dilatancy is nevertheless due to frictional sliding on these newly formed crack surfaces.

Compaction mechanics and recovery in Solnhofen limestone

Effect of initial porosity and water. In their study of compaction and failure modes in Solnhofen limestone, Baud *et al.* (2000) performed experiments in the dry regime only, on samples with an average porosity of 3% and an average grain size of 5 μm. As previously mentioned, our experiments were performed on a block whose initial porosity was 4.4%, both in dry and wet conditions. Four additional experiments were performed on samples coming from the same block (Schubnel 2003), in the wet regime, at the State University of New York in Stony Brook. Table 3 compiles the values of effective mean stress **P** and differential stress **Q** at which the onset of compaction C^* (as defined by Wong *et al.* 1997) were observed in that block.

A comparison with data previously obtained by Baud *et al.* (2000) is plotted in Figure 13. It shows that water enhances compaction greatly. At a given confining pressure, decrease in differential stress at the onset of compaction can be as large as 150 MPa. This has already been shown by Rutter (1986) and could be explained in three different ways: (1) the presence of water increases single crystal plasticity; (2) pressure solution takes place and accounts for the early observed compaction; and (3) water has a lubricating effect.

Variation in porosity also seems to have a small reduction effect on the onset of compaction: C^* for experiment So#03 falls a little lower than the compactive envelope previously obtained by Baud *et al.* (2000). The latter observation is confirmed by a recent general study performed on the compaction of several carbonate rocks (Vajdova *et al.* 2003).

Baud *et al.* (2000) and Vajdova *et al.* (2004) modelled the behaviour of limestones using Curran & Carroll's (1979) model of porous void compaction. In this model, compaction occurs when a pressure-independent plastic yield criterion, σ_Y (or von Mises criterion), is reached. Carroll (1980) predicted that initial yield in hydrostatic compression occurs at the macroscopic pressure:

$$P^* = \frac{2}{3}\sigma_Y\left[1 - \frac{2\mu\phi}{2\mu + \sigma_Y(1-\phi)}\right] \qquad (2)$$

Table 3. *Compilation of stress values at which the onset of compaction C^* was observed in Solnhofen limestone. In our block of Solnhofen limestone, initial porosity was 4.4%. The superscripts * indicates experiments that have been performed in the Rock Mechanics Laboratory of SUNY at Stony Brook*

Solnhofen limestone	Confining pressure P_c (MPa)	Pore pressure P_p (MPa)	Effective mean stress **P** (MPa)	Differential stress **Q** (MPa)
C^*				
So#12*	160	10	225	225
So#2	200	dry	290	270
So#07*	210	10	270	210
So#3	260	10	310	180
So#11*	390	10	410	90

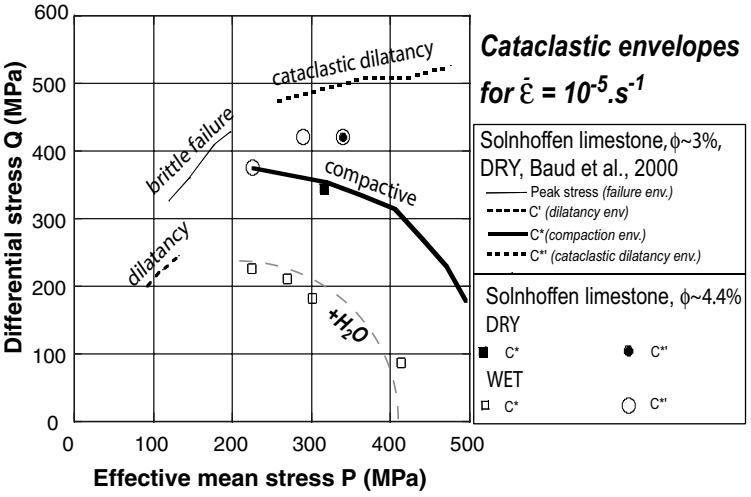


Fig. 13. Comparison of our results to those previously obtained by Baud *et al.* (2000). **P** is the effective mean stress and **Q** the differential stress.

where μ is the shear modulus and ϕ the initial porosity. Baud *et al.* (2000) concluded that, in order for Curran & Carroll's (1979) model to provide a reasonable fit of Solnhofen limestone's compactive envelope, σ_Y needed to be larger (*c.* 975 MPa) than experimentally determined values for single-crystal plasticity in calcite. When water is present, we found the value of σ_Y to decrease to approximately 600 MPa, which, in any case, is still much larger than experimentally determined values for single-crystal plasticity in calcite. It is interesting to add that investigating the compaction of dry Tavel limestone (9% porosity, 5 μm average grain size), Vajdova *et al.* (2004) showed that Curran & Carroll's (1979) model overestimated the yield criterion in the same way. In light of this paradox, one can suggest that because the von Mises criterion requires five independent slip systems (Paterson 1969) for homogeneous plastic flow to occur in the proximity of a pore surface, the plastic yield criterion σ_Y was likely to be larger than the one observed for single slip systems. However, and as shown on Figure 10, twinning of calcite was observed. Paterson (1969, 1978) showed that when e-twinning in calcite is activated, the combination of twinning and only one slip mode is equivalent to five independent slip systems. The problem remains therefore unanswered but two hypothesis can be drawn: (1) plastic deformation mechanisms like twinning and dislocation glide are grain size sensitive; and (2) operative mechanisms also involve pressure-dependant frictional processes. The observation of evidence for frictional sliding along grain boundaries in our microstructural analysis and the observed effect of water on compactive yield stresses may point towards the latter solution.

Recovery of elastic properties. Cyclic loading in the brittle regime is characterized generally by a large hysteresis between loading and unloading. However, there is an almost elastic region when changing the state of stress, with very little hysteresis and almost constant P and S wave velocities. Our experimental observations of P and S wave evolutions in low-porosity calcite rocks deforming in the cataclastic regime showed that such a 'deadband', typical of hysteresis cycles where the velocities remained constant during loading and unloading, does not exist. On the contrary, the apparent elastic properties of the rock showed a high stress dependency and varied immediately when the stress state was changed.

The simplest option to explain apparent recovery of elastic properties is to assume that it is partly due to back-sliding on cracks. If so, the onset of back-sliding on a crack is simply given by:

$$\Delta\tau = \mu\Delta\sigma_n \quad (3)$$

where $\Delta\tau$ and $\Delta\sigma_n$ correspond to the variations in shear and normal stresses on the crack surface after the loading changed direction. In the case of an axisymmetric unloading, Kachanov

(1982*a*, *b*) showed that the macroscopic envelope of the 'dead band' for a family of randomly oriented cracks is a hyperbola in the (σ_1, σ_3) space. At effective confining pressures higher than 200 MPa, and assuming a friction coefficient of approximately 0.5 for calcite, frictional back-sliding on crack surfaces cannot be initiated before axisymmetric extension state is reached and, therefore, back-sliding cannot account for any observations of recovery.

However, if we assume that the friction coefficient is a state variable (as in the framework of Rate and State Friction; see, for example, Marone 1998), recovery can be due to contact strengthening. Under contact loading, particle surface may deform inelastically (for example due to dissolution of crack asperities or visco-elastic interpenetration of crack surfaces) and cohesion between contacting surfaces may increase. In such a way, strengthening derives from growth of contact area (Dietrich & Kilgore 1994) via chemically assisted mechanisms (Frye & Marone 2002). In the laboratory, contact healing has been widely observed and was shown to depend on the logarithm of contact duration (e.g. Beeler & Tullis 1997), which has also been observed in our experiments. However, in our relaxation experiments, inferring internal friction coefficient cannot be straightforward and further analysis would be needed to quantify the exact variations of friction coefficient with time.

Conclusions and implications for fault zones

In the cataclastic regime, our experimental results shows that during the deformation of low-porosity calcite-rich rocks, dilatant (crack opening and sliding, void creation) and compactive (pressure solution, pore closure) micromechanisms are not exclusive and may interact. In the case of an initially porous rock like Solnhofen limestone, the evolution of apparent elastic properties (mainly sensitive to crack density) and macroscopic volumetric strain (more sensitive to equant porosity) is not systematically correlated and depends on the strain rate, the solid stress conditions and the pore pressure. Our data suggest that twinning activity and dislocation pile-up in calcite polycrystals participate in the nucleation of cracks at grain boundaries. Macroscopic compaction occurs when frictional sliding is triggered on those boundary cracks.

During our experiments, damage and recovery of P–S elastic wave velocities were observed to be transient phenomena that are associated with distinct elastic wave velocity variations. In our experiments, these variations could be large and fast, especially in the presence of fluid (>10% in a couple of days, at room temperature). Crack nucleation and propagation was shown to be responsible for increasing damage, while recovery of elastic properties is thought to be due to re-strengthening of grain contacts.

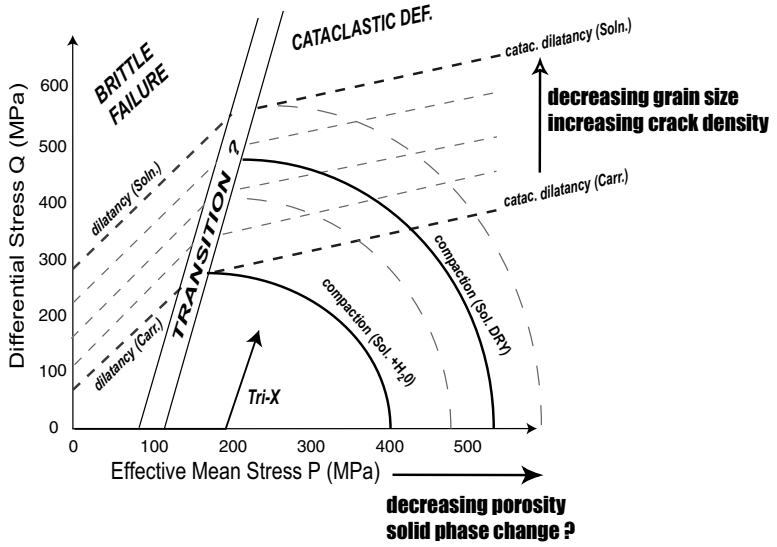


Fig. 14. Schematical deformation map in the principal stress space for calcite rocks according to our experimental observations. In the principal stress space, we recall that the triaxial loading path has a slope equal to 3.

Recent *in situ* velocity monitoring field studies (Crampin *et al*. 2002) where temporal changes of both P and S velocities were observed before earthquakes and volcanic eruptions could be explained by similar mechanisms.

As fault gouges are highly complex materials, experimentalists need to find good analogues for simple and relevant laboratory experiments. Figure 14 summarizes schematically the deformation map in the principal stress space for calcic rocks according to our experimental observations. In this space, we recall that the triaxial loading path has a slope equal to 3. In the cataclastic domain, we see that the dilatant and compactive envelopes are overlapping. The observed macroscopic strain was shown to be a function of both strain rate and pore pressure, and the dominant mechanism is selected depending on its kinetics. On one hand, increasing mean stress seems to favour porosity decrease (and possible solid-phase changes like the calcite–aragonite phase transition). On the other hand, increasing differential stress is generally accompanied by grain size reduction and an increase in the crack density.

One of the main parameters controlling the earthquake cycle is known to be not only the differential stress but also the pore pressure (Rice 1992). Owing to the new fracture network and increase in fault gouge permeability, poro-elasticity predicts a viscous release of the pore pressure during the co- and post-seismic phases. Such variations in pore pressure suggest that the stress path a gouge material experiences during the seismic cycle is likely to be much more horizontal than regular triaxial paths in the **PQ** plot. This last observation highlights the limitations of the 'regular triaxial' stress path when trying to understand fault gouge behaviour or the brittle–ductile transition. Recent analysis of the seismic cycle by Miller (2002) and Shapiro *et al.* (2003) are pointing towards that way. As a consequence, we believe it is necessary to perform experiments along different stress paths (for example fluid pressurization) in order to elucidate the natural failure processes and their interplay. Further experimental investigations of the cataclastic regime using acoustic emission localization techniques, could, potentially, provide insights.

A. Schubnel would like to thank warmly Professor R.P. Young for supporting this research under an NSERC grant and for his many instructive comments. This work was initiated when L. Burlini was a visiting scientist in the Laboratoire de Géologie of ENS Paris. The authors would also like to thank Professor B. Evans and an anonymous reviewer, whose comments helped improve this paper greatly. Also to be thanked are V. Vajdova, W. Zhu and T.-F. Wong for very useful and instructive discussions when A. Schubnel performed additional experiments in the Rock Physics Laboratory at SUNY Stony Brook under an NSF/CNRS co-operation program. This work also benefited from discussions with many scientists. Among them, we would like to thank particularly B. Thompson, K. Mair, J. Hazzard and Pierre Bésuelle. G. Marolleau and T. Descamps were indispensable for their technical help on the rig.

References

ASHBY, M.F. & SAMMIS, C.G. 1990. The damage mechanics of brittle solids in compression. *Pure and Applied Geophysics*, **133**, 489–521.

ATKINSON, B.K. & AVDIS, V. 1980. Fracture mechanics parameters of some rock-deforming minerals determined using an indentation technique. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Science, Geomechanical Abstract*, **17**, 383–386.

BAUD, P., SCHUBNEL, A. & WONG, T.-F. 2000. Dilatancy, compaction and failure mode in Solnhofen limestone. *Journal of Geophysical Research*, **105**, 19 289–19 320.

BEELER, N.M. & TULLIS, T.E. 1997. The roles of time and displacement in velocity-dependent volumetric strain of fault zones. *Journal of Geophyscial Research*, **102**, 22 595–22 609.

BIRCH, F. 1961. The velocity of compressional waves in rocks up to 10 kbars, part 2. *Journal of Geophysical Research*, **66**, 2199–2224.

BYERLEE, J.D. 1968. Brittle–ductile transition in rocks. *Journal of Geophysical Research*, **73**, 4741–4750.

CRAMPIN, S., VOLTI, T., CHASTIN, S., GUDMUNDSSON, A. & STEFANSSON, R. 2002. Indication of high pore-fluid pressure in a seismically-active fault zone. *Geophysical Journal International*, **151**, F1–F5.

CURRAN, J.H. & CARROLL, M.M. 1979. Shear stress enhancement of void compaction. *Journal of Geophysical Research*, **84**, 1105–1112.

DIETERICH, J.H. & KILGORE, B.D. 1994. Direct observation of frictional contacts – new insights for state dependent properties. *Pure and Applied Geophysics*, **143**, 283–302.

EDMOND, J.M. & PATERSON, M.S. 1972. Volume changes during the deformation of rocks at high pressure. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Science*, **9**, 161–182.

FORTIN, J., SCHUBNEL, A. & GUÉGUEN, Y. 2005. Elastic wave velocities and permeability evolution during compaction of Bleuswiller sandstone. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Science*, in press.

FREDRICH, J.T., EVANS, B. & WONG, T.-F. 1989. Micromechanics of the brittle to plastic transition in Carrara marble. *Journal of Geophysical Research*, **94**, 4129–4145.

FREDRICH, J.T., EVANS, B. & WONG, T.-F. 1990. Effect of grain size on brittle and semi-brittle strength: implications for micromechanical

modelling of failure in compression. *Journal of Geophysical Research*, **95**, 10 907–10 920.

FISHER, G.J. & PATERSON, M.S. 1992. Measurement of permeability and storage capacity in rocks during deformation at high temperature and pressure. *In*: EVANS, B. & WONG, T.-F. (eds) *Fault Mechanics and Transport Properties of Rocks.* Academic Press, San Diego, CA, 213–252.

FRYE, K.M. & MARONE, C. 2002. Effect of humidity on granular friction at room temperature. *Journal of Geophysical Research*, **107**, art. no. 2309.

GRIGGS, D.T., TURNER, F.J. & HEARD, H.C. 1960. Deformation of rocks at 500° to 800°. *In*: GRIGGS, D.T. & HANDIN, J. (eds) *Rock Deformation*. Geological Society of America Memoir, **79**, 39–104.

HEARD, H.C. 1960. Transition from brittle fracture to ductile flow in Solnhofen limestone as a function of temperature, confining pressure and interstitial fluid pressure. *In*: GRIGGS, D.T. & HANDIN, J. (eds) *Rock Deformation*. Geological Society of America Memoir, **79**, 193–226.

KACHANOV, M. 1982*a*. A microcrack model of rock inelasticity, part I: Frictional sliding on microcracks. *Mechanics of Materials*, **1**, 19–27.

KACHANOV, M. 1982*b*. A microcrack model of rock inelasticity, part II: Propagation of microcracks. *Mechanics of Materials*, **1**, 29–41.

LEHNER, F. & KACHANOV, M. 1996. On modelling 'wing-cracks' forming under compression. *International Journal of Fracture*, **77**, R69.

MARONE, C. 1998. Laboratory-derived friction laws and their application to seismic faulting. *Annual Review of Earth and Planetory Science*, **26**, 643–696.

MILLER, S.A. 2002. Properties of large ruptures and the dynamical influence of fluids on earthquakes and faulting. *Journal of Geophysical Research*, **107**, 2182.

PATERSON, M.S. 1958. Experimental deformation and faulting in Wombeyan marble. *Geological Society Bulletin*, **69**, 465–476.

PATERSON, M.S. 1969. The ductility of rocks. *In*: ARGON, A.S. (ed.) *Physics and Crystal Strength*. MIT Press, Cambridge, MA.

PATERSON, M.S. 1978. *Experimental Rock Deformation: The Brittle Field*. Springer, New York.

RENNER, J. & RUMMEL, F. 1996. The effect of experimental and microstructural parameters on the transition from brittle failure to cataclastic flow of carbonate rocks. *Tectonophysics*, **258**, 151–169.

RICE, J.R. 1992. Fault stress states, pore pressure distributions and the weakness of the San Andreas fault. *In*: EVANS, B. & WONG, T.-F. (eds) *Fault Mechanics and Transport Properties of Rocks*. Academic Press, London, 475–503.

ROBERTSON, E.C. 1955. Experimental study of the strength of rocks. *Geological Society of America Bulletin*, **66**, 1275–1314.

RUTTER, E.H. 1972. The effects of strain-rate chages on the strength and ductility of Solnhofen limestone at low temperatures and confining pressures. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Science*, **9**, 183–189.

RUTTER, E.H. 1974. The influence of temperature, strain rate and interstitial water in the deformation of calcite rocks. *Tectonophysics*, **22**, 331–334.

RUTTER, E.H. 1986. On the nomenclature of failure transitions in rocks. *Tectonophysics*, **122**, 381–387.

SCHUBNEL, A. 2003. *Mécanismes de la dilatance et de la compaction dans les roches de la croûte*. Thèse de doctorat de l'Institut de Physique du Globe de Paris.

SHAPIRO, S.A., PATZIG, R., ROTHERT, E. & RINDSCHWENTNER, J. 2003. Triggering of seismicity by pore-pressure perturbations: Permeability-related signatures of the phenomenon. *Pure and Applied Geophysics*, **160**, 1051–1066.

STROH, A.N. 1957. A theory of the fracture of metals. *Advances in Physics*, **6**, 418–465.

TULLIS, J. & YUND, R.A. 1992. The brittle–ductile transition in feldspar aggregates: and experimental study. *In*: EVANS, B. & WONG, T.-F. *Fault Mechanics and Transport Properties of Rocks*. Academic Press, San Diego, CA, 89–117.

TURNER, F.J., GRIGGS, D.T. & HEARD, H.C. 1954. Experimental deformation of calcite crystals. *Geological Society America Bulletin*, **65**, 883–934.

VAJDOVA, V., BAUD, P. & WONG, T.-F. 2004. Compaction, dilatancy and failure in porous carbonate rocks. *Journal of Geophysical Research*, **109**, art. B05204.

WONG, T.-F. 1990. Mechanical compaction and the brittle-ductile transition in porous sandstones. *In*: KNIPE, R.J. & RUTTER, R.H. (eds) *Deformation Mechanisms, Rheology and Tectonics*. Geological Society, London, Special Publications, **54**, 111–112.

WONG, T.-F., DAVID, C. & ZHU, W. 1997. The transition from brittle faulting to cataclastic flow in porous sandstones: Mechanical deformation. *Journal of Geophysical Research*, **102**, 3009–3025.

7.3 Rupture aséismique du marbre de Carrara

7.3.1 Introduction

Les calcaires et les marbres, parce qu'ils peuvent se déformer plastiquement à température ambiante, peuvent être pris comme analogues des gouges de failles profondes. Dans cette seconde études sur les carbonates, deux expériences triaxiales ont été menées sur le marbre de Carrara à température ambiante au laboratoire de Géologie de l'ENS. La première a été effectuée avec un échantillon saturé d'eau et une pression de confinement initiale de $125\,MPa$. La seconde a été menée sur un échantillon sec, à une pression de confinement initiale de $75\,MPa$.

Dans un premier temps, les échantillons ont été déformés dans le domaine cataclastique de la roche (déformation axiale de $\sim 5\%$). La seconde étape du chargement a consisté à garder une contrainte déviatorique constante, tout en réduisant la contrainte moyenne effective, de façon à atteindre le régime fragile. Au dernier stade de chargement l'échantillon était sous contrainte déviatorique et contrainte effective moyenne constante, dans des conditions de fluage. La rupture des échantillons a suivi le fluage tertiaire de la roche.

Les vitesses élastiques ont été enregistrées au cours des deux expériences. De plus, pour l'une des expériences (expérience 'sec'), l'enregistrement des émissions acoustiques a été obtenu en utilisant le Giga Recorder (ESG) du Lassonde Institut de Toronto (figure 7.3).

A la rupture la chute de la contrainte déviatorique est de l'ordre de $150\,MPa$, et le glissement du plan de rupture de plusieurs mm. Pourtant très peu d'émissions acoustiques ont été enregistrées, la rupture semble s'être propagée de manière aséismique. Ce comportement est attribué au comportement particulier de la calcite, qui se déforme plastiquement (dislocations, empilements de dislocations, et maclage).

L'article présenté ci-après présente les résultats expérimentaux, (données mécaniques et enregistrement des émissions acoustiques) ainsi qu'une analyse de la microstructure de l'échantillon mouillé. Ces résultats peuvent avoir des implications directes pour la compréhension des tremblements de terre silencieux ou des glissements aséismiques.

7.3.2 Slow earthquakes and silent rupture in the laboratory

Slow earthquakes and silent rupture in the laboratory

Alexandre Schubnel, Ben Thompson, Jérome Fortin, Yves Guéguen, and R.Paul Young

soumis à *Science*

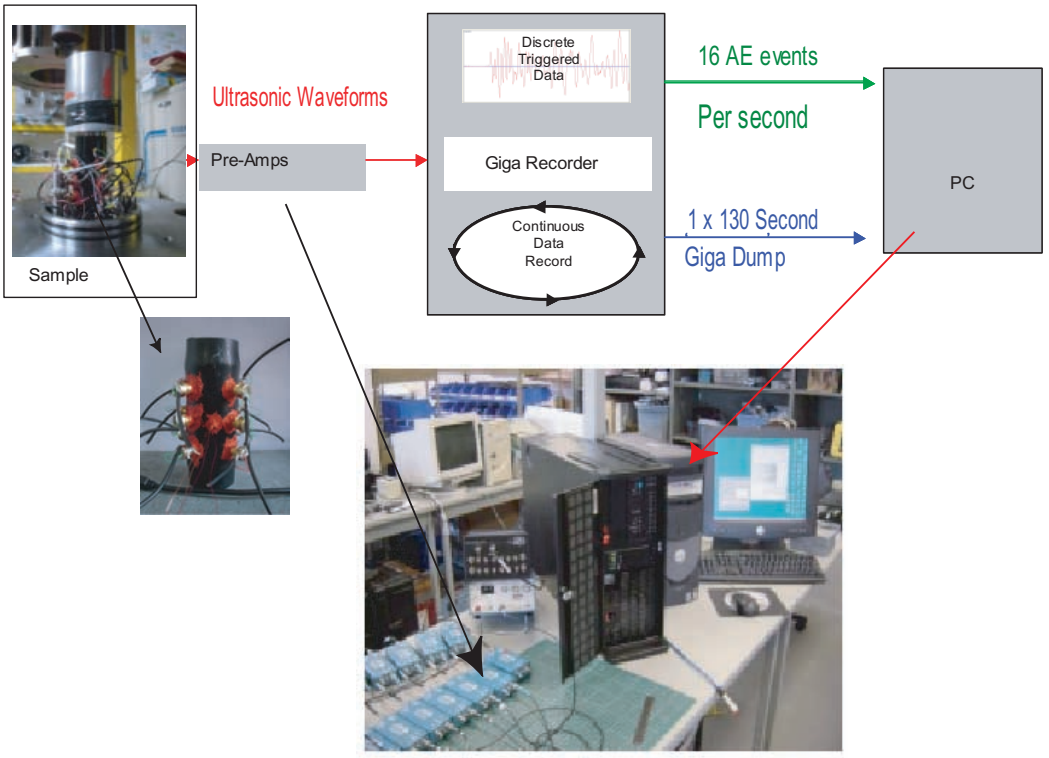


FIG. 7.3 – Dispositif expérimental : les émissions acoustiques ont été enregistrées au laboratoire de Géologie de l'ENS grâce au Giga Recorder du Lassonde Institut.

In recent years, accurate measurements of ground deformation, using GPS and satellite monitoring, have revealed the widespread existence of slow and silent earthquakes around major fault zones[167,130] and volcanic areas[99]. These silent earthquakes release accumulated stress too slowly to emit seismic waves recordable by seismometers and have characteristic timescales ranging from tens of seconds to days. Currently, little data exists on the mechanisms of these events[45].

To address the question of slow earthquakes, two triaxial compression experiments were performed on Carrara marble in the laboratory up to failure. Rupture was accompanied by large stress drops ($\sim 150\,MPa$) and millimetric slips. Microstructural analysis highlighted strong interactions between plastically accommodated shear deformation (dislocation glide and twinning) at the intragranular scale and brittle deformation at the macroscopic level. During plastic deformation, strain localization is normally inefficient due to plastic relaxation and crack blunting. In our case, however, a reduction of effective mean stress induced a sudden acceleration in strain. At a critical point[185,152], the grains became saturated with dislocations/twins, leading to strain localization and rupture. In a way analogous to silent earthquakes observed in the field, rupture was sufficiently slow that no acoustic energy was released. To our knowledge, these experiments provide the first clear case of silent, strain dependent failure in rocks as a result from intragranular plasticity.

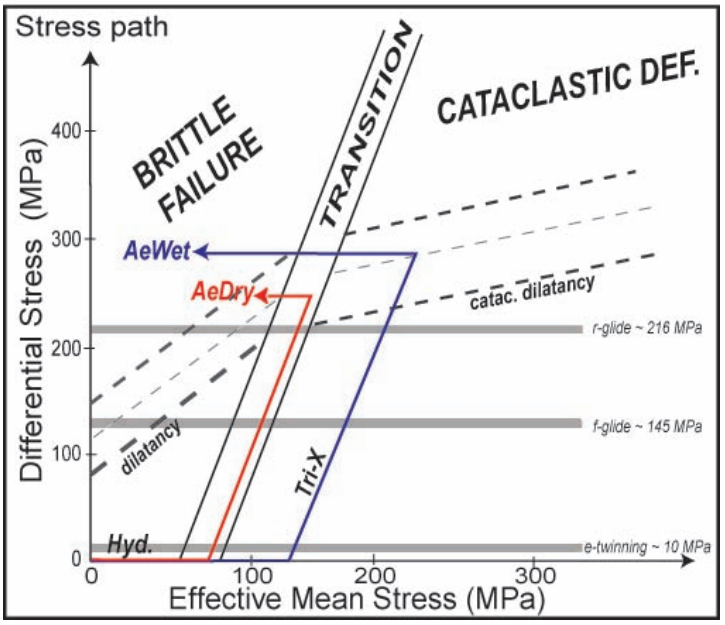


Figure 1 : Stress path followed during experiments AeWet and AeDry as a function of differential stress $(\sigma_1 - \sigma_3)$ and effective mean stress $P_{eff} = (\sigma_1 + 2\sigma_3)/3 - P_p$. Onsets of dilatancy[140] and cataclastic dilatancy[159] in Carrara marble, e-twinning, f and r- dislocation in calcite single crystals[176] are displayed on the figure.

In the laboratory, marbles provide an excellent analog in the understanding of the mechanical behavior of deep fault gouges due to their unique mechanical properties : they can undergo brittle-plastic transition[150,140] for easily attainable pressures and temperature. Indeed, calcite requires only relatively low shear stresses to initiate twinning and dislocation glide[176], even at room temperature (Figure 1). During the deformation experiments presented in this study, e-twinning, f- and r- dislocation glide systems were activated, allowing shear deformation to be accommodated plastically in all directions[134].

Two cylindrical samples of Carrara marble ($80\,mm$ length and $40\,mm$ diameter) were deformed in a triaxial cell installed at the Laboratoire de Géologie of Ecole Normale Supérieure in Paris, France[159,54]. Axial load was servo-controlled through an auto-compensated piston and measured directly on top of the sample with an accuracy of $\sim 1\,MPa$ using an internal load cell. Strain was monitored both externally using two LVDTs and internally using strain gages glued on the samples. Pore fluid was introduced into the sample through hardened steel end pieces placed on top and bottom of the rock sample, using two precision water pumps. 12 lead-zirconate piezoelectric transducers (PZT, $1\,MHz$ central frequency) were glued directly onto the sample surface for measurements of Acoustic Emissions (AE). Acoustic activity was monitored and a complete acoustic recording was obtained, using a unique and innovative instrument which stores continuous ultrasonic waveform data onto a $40\,GB$ Random Access Memory (RAM) buffer[171] at $10\,MHz$ sampling frequency. Inside the vessel, the samples were covered with a Neoprene jacket for insulation from the confining pressure medium. All tri-axial cycles were performed using a constant stress ramp of $\sim 1\,MPa.min^{-1}$.

Two experiments were performed, one under dry and one under water saturated conditions (termed AeDry and AeWet respectively). The stress paths of experiments AeWet and AeDry are displayed on Figure 1 as a function of differential stress ($\sigma_1 - \sigma_3$) and effective mean stress $P_{eff} = (\sigma_1 + 2\sigma_3)/3 - P_p$. The rock samples, first deformed in the cataclastic regime, were brought back at constant differential stress into the brittle field by increasing the pore pressure and/or reducing the confining pressure. For AeWet, confinement and pore pressure were first raised to $125\,MPa$ and $5\,MPa$ respectively. Differential stress was then raised up to $290\,MPa$. The confining pressure was lowered to $100\,MPa$ and the pore pressure then raised to $95\,MPa$ (i.e. $5\,MPa$ effective confining stress). Subsequently, a constant load was maintained. For AeDry, the sample was initially subjected to $75\,MPa$ confining pressure. Secondly, the differential stress was raised up to $250\,MPa$. Finally, confining pressure was slightly decreased ($\sim 5\,MPa$), keeping the load constant.

Figure 2 plots the evolution of differential stress, axial strain and acoustic activity (number of AE events recorded per second) with time. Failure occurred after 12% and 9% of plastic shortening in experiments AeWet and AeDry respectively. In both cases, the nucleation and propagation of failure was not accompanied by any significant acoustic activity. The nearly exponential increase in axial strain that occurred in AeWet, when the confining pressure was lowered to $100\,MPa$ (Figure 2a), is very similar in nature to what is generally described as a creep event in the field. Tertiary creep was initiated only a few hours after the pore pressure was raised to $95MPa$. Critical axial strain rate was $\sim 3 \times 10^{-3}s^{-1}$ before unstable sliding and the $150\,MPa$ stress drop was released in ~ 500 seconds (Figure 2b). In dry conditions, a small decrease ($5\,MPa$) of confinement was sufficient to trigger macroscopic rupture (Figure 2c). Critical axial strain rate was $\sim 1 \times 10^{-2}s^{-1}$

before unstable sliding and the stress drop was released in $\sim$ 60 seconds (Figure 2d). During this experiment, axial strain was measured in two different ways : (1) using strain gage, (2) using the LVDT placed on top of the piston. While cumulative axial strain measured using the LVDT reveals a total axial shortening during slippage of 8%, the strain gage glued far away of the rupture plane shows elastic unloading of the "intact" rock body. The red part of the curves shows the data corresponding to the continuous record displayed on Figure 3a.

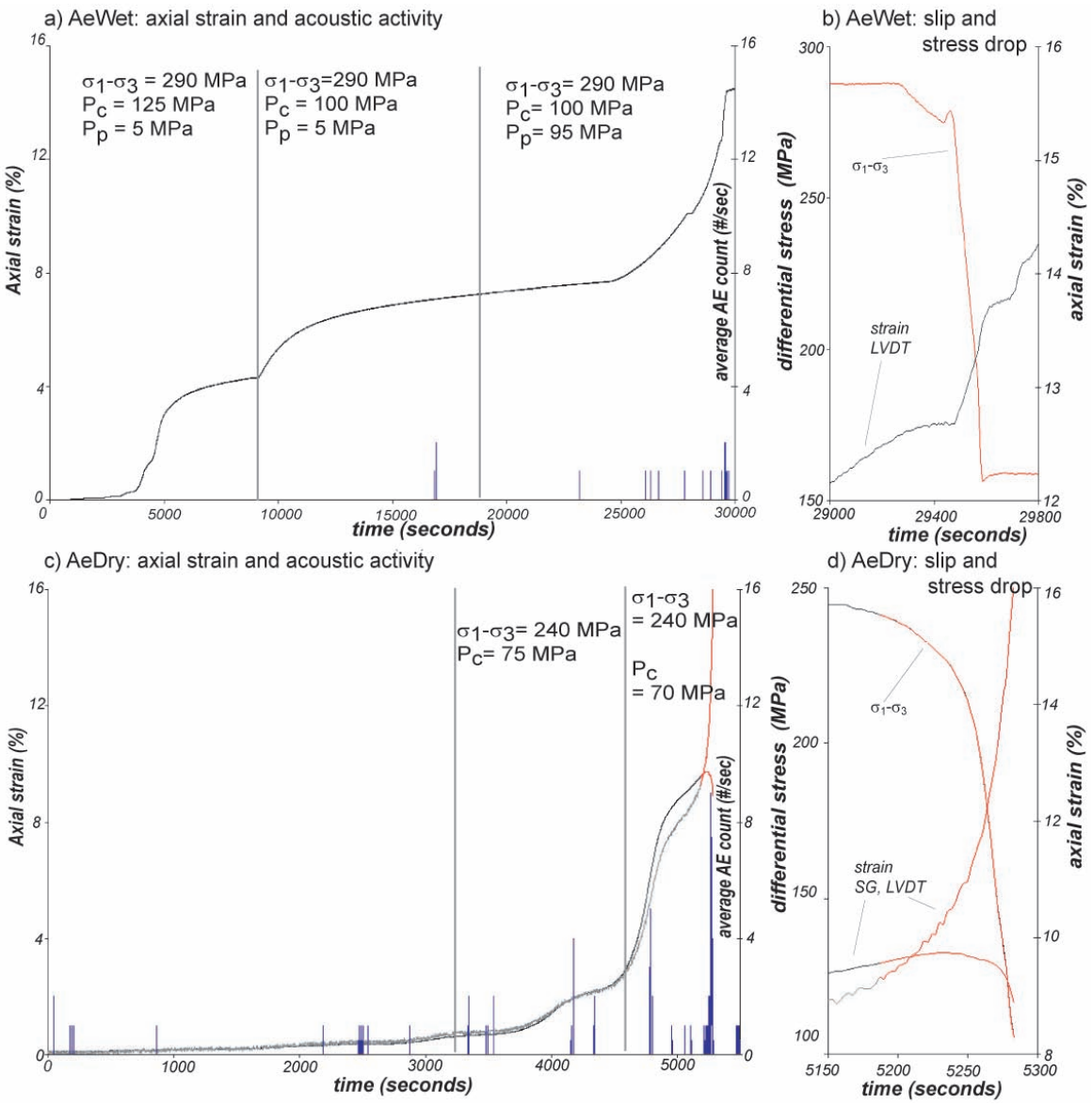


Figure 2 : Evolution of axial strain (solid line) and acoustic activity (in blue, number of AE events per second) with time for experiments AeWet (a) and AeDry (c) respectively. Variations in stress conditions are indicated on the figure. Figures b and d are expanded views of the stress and slip evolution during the rupture phase.

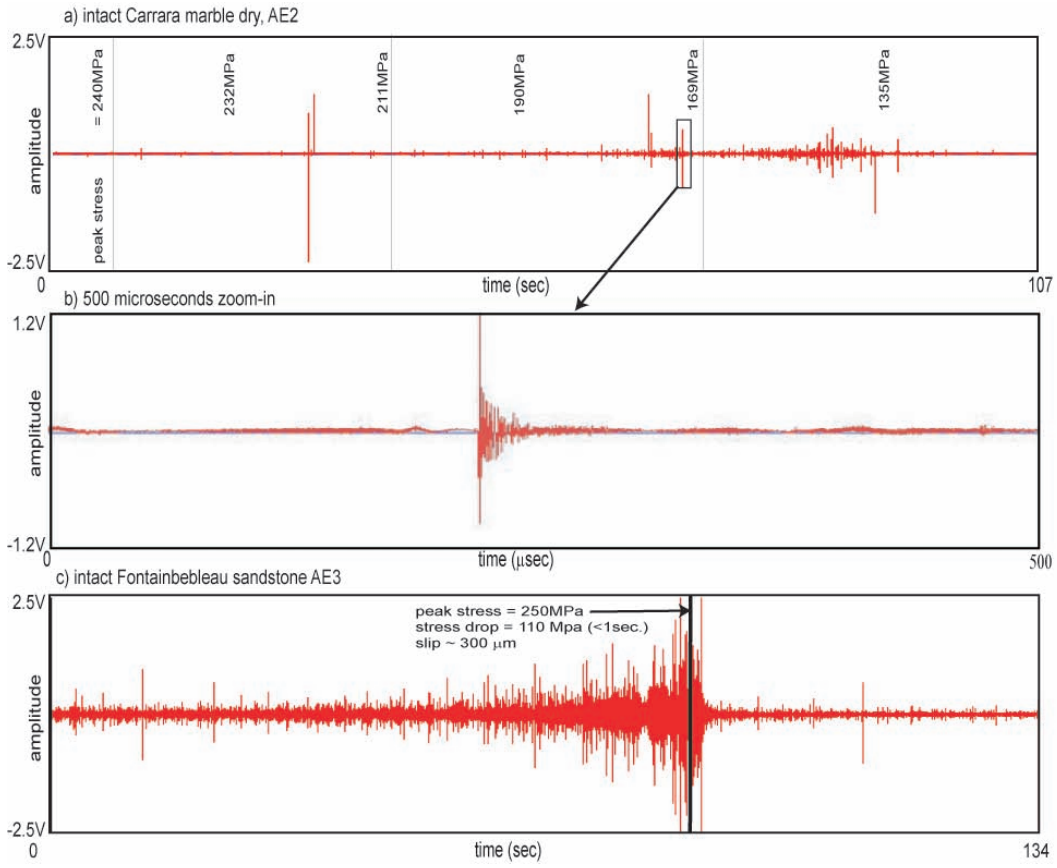


Figure 3 Continuous ultrasonic waveforms. a) 107 seconds segment of the continuous waveform recorded at rupture in the case of experiment AeDry. Differential stress evolution with time is displayed on the figure. b) $500\,\mu sec$ expanded view of a discrete AE. c) 134 seconds continuous recording of failure of an intact Fontainebleau sandstone (14% porosity).

On the 107 seconds segment of the continuous acoustic waveform recorded over the course of rupture for AeDry (Figure 3a), each vertical red line corresponds to a discrete AE event (Figure 3b). In total, only $\sim$ 30 AEs can be clearly distinguished. Rupture initiated aseismically as the peak differential stress, displayed on the figure, cannot be correlated to any particular acoustic event. Only the latter phase of frictional sliding induced some acoustic activity, probably due to the shearing of asperities on the fracture plane, thus illustrating the transition from aseismic to seismic slip. During stress drop, the amount of slip on the fracture plane was $\sim 4.5\,mm$ and the seismic moment M_0 (calculated as $M_0 = \mu A u$, with shear modulus, $\mu = 20\,GPa$, fault area, $A = 0.002902\,m^2$ and u as the measured slip on the fault) is equal to $\sim 300,000\,Nm$. This would correspond to a moment magnitude (M_W), calculated using $M_W = 2/3\log_{10}M_0 - 6.0$, of ~ -2.5. The amount of acoustic energy released is very low when compared to what is typically observed on intact silicastic rocks such as granites[111,105] or sandstones[187]. Figure 3c displays an example

of the recorded acoustic activity at failure of an intact Fontainebleau sandstone (14% porosity) for comparison, using the same recording set-up and similar loading conditions. The recorded energy is one and a half order of magnitude larger than on Figure 3a, although the calculated moment magnitude is equal to -3.2, i.e. almost one order of magnitude lower. However, in the case of this sandstone and other purely brittle materials, the stress drop ($\sim 110\,MPa$) was released instantaneously (< 1 second) and the maximum radiated seismic energy clearly correlated to the peak stress.

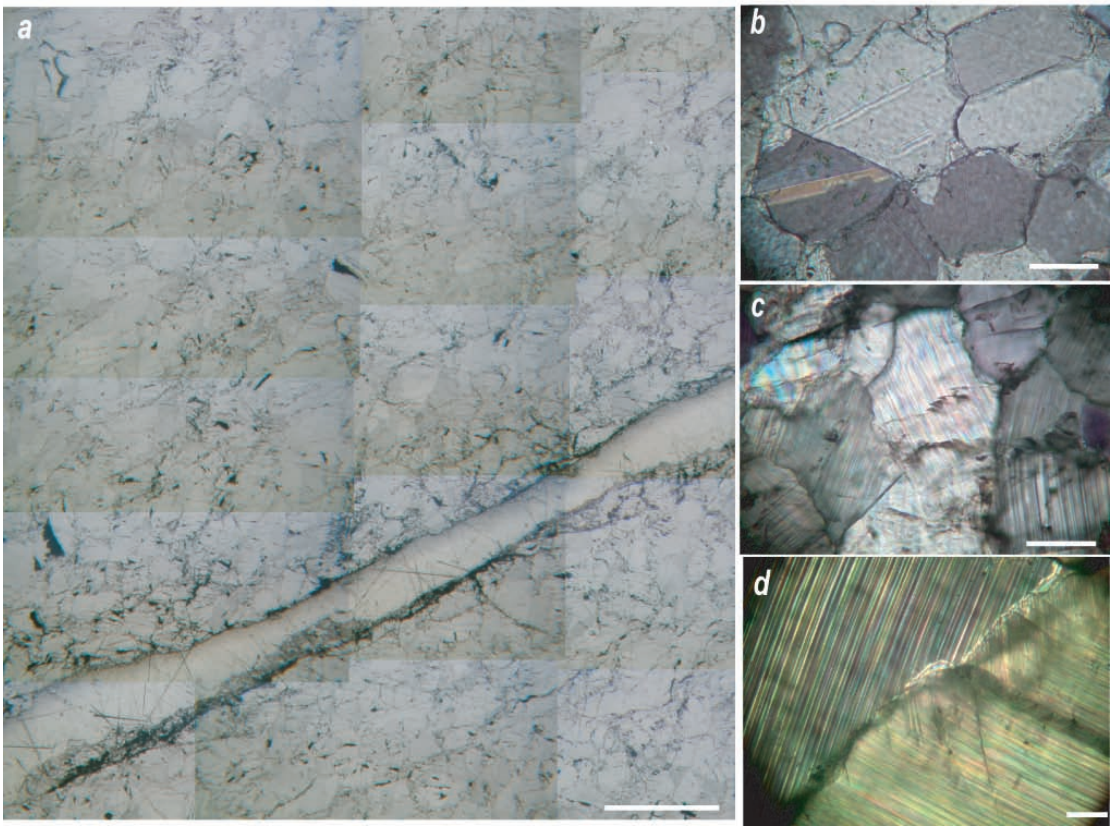


Figure 4 : Microstructural analysis of the fractured sample, AeWet. a) Mosaic image of the fractured sample in reflected light. b) Cross-polarized image of an intact sample. c) and d) Cross polarized images of the host rock, far from the rupture plane. The white scale corresponds to $1\,mm$ in a), $100\mu m$ in b) and c), $20\mu m$ in d).

Figure 4a shows a mosaic of micrographs in reflected light of fractured sample AeWet. The failure plane is narrow (typically about two to three grain diameters wide), showing some roughness and filled with gouge material of very fine grain size. Only few intergranular fractures can be observed. The process zone is narrow, if not inexistent ($\sim< 100mm$), showing the absence of intergranular cracking next to the main fracture plane. Figures 4b, c and d show micrographs of the intact and deformed host rock in crosspolarized light. In the undeformed marble (Figure 4b), no twins are present and grain boundaries are sealed. At the intragranular scale, most of the shear deformation was accommodated by the presence of mechanical twins at very high density in the

deformed sample (Figures 4c and 4d). Strong interactions between microcracking and twinning can be observed, as the bending of twins nucleates intragranular ductile cracks (Figure 4d) and induces grain boundary opening (Figure 4a). Twin and grain boundaries also serve as walls on which dislocations pile up, which we believe, along with dislocation glide, is responsible of ductile (or aseismic) cracking, grain size reduction and slow crack propagation. Here, compared to silicastic rocks where dislocation activity only takes place above a minimum temperature (at least 300˚C for quartz), the competition between the two basic micromechanisms (mode I cracking and dislocations) controls the macroscopic behaviour (brittle versus ductile). Twinning and dislocation glide are intracrystalline processes not sensitive to pressure (Figure 1), whereas mode I cracking is pressure-sensitive. At room temperature and because the confining pressure is sufficient to prevent mode I cracking, the resulting damage in the rock is intracrystalline with twinning and dislocations piling up (similar to a cold worked metal). At the tip of a crack, the local stress is high enough to make neighboring dislocations move and dislocation loops are emitted to relax the stress locally which can help the crack propagation, by a single burgers vector b (if only one dislocation is involved) or of a discrete number of burgers vector nb, if an avalanche of dislocation takes place[31]. If the crack moves slowly enough, plastic relaxations will begin when the stress concentration acts for a long time compared with the time necessary for a dislocation loop to be emitted[60]. Various experiments have shown in metal that there is critical velocity of the crack below which plastic relaxation occurs. However, in brittle materials and at low temperature, when dislocations are only able to accumulate, dislocations require a fairly high stress to move (Figure 1) and cannot be annihilated. In consequence, such a process is strain dependent because there is a maximum limit for piling up of twins and dislocations within a grain. Plastic micromechanisms are therefore prevalent only up to some finite, critical strain. At this point, when the grains become fully saturated with dislocations/twins (Figure 4d), the local tensile stress can become high enough to initiate a mode I crack and strain localization can occur. The shear band is expected to be very thin (one grain) because the active deformation micromechanisms are intragranular. This, in turn, explains the absence of damage accumulation within the host rock, and of a process zone, in contrast to regular brittle materials, for which most of the fracture energy is spent in the creation of a process (or damage) zone ahead and aside of the main fracture plane[33]. We have demonstrated that silent, strain dependent failure occurs as a result of intragranular plasticity. Ductile minerals prevalent in Earth's crust and within fault gouges, such as clays (at low temperature), quartz and feldspar[175](above 300˚C), are expected to behave in a similar fashion as calcite at room temperature. Our study has also highlighted the important roles played by normal stress in the interactions between plastic and brittle deformation. Experimentally triggering silent rupture by pore pressurization gives weight to the recent hypothesis on the role of fluid redistributions (and thus normal stress variations) during both seismic[118] and aseismic slip[109,32,45].

The authors would like to thank Professors C.H. Scholz and T-F.Wong for their useful comments and discussions. Doctors P.Benson, M.H.B. Nasseri, D. Collins helped to greatly improve this manuscript. This research was funded via a National Environment Research Council (NERC) equipment grant, a Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC) Discovery Grant and the Fond France Canada pour la Recherche (FFCR).

Conclusions et perspectives

Nous avons présenté dans ce mémoire de thèse un certain nombre de résultats et d'observations, aussi bien expérimentaux que théoriques, traitant de la compaction des roches poreuses.

Une première étude expérimentale nous a permis de mieux caractériser **le comportement des roches poreuses sous une contrainte isotrope**. Les expériences ont été conduites sur le grès de Bleurswiller, dont la porosité initiale est de $25\,\%$. Pour des pressions effectives inférieures à une certaine pression critique P^*, la compaction de la roche est élastique. Au-delà de P^*, le déformation est cataclastique et s'accompagne d'une chute de porosité de l'ordre de $10\,\%$. Cette compaction "inélastique" résulte de la destruction du réseau poreux, des joints de grains et des grains eux-mêmes. Le modèle de [Zhang et al., 1990] permet de prédire cette valeur critique P^* en fonction de la porosité initiale de la roche et de la taille moyenne des grains. On montre cependant que les prédictions du modèle empirique de [Boutéca et al., 2000], qui relie la contrainte critique P^* à la contrainte maximum obtenue lors d'un essai en compression uniaxiale, sont plus en accord avec les observations expérimentales que les prédictions du modèle de [Zhang et al., 1990]. En effet, le modèle empirique de [Boutéca et al., 2000], via l'essai de compression uniaxial, permet de prendre en compte la composition du grès (présence d'argile, feldspath), et la présence d'hétérogénéités dans la roche (zones plus poreuses, confirmées par des images obtenues par un scanner médical). **La chute de porosité pendant la déformation cataclastique s'accompagne d'une chute de la perméabilité d'environ un ordre de grandeur**. La mesure des vitesses élastiques de compression et de cisaillement pendant la déformation sous contrainte isotrope donne une information complémentaire. En effet, les vitesses élastiques sont sensibles à deux réseaux de porosité : la porosité de pore et la fissuration. La réduction de la porosité tend à faire augmenter les vitesses élastiques, alors que la fissuration tend à les faire diminuer. Or, pendant la compaction du grès de Bleurswiller, réduction de porosité et fissuration sont en compétition, car la réduction de la porosité est le résultat de l'effondrement de la structure poreuse de la roche, qui ne peut avoir lieu que si les grains et les joints de grains sont fissurés. Nos observations montrent que pendant la déformation sous contrainte isotrope, les vitesses élastiques sont plus sensibles à la fissuration qu'à la réduction de la porosité – c'est-à-dire que pendant la déformation cataclastique les vitesses élastiques chutent rapidement. Pour quantifier l'endommagement pendant la déformation cataclastique, nous utilisons un modèle de milieu effectif, où le grès est modélisé comme une matrice aux propriétés élastiques isotropes, contenant des pores sphériques et des fissures circulaires. A partir des données obtenues pendant les expériences (mesures des vitesses élastiques, et mesure de l'évolution de la porosité), il est possible d'estimer l'évolution de la densité de fissures pendant le chargement. On montre ainsi que dans le cas où le grès est sec, la densité de fissure est de l'ordre de 0.3 quand la pression atteint le seuil critique P^*. Nous avons également mesuré l'évolution du rapport V_p/V_s pendant la

déformation de la roche. Expérimentalement, nous montrons que **le rapport $\mathbf{V_p/V_s}$ augmente quand la pression atteint le seuil critique $\mathbf{P^*}$, ceci est observé aussi bien lorsque la roche est sèche que lorsqu'elle est saturée de fluide**. En présence d'eau, nos observations expérimentales sont en accord avec les prédictions du modèle de milieu effectif, et s'expliquent par un couplage entre le fluide et des fissures caractérisées par un petit rapport de forme (inférieur à 10^{-2}). En revanche, l'augmentation du rapport V_p/V_s dans le cas où la roche est sèche, n'est pas prédit par le modèle de milieu effectif. Pour comprendre ce comportement, on peut utiliser une approche totalement différente, en considérant le grès comme une roche granulaire. Le modèle de [Digby, 1981] est un modèle de milieu granulaire où à partir des propriétés de contact grain-grain, l'auteur calcule les propriétés élastiques effectives. Digby montre ainsi que le rapport V_p/V_s est une fonction décroissante de l'aire du contact grain-grain. Il est alors possible d'interpréter nos résultats expérimentaux à l'aide de ce modèle : pendant la compaction, les grains et joints de grains se cassent, transformant la roche en un milieu granulaire. On peut également imaginer que les fines produites lors du broyage d'une partie des grains vont se comporter comme des "roulements à billes" autour de grains encore intact. De ce fait, le matériau ainsi produit répond mieux plastiquement aux ondes de compression qu'aux ondes de cisaillement, ce qui résulte en une augmentation du rapport V_p/V_s. L'application directe de ce résultat est très intéressante : en effet, en sismologie, une augmentation du rapport V_p/V_s est toujours interprétée en termes de fluide, or ces expériences montrent que si une augmentation du rapport V_p/V_s peut être causée par la présence de fluide, elle peut être également due à un broyage intense d'une roche sèche, phénomène qui peut se produire dans une zone de gouge.

Dans le cas où la roche est soumise à un champ de contrainte déviatorique, la déformation se produit souvent en bandes localisées. Des études précédentes se sont focalisées sur des roches à faible porosité, où le mode de rupture est la localisation par bandes de cisaillement. Dans le cadre de cette thèse nous nous sommes intéressés au comportement des roches poreuses (porosité initiale $25\,\%$). Différentes expériences triaxiales ont été menées sur le grès de Bleurswiller, avec des pression de confinement variant de $10\,MPa$ à $110\,MPa$. **Pour des pressions de confinement inférieures à 30 MPa, le comportement de la roche est fragile**, c'est-à-dire que si la roche se compacte dans un premier temps élastiquement, elle développe par la suite de la dilatance puis se fracture (bandes de cisaillement). **Pour des pressions de confinement supérieures à 30 MPa, la roche ne développe pas de dilatance, mais de la compaction** associée à un effondrement de la structure poreuse et à la fracturation des grains : le comportement est "ductile". De plus, l'observation des échantillons déformés à des pressions de confinement supérieures à $30\,MPa$ montre clairement que **la compaction est localisée sous forme de bandes perpendiculaires à la contrainte principale,** et parallèles les unes aux autres : ce sont des bandes de compaction. Des observations microstructurales confirment que dans les bandes, les grains et les joints de grains sont fissurés, entraînant un effondrement local de la structure poreuse. Dans ces bandes, la porosité est inférieure à quelques pourcents, alors qu'en dehors des bandes, la structure est intacte, et la porosité de l'ordre de $25\,\%$. Ces observations expérimentales sont en accord avec l'observation de bandes de compaction sur le terrain [Mollema and Antonellini, 1996[119]] et avec l'étude menée par [Klein et al., 2001[96]] sur le grès de Bentheim. L'étude sur le grès de Bleurswiller confirme le fait que des bandes de compaction peuvent se produire dans des grès purs en quartz mais aussi sur des grès contenant une part non négligeable d'argile. Dans ces bandes de compaction, la réduction

de porosité est de l'ordre de $20\,\%$. Ces bandes se comportent donc comme des barrières à l'écoulement des fluides, on observe expérimentalement **une chute d'environ un ordre de grandeur de la perméabilité pendant la formation de ces localisations**. Les vitesses élastiques ont également été mesurées pendant ces essais triaxiaux ; comme dans le cas où le grès était soumis à une pression hydrostatique, nous montrons que les vitesses sont plus sensibles à la fissuration des grains qu'à la compaction. De plus, la formation de bandes de compaction affecte de la même manière les vitesses de compression mesurées dans la direction de contrainte principale et celles mesurées perpendiculairement à l'axe de chargement (pas d'anisotropie). Pour comprendre la cinématique de la formation des bandes de compaction, nous avons utilisé la technique des émissions acoustiques. Ces expériences ont été menées au GeoForschungsZentrum de Potsdam, dans l'équipe de Georg Dresen. Douze capteurs d'onde de compression enregistrent les temps d'arrivés des émissions acoustiques pendant la déformation d'un échantillon. Il est alors possible après traitement des données de re-localiser les sites d'émissions acoustiques. Cette technique s'est révélée un outil très performant, **la concordance entre la re-localisation des émissions acoustiques et les bandes de compaction observées sur les échantillon après déformation étant très bonne**. La re-localisation des émissions acoustiques montrent que pendant le chargement un certain nombre d'événements apparaissent en tête et pied de l'échantillon (à cause de la friction), mais que dans le même temps, différents sites d'événements apparaissent aléatoirement dans l'échantillon. Ensuite les événements se propagent à partir d'un ou plusieurs sites, perpendiculairement à la contrainte principale, pour former une bande de compaction. Quand une bande de compaction est formée, le processus continue, et l'on observe un ensemble de bandes de compaction parallèle les unes aux autres. Il est également possible de faire une analyse des mécanismes à la source : on montre alors que pendant la formation des bandes de compaction, 80% des événements sont dus à des mécanismes de type "effondrement local", et 20% des événements sont liés à des mécanismes de cisaillement. Les résultats obtenus à partir des émissions acoustiques mettent en évidence, clairement et pour la première fois, les mécanismes de formation des bandes de compaction. On peut imaginer que l'initiation des bandes de compaction soit due à l'hétérogénéité de la roche. Des images obtenues au scanner médical sur des roches intactes montre clairement des zones plus poreuses. Il possible de supposer, que ces zones plus poreuses vont être le lieu de concentration des contraintes, et donc initier la localisation. On comprend alors que pour un grès parfaitement homogène, comme le grès de Fontainebleau, les lieux de concentration des contraintes seront plutôt situés à l'interface entre la roche et les embases, ce que nous observons également.

L'ensemble des différentes expériences menées sur le grès de Bleurswiller, nous permet de définir le domaine élastique de cette roche. On montre ainsi, que **pour des pressions de confinement inférieures à $30\,\mathrm{MPa}$, le domaine élastique peut être délimité par une droite de Mohr-Coulomb. Pour des pressions de supérieures à $30\,\mathrm{MPa}$, le domaine élastique semble être fermé par une droite, dont la pente est négative**. Ce dernier point est en désaccord avec la littérature, où en général le domaine ductile est modélisé par une ellipse. Nous avons également confronté nos données expérimentales avec un modèle théorique, basé sur la théorie de la localisation [Rudnicki et Rice, 1975[145]]. Ce modèle est simple, il suppose une surface de charge et d'écoulement linéaire, et pourra par la suite être amélioré.

Dans le dernier chapitre, nous avons montré deux études menées sur les carbonates. A la différence du quartz ou du feldspath, les micro-mécanismes de la calcite sont plus compliqués. En effet,

la calcite a la propriété de se déformer plastiquement à température ambiante. Cette plastification se traduit par l'apparition de dislocations, d'empilements de dislocations et de macles. Les mécanismes de dislocation ne peuvent se produire dans le quartz que pour des températures supérieures à $300^o c$. La calcite est donc un analogue intéressant pour comprendre le comportement des roches de la croûte, où les effets de température ne sont pas négligeables. Dans la première étude, **différentes experiences triaxiales ont étés menés sur les marbres de Carrara** (porosité $\sim 0.5\%$)**et le calcaire de Solnhofen** (porosité $4.5 \sim \%$). Comme dans les études sur le grès de Bleurswiller, nous montrons que les vitesses élastiques des ondes de compression et de cisaillement sont sensibles à deux mécanismes en compétition : la réduction de la porosité et la fissuration de la roche. De même, comme dans l'étude du grès de Bleurswiller, **les vitesses sont affectées principalement par la fissuration**. Cependant cette fissuration s'avère moins intense que dans les grès : dans l'étude menée par [Johnston and Toksöz [84]] sur le calcaire de Bedford (porosité initiale de $\sim 12\%$), l'effet de la réduction de la porosité sur les vitesses élastiques est l'effet majeur. Ceci prouve que la porosité initiale critique, dans les carbonates, à partir de laquelle l'effet de la reduction de la porosité est l'effet dominant, est située entre $5\,\%$ et $12\,\%$ alors que dans le cas des grès cette porosité critique est supérieure à $25\,\%$. Cette difference s'explique par l'origine de la fissuration. Dans les grès, la fissuration est le résultat de la fracturation des grains. Pour la calcite, on peut supposer qu'il existe au sein d'un minéral plusieurs hétérogénéités qui vont conduire à des empilements de dislocations et à des macles dans différentes directions. Il va en résulter une contrainte interne de plus en plus élevée. Cette contrainte interne peut alors conduire à des micro-fissurations. Ces fissures sont donc probablement plus petites et moins nombreuses que celles observées dans les grains de quartz. Dans la seconde étude, nous avons enregistré les émissions acoustiques pendant la déformation de deux échantillons de marbre de Carrara. Ces expériences ont été effectuées au laboratoire de géologie de l'ENS, et l'enregistrement des émissions acoustiques a été obtenu en utilisant le Giga Recorder (ESG) du Lassonde Institut de Toronto. Les échantillons de marbre de Carrara ont été déformés dans le régime cataclastique, puis tout en gardant la contrainte déviatorique constante, la pression moyenne a été diminuée, de façon à atteindre le régime fragile de la roche. **Un résultat majeur de cette étude est l'absence d'émissions acoustiques pendant la déformation des échantillons,** aussi bien dans le cas sec que dans le cas saturé de fluide. Cependant les échantillons après déformation montrent clairement une fracture, et les vitesses élastiques montrent clairement la présence de fissures. Ce type de comportement est nouveau et totalement différent de ce qui peut être observé sur les grès ou sur les granites. Pour comprendre cette absence d'émissions acoustiques, on peut émettre trois hypothèses : (1) le facteur de contrainte K_{1c} et l'énergie de surface de la calcite sont trop faibles, et de ce fait, l'amplitude des émissions acoustiques produites pourrait être du même ordre de grandeur que le bruit résiduel ; (2) l'énergie serait émise dans une gamme de fréquence inaudible par les capteurs ; (3) ce que nous observons dans la calcite serait le résultat de la propagation d'une fissure ductile. Néanmoins ces observations sur le marbre de Carrara sont très intéressantes et peuvent être mises en parallèle avec les ruptures aséismiques observés dans la nature.

Les perspectives de ce travail sont nombreuses.

1. Un premier prolongement possible serait de passer à de plus grandes échelles spatiales en tentant de modéliser l'apparition des bandes de compaction à l'échelle d'un réservoir pétrolier. On pourrait étudier de façon numérique les écoulements dans un réservoir en adoptant une loi de compaction appropriée. Il faudrait connaître les chemins de contrainte dans une structure réelle et les comparer avec les chemins de contrainte suivis au laboratoire.
2. Ceci nécessiterait un second prolongement, d'ordre plus fondamental, qui concerne la question de la loi d'écoulement en plasticité. Le choix de cette loi est crucial au sens de la stabilité, la perte de stabilité correspondant à l'initiation des bandes de compaction. Des modélisations numériques s'appuieraient sur la poro-élasticité en grande déformation.
3. Une troisième direction de recherche consisterait à étudier expérimentalement l'impact d'un fluide réactif sur la localisation. La figure 7.4a) montre des bandes de compaction observées

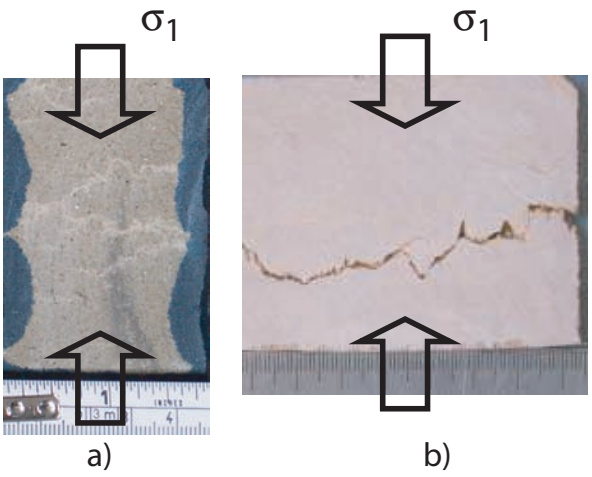


FIG. 7.4 – a) Bandes de compaction dans un grès. b) Stylolite dans un calcaire.

dans un grès. La figure 7.4b) montre un stylolite observé dans un calcaire. Les stylolites sont des objets géologiques observés depuis plus d'un siècle, mais leur formation reste mal expliquée. Un stylolite est une surface de dissolution. Bande de compaction ou stylolite, ces deux objets sont représentatifs d'une localisation de la compaction. Dans le cas de la bande de compaction, la compaction est mécanique : réduction de la porosité et broyage des grains. Dans le cas du stylolite, la compaction est chimique : il y a dissolution de la matière dans la localisation. Aussi peut-on s'interroger sur le lien entre bande de compaction et stylolite. Peut-on voir un stylolite comme le résultat d'un couplage entre une bande de compaction et une interaction entre fluide et solide ? Mais dans ce cas, on doit d'abord se poser une autre question : peut-on observer des bandes de compaction dans les roches calcaires poreuses ? La question élargit encore la troisième direction envisagée.

4. Cette étude a également prouvé que la mesure des vitesses élastiques pendant la déformation permettait de quantifier l'endommagement de la roche. Il serait intéressant d'utiliser cette technique pour d'autres roches, comme des carbonates poreux. La compaction inélastique

d'un grès poreux sec, sous chargement hydrostatique, induit une augmentation significative du rapport V_p/V_s. Peut-on imaginer que ce mécanisme, où la roche se transforme en un milieu granulaire se produit dans une zone de gouge ?

Bibliographie

1. Antonellini, M., A. Aydin, & D. Pollard (1994). Microstructure of deformation bands in porous sandstones at Arches National Park, Utah. *J. Struct. Geol.*, **16**, 941-959.

2. Amoruso A., L. Crescentini, A. Morelli & R. Scarpa R. (2002). Slow rupture of an aseismic fault in a seismogenic region of Central Italy. *Geophys. Res. Lett.*, **29**, Art. No. 2219.

3. Ashby, M.F. and C.G. Sammis (1990). The damage mechanics of brittle solids in compression. *P.A.Geoph.*, **133**, 489-521.

4. Atkinson, B.K. and V. Avdis (1980). Fracture mechanics parameters of some rock-deforming minerals determined using an indentation technique. *Int. J. Rock. Mech. Min. Sci & Geomech.*, **17**, 383-386.

5. Atkinson, B.K. and P.G. Meredith (1987). Experimental fracture mechanics data for rocks and mineral. *Fracture Mechanics of rocks (edited by Atkinson, B.K.), Academic press, New York*, 477-525.

6. Ayling, M.R., P.G. Meredith, & S. Murrell (1994). Microcracking during triaxial deformation of porous rocks monitored by changes in rock physicical properties, I. Elastic-wave propagation measurements on dry rocks. *Tectonophysics*, **245**, 205-221.

7. Baud, P., A. Schubnel, & T.-F. Wong (2000a). Dilatancy, compaction, and failure mode in Solnhofen limestone *J. Geophys. Res.*, **105**, 19289-19303.

8. Baud, P., W. Zhu, & T.-F. Wong (2000b). Failure mode and weakening effect of water sandstone. *J. Geophys. Res.*, **105**, 19289-19303.

9. Baud, P., E. Klein, & T.-F. Wong (2004). Compaction localization in porous sandstones : spatial evolution of damage and acoustic emission activity. *J. Struct. Geol.*, **26**, 603-624.

10. Beeler, N. and T. Tullis (1997). The role of time and displacement in velocity-dependent volumetric strain of fault zones. *J. Geophys. Res.*, **102**, 22595-22609.

11. Benson, P., A. Schubnel, S. Vinciguerra, C. Trovato, P. Meredith & R.P.Young (2005). Modelling the permeability evolution of micro-cracked rocks from elastic wave velocity at elevated hydrostatic pressure. *J. Geophys. Res.*, submitted.

12. Bésuelle, P., (1999). Déformation et rupture dans les roches tendres et les sols indurés : comportement homogène et localisation. *Thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fournier, Grenoble*.

13. Bésuelle, P., (2001). Evolution of strain localisation with stress in a sandstone : Brittle and semi-brittle regimes. *Phys. Chem. Earth*, **26**, 101-106.

14. Bésuelle, P. (2001). Compacting and dilating shear bands in porous rock. *J. Geophys. Res.*, **106**, 13435-13442.

15. Bésuelle, P. and J.W. Rudnicki (2004). Localization : Shear bands and compaction bands. *Mechanics of fluid-saturated rocks edited by Y. Guéguen and M. Bouteca*, Elsevier academic press, **89**, 219-323.

16. Biot, M.A. (1941). General theory of three dimensional consolidation. *J.Appl.Phys.*, **12**, 155-164.

17. Biot, M.A. (1956a). Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous rock. I. Low frequency range. *J. Acoust. Soc. Am.*, **28**, 168-178.

18. Biot, M.A. (1956b). Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous rock. II. Higher frequency range. *Acoust. Soc. Am.*, **28**, 168-178.

19. Birch, F. (1961). The velocity of compressional waves in rocks to 10 kilobars, Part 1. *J. Geophys. Res.*, **65**, 1083-1102.

20. Birch, F. (1961). The velocity of compressional waves in rocks to 10 kilobars, Part 2. *J. Geophys. Res.*, **65**, 1083-1102.

21. Blazy, J.S. (2003), Comportement mécanique des mousses d'aluminium : caractérisations expérimentales sous sollicitations complexes et simulations numériques dans le cadre de l'élasto-plasticité compressible. *Thèse de doctorat de l'Ecole des mines de Paris*.

22. Bouteca, M., J.P. Sarda & O. Vincké (2000). Constitutive law for permeability evolution of sandstone during depletion. *SPE*, 58717.

23. Bourbié, T. and B. Zinszner (1985). Hydraulic and acoustic properties as a function of porosity in Fontainebleau sandstone. *J. Geophys. Res.*, **90**, 11524-11532.

24. Bourbié, T., O. Coussy & B. Zinszner (1986). *Acoustique des milieux poreux*, publication de l'IFP, Technip press, Paris.

25. Brace, W.F., B.W. Paulding, & C. Scholz (1966). Dilantancy in the fracture of cristalline rocks. *J. Geophys. Res.*, **71**, 2236-1968.

26. Brace, W.F., J.B. Walsh, & W.T. Frangos (1968). Permeability of granite under high pressure. *J. Geophys. Res.*, **73**, 2225-2236.

27. Brace, W.F. (1978). Volume changes during racture and frictional sliding : a review. *P.A.Geoph.*, **116**, 603-614.

28. Brandt, H. (1955). A study of the speed of sound in porous granular media. *J. Appl. Mech.*, **22**, 479-486.

29. Burgmann R., M.G. Kogan, V.E. Levin, C.H. Scholz, R.W. King & G.M. Steblov (2001). Rapid aseismic moment release following the 5 December, 1997 Kronotsky, Kamchatka, earthquake. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 1331-1334.

30. Byerlee, J.D. (1968). Brittle-ductile transition in rocks. *J. Geophys. Res.*, **73**, 4741-4750.

31. Carmen, M.M., A. Vespignani, S. Zapperi, J. Weiss, & J.R. Grasso (2001). Intermittent dislocation flow in viscoplastic deformation. *Nature*, **410**, 667-671.

32. Cervelli P., P. Segall, K. Johnson, M. Lisowski & A. Miklius (2002). Sudden aseismic slip on the south flank of Kilauea volcano. *Nature*, **415**, 1014-1018.

33. Chelidze T., T. Reuschlé & Y. Guéguen (1994). A theoretical investigation of the fracture energy of heterogeneous brittle materials. *J. Phys. Condens. Matter*, **6**, 1857-1868.

34. Collins D.S. and R.P. Young (2000). Lithological controls on seismicity in granitic rocks. *Bull. Seismo. Soc. Am*, **90**, 709-723.

35. Coussy, O. (1991) *Mécanique des milieux poreux*, éditions Technip, Paris, France.

36. Curran, J. and M. Carroll (1979). Shear stress enhancement of void compaction. *J. Geophys. Res.*, **84**, 1105-1112.

37. David, C., T.-F., Wong, W. Zhu, & J., Zhang (1994). Laboratory measurements of compaction induced permeability change in porous rocks : implications for the generation and maintenance of pore pressure excess in the crust. *P.A.Geoph.*, **143**, 425-456.

38. Dieterich, J.H. and B.D. Kilgore (1994). Direct observation of frictional contacts - new insights for state dependent properties. *P.A.Geoph.*, **143**, 283-302.

39. Digby, P.J. (1981). The effective elastic moduli of porous rocks. *J. Appl. Mech.*, **48**, 803-808.

40. DiGiovanni, A., J.T. Fredrich, D.J. Holcomb, & W.A. Olsson (2000). Micromechanics of compaction in an analogue reservoir sandstone. *Proc. North American Rock Mech. Symp., July 31, 2000*, 1153-1158, Ed. J. Girard, M. Liebman, C. Breeds, T. Doe, Pub. A.A Balkema.

41. Dimaggio, F.L. and I.S. Sandler (1971). Material model for granular soils. *J. Eng. Mech. Div. ASCE*, **97**, 935-950.

42. Domenico, S. N. (1977). Elastic properties of unconsolidated porous sand reservoirs, *Geophysics*, **42**, 1339-1368.

43. Doyen, M. (1988). Permeability, conductivity and pore geometry of sandstone. *J. Geophys. Res.*, **93**, 7729-7740.

44. Drücker, D.C. and W. Präger (1952). Soil mechanics and plastic analysis of limit design. *Q.Appli.Math*, **10**, 157-165.

45. Du W.X., L.R. Sykes, B.E. Shaw & C.H. Scholz (2003). Triggered aseismic fault slip from nearby earthquakes, static or dynamic effect ? *J. Geophys. Res.*, **108**, Art. No. 2131.

46. Dvorkin J. and J. Walls (2000). Detecting overpressure from seismic velocity calibrated to log and core measurements, *32 annual offshore technomogy conference OTC 11912*, 11 pages

47. Edmond, J.M. and M.S. Paterson (1972). Volume changes during the deformation of rocks at high pressure. *Int. J. Rock. Mech. Min. Sci & Geomech.*, **9**, 161-182.

48. El Bied, A., J. Sulem, & F. Martineau (2002). Microstructure of shear zone in Fontainebleau sandstone. *Int. J. Rock. Mech. Min. Sci & Geomech.*, **39**, 917-932.

49. Eshelby, J.D. (1957). The determination of the elastic field for an elliptical inclusion, and related problems. *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, **241**, 376-396.

50. Fisher, G.J. and M.S. Paterson (1992). Measurement of permeability and storage capacity in rocks during deformation at high temperature and pressure. *in : Evans, B., and Wong, T.F. (Eds), Fault mechanics and transport properties of rocks, Academic Press, San Diego*, 213-252.

51. Fjaer, E., R.M. Holt, & A.M Raaen (1989), Rocks mechanics and rock acoustics. *Rock at great depth*, edited by V. Maury and D. Fourmaintraux, pp. 355-362, Balkema, Rotterdam, 1989.

52. Fortin, J. (2002). Déformation et perméabilité des roches poreuses : étude d'un grès de Fontainebleau et d'un grès de Diemelstadt - applications aux bandes de compaction. *Mémoire de DEA, Université Pierre et Marie-Curie, Paris*.

53. Fortin, J., P. Baud, & T.-F Wong (2003). Mechanical compaction of Diemelstadt : from compacting shear bands to pure compaction bands. *Abstract EGS-AGU Nice 2003*.

54. Fortin, J., A. Schubnel, & Y. Guéguen (2005). Elastic wave velocities and permeability evolution during compaction of Bleurswiller sandstone. *Int. J. Rock. Mech. Min. Sci & Geomech.*, **42**, 873-889.

55. Fortin, J., S. Stanchits, G. Dresen & Y. Guéguen (2005). Acoustic emissions and velocities associated with the formation of compaction bands in sandstone. *J. Geophys. Res.*, submitted.

56. Fortin, J., Y. Guéguen & A. Schubnel (2005). Consequences of pore collapse and grain crushing on ultrasonic velocities and Vp/Vs. *J. Geophys. Res.*, submitted.

57. Fredrich, J.T., B. Evans & T.-F. Wong (1989). Micromechanics of the brittle to plastic transition in Carrara marble. *J. Geophys. Res.*, **94**, 4129-4145.

58. Fredrich, J.T., B. Evans & T.-F. Wong (1990). Effect of grain size on brittle and semi brittle strength : implications for micromechanical modelling of failure in compression. *J. Geophys. Res.*, **95**, 10907-10920.

59. Fredrich, J.T., G.L. Deitrick, J.G. Arguello, & E.P. de Rouffignac (1998). Reservoir compaction, surface subsidence, and casing damage : a geomechanics approach to mitigation and reservoir management. In *Eurorock-Rock Mechanics in Petroleum Engineering, SPE/ISRM 47284*, 403-412.

60. Friedel, J. (1959). Propagation of cracks and work hardening, *in : Fracture*, edited by Averbach, D.L., Felbeck, D.K., Hahn, G.T. & Thomas, D.A., 498-523.

61. Frye K.M., and C. Marone (2002). Effect of humidity on granular friction at room temperature. *J. Geophys. Res.*, **107**, art. No 2309.

62. Gassman, F. (1951). Elasticity of high-porosity sandstone : Uber die elastizitat poroser medien, . *Vierteljahrsschrift der Naturforschenden Gesselschaft in Zurich*, **96**, 1-23.

63. Giles, M.R. (1997). In *Diagenesis and its impact on rock properties : A quantitative perspective*, p. 520. Kluwer

64. Griggs, D.T., F.J. Turner and H.C. Heard (1960). Deformation of rocks at 500˚ to 800˚, *in Rock deformation, edited by D.T Griggs and J. Handlin, Mem.Geol.Soc.Am.,* **79**, 39-104.

65. Grueschow, E., and J. Rudnicki (2005). Elliptic yield cap modeling for high porosity sandstone. *Int. J. Solids and Structures.,***42**, 4574-4587.

66. Grueschow, E. (2005). Yield cap constitutive models for predicting compaction localization in high porosity sandstone. *PhD. thesis, Northwestern university, Evanston Illinois*.

67. Guéguen, Y. and J. Dienes (1989). Transport properties of rocks from statistics and percolation. *Mathematical Geology* **21**, 1-13.

68. Guéguen, Y. and V. Palciauskas (1994), *Introduction to the physics of rocks*, Princeton Univ. Press, Princeton, New Jersey.

69. Guéguen, Y., T. Chelidze & M. Le Ravalec (1997). Microstructures, percolation thresholds, and rock physical properties. *Tectonophysics*, **279,** 23-35.

70. Guéguen, Y. and J. Fortin (2005). Mecanique des roches en Géologie : des processus microscopiques au comportement macroscopique. *Microstructure et Propriétés des Matériaux, ENPC* in press.

71. Hashin, Z. and S. Shtrikman (1963). A variationnal approach to the elastic behavior of multiphase materials. *J.Mech.Phys. Solids*, **11**, 127-140.

72. Haimson, B.C. (2001). Fracture-like borehole breakouts in high porosity sandstone : are they caused by compaction bands ? *Phys. Chem. Earth. Pt*, **A 26**, 15-20.

73. Handin, J. (1969). On the coulomb-mohr failure criterion. *J. Geophys. Res.*, **76**, 5343-5349.

74. Heard H.C. (1960). Transition from brittle fracture to ductile flow in Solnhofen limestone as a function of temperature, confining pressure and interstitial fluid pressure. *in Rock deformation, edited by D.T Griggs and J. Handlin, Mem. Geol. Soc. Am.*, **79**, 39-104.

75. Hirth et Lothe (1968). Theory of Dislocations . *Materials Science and Engineering series* , 780 pages.

76. Holcomb, D.J and L.S. Costin (1986). Detecting damage surfaces in brittle materials using acoustic emissions. *J. Appl. Mech.*, **108**, 536-544.

77. Holcomb, D.J. and W. Olsson (2003). Compaction localization and fluid flow. *J. Geophys. Res.*, **108**, 2290-2303.

78. Hudson, J.A. (1981). Wave speeds and attenuation of elastic waves in material containing cracks. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **64**, 133-150.

79. Hudson, J.A. (1982). Overall properties of a cracked solid *Cambridge Phil. Soc*, **88**, 371-384.

80. Hudson, J.A. (1986). A higher order approximation to the wave propagation constants for a cracked solids. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **87**, 265-274.

81. Hussen, S. and E. Kissling (2001). Postseismic fluid flow after the large subduction earthquake of Antofagasta, Chile , *Geology*, **29**, 847-850.

82. Issen, K.A. (2000). Conditions for localized deformation in compacting porous rocks *PhD. thesis, Northwestern university, Evanston Illinois*.

82. Issen, K.A. and J.W. Rudnicki (2000). Conditions for compaction bands in porous rock. *J. Geophys. Res.*, **105**, 21529-21536.

83. Johnson, K.L (1985). *Contact Mechanics*. Cambridge University Press.

84. Johnston, D.H. and N. Toksöz (1980). Ultrasonic P and S wave attenuation in dry and saturated rocks under pressure, *J. Geophys. Res.*, **85**, 925-936.

85. Kachanov, M. (1980). Continuum model of medium with cracks. *J. Engineering Mech. Div.*, **106**, 1039-1051.

86. Kachanov, M. (1982a). A microcrack model of rock inelasticity, part I : Frictionnal sliding on microcracks. *Mech. of Mat.*, **1**, 19-27.

87. Kachanov, M. (1982b). A microcrack model of rock inelasticity, part II : Propagation of microcracks. *Mech. of Mat.*, **1**, 29-41.

88. Kachanov, M. (1993). Continuum model of medium with cracks. *J. Eng. Mech. Div. Am. Soc. Civ. Eng.*, **106**, 1039-1051.

89. Kachanov, M. (1993). Elastics solids with many cracks and related problems. *In Advances in Applied Mechanics (eds Hutchinson, J.W. and Wu, T.Y.), Academic Press, Boston, MA*, **30**, 259-445.

90. Kachanov, M., I. Tsukrov, & B. Shafiro (1994). Effective moduli of solids with cavities of various shapes. *Applied Mechanics Reviews*, **47**, S151-S174.

91. Kachanov, M., B. Shafiro, & I. Tsukrov. *Handbook of elasticity solutions.* Kluwer Academic Publishers, Dordrecht The Netherlands, 2003.

92. Karner, S.L., F.M. Chester, A.K. Kronenberg & J.S Chester (2003). Subcritical compaction and yielding of granular quartz sand. *Tectonophysics*, **377**, 357-381.

93. Katsman, R., E. Aharonov, & H. Scher (2005). Numerical simulation of compaction bands in high-porosity sedimentary rock. *Mech. Mater.*, **37**, 143-162.

94. Kawasaki I, Y. Asai, Y. Tamura , T. Sagiya , N.Mikami, Y. Okada, M. Sakata & M. Kasahara (1995). The 1992 Sanriku-Oki, Japan, ultra-slow earthquake. *J. Phys. Earth*, **43**, 105-116.

95. King, M.S, N.A. Chaudhry, & A. Shakeel (1995). Experimental ultrasonic velocities and permeability for sandstones with aligned cracks. *Int. J. Rock. Mech. Min. Sci & Geomech.*, **32**, 155-163.

96. Klein, E., P. Baud, T. Reuschle, & T.-F. Wong (2001). Mechanical behaviour and failure mode of Bentheim sandstone under triaxial compression. *Phys. Chem. Earth. Pt*, **A 26**, 21-25.

97. Klein, E. (2001). Micromécanique des roches granulaires poreuses : expérimentation et modélisation. *Thèse de doctorat de l'université Louis Pasteur de Strasbourg*.

98. Koerner, A., E. Kissling & S.A. Miller (2004). A model of deep crustal fluid flow following the Mw=8.0 Antofagasta, Chile Earthquake. *J. Geoph. Res.*, DOI :10.1029/.

99. Kostoglodov V., S.K. Singh, J.A. Santiago, S.I. Franco, K.M. Larson, A.R. Lowry, & R. Bilham (2003). A large silent earthquake in the Guerrero seismic gap, Mexico. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, Art. No. 1807.

100. Lawn, B. (1993). *Fracture of brittle solids*, 2nd ed. Cambridge Solid State Science series, Cambridge, UK.

101. Lehner, F., and M. Kachanov (1996). On modelling "wing-cracks" forming under compression. *Int. J. of Fracture*, **77**, R69.

102. Lehner, F., and Y. Leroy (2004). Sandstone compaction by intergranular pressure solution. *Book chapter in Mechanics of fluid saturated rocks, edited by Y. Guéguen and M. Bouteca, Int. Geoph. Series*, **89**, 115-168.

103. Lei, X., O. Nishizawa, K. Kusunose, & T. Satoh (1992). Fractal structure of the hypocenter distributions and focal mechanism solutions of acoustic emission in two granites of different grain sizes. *J. Phys. Earth.*, **40**, 617-634.

104. Lei, X., K. Kusunose, M.V.M.S. Rao, O. Nishizawa, & T. Satoh (2000). Quasi-static fault growth and cracking in homogeneous brittle rock under triaxial compression using acoustic emission monitoring. *J. Geophys. Res.*, **105**, 6127-6139.

105. Lei, X.-L., K. Kusunose, T. Satoh, & O. Nishizawa (2003). The hierarchical rupture process of a fault : an experimental study. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **137**, 213-228.

106. Lemaitre, J., and J.L. Chaboche (1985). *Mécanique des matériaux solides* Dunod Ed. Paris.

107. Le Ravalec, M. (1995). Vitesses et perméabilité des roches : modélisation du rôle des fluides et des fissures. *Thèse de Doctorat de l'Université de Rennes I.*

108. Le Ravalec, M., and Y. Guéguen (1996). High- and low- frequency elastic moduli for a saturated porous/cracked rock-Differential self-consistent and poroelastic theories, *Geophysics*, **61**, 1080-1094.

109. Linde A.T., M.T. Gladwin, M.J.S. Johnston, R.L. Gwyther, & R.G. Bilham (1996). A slow earthquake sequence on the San Andreas fault. *Nature*, **383**, 65-68.

110. Lockner, D.A., J.D Byerlee, V. Kuksenko, A. Ponomarev & A. Sidorin (1992). Observation of quasistatic fault growth from acoustic emissions. *Fault Mechanics and Transport properties of Rocks*. B. Evans and T.F. Wong. San Diego, Academic Press, 1–31.

111. Lockner, D.A. (1993). The role of acoustic emission in the study of rock fracture. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech.*, **30**, 883-899.

112. Mair, K., I. Main, & S. Elphick (2000). Sequential growth of deformation bands in the laboratory. *J. Struc. Geol.*, **22**, 25-42.

113. Marone, C. (1998). Laboratory-derived friction laws and their application to seismic faulting. *Annu. Rev. Earth Pl. Sc.*, **26**, 643-696.

114. Mavko, G., T. Mukerji, and J. Dvorkin *The rock physics handbook*, Cambridge Univ. Press, New York, 1998

115. Ménendez, B., W. Zhu, & T.-F. Wong (1996). Micromechanics of brittle faulting and cataclastic flow in Berea sandstone. *J. Struc. Geol.*, **18**, 1-16.

116. Michalske, T.A. and S.W. Freiman (1981). A molecular interpretation of stress corrosion in silica. *Nature*, **295**, 511-512.

117. Miller, S.A. (2002). Properties of large ruptures and the dynamical influence of fluids on earthquakes and faulting. *J. Geophys. Res.*, **107**, B9 :2182.

118. Miller S.A., C. Collettini, L. Chiaraluce, M. Cocco, M. Barchi & B.J.P. Kaus (2004). Aftershocks driven by a high-pressure CO2 source at depth. *Nature*, **427**, 724-727.

119. Mollema, P.N. and M.A. Antonellini (1996). Compaction bands : a structural analog for anti-mode I crack in aeloian sandstone. *Tectonophysics*, **267**, 209-228.

120. Mori, T and K. Tanaka (1973). Average stress in matrix and average elastic energy of materials with misfitting inclusions. *Acta Met.*, **21**, 571–574.

121. Mukerji, T. and G. Mavko (1998). Pore fluid effects on seismic velocity in anisotropic rock. *Geophysics*, **59**, 233-244.

122. Nelder, J.A. and R. Mead (1965). A simplex method for function minimization. *Computer Journal*, **7**, 308-313.

123. Nur, A. and G. Simmons (1969). The effect of saturation on velocity in low porosity rocks. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **7**, 183-193.

124. Nur, A. and Z. Wang (1989). Seismic and acoustiv velocities in reservoir rocks. Volume 1, Experimental studies. *SEG Geophysics reprint series 10*, .

125. O'Connell, R., and Budiansky, B. (1974). Seismic velocities in dry and saturated rocks. *J. Geophys. Res.*, **79**, 5412-5426.

126. O'Connell, R., and Budiansky, B. (1977). Viscoelastic properties of fluid saturated cracked solids. *J. Geophys. Res.*, **82**, 5719-5736.

127. Olsson, W.A. (1999). Theoretical and experimental investigation of compaction bands in porous rock. *J. Geophys. Res.*, **104**, 7219-7228.

128. Olsson, W.A., and D.J. Holcomb (2000). Compaction localization in porous rock. *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 3537-3540.

129. Olsson, W.A. (2001). Quasistatic propagation of compaction fronts in porous rock. *Mech. Mater.*, **33**, 659-668.

130. Ozawa S., M. Murakami, M. Kaidzu, T. Tada, T. Sagiya, Y. Hatanaka, H. Yarai & T. Nishimura (2002). Detection and monitoring of ongoing aseismic slip in the Tokai region, Central Japan. *Science*, **298**, 1009-1012.

131. Papka, S.D., and S. Kyriakides (1998). Biaxial crushing of honeycombs - Part I : Experiments. *Int. J. Solids. Struc.*, **36**, 4367-4396.

132. Paterson M.S. (1958). Experimental deformation and faulting in Wombeyan marble. *Geol. Am. Bull.*, **69**, 465-476.

133. Paterson M.S. (1969). The ductility of rock. *in Physics and Crystal strength, edited by A.S. Argon*, MIT Press, Cambridge, Mass., 377-392.

134. Paterson, M. S. (1978). *Experimental Rock Deformation - The Brittle Field.*, Springer-Verlag, New York.

135. Perrin, G. and J.B. Leblond (1993). Rudnicki and Rice's analysis of strain localization revisited. *J. Appl. Mech.*, **60**, 842-846.

136. Pettitt, W.S., & King, M.S. (2004). Acoustic emission and velocities associated with the formation of sets of parallel fractures in sandstones. *Int. J. Rock. Mech. Min. Sci & Geomech.*, **41**, No.3, CD-Rom.

137. Ramm, M (1992). Porosity-depth trends in reservoir sandstones : offshore Norway. *Marine and Petroleum Geol.*, **9**, 553–567.

138. Read, M.D., M.R. Ayling, P.G. Meredith, & S. Murrell (1994). Microcracking during triaxial deformation of porours rocks monitored by changes in rock physical properties, II. Pore volumometry and acoustic emission measurements on water-saturated rocks. *Tectonophysics*, **245**, 223-235.

139. Renner, J. and F. Rummel (1996). The effect of experimental and microstructural parameters on the transition from brittle failure to cataclastic flow of carbonate rocks. *Tectonophysics*, **258**, 151-169.

140. Renner R., B. Evans & G. Siddiqi (2002). Dislocation creep of calcite. *J. Geophys. Res.*, **107** Art. No. 2364.

141. Reuss, A., (1929). Berechnung der Fliessgrenzen von Mischkristallen auf Grund der Plaztizitätbedigung für Einkristalle. *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mekanik*, **9**, 49-58.

142. Rice, J.R., and M.P. Cleary (1972). Some basic stress diffusion solutions for fluid saturated elastic porous media with compressible constituents. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **14**, 227-291.

143. Rice, J.R. (1992). Fault stress states, pore pressure distributions and the weakness of the San Andreas fault, *in : Fault mechanics and transport properties of rocks, edited by B.Evans and T-F.Wong*, Academic Press, London, 475-503, 1992.

144. Robertson, E.C. (1955). Experimental study of the strength of rocks, *Geol. Soc. Am. Bull.*, **66**, 1275-1314.

145. Rudnicki, J.W. and J.R. Rice (1975). Conditions for the localization of deformation in pressure-sensitive dilatant materials. *J. Mech. Phys. Solids*, **23**, 371-394.

146. Rudnicki, J.W. (2002a). Conditions for compaction and shear bands. *Summer School - Udine* .

147. Rudnicki, J.W. (2002b). Conditions for compaction and shear bands in a transversly isotropic material. *Int. J. Sol. Struct.*, **39**, 3741-3756.

148. Rudnicki, J.W. (2004). Shear and compaction band formation on an elliptic yield cap. *J. Geophys. Res.*, **109**, B03402.

149. Rutter, E.H. (1972). The effects of strain-rate changes on the strength and ductility of Solnhoffen limestone at low temperatures and confining pressures. *Int. J. Rock. Mech. Min. Sci & Geomech.*, **9**, 183-189.

150. Rutter, E.H. (1974). The influence of temperature, strain rate and interstitial water in the deformation of calcite rocks. *Tectonophysics*, **22**, 331-334.

151. Rutter, E.H. (1983). On the nomenclature of failure transitions in rocks. *Tectonophysics*, **140**, 381-387.

152. Sammonds P. (2005). Deformation dynamics - Plasticity goes supercriticial. *Nature Materials*, **4**, 425-426.

153. Sayers, C.M. and M. Kachanov (1995). Microcraks induced elastic wave anisotropy of brittle rocks, *J. Geophys. Res.*, **100**, 4149-4156.

154. Scheidegger, A.E. (1974). The physics of flow through porous media. *Univ. of Toronto Press.*, Toronto.

155. Scholz, C.H. (1968). Experimental study of fracturing process in brittle rocks. *J. Geophys. Res.*, **73**, 1447-1453.

156. Schubnel, A. (2002). Mécanique de la dilatance et de la compaction des roches. *Thèse de Doctorat de l'Institut de Physique du Globle de Paris*.

157. Schubnel, A., O. Nishizawa, K. Masuda, X.J. Lei, Z. Xue, & Y. Guéguen (2003). Velocity Measurements and Crack Density Determination during Wet Triaxial Experiments on Oshima and Toki Granites. *P.A.Geoph.*, **160**, 869-888.

158. Schubnel, A. and Y. Guéguen (2003). Dispersion and anisotropy in cracked rocks, *J. Geophys. Res.*, **108**, 2101-2116.

159. Schubnel, A., J. Fortin, L. Burlini, & Y. Guéguen (2005). Damage and elastic recovery of calcite-rich rocks deformed in the cataclastic regime. *Geol. Soc. of London*, **245**, 203-221.

160. Schubnel, A., P. Benson, B. Thompson, J. Hazzard & R.P Young (2006). Quantify damage, saturation and anisotropy in cracked rocks by inverting elastic wave velocities. *P.A.Geoph.*, Submitted.

161. Scott, T.E., Q. Ma, & T.C. Roegiers (1993). Acoustic velocity changes during shear enhanced compaction of sandstone. *Int.J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech.*, **30**, 763-769.

162. Shafiro, B., and M. Kachanov (1997). Materials with fluid-filled pores of various shapes : effective elastic properties and fluid pressure polarization, *Int. J. Solids Structures*, **34**, 3517-3540.

163. Shapiro, S.A., R. Patzig, R. Rothert & J. Rindschwentner (2003). Triggering of seismicity by pore-pressure perturbations : permeability-related signatures of the phenomenon. *P.A.Geoph.*, **160**, 1051-1066.

164. Smits, R.M.M., J.A. de Wall & J.F.C van Kooten (1988). Prediction of abrupt reservoir compaction and subsurface subsidence by pore collapse in carbonates, *SPE Formation Evaluation* , **3**, 340-346.

165. Stanchits, S., A. Zang, & G. Dresen (2001). Focal mechanisms of acoustic emission events during fault propagation and friction sliding. *EOS, Fall 2001 AGU Meeting supplement*, **82**, F1229.

166. Sternlof, K. , J.W. Rudnicki & D. Pollard (2005). Anticrack-inclusion model for compaction bands in sandstone. *J. Geoph. Res.*, submitted.

167. Steinbrugge, K.V. and E.G. Zacher (1960). Creep on the San Andreas fault : fault creep and property damage. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **50**, 389-396.

168. Stroh, A.N. (1957). A theory of the fracture of metals. *Adv. Phys.*, **6**, 418-465.

169. Sulak, R.M., (1990). Ekofisk field : the first twenty years. *SPE 20773 presented at the 1990 SPE Annual Technical Conference*, New Orleans, September 23-26, 1990.

170. Tembe, S., P. Baud, & T.-F. Wong (2003). Development of discrete compaction bands in two porous sandstones, *Eos, Fall 2003 AGU Meeting supplement*, **84**, Abstract T41D-0253.

171. Thompson B.D., R.P. Young & D.A. Lockner (2005). Observations of premonitory AE and slip nucleation during a stick-slip experiment in smooth faulted Westerly granite. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, doi :10.1029.

172. Thomsen, L. (1986). Weak elastic anisotropy. *Geophysics*, **51**, 1954-1966.

173. Tocher, D. (1960). Creep on the San Andreas fault : creep rate and related measurements at Vineyard. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **50**, 396-404.

174. Toksöz N., C.H. Cheng & A. Timur (1976). Velocities of seismic waves in porous rocks, *Geophysics*, **41**, 621-645.

175. Tullis, J., and R.A. Yund (1992). The brittle-ductile transition in feldspar aggregates : an experimental study *in Fault mechanics and transport properties of rock, edited by B. Evans and T.-F. Wong*, Academic Press, San Diego, Calif., 89-117.

176. Turner, F.J., D.T. Griggs and H.C Heard (1954). Experimental deformation of calcite crystals. *Geol. Soc. Am. Bull.*, **65**, 883-934.

177. Voigt, W., (1889). Uber die Beziehung zwischen den beiden Elastizitatkonstanten isotroper Körper. *Wied. Ann.*, **38**, 573-587.

178. Vajdova, V., P. Baud & T.-F. Wong (2004). Compaction, dilatancy and failure in porous carbonate rocks, *J. Geophys. Res.*, **109**, doi :10.1029/2003JB0025008

179. Vajdova, V., P. Baud, & T.-F. Wong (2004). Permeability evolution during localized deformation in Bentheim sandstone. *J. Geophys. Res.*, **109**, BO5204.

180. Volarovich, P. and V.A Budnikov (1978/1979). Velocities of elastic waves and Vp/Vs ratios in dry and water-saturated rock samples at high pressure *P.A. Geoph.*, **117**, 795-805.

181. Volti, T. and S. Crampin (2003a). A four-year study of shear-wave splitting in Iceland : 1 background and preliminary analysis. *in New insights into structural interpretation and modelling, edited by R. Nieuwland, Geol. Soc., Spec. Publ.*, **212**

182. Volti, T. and S. Crampin (2003a). A four-year study of shear-wave splitting in Iceland : 2 temporal changes earthquakes and volcanic eruptions. *in New insights into structural interpretation and modelling, edited by R. Nieuwland, Geol. Soc., Spec. Publ.,* **212**

183. Walsh, J.B. (1965). The effect of cracks on the compressibility of rocks *J. Geophys. Res.*, **70**, 381-389.

184. Walton, K. (1987). The effective moduli of a random packing of spheres. *J. Mech. Phys. Solids*, **35**, 213-226.

185. Weiss J. and D. Marsan (2003). Three-dimensional mapping of dislocation avalanches : Clustering and space/time coupling. *Science* **299**, 89-92.

186. Wong, T.-F. (1990). Mechanical compaction an the brittle-ductile transition in porous sandstones. *in : Deformation mechanisms, Rheology and Tectonics, edited by R.J Knipe and R.H. Rutter, Geol. Soc., Spec. Publ.*, **54**, 111-112.

187. Wong, T.-F., C. David, & W. Zhu (1997). The transition from brittle faulting to cataclastic flow in porous sandstone : Mechanical deformation. *J. Geophys. Res.*, **102**, 3009-3025.

188. Wong, T.-F. and P. Baud (1999). Mechanical compaction of porous sandstone. *IFP Oil and Gas Scie. techn.*, **6**, 715-727.

189. Wong, T.-F., P. Baud, & E. Klein (2001). Localized failure modes in a compactant porous rock. *J. Geophys. Res.*, **28**, 2521-2524.

190. Wong, T.-F., C. David and B. Menéndez (2004). Mechanical compaction *Book chapter in Mechanics of fluid saturated rocks, edited by Y. Guéguen and M. Bouteca, Int. Geoph. Series,* **89**, 55-114.

191. Wulff A.M. and H. Burkhardt (1997). Mechanisms affecting ultrasonic wave propagation in fluid-containing sandstones under high hydrostatic pressure. *J. Geophys. Res.*, **102**, 3043-3050.

192. Zang, A., F.C. Wagner, S. Stanchits, G. Dresen, R. Andresen, & M.A. Haidekker (1998). Source analysis of acoustic emissions in Aue granite cores under symmetric and asymmetric compressive loads. *Geophys. J. Int.*, **135**, 1113-1130.

193. Zang, A., F.C. Wagner, S. Stanchits, C. Janssen, & G. Dresen (2000). Fracture process zone in granite. *J. Geophys. Res.*, **105**, 23651-23661.

194. Zhang, J., T.-F. Wong, & D.M. Davis (1990). Micromechanics of pressure-induced grain crushing in porous rocks. *J. Geophys. Res.*, **95**, 341-352.

195. Zhao S.R. and S. Takemoto (1998). Aseismic fault movement before the 1995 Kobe earthquake detected by a GPS survey : implication for preseismic stress localization ? *Geophys. J. Inter.*, **135**, 595-606.

196. Zhu, W. and T.-F. Wong (1997). The transition from brittle faulting to cataclastic flow in porous sandstone : Permeability evolution. *J. Geophys. Res.* **102**, 3027-3041.

Compaction homogène et compaction localisée des roches poreuses.
Etude expérimentale et théorique.

Résumé

Pour de nombreux problèmes de sismo-tectonique et d'ingénierie de réservoir, la capacité à prévoir l'ampleur de la déformation inélastique et les ruptures repose sur une compréhension de la phénoménologie et de la micromécanique de la dilatance et de la compaction dans les roches. Pour les roches poreuses, la compaction inélastique peut être diffuse ou localisée dans la roche. La compaction d'une roche sous une pression isotrope est le résultat de la destruction du réseau poreux. Pour quantifier l'évolution de l'endommagement pendant la compaction, nous utilisons un modèle de milieu effectif. Nous montrons ainsi comment le broyage des grains transforme la roche en un milieu granulaire, où, même à sec, le rapport Vp/Vs croit, ce qui n'avait jamais été observé. Lorsque la roche est soumise à champ de contrainte déviatorique, la compaction inélastique est localisée. Sous certaines pressions moyennes effectives, la déformation inélastique se développe sous forme de bandes de compaction. Pour comprendre la formation des bandes de compaction, nous avons enregistré, puis re-localisé les émissions acoustiques au cours de plusieurs expériences.

Mots clés

Grès – Compaction – Bandes de compaction – Localisation – Milieu effectif – Émissions acoustiques

Homogeneous and localized compaction of porous sandstone.
Experimental and theoretical study.

Abstract

In many reservoir engineering and tectonic problems, the ability to predict both the occurrence and extent of inelastic compaction and failure hinges upon an understanding of the micromechanics of compaction in reservoir rock. Compaction of porous rock under hydrostatic compression is uniform. At a critical pressure, a large mechanical decrease of porosity is observed. Two different processes are affecting the elastic wave velocities in counteracting ways during inelastic compaction : cracking and porosity decrease. Our result shows that cracking is the dominant effect. To quantitatively interpret these result, an isotropic effective medium was used, considering the sandstone as a mixture of spheroidal pores and penny-shaped cracks. Under axisymmetric compression experiments, compaction is localized. Under low pressure, the mechanical response of the rock is characterized by brittle faulting. In contrast, at higher pressure, we observe that compaction bands develop sub-perpendicular to the main compressive stress. Three-dimensional locations of acoustic emissions (AE) were investigated to analyze the development of compaction bands.

Keywords

Sandstone – Compaction – Compaction Band – Localization – Effectif medium – Acoustic emission