

Thèse de Doctorat | Géophysique

Couplages thermo-hydro-mécaniques et chimiques lors de la rupture et du glissement sismiques

Présentée par | N. Brantut

Direction | A. Schubnel, Y. Guéguen

Rapporteurs | J. Sulem, F. Renard

Examineurs | P. Bernard, J. R. Rice

Invité | T. Shimamoto

Soutenance le | 12 novembre 2010

**Laboratoire de Géologie, CNRS UMR 8538
École Normale Supérieure, Paris
ED109 Institut de Physique du Globe, Paris
Université Denis Diderot – Paris VII**

Thèse de Doctorat – Géophysique

**Couplages thermo-hydro-mécaniques et
chimiques lors de la rupture et du glissement
sismiques**

Nicolas BRANTUT*

Soutenance le 12 Novembre 2010

Membres du jury :

Pr. Yves GUÉGUEN	Directeur
Dr. Alexandre SCHUBNEL	Directeur
Pr. François RENARD	Rapporteur
Dr. Jean SULEM	Rapporteur
Dr. Pascal BERNARD	Examineur
Pr. James R. RICE	Examineur

Invité :

Pr. Toshihiko SHIMAMOTO

*Laboratoire de Géologie, CNRS UMR 8538, École Normale Supérieure, Paris

Table des matières

Avant-propos – Foreword	v
Remerciements – Acknowledgements	vii
I. Manuscrit	1
1. Introduction	3
1.1. Nucléation des séismes : Instabilité frictionnelle	3
1.2. Transition fragile-ductile et sismogénèse	6
1.3. Couplages thermo-hydro-mécaniques	11
1.4. Plan du manuscrit	14
2. Étude mécanique du gypse : endommagement et rupture	15
2.1. Introduction	15
2.2. Matériel et méthodes	16
2.3. Résultats	17
2.4. Émissions acoustiques	23
2.5. Expériences <i>in situ</i> en microscopie électronique	28
2.6. Interprétations et discussion	29
2.7. Conclusions	39
3. Couplage déshydratation–mécanique du gypse : endommagement et déformation	41
3.1. Introduction	41
3.2. Matériel et méthodes	44
3.3. Résultats	45
3.4. Émissions acoustiques	51
3.5. Complément : apport de l’imagerie <i>in situ</i>	55
3.6. Interprétations	57
3.7. Discussion et conclusions	62
4. Effet des déshydratations sur la température et la stabilité d’une faille	65
4.1. Quels couplages thermo-hydro-mécaniques et chimiques ?	65
4.2. Modèle physique	66
4.3. Le problème de la cinétique réactionnelle	73
4.4. Paramètres représentatifs	74
4.5. Solution stationnaire : calcul d’une épaisseur déshydratée	77
4.6. Analyse linéaire de perturbation	79

4.7. Prise en compte des effets de transport	85
4.8. Exemples numériques et discussion	86
4.9. Conclusions	90
5. Couplage déshydratation–mécanique pendant le glissement sismique : théorie	93
5.1. Introduction	93
5.2. Formulation du problème	94
5.3. Paramètres représentatifs	95
5.4. Solutions du problème adiabatique, non drainé avec cinétique constante	97
5.5. Valeurs réalistes de cinétique réactionnelle	100
5.6. Solutions numériques tenant compte des transports	103
5.7. Discussion	109
5.8. Conclusions	113
6. Couplage déshydratation–mécanique pendant le glissement sismique : expériences	115
6.1. Introduction	115
6.2. Dispositif Expérimental	116
6.3. Résultats	117
6.4. Bilan Énergétique de la Déformation	125
6.5. Discussion et conclusions	125
7. Conclusion	129
7.1. Complexité et variété des séismes	129
7.2. Perspectives	131
8. Annexes	133
8.1. Presse Tri-Axiale	133
8.2. Calcul de l’avancement de la réaction	136
8.3. Gypse de Volterra	138
8.4. Système d’Enregistrement Acoustique	139
8.5. Mesures de Vitesses d’Ondes : Traitement des Signaux	141
8.6. Localisation des Émissions Acoustiques	142
8.7. Mécanismes au foyer des émissions acoustiques	145
8.8. Modèles de milieux effectifs	145
8.9. Tomographie	150
8.10. Pressurisation chimique et thermique	156
8.11. Appareil de friction à haute vitesse	161
Bibliographie	165

II. Articles	181
1. High Velocity Frictional Properties of a Clay-Bearing Fault Gouge and Implications for Earthquake Mechanics	183
Abstract	183
1. Introduction	183
2. Experimental procedure	186
3. Results	188
4. Interpretations and discussion	196
5. Consequences of co-seismic dehydration on faults	203
6. Conclusions	206
References	207
2. Thermo-Chemical Pressurization of Faults During Coseismic Slip	211
Abstract	211
1. Introduction	211
2. Description of the Model	213
3. Analytical Solution for the Adiabatic, Undrained Case With Constant Kinetic Parameters	218
4. Towards a Realistic Reaction Kinetic	222
5. The General Case : Effects of Fluid and Heat Diffusion	224
6. Discussion	232
7. Conclusions	236
A. Modelling strategy	236
References	238
3. Damage and Rupture Dynamics at the Brittle/Ductile Transition : the Case of Gypsum	241
Abstract	241
1. Introduction	241
2. Starting Material and Experimental Set-up	244
3. Stress-Strain Behavior and Elastic Wave Velocities	248
4. Acoustic Emissions	252
5. Interpretations and Discussion	258
6. Conclusion	265
A. Appendix	266
References	268
4. Effect of dehydration reactions on earthquake nucleation : Stable sliding, slow transients and unstable slip.	273
Abstract	273
1. Introduction	273
2. Model Description	275
3. Representative Parameters	281
4. Linear Stability Analysis	284
5. Numerical Examples	291

6.	Conclusions	295
A.	Explicit Expressions of the Perturbation	298
	References	299
5.	Fast slip with inhibited temperature rise due to mineral dehydration : Evidence from experiments on gypsum	303
	Abstract	303
1.	Introduction	303
2.	Materials and methods	304
3.	Experimental results	305
4.	Interpretations and discussion	306
	References cited	307

Avant-propos – Foreword

LE MANUSCRIT que vous avez entre les mains rassemble une grande partie des travaux que j'ai effectués durant ma thèse au laboratoire de géologie de l'École Normale Supérieure (Paris), au cours des années 2007–2010. Une part importante des idées (ainsi que certains résultats) présentés dans ce mémoire provient toutefois d'un travail plus ancien, initié par mon premier voyage à l'Université de Kyoto en 2006.

Ce mémoire est organisé en deux parties distinctes et totalement indépendantes. La [première partie](#) présente un manuscrit intégralement rédigé en français, qui détaille et met en perspective les différents travaux, expérimentaux et théoriques, que j'ai effectués durant les trois à quatre dernières années. Exceptés ceux du chapitre 3, tous les résultats obtenus ont fait l'objet d'une publication dans des revues scientifiques internationales. La [deuxième partie](#) rassemble tous les articles – publiés, en révision ou soumis – écrits à partir de mes travaux de thèse et de master. En voici la liste :

1. Brantut N., A. Schubnel, J.-N. Rouzaud, F. Brunet and T. Shimamoto (2008), High-velocity frictional properties of a clay-bearing fault gouge and implications for earthquake mechanics, *J. Geophys. Res.*, 113, B10401, doi :10.1029/2007JB005551.
2. Brantut N., A. Schubnel, J. Corvisier and J. Sarout (2010), Thermo-chemical pressurization of faults during coseismic slip, *J. Geophys. Res.*, 115, B05314, doi :10.1029/2009JB006533.
3. Brantut N., A. Schubnel and Y. Guéguen, Damage and Rupture Dynamics at the Brittle/Ductile Transition : the Case of Gypsum, soumis à *J. Geophys. Res.*.
4. Brantut N., J. Sulem, A. Schubnel, Effect of dehydration reactions on earthquake nucleation : stable sliding, transient and unstable slip, soumis à *J. Geophys. Res.*.
5. Brantut N., R. Han, T. Shimamoto, N. Findling and A. Schubnel, Fast slip with inhibited temperature rise due to mineral dehydration : evidence from experiments on gypsum, accepté pour publication à *Geology*.

Outre ces publications, tous les travaux rassemblés ici ont fait l'objet de présentations (orales ou sous forme de posters) dans des conférences internationales telles que l'*American Geophysical Union Fall Meeting* (2007, 2008, 2009), l'*European Geosciences Union Annual Meeting* (2007, 2010), ou l'*Euroconference of Rock Mechanics* (2007, 2009).

Tous les résultats présentés dans les chapitres ou articles sont des contributions originales.

THIS THESIS manuscript gathers most of the work I have done during the years 2007–2010 at the geology laboratory of the École Normale Supérieure in Paris. A significant part of the ideas (and some results as well) developed in this memoir actually dates back to 2006, when I first flew to Japan and worked at Kyoto University.

This book contains two distincts and fully independent parts. The [first part](#) is a manuscript, unfortunately written in french, that summarizes all the experimental and theoretical works I performed in the last three or four years. All the results, except those presented in chapter 3, lead to several papers –published or submitted– in international scientific journals, that are gathered in the [second part](#) :

1. Brantut N., A. Schubnel, J.-N. Rouzaud, F. Brunet and T. Shimamoto (2008), High-velocity frictional properties of a clay-bearing fault gouge and implications for earthquake mechanics, *J. Geophys. Res.*, 113, B10401, doi :10.1029/2007JB005551.
2. Brantut N., A. Schubnel, J. Corvisier and J. Sarout (2010), Thermo-chemical pressurization of faults during coseismic slip, *J. Geophys. Res.*, 115, B05314, doi :10.1029/2009JB006533.
3. Brantut N., A. Schubnel and Y. Guéguen, Damage and Rupture Dynamics at the Brittle/Ductile Transition : the Case of Gypsum, submitted to *J. Geophys. Res.*.
4. Brantut N., J. Sulem, A. Schubnel, Effect of dehydration reactions on earthquake nucleation : stable sliding, transient and unstable slip, submitted to *J. Geophys. Res.*.
5. Brantut N., R. Han, T. Shimamoto, N. Findling and A. Schubnel, Fast slip with inhibited temperature rise due to mineral dehydration : evidence from experiments on gypsum, accepted for publication in *Geology*.

Besides the papers, all the results were presented in various international scientific meetings, such as the American Geophysical Union Fall Meeting (2007, 2008, 2009), the European Geosciences Union Annual Meeting (2007,2010) and the Euroconference of Rock Mechanics (2007, 2009).

This manuscript presents only original contributions from the author and his advisors and co-workers.

Remerciements – Acknowledgements

MA THÈSE a débuté officiellement en septembre 2007. Cependant, tout a commencé il y presque cinq ans, fin 2005, lorsque je cherchais un lieu de travail (et de villégiature) pour mon stage de master à l'ÉNS. Sur les conseils d'Yves et les incitations d'Alex, que j'ai eu la chance de rencontrer à l'époque, je suis alors parti à l'université de Kyoto pour travailler avec Toshi Shimamoto. Ce sont donc naturellement ces trois personnes que j'aimerais remercier en premier lieu. Alex a été l'inspirateur de tous mes projets, je n'ai à vrai dire eu qu'à piocher dans le flot incessant d'idées dont il m'a abreuvé durant ces quatre dernières années. Nos discussions, souvent animées, ont toujours été très productives. Son extrême gentillesse et sa patience ont su tempérer (un peu tard mais jamais assez) mon entêtement et mon arrogance. Les aventures ne sont pas encore terminées, et j'espère que, pour lui comme pour moi, cette fin de thèse sonne comme le début d'une véritable amitié. Yves a été un guide spirituel, qui m'a tout d'abord donné envie de faire de la mécanique des roches dès les premiers cours de licence il y a maintenant six ans. Son expérience et sa rigueur légendaires ont été un bon contrepoint à mon enthousiasme souvent trop naïf. C'est un honneur de faire partie de la famille de ses anciens étudiants.

Toshi Shimamoto shared with me his passion of science, experimentation and, above all, building machines. He introduced me to a very dynamic research community when I was a master student, which is the best way ever to get motivation for science. I hope you will be proud of this work !

Je souhaiterais aussi remercier Jean Sulem, tout d'abord au titre de rapporteur de cette thèse, et puis en tant que collaborateur de luxe sur une partie de celle-ci. Sa rigueur et sa gentillesse m'ont permis d'apprendre énormément et de fourbir mes armes pour attaquer de nouveaux problèmes théoriques. Mes remerciements vont ensuite à François Renard qui a accepté de lire et de rapporter cette thèse, ainsi qu'à Pascal Bernard et Jim Rice qui ont accepté d'en être les examinateurs. C'est un grand honneur d'avoir un tel jury.

À ce stade, je me dois de faire un place de choix à l'éminence grise Fabrice Brunet. Sa rigueur scientifique et sa légendaire modestie font de lui un modèle, dont j'aurais aimé m'inspirer un peu plus. Merci aussi pour tes véritables leçons de cyclisme... On se retrouvera sur un vélo et un jour peut-être j'arriverai à te fatiguer.

Je souhaite aussi remercier chaleureusement Eva Heripré, Alexandre Dimanov, Daniel Calde-maison et Jean Raphanel pour leur collaboration très intéressante qui m'a permis d'utiliser le MEB environnemental du Laboratoire de Mécanique des Solides à l'X.

I would gratefully thank the old shimaken folks who supported me during my stay(s) in Japan : Raehee Han and Takehiro Hirose, Hiroshi Sone, Hiro Noda, Hiroko Kitajima, Kazuo Mizoguchi, Yasutaka Aizawa, Wataru Tanikawa, Shin-Ichi Uehara, Tetsuhiro Togo, Kiyokazu Oohashi, and probably some others I don't remember. I do not forget here the allmighty Thomas Mitchell, for the exciting discussions we've had since my stay in Hiroshima.

I really appreciated the various discussions with Giulio Di Toro, Stefan Nielsen, Eiichi Fukuyama, Dan Faulkner and Sergio Llana-Funez, that helped to build my scientific culture.

Une partie importante des techniques utilisées dans ce manuscrit doit beaucoup à Albert Taran-

tola, dont la gentillesse et la personnalité m'ont profondément marqué. Sans avoir cette radicalité qui l'habitait, j'espère ne pas trahir sa philosophie et utiliser ses enseignements à bon escient.

Au laboratoire j'ai reçu une aide inestimable de la part de Nathaniel Findling, le technicien qui devient ingénieur (et futur docteur ?) en moins de temps qu'il n'en faut pour le dire, ainsi que de la part d'Yves Pinquier, le magicien de la mécanique et des pièces de dernière minute. Merci aussi à Khaled pour ses efforts sur mes lames de gypse pourries.

La mise en place de la presse triaxiale n'aurait pu être un succès sans le support technique de Sanchez Technologies, notamment Sébastien et Mathias, qui nous ont apporté leur savoir faire sur un produit d'exception que le monde entier nous envie à présent.

Angélique Manchon, Isabelle Lavaleix et Françoise Larincq ont été incroyablement efficaces, ce qui passe malheureusement souvent inaperçu et ce dont on ne se rend vraiment compte que lorsqu'elles sont absentes.

La bonne ambiance au cours de ces quatre années au laboratoire a été un élément fondamental de ma motivation au cours de ma thèse, je remercie donc les gens qui m'ont entouré de près ou de loin, Yves Leroy, Jérôme Fortin, Joël Sarout, Audrey Ougier et Mathilde Adelinet.

Jérôme Corvisier m'a infligé des leçons de foot, de maths numériques, et de modestie. Julien Gasc est le meilleur chanteur et guitariste que j'aie jamais rencontré, ç'a été un honneur d'être ton médiocre batteur (et j'espère que ce n'est pas fini !). Damien Daval a été mon compère du 11ème arrondissement, que d'états d'âme partagés depuis le boulevard Henri IV jusqu'au faubourg Saint-Antoine ! Merci aussi à Pauline Souloumiac pour sa bonne humeur communicative, et aux anciens : Sylvain Bernard, qui m'a materné dès le début (haha gros con), Corentin Leguillou, Nadaya Cubas, Georges Hetenyi, Arnaud Burtin, Philippe Steer (on dirait une MST), Alexandra Robert. Merci aussi à ceux qui font du labo un lieu de vie convivial et agréable, en particulier Christian(s), Julia, Julie, Patrick, Pierpaolo, Baptiste, Thierry, Fatima, Abdeltif, Jean-Noël, et j'en oublie sans doute.

Un grand merci à Basile Gallet pour les analyses de stabilité, dans tous les sens du terme. Mention spéciale à mon collègue et ami Emmanuel David, pour les leçons de vélo, de conduite de péniche, de cuisine, de mécanique des roches, et du reste.

Il est difficile de ne pas mentionner les personnes qui ont façonné mon (dés)équilibre social et psychologique, qui doit beaucoup à l'équipe des franc-comtois Alexandre « on s'est tout dit » Maire, David et Fabienne Bournez (la maison du bonheur), Xavier « Time Bandit » Cuenot, mais aussi aux deux zouzous John et Stephen, Guiduf, Stéphane, et puis Claire, McBess, Elliot et les autres. J'en profite pour saluer l'équipe de l'ENS, Gautier, Manu Vincent, Jérôme « sans poil » Gouge, Yassine « le prince du désert » Bouchoucha, Erwan Ledoux, Boissier (Olivier je sais), Jérôme « Cuplet » Guilet, Jules Casoli, Florian Cahagne, Fabien Brugière, Pierre Nataf et François Parmentier. À ce stade je ne peux pas m'empêcher de donner ma recette préférée d'antidépresseur : Kyuss, Desert Sessions, Queens of the Stone Age, Brant Bjork, Mark Lanegan, Led Zeppelin, AC/DC, White Stripes, Black Keys, Thee Michelle Gun Elephant, et Étienne Daho.

Je remercie chaleureusement Madeleine Solignac, pour l'appartement extraordinaire, et au loyer non moins extraordinaire, dont j'ai bénéficié durant ces 3 dernières années.

Enfin, un grand merci à mon frère Jean-Philippe, dont la motivation sans faille a été communicative, à mes parents qui m'ont soutenu, voire supporté (et me supporteront sans doute encore) au cours de mon parcours scolaire, pas toujours évident malgré les apparences, et à Aurélie, à qui je dois beaucoup plus que je ne suis encore prêt à l'imaginer.

I

Manuscrit

Chapitre 1.

Introduction

Il est parfois sage de sauvegarder les mythes. Trop de science peut devenir un pesant fardeau.

(Vance, 1971c)

LES FORCES TECTONIQUES qui s'appliquent sur et dans la lithosphère terrestre ne sont pas emmagasinées indéfiniment dans les roches qui la composent. Dans la croûte supérieure, les conditions de basse pression et température font que les roches se fracturent pour accommoder la déformation qui s'accumule à l'échelle des temps géologiques. Cette fracturation se traduit à l'échelle de la croûte par la présence de failles le long desquelles la déformation est localisée. En réponse au chargement lent d'origine tectonique, les processus de fracture peuvent être lents et stables, ou bien rapides et catastrophiques. Ce dernier cas correspond à l'occurrence de tremblements de terre, c'est-à-dire la libération brutale d'énergie stockée sous forme élastique. Cette libération d'énergie, accompagnée par la génération d'ondes élastiques, se produit sur un temps de quelques secondes à dizaines de secondes. Durant cette courte période, un front de rupture se propage le long du plan de faille et un glissement se produit.

Le comportement des roches pendant les phases de nucléation et de glissement sismique a une influence de premier ordre sur la dynamique des tremblements de terre. Par le terme *comportement*, on entend ici aussi bien la réponse mécanique que les réponses thermiques, hydrauliques et chimiques du matériau. Toutes ces caractéristiques sont fortement influencées par les conditions de pression, de température, la présence de fluides autour et dans le matériau rocheux, et la déformation de la roche elle-même. Ces interdépendances, ou *couplages*, sont la source d'une extraordinaire complexité dans le comportement mécanique des roches.

Durant ce travail de thèse j'ai exploré plusieurs aspects de ces couplages durant quelques étapes clés des phases de nucléation et de glissement sismique, au travers d'expériences de laboratoires sur une roche modèle, le gypse, et de modèles théoriques et numériques.

1.1. Nucléation des séismes : Instabilité frictionnelle

Tout d'abord, penchons nous de façon très générale sur la question de la nucléation, c'est-à-dire du déclenchement des séismes dans la lithosphère. Pour cela, considérons un ensemble rocheux contenant une faille, c'est-à-dire une discontinuité sur laquelle se localise la déformation. D'un point de vue phénoménologique, on peut supposer que la faille va commencer à glisser lorsque la contrainte cisailante qui s'applique sur elle dépasse un certain seuil, ou *résistance*. Ensuite, le mouvement peut être quasi-statique, ou bien dynamique, selon l'évolution de la résistance au cours du glissement. On peut raisonner de façon simple par analogie avec un système bloc-ressort (figure 1.1). Le glissement sur la faille est simulé par le mouvement du bloc sur l'interface. Le chargement

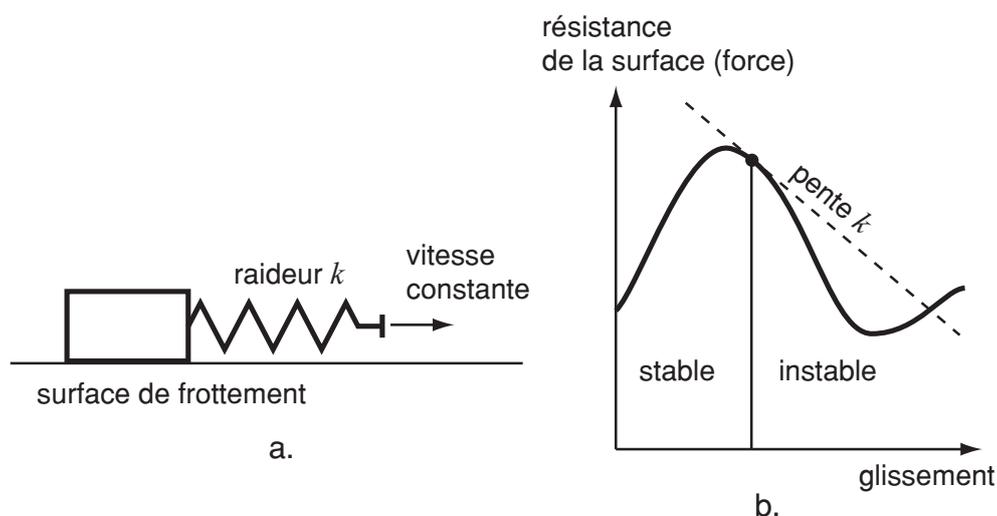


FIGURE 1.1. | Modèle bloc-ressort pour expliquer l'origine des instabilités de glissement. a. Schéma illustratif de la géométrie du problème. **b.** L'instabilité apparaît lorsque la résistance au frottement chute plus vite que la force imposée par le système de chargement.

s'effectue au travers d'un ressort de rigidité k , ce qui représente l'élasticité du milieu environnant de la faille. Le forçage est imposé à l'extrémité du ressort à vitesse constante, ce qui simule le chargement tectonique à une certaine distance de la faille.

Si la résistance au niveau de la faille augmente avec le déplacement, son mouvement est stable, l'ensemble bloc-ressort se charge. Si la résistance diminue au cours du déplacement, alors deux cas peuvent se présenter. Soit cette diminution est plus faible que la décharge du ressort, c'est-à-dire que la pente de la courbe force-déplacement est plus faible que k , alors le ressort peut suivre le mouvement, et celui-ci reste stable. Soit la diminution de résistance est rapide, avec une pente plus forte que k , et le ressort se décharge alors plus lentement que la faille. La force appliquée est donc plus importante que ce que peut soutenir l'interface : il y a un déséquilibre de force qui se traduit par une accélération. Le mouvement est donc *dynamique*. Le mouvement va ralentir lorsque la droite de pente $-k$ recoupe la courbe de résistance de la faille. Ce type d'instabilité est appelée couramment *stick-slip* dans la terminologie anglo-saxonne¹. L'observation expérimentale de ce comportement dans les roches a conduit [Brace & Byerlee \(1966\)](#) à le proposer en tant que mécanisme des tremblements de terre. L'importance du travail de [Brace & Byerlee \(1966\)](#) réside dans la mise en évidence du problème de la stabilité, et non de la résistance elle-même, dans le mécanisme des tremblements de terre. Cet article constitue le fondement moderne de l'étude des mécanismes des tremblements de terre ([Scholz, 2002](#)).

Les travaux d'[Ida \(1972\)](#); [Okubo & Dietrich \(1984\)](#); [Ohnaka et al. \(1986, 1987a,b\)](#); [Ohnaka & Yamashita \(1989\)](#), à la fois expérimentaux et théoriques, ont montré l'importance du comportement d'affaiblissement en glissement (ou *slip-weakening*) et de l'hétérogénéité des failles dans la dynamique des séismes. À partir de ces considérations, [Ohnaka \(2000\)](#) a développé un modèle de nucléation dans lequel le glissement se produit d'abord de façon quasi-statique sur les portions faibles de la faille, puis à partir d'une certaine taille critique de la zone de nucléation, le glissement

1. Ce que l'on pourrait traduire par « glissement saccadé ». Cette terminologie n'étant pas standard, je retiendrai le terme anglo-saxon dans la suite du texte.

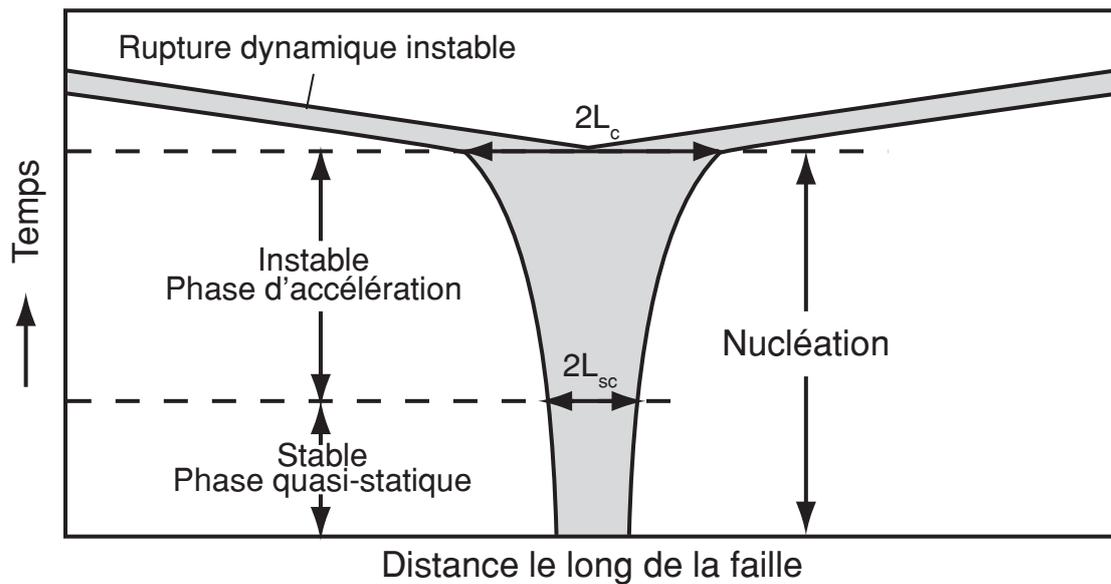


FIGURE 1.2. | Modèle de nucléation proposé par Ohnaka (2000). La zone grise représente la zone où le glissement a débuté. La longueur L_{sc} représente la taille critique de la zone de nucléation (où débute l'instabilité), et la longueur L_c est la taille critique à partir de laquelle la rupture devient dynamique. Ce modèle est fondé sur la propriété de *slip-weakening* et l'hétérogénéité de cette propriété le long de la faille.

accélère de façon dynamique pour produire un séisme (figure 1.2). Ce modèle de nucléation ne repose que sur un modèle de *slip-weakening* et sur l'hétérogénéité des propriétés (à travers notamment la rugosité du plan de faille) le long de la faille.

Outre ces aspects, de nombreux travaux depuis la fin des années 70 ont été focalisés sur l'étude de la résistance frictionnelle en fonction d'un autre paramètre cinématique, la vitesse de glissement. En particulier, les travaux expérimentaux de Dietrich, mis sous une forme empirique dans son article de 1979, ont été conceptualisés dans une formulation appelée *rate and state*² par Ruina (1983) : dans ce cadre là, la friction dépend de la vitesse de glissement et d'une variable d'état représentant l'état de l'interface. Le succès remarquable de cette formulation dans l'explication détaillée de la friction des matériaux³ a conduit à de nombreux travaux à la fois expérimentaux (voir Marone, 1998, pour une revue complète) et théoriques (notamment Rice & Ruina, 1983; Gu et al., 1984; Blanpied & Tullis, 1986; Dietrich, 1992; Rice et al., 2001), avec toujours en toile de fond les mécanismes à l'origine des tremblements de terre. Ces travaux ont montré, entre autre, que la nucléation d'une instabilité ne peut se produire que si la résistance au glissement diminue avec la vitesse de déformation (*velocity weakening*).

Les lois *rate and state* sont historiquement surtout phénoménologiques : elles décrivent un comportement d'interface, à laquelle on associe directement la propriété de résistance au glissement, c'est-à-dire la friction. Des études comme celles de Baumberger et al. (1999) et Nakatani (2001)

2. Lois de friction à variables d'état en français.

3. Cette loi de friction s'applique en effet non seulement aux roches, aussi à une grande variété de matériaux tels que les plastiques, papiers, verres...

ont permis d'établir les bases physiques et donc les processus permettant d'expliquer ces lois : ces processus sont liés à des aspérités, celles-ci pouvant se déformer, rompre et se renouveler durant le glissement. Les lois *rate and state* sont donc particulièrement adaptées à la description de processus où l'interface est représentée comme une discontinuité caractérisée par une rugosité, ou bien plus généralement un ensemble de contacts entre grains. C'est le cas par exemple des failles contenant des gouges, c'est-à-dire des roches réduites en poudre très fines au cours d'événements de glissement successifs. Dans ce cas, les expériences de laboratoire montrent toujours que l'approche *rate and state* est valide. Cependant des paramètres tels que l'épaisseur de gouge, la taille des grains de celle-ci peuvent influencer les paramètres constitutifs de la loi, qui sont normalement des caractéristiques intrinsèques du matériau (Marone, 1998). Les travaux de Baumberger *et al.* (1999) et Nakatani (2001) ont montré de façon générale que les lois *rate-and-state* proviennent de processus activés thermiquement, liés à des phénomènes de plasticité ou de changements de phase à l'échelle des aspérités. Cette notion d'aspérité est absolument nécessaire pour l'explication physique de ces lois. Cependant, il est vraisemblable que cette représentation de l'interface ne soit pas systématiquement fidèle à la réalité d'une zone de faille dans la nature, car les failles sont des zones de cisaillement d'épaisseur finie qui peuvent se déformer de façon continue, sans nécessairement faire intervenir des processus frictionnels entre aspérités.

Dans le cadre d'une zone de faille d'épaisseur finie, certains paramètres peuvent fortement influencer le comportement mécanique au cours de la déformation, et donc la stabilité du glissement. C'est le cas de la saturation en fluides, de la température et de la pression. Les fluides peuvent avoir un effet chimique, en modifiant le matériau lui-même (par exemple les interactions entre grains), ou un effet physique par l'intermédiaire de la *pression de pore*. La température et la pression peuvent changer le mode de déformation du matériau, en facilitant les processus de plasticité par exemple, ou en induisant des transitions de phase des minéraux de la roche. Nous allons maintenant introduire brièvement quelques aspects connus de ces effets.

1.2. Transition fragile-ductile et sismogénèse

1.2.1. Comportements fragile et ductile

Le premier aspect sur lequel nous pouvons nous pencher est celui du comportement d'une roche lorsque les conditions de pression et de température permettent la coexistence de plusieurs mécanismes de déformation en compétition, à savoir ici des mécanismes *fragiles* et des mécanismes *ductiles* ou *plastiques*.

Dans les conditions de la croûte terrestre, en particulier dans sa partie supérieure, la grande majorité des roches répond de façon élastique puis fragile aux déformations qui leur sont imposées. La déformation fragile est caractérisée macroscopiquement par la création et la propagation de fissures et de failles au sein des matériaux rocheux : il s'agit d'une déformation *localisée*. Au cours de la déformation, le comportement fragile est marqué par l'existence d'un pic de contrainte au moment de la rupture, puis d'une chute de contrainte au cours du glissement sur la faille ou le réseau de fissures macroscopique. Ce comportement peut être formalisé dans le cadre d'une approche de type Mohr-Coulomb, où la résistance à la fracture d'un matériau est directement proportionnelle à la contrainte normale qui s'applique sur elle. On parle alors de matériau *frictionnel*. De façon parallèle, la résistance frictionnelle d'une interface déjà présente (c'est-à-dire le comportement post-rupture) a été testé par de nombreux expérimentateurs à partir des années 60, et a

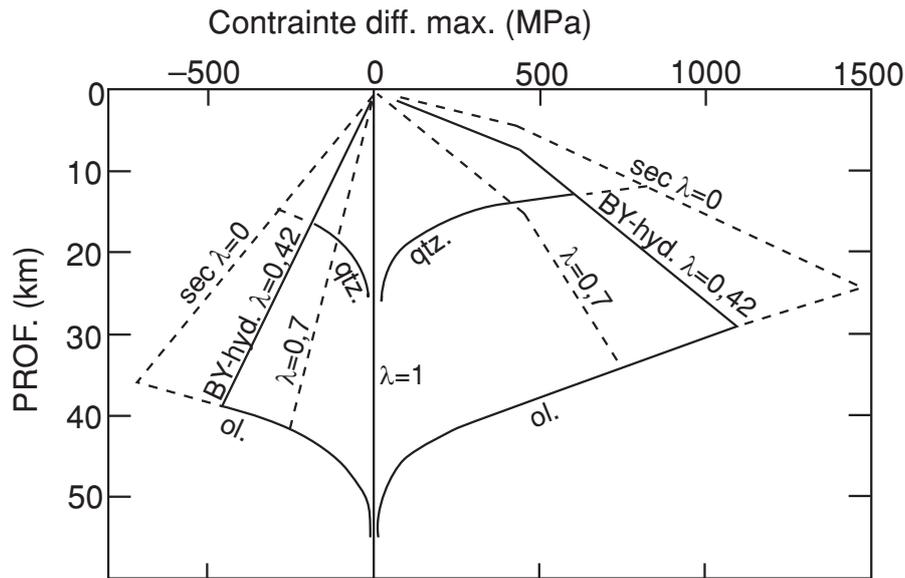


FIGURE 1.3. | Transition fragile-ductile. Contrainte différentielle maximale soutenue par les roches silicatées en fonction de la profondeur. Il existe une profondeur, c'est-à-dire une température et une pression de confinement, à laquelle la résistance de la roche est plus faible lorsque les processus sont plastiques. Tiré de [Brace & Kohlstedt \(1980\)](#).

conduit [Byerlee](#) à remarquer que le rapport entre la contrainte cisailante *maximale* et la contrainte normale sur la fracture lors d'un glissement frictionnel est remarquablement constante quelle que soit la roche (excepté certaines argiles). Ce travail, rapporté dans son article de [1978](#), a permis l'établissement d'une valeur standard du coefficient de friction *statique* des roches. Cette loi de friction statique, appelée couramment loi de Byerlee, permet d'estimer simplement la résistance des roches dans les conditions de pression et de température relativement modérées, dans la croûte supérieure. Dans la nature, la croûte terrestre étant marquée par de grandes failles tectoniques, ce coefficient correspondant à un seuil d'initiation du glissement peut aussi être interprété comme le seuil de résistance de la croûte elle-même.

D'un point de vue microscopique, le comportement fragile correspond à un mécanisme de croissance et de coalescence de fissures à l'intérieur de la roche, pour former une faille macroscopique. Cela explique l'origine de l'épaisseur finie de la zone de faille, qui contient en général une gouge formée de grains broyés. L'accumulation de fissures induit toujours un phénomène de *dilatance* avant la rupture, qui consiste en une augmentation relative du volume total du matériau. L'ensemble de ce processus de fracturation peut se produire de façon dynamique à l'échelle microscopique, et donc générer ce qu'on appelle de *émissions acoustiques*. L'étude de leur localisation spatio-temporelle permet de reconstituer le « film » de la fracturation ([Scholz, 1968](#); [Mogi, 1968](#); [Lockner & Byerlee, 1977](#)).

Comment la résistance change-t-elle lorsque la pression et la température augmentent, en profondeur dans la lithosphère ? Les premières études systématiques de l'effet du paramètre pression sont sans doute celles de [Heard \(1960\)](#); [Byerlee \(1968\)](#). Elles ont montré qu'à partir d'une certaine pression de confinement, il n'y a plus de rupture macroscopique de la roche : elle continue à se déformer de façon « ductile » sans qu'une faille distincte se forme. En effet, à pression de confinement

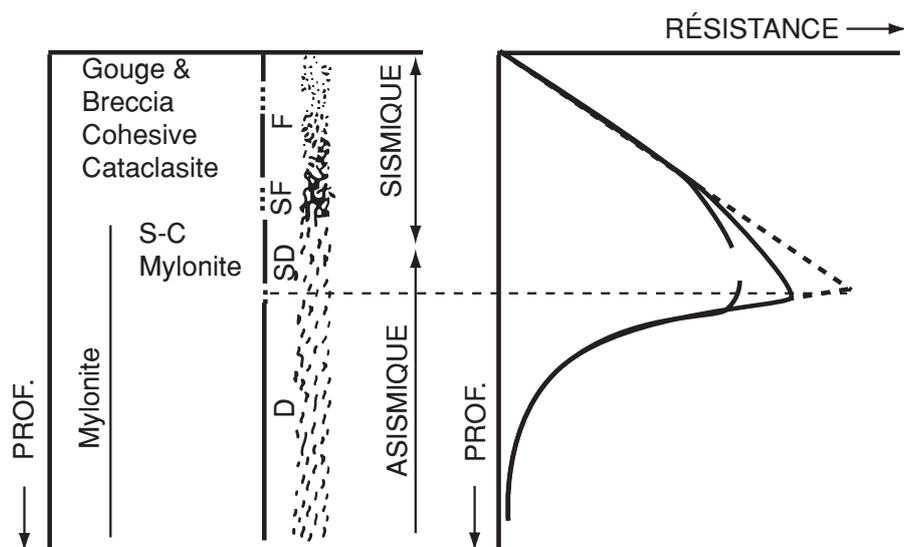


FIGURE 1.4. | Modèle de faille crustale et transition fragile-ductile. La transition est très graduelle (F : fragile, SF : semi-fragile, SD : semi-ductile, D : ductile), et correspond, sur le terrain, à des changements de morphologie de la zone de faille (passage d'une gouge à une mylonite). Il y a grosso modo correspondance entre la transition fragile-ductile et la transition sismique-asismique. Tiré de [Shimamoto \(1989\)](#).

élevée, les fissures ne peuvent coalescer pour former une fracture macroscopique, alors que certains processus plastiques intracrystallins comme des mouvements de dislocation ou le maclage (dans les carbonates) interviennent dans la déformation. Il s'agit là d'un comportement mixte à l'échelle microscopique, mais macroscopiquement ductile. Notons ici que la notion de comportement ductile reste une désignation macroscopique, car il peut inclure de la fissuration microscopique. À faible température et à haute pression, ce type de ductilité est couramment observé dans la plupart des roches, notamment les grès et les carbonates ([Heard, 1960](#); [Fredrich *et al.*, 1989](#); [Evans *et al.*, 1990](#); [Tullis & Yund, 1992](#); [Wong *et al.*, 1997b](#); [Baud *et al.*, 2000](#); [Schubnel *et al.*, 2005](#); [Paterson & Wong, 2005](#); [Schubnel *et al.*, 2006](#)).

Parallèlement, de nombreux travaux expérimentaux de déformation des roches à haute température, initiés par [Griggs, Turner, & Heard \(1960\)](#), ont permis de caractériser leur comportement ductile, ou plastique. Le terme de ductilité ici est entendu comme un comportement macroscopique, alors que le terme plasticité implique l'activation de processus de déformation comme des mouvements de dislocations ou de défauts intracrystallins, ou de recristallisation dynamique. Le comportement d'une roche à température élevée est caractérisé par une forte dépendance de la contrainte à la température et à la vitesse de déformation. Plus la vitesse est lente et la température élevée, plus la contrainte nécessaire pour induire la déformation est faible. Ce type de dépendance peut être mis sous la forme d'une loi rhéologique où la vitesse de déformation est exprimée en fonction d'une puissance de la contrainte et d'un terme dépendant de la température de type loi d'Arrhénius. L'extrapolation de ces lois aux conditions naturelle est un problème fondamental et n'est pas ce qui nous intéresse ici ; en revanche, on peut utiliser ces lois pour contraindre un peu mieux le comportement des roches en profondeur.

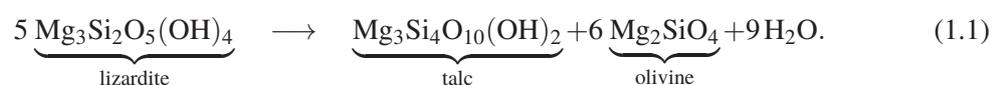
C'est en combinant la loi de [Byerlee](#) et des lois rhéologiques pour les roches silicatées, que [Brace](#)

& Kohlstedt, dans un article fondateur publié en 1980, ont montré l'existence d'une profondeur à laquelle le changement de mécanisme opère (voir la figure 1.3). Cette profondeur est bien entendu liée à des hypothèses sur la présence de fluide, le gradient géothermique et la vitesse de déformation, mais permet de situer géométriquement la zone de transition. Cette approche, basée sur des études mécaniques de laboratoire, peut être reliée à des modèles de zones de faille déduits par des études de roches déformées naturellement, par exemple ceux de Sibson (1977, 1983). Cependant, la simple juxtaposition de lois rhéologiques ne permet pas clairement de comprendre comment les processus fragiles, de type frictionnels, et les processus plastiques vont interagir au niveau de la zone de transition.

Une tentative remarquable à ce sujet reste sans doute celle de Shimamoto (1989), qui a compilé plus d'une dizaine d'années d'expériences et de recherche pour mettre au point une vision plus continue de la transition fragile-ductile. Il s'est notamment intéressé à une roche modèle, la halite, pour explorer la dépendance de la contrainte et de la dynamique de la déformation dans une gamme très large de pression de confinement, de température et de vitesse de déformation (Shimamoto, 1986). Il en arrive à la conclusion que le passage se fait graduellement, depuis un domaine fragile, puis semi-fragile, semi-ductile et enfin totalement ductile (voir la figure 1.4). L'intérêt du travail de Shimamoto repose en outre sur son exploration de la dynamique de la déformation, en reportant systématiquement l'occurrence ou l'absence de stick-slip dans ses expériences. En particulier, il montre que les instabilités de glissement sont initialement présentes uniquement dans le domaine frictionnel, ou fragile, c'est-à-dire à basse pression. De plus, même à pression de confinement élevée, il est possible pour la halite de passer du domaine ductile au domaine frictionnel par un processus de localisation de la déformation au cours du glissement : l'évolution de la structure est donc une clé pour comprendre dans quelles conditions les instabilités peuvent être générées. Il est donc fondamental de comprendre comment les processus fragiles et plastiques interagissent pour créer cette microstructure.

1.2.2. Réactions métamorphiques de déshydratation

Une autre classe de phénomènes qui peuvent intervenir dans la transition fragile-ductile et la nucléation des séismes, en lien avec les conditions de pression et de température, est le métamorphisme des roches. La nature cristalline et la réactivité des minéraux implique des transitions de phase à divers seuils de pression et température. En particulier, un type de réaction métamorphique courant dans la croûte terrestre est la déshydratation des minéraux contenant de l'eau sous forme structurale. Les premières études expérimentales de ce phénomène et son implication sur le comportement mécanique sont celles effectuées par Raleigh & Paterson (1965) sur la serpentinite et Heard & Rubey (1966) sur le gypse. Les serpentines sont des phyllosilicates hydratés qui peuvent perdre leur eau structurale à haute température (ou à très haute pression). Par exemple, la lizardite suit la réaction



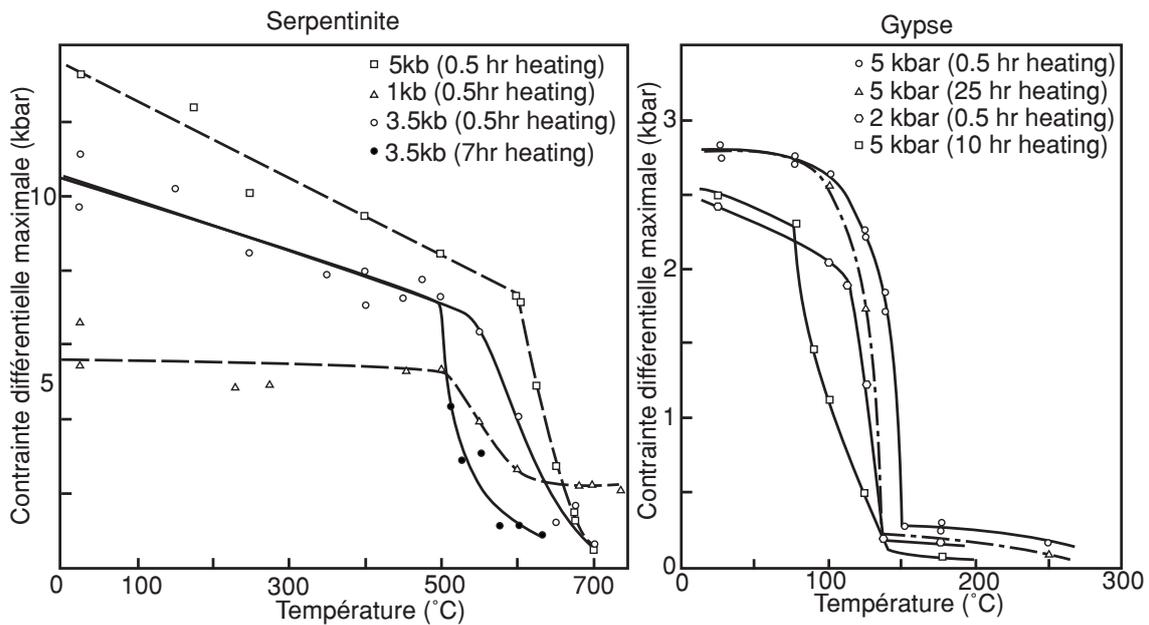
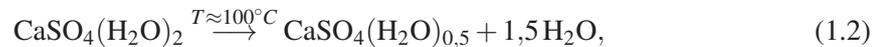


FIGURE 1.5. | Fragilisation par déshydratation. Données de résistance maximale en fonction de la température pour des serpentinite riches en antigorite (tiré de [Raleigh & Paterson \(1965\)](#)) et pour le gypse de Volterra (tiré de [Heard & Rubey \(1966\)](#)).

De même, le gypse est un sulfate de calcium hydraté qui perd son eau structurale à différents seuils de température⁴ :



On peut distinguer trois effets majeurs qui peuvent influencer le comportement mécanique de la roche pendant de telles réactions métamorphiques :

Production d'eau libre : La masse total de fluide libre dans les pores de la roche augmente. Cela peut entraîner une augmentation de la pression de fluide.

Création de porosité : Le changement de volume solide de ces réactions est négatif (production d'une phase plus dense), donc de l'espace libre est créé, ce qui augmente la porosité, et peut agir en sens inverse de l'effet précédent pour la pression de fluide.

Changement de propriétés du matériau solide : Les solides produits n'ont pas les mêmes propriétés mécaniques intrinsèques que les minéraux initiaux.

Les travaux de [Raleigh & Paterson \(1965\)](#) et [Heard & Rubey \(1966\)](#) montrent globalement une forte baisse de la résistance de la roche lorsque la température atteint la température de déshydratation, et l'explication qui a été donnée est l'augmentation de pression de pore. En effet, dans les conditions de leurs expériences la production de fluide n'est pas exactement compensée par l'augmentation

4. Les températures exactes des transitions de phase sont très difficiles à déterminer, et je ne reporte ici qu'une moyenne très approximative de ce qu'on peut trouver dans la littérature.

de porosité, ce qui entraîne une augmentation de pression de pore. La contrainte moyenne effective est donc plus faible, ce qui ramène le matériau dans le domaine fragile. Les auteurs parlent alors de *dehydration embrittlement* (voir la figure 1.5).

Par la suite, des expériences similaires ont été conduites sur le gypse (Murrell & Ismail, 1976; Olgaard *et al.*, 1995; Ko *et al.*, 1995, 1997) et sur différentes roches contenant des minéraux hydratés, par exemple les serpentinites (Rutter & Brodie, 1988; Miller *et al.*, 2003; Jung *et al.*, 2004; Hirose *et al.*, 2006; Rutter *et al.*, 2009), pour étudier plus en détail l'effet des réactions de déshydratation sur la mécanique de ces roches. En particulier, le travail de Rutter & Brodie (1988) a montré que la déshydratation de la serpentine en conditions drainées (à pression de fluide constante) induit la production d'olivine de très faible taille de grains, ce qui peut permettre une déformation plastique par glissement de joints de grains. Cependant, tous ces travaux se sont focalisés uniquement sur les processus quasi-statiques, et donc les conclusions quant aux conséquences de la déshydratation sur la *dynamique* de la déformation sont difficiles à tirer.

La dynamique induite par la déshydratation a été étudiée récemment dans un travail de Milsch & Scholz (2005), qui utilise le gypse comme un matériau analogue des roches contenant des minéraux hydratés. Leur article résume une série de tentatives visant à provoquer une chute de contrainte rapide et dynamique dans le gypse au cours de la réaction métamorphique. Leur travail démontre la possibilité d'un tel comportement lorsque le matériau est initialement sec et contient une faille pré-existante. Là encore, l'explication réside dans l'accumulation temporaire de pression de fluide dans la zone de faille, et est donc similaire au *dehydration embrittlement*. Cependant, la caractérisation de l'importance respective de chacun des processus détaillés ci-dessus manque à leur étude.

Le phénomène de fragilisation par montée de la pression de pore, et celui d'une augmentation de la ductilité par création de phases minérales à grains fins, sont deux exemples de processus induisant une réduction de la résistance des roches. On peut imaginer qu'il existe des régimes dans lesquels ces phénomènes coexistent, et peuvent entrer en interaction. De par la difficulté des techniques expérimentales, ces interactions, ou *couplages*, sont pour l'instant assez peu étudiés en laboratoire. Cette méconnaissance restreint aussi notre capacité à pouvoir modéliser et comprendre finement l'importance respective de chaque processus, et donc de prévoir dans un cas naturel la réponse des roches. Une tentative intéressante de modélisation de l'effet d'une réaction de déshydratation est celle de Wong *et al.* (1997b). Elle tente de prévoir l'apparition de surpressions fluides dans un massif de gypse en déshydratation. La limitation principale de cette étude est qu'elle se restreint à un seul effet, celui de la pression fluide, et qu'elle incorpore plusieurs lois constitutives ad hoc, comme la dépendance de la perméabilité avec la porosité.

On voit donc, à ce stade de la réflexion, la nécessité d'une caractérisation fine des processus impliqués durant la déshydratation des roches, surtout d'un point de vue expérimental.

1.3. Couplages thermo-hydro-mécaniques

En essayant d'incorporer des réactions métamorphiques de déshydratation dans le cadre de la transition fragile-ductile et de la sismogenèse, on se rend compte de l'effet fondamental de la phase fluide sur la réponse mécanique des roches. Indépendamment des processus chimiques, on peut à présent tenter de résumer dans les grandes lignes les couplages thermiques, hydrauliques et mécaniques qui peuvent intervenir dans les instabilités de glissement.

1.3.1. Phase de nucléation

Pour les matériaux dits *frictionnels*, la contrainte cisailante maximale que peut supporter le matériau est directement proportionnelle à la contrainte normale *effective* appliquée. On note

$$\tau = f\sigma' = f(\sigma_n - p), \quad (1.4)$$

où τ représente la contrainte cisailante, σ' est la contrainte normale effective, et f est le coefficient de friction. La contrainte effective est la différence entre la contrainte appliquée au solide σ_n et la pression de fluide⁵ p . Cette formulation très générale permet d'apprécier comment la pression de fluide peut intervenir dans le démarrage d'instabilités : si elle augmente au cours du glissement, la résistance diminue et on peut retrouver le cas instable détaillé dans la section 1.1.

Quels processus peuvent modifier la pression de fluide au cours du glissement ? On peut distinguer les effets *thermiques* et les effets *mécaniques*. Une augmentation de température du matériau poreux par échauffement frictionnel conduit à une dilatation différentielle du fluide et des grains solides : l'expansion thermique du fluide étant en générale supérieure à l'expansion thermique des pores de la roche, la pression du fluide augmente. Par ailleurs, au cours du glissement, il peut y avoir une réorganisation du milieu poreux qui peut conduire soit à une augmentation de la porosité ou *dilatance*, soit à sa réduction ou *compaction*. Dans le premier cas, la pression de fluide aura tendance à diminuer, et dans le second elle aura tendance à augmenter.

Les effets de pression de fluide sur la stabilité du glissement ont été étudiés pour la première fois par [Rudnicki & Chen \(1988\)](#), qui s'intéressaient alors à l'influence de la dilatance. Par la suite, un nombre croissant de travaux se sont focalisés sur divers couplages thermo-hydro-mécaniques, en incluant également l'échauffement frictionnel et des lois de friction telles que *rate and state* ([Segall & Rice, 1995](#); [Garagash & Rudnicki, 2003a,b](#); [Segall & Rice, 2006](#); [Suzuki & Yamashita, 2006, 2007](#)). Cependant, aucune de ces études ne s'est véritablement penchée sur l'impact possible des réactions métamorphiques. Là encore, les couplages sont importants et une estimation qualitative *a priori* du comportement est hasardeuse, voire impossible.

1.3.2. Glissement cosismique

Lorsqu'un tremblement de terre se produit, la glissement sur la faille peut atteindre une vitesse de l'ordre de 1 m s^{-1} . Qu'est ce qui contrôle la dynamique du glissement à un telle vitesse ? Là encore, de nombreux couplages entre processus thermiques, hydrauliques et chimiques sont mis en jeu.

Nous avons vu brièvement dans la section 1.1 que la dynamique d'une instabilité est contrôlée par l'affaiblissement de la résistance avec le glissement et la vitesse de glissement. Pour que les tremblements de terre soient associés à un glissement non négligeable, il est nécessaire que l'affaiblissement se produise sur une échelle de déplacement de l'ordre de la dizaine de centimètres voire du mètre. Cet ordre de grandeur a pu être déterminé par des modélisations mécaniques d'observations sismologiques, notamment par [Ide & Takeo \(1997\)](#); [Ide \(2002\)](#) et [Mikumo et al. \(2003\)](#). Par ailleurs, [Abercrombie & Rice \(2005\)](#) ont montré que l'affaiblissement peut s'exprimer comme une loi puissance du glissement cumulé, c'est-à-dire qu'il se produit à toutes les échelles de glissement. Les auteurs en concluent qu'une série de processus, à différentes échelles, se succèdent pour

5. En toute rigueur, la pression de fluide doit être multipliée par le coefficient de Biot, celui-ci étant en général proche de 1.

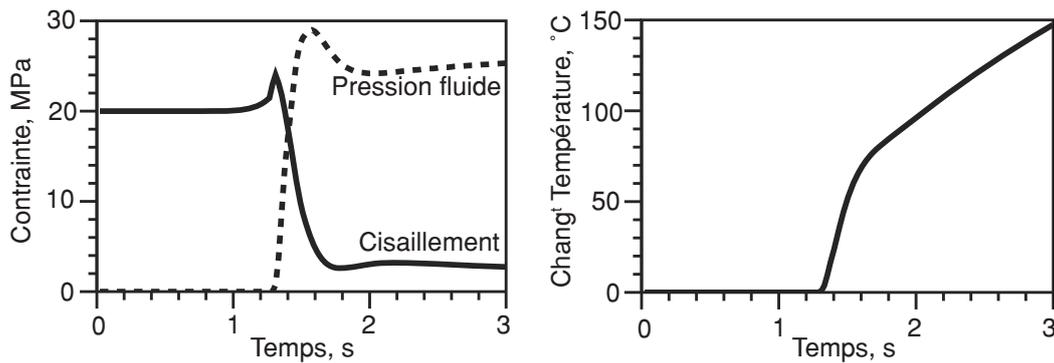


FIGURE 1.6. | Phénomène de pressurisation thermique. Évolution du cisaillement, de la pression de fluide et de la température sur une faille lors du passage de la rupture et du glissement sismique. Sous l'effet de l'échauffement frictionnel, la pression de fluide augmente et réduit le cisaillement sur la faille. Parallèlement, la température augmente seulement de façon modérée. Modifié de [Andrews \(2002\)](#).

obtenir macroscopiquement un affaiblissement conséquent. Quels couplages interviennent dans le contrôle de cet affaiblissement ?

Un des aspects particulier de ce type de déformation très rapide est l'échauffement frictionnel intense qui se produit par dissipation du travail mécanique dans la zone de faille. Pour illustrer les énergies mises en jeu, considérons une faille dont la friction est de l'ordre de 0.6 ou 0.8 comme le prévoit la loi de Byerlee. Si l'on se place à environ 7 km de profondeur, la contrainte lithostatique est de 200 MPa environ, ce qui implique une contrainte cisailante absolue τ de l'ordre de 100 MPa. Au cours d'un glissement à une vitesse V de 1 m s^{-1} sur une zone de glissement épaisse de $h = 1 \text{ cm}$, l'énergie dissipée est de l'ordre de $\tau V / h = 10^4 \text{ MJ s}^{-1} \text{ m}^{-3}$. Si cette énergie est convertie en chaleur, l'élévation de température ΔT est de l'ordre de $\Delta T = \tau V / (\rho C h) = 4000^\circ\text{C s}^{-1}$, avec ρC la capacité thermique massique de la roche ($\rho C \approx 2,5 \text{ MJ }^\circ\text{C}^{-1} \text{ m}^{-3}$). Cet échauffement est extrêmement important, et peut potentiellement conduire à la fusion de la roche.

Si ce calcul d'échauffement frictionnel pouvait s'appliquer systématiquement, (1) quasiment toutes les roches de failles devraient contenir des résidus de roches fondues et (2) on devrait pouvoir mesurer des forts flux de chaleurs au niveau des zones de faille. Depuis près d'un siècle ([Shand, 1916](#)), les géologues ont reconnu l'existence de zones de faille contenant des roches fondues, nommées *pseudotachylytes* et attribuées à l'échauffement frictionnel pendant un séisme (voir notamment [McKenzie & Brune, 1972](#); [Sibson, 1975](#); [Spray, 1995](#); [Sibson & Toy, 2006](#); [Di Toro et al., 2006](#)). Cependant, ces roches sont relativement rares, ou en tous cas rarement documentées sur le terrain. De plus, les mesures de flux de chaleurs sur les failles actives ne montrent pas d'anomalie positive particulière ([Lachenbruch & Sass, 1980](#)). Il y a donc des phénomènes supplémentaires qui permettent le glissement soit avec une friction très faible, soit sans induire un changement de température significatif. Le premier point rejoint l'idée d'un affaiblissement au cours du glissement, et ajoute la contrainte que cet affaiblissement doit être extrêmement important.

Si l'on considère à nouveau l'équation (1.4), on observe que l'affaiblissement peut être induit soit par une chute très importante du coefficient de friction, (effet intrinsèque) soit par une forte augmentation de la pression de fluide. Comme mentionné précédemment, ce dernier mécanisme peut être lui-même induit par l'échauffement frictionnel. Ce processus de *pressurisation thermique* a été suggéré d'abord de façon qualitative par [Goguel \(1969\)](#) puis [Sibson \(1973\)](#), avant d'être formalisé

dans le cadre de la thermo-poro-élasticité par [Lachenbruch \(1980\)](#). Les deux effets fondamentaux de la pressurisation thermique lors d'un glissement à haute vitesse sont (1) l'affaiblissement par augmentation de la pression de fluide, et (2) de façon concomitante, la limitation de la température sur la faille. À la suite de cela, de nombreux auteurs se sont intéressés à la modélisation de la pressurisation thermique ([Mase & Smith, 1985, 1987](#); [Lee & Delaney, 1987](#); [Andrews, 2002](#); [Noda & Shimamoto, 2005](#); [Wibberley & Shimamoto, 2005](#); [Rice, 2006](#); [Rempel & Rice, 2006](#)), notamment à l'importance des propriétés physiques et de transport (par exemple la perméabilité) des roches sur l'affaiblissement.

Parallèlement à ce couplage thermo-hydro-mécanique, un effet micromécanique du glissement à vitesse élevée est l'échauffement intense au niveau des aspérités de contact, appelé *flash heating*. Ce phénomène a été étudié par [Archard \(1958/1959\)](#) dans les métaux, et appliqué aux roches par [Rice \(1999, 2006\)](#). Il s'agit d'un processus d'affaiblissement par échauffement d'aspérités microscopiques, qui perdent leur résistance avec la température.

Par ailleurs, les effets du glissement à haute vitesse sur l'évolution du coefficient de friction ont été étudiés expérimentalement, notamment grâce à un nouveau type d'appareil rotatif développé par [Shimamoto & Tsutsumi](#). Cet appareil a permis de reproduire et de quantifier expérimentalement la formation des pseudotachylytes ([Tsutsumi & Shimamoto, 1996, 1997a](#); [Hirose & Shimamoto, 2005](#); [Di Toro et al., 2006](#)), et aussi de découvrir les processus physico-chimiques induits par la déformation et l'échauffement frictionnel dans les roches. En effet, des travaux récents (par exemple [Han et al., 2007b,a](#); [Hirose & Bystricky, 2007](#); [Brantut et al., 2008](#)) ont montré que des réactions chimiques de décomposition thermique et de déshydratation pouvaient avoir lieu durant un glissement rapide. Les effets de ces transformations sont multiples : (1) la production d'une nouvelle phase dans la zone de glissement, qui peut avoir des propriétés mécaniques différentes, (2) la libération d'un fluide peut intervenir dans l'évolution de la pression de pore, et (3) ces réactions endothermiques peuvent modifier le bilan énergétique de la déformation.

1.4. Plan du manuscrit

Dans ce travail de thèse, j'aborde les différentes étapes de la nucléation et du glissement sismique d'un point de vue expérimental et théorique. À chaque fois qu'il en est possible, je vais utiliser et développer certains outils théoriques permettant d'analyser, de quantifier et éventuellement de prévoir le comportement mécanique et son influence sur la dynamique des instabilités. Mes travaux expérimentaux utilisent le gypse comme matériau modèle. Le chapitre 2 est une étude expérimentale de la dynamique des ruptures et des processus qui peuvent se produire à la transition fragile-ductile. Le chapitre 3 est une étude expérimentale de l'influence de la déshydratation sur les propriétés physiques du gypse, et ses interactions avec les processus de déformation. Le chapitre 4 est une étude théorique de la nucléation d'instabilités de glissement dans les roches qui subissent des réactions de métamorphiques de déshydratation. Le chapitre 5 présente un modèle théorique et numérique incluant les réactions de déshydratation dans les couplages thermo-hydro-mécaniques lors des glissements à haute vitesse. Enfin, le chapitre 6 est une étude expérimentale de l'effet de la déshydratation du gypse sur le comportement frictionnel et thermique des failles lors du glissement sismique.

Chapitre 2.

Étude mécanique du gypse : endommagement et rupture

On ne peut quand même pas se jeter à l'eau sous prétexte de ne pas se mouiller.

(Vance, 1971a)

L'ÉTUDE DE LA DÉFORMATION des roches en laboratoire se heurte souvent au problème des conditions de pression et de température à atteindre pour obtenir des résultats représentatifs des phénomènes naturels. Pour les roches silicatées, les phénomènes plastiques se produisent dans une gamme de température et de pressions élevées, à partir de 500°C et de plusieurs centaines de mégapascals (par exemple Paterson & Wong, 2005). La complexité et la lourdeur des dispositifs expérimentaux pour atteindre de telles conditions imposent une très petite taille d'échantillon, et une certaine tolérance sur la précision des résultats. Une idée développée dans cette thèse est d'utiliser des dispositifs expérimentaux plus traditionnels, à relativement basse pression et température, mais en utilisant une roche naturelle *analogue* des phyllosilicates à haute pression et température. Le matériau utilisé est le gypse de Volterra. Dans ce chapitre, nous allons voir des résultats expérimentaux détaillés montrant le comportement du gypse à la transition fragile-ductile, et la dynamique des ruptures qui peuvent se produire lorsque les micro-mécanismes plastiques sont en compétition avec les micro-mécanismes fragiles.

2.1. Introduction

Le gypse de Volterra est un polycristal très pur, relativement isotrope, à grains fins (de 10 à 100 μm), qui a été utilisé par de nombreux auteurs dans différentes études, notamment focalisées sur la déshydratation (Heard & Rubey, 1966; Olgaard *et al.*, 1995; Ko *et al.*, 1995, 1997; Barberini *et al.*, 2005; Milsch & Scholz, 2005). Cependant, les processus de déformation n'ont été que peu étudiés, et peu de travaux détaillés existent dans la littérature. La première description qualitative est celle de Turner & Weiss (1965), qui met en évidence le processus de pliage ou *kinking* des grains de gypse lorsqu'ils sont comprimés dans un axe parallèle aux plans de clivage (010). C'est un processus plastique qui peut se produire à température ambiante. Par la suite, les travaux de Heard & Rubey (1966); Stretton (1996); Barberini *et al.* (2005) ont montré le comportement macroscopiquement ductile du gypse dans des conditions de moyenne pression (de l'ordre de quelques dizaines de MPa) et à température ambiante. De plus, sa structure en feuillets est semblable à celle des phyllosilicates hydratés tels que les serpentines. Le gypse est donc un matériau analogue idéal pour étudier le comportement ductile et la transition fragile-ductile dans des conditions de laboratoire.

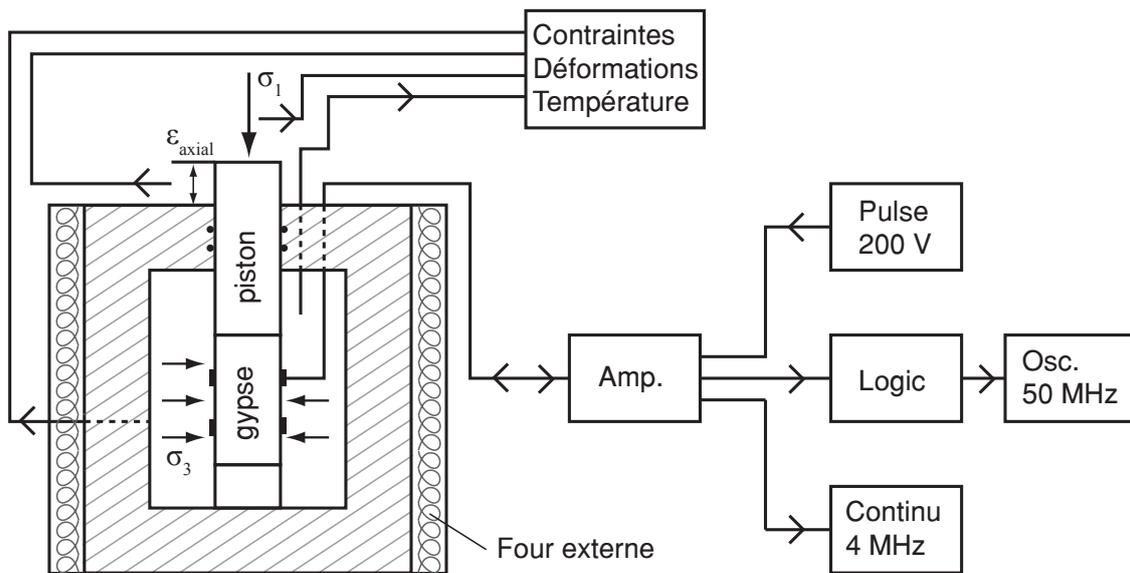


FIGURE 2.1. | Schéma du dispositif expérimental et du système d'enregistrement d'émissions acoustiques et de mesures de vitesse d'ondes. Les explications détaillées sont données dans les annexes 8.1.1, 8.1.3 et 8.4.

Nous allons voir ici une série d'expériences de déformation sur le gypse de Volterra, effectuées pour des pressions de confinement de 2 à 95 MPa et des températures de 25 à 70°C. Dans cette gamme de température, la déshydratation ne se produit pas¹ et les processus sont donc uniquement thermo-mécaniques. Durant la déformation, des mesures de vitesse d'ondes P et S sont effectuées et on enregistre également les émissions acoustiques (EA) qui se produisent. Ces techniques permettent de déterminer *in situ* les modules élastiques haute fréquence des échantillons (voir par exemple Lockner *et al.*, 1977; Nishizawa, 1982), ainsi que la localisation et l'amplitude des signaux produits par la microfissuration (voir notamment Scholz, 1968; Mogi, 1968; Lockner & Byerlee, 1977) et les événements de glissement dynamiques.

2.2. Matériel et méthodes

L'appareil utilisé pour les expériences de déformation est la presse tri-axiale conventionnelle du Laboratoire de Géologie (CNRS UMR 8538) de l'École Normale Supérieure. L'ensemble du système expérimental est schématisé sur la figure 2.1.

On contrôle et mesure directement la pression radiale autour de l'échantillon, la pression axiale imposée à ses extrémités, le raccourcissement axial (qui permet de remonter à la déformation). Le dispositif est décrit en détail dans l'annexe 8.1.1. Les expériences sont effectuées à un taux de déformation nominal de $\epsilon_{axial} \approx 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Les échantillons de gypse de Volterra sont préparés à partir du même bloc, et toujours dans la même orientation. Les caractéristiques du matériau initial

1. Thermodynamiquement, le gypse est déjà instable à 70°C, mais le contrôle est cinétique et la réaction n'a pas le temps de se produire à l'échelle de temps des expériences présentées ici.

Test	P_c (MPa)	T (°C)	Déformation Finale (%)	Limite de Rupture (MPa)	1er Saut de Contrainte (MPa)	Coef. de Durcissement (MPa)
Vol04	10	RT	4,95	41,3	39,3	-
Vol05	2	RT	3,48	19,8	19,1	-
Vol06	95	RT	5,95	83±2	72,8	4,7 10 ²
Vol07	20	RT	6,14	51±2	52,6	0,45 10 ²
Vol08	50	RT	5,02	65±2	63,8	2,7 10 ²
Vol09	5	RT	5,30	29,6	29,2	-
Vol10	95	RT	0,54	-	74,6	-
Vol11	10	RT	6,56	41,7	41,0	-
Vol13	10	70	1,25	36,55	33,9	-
Vol15	50	70	2,76	66±2	67,7	6,1 10 ²
Vol17	20	70	1,64	46±2	45,7	3,1 10 ²

TABLE 2.1. | Résumé des expériences de déformation du gypse. Des expériences additionnelles à température ambiante et à $P_c = 295$ MPa, ainsi qu'à 50°C et $P_c = 50$ MPa ont été réalisées, mais ne sont pas reportées en détail ici.

sont reportées dans l'annexe 8.3. Les échantillons testés sont des cylindres de 40 mm de diamètre d'environ 85 mm de hauteur. Chaque échantillon est entouré d'une jaquette de néoprène, et un ensemble de 12 à 14 capteurs piézoélectriques sont collés sur sa surface (voir l'annexe 8.1.3 pour les détails de la préparation).

L'échantillon est ensuite placé entre les pistons de la presse, et on connecte les capteurs à un système d'enregistrement et de mesure acoustique. Les détails de ce dispositif sont expliqués dans l'annexe 8.4 ; seuls les éléments essentiels sont décrits ici. Chaque capteur est amplifié à 40 dB, et est connecté à deux sorties : la première est un système d'enregistrement *par déclenchement*, échantillonné à 50 MHz, et la seconde est un système d'enregistrement *continu*, échantillonné à 4 MHz. L'intérêt de cet enregistrement continu, comme on va le découvrir dans la suite, est de pouvoir traiter les données *a posteriori*, et donc d'extraire des informations qui auraient pu autrement être manquées par l'enregistrement déclenché (en particulier les ondes de longues périodes, cf. Thompson *et al.*, 2005, 2006; Schubnel *et al.*, 2006, 2007; Thompson *et al.*, 2009). Outre l'enregistrement passif, au cours de l'expérience des pulses de tension sont envoyés sur les capteurs à intervalles régulier afin de mesurer *activement* les temps de parcours des ondes P et S dans l'échantillon, et donc en déduire les vitesses d'onde élastique. La disposition des capteurs permet d'accéder à au plus quatre angles de propagation dans l'échantillon pour les ondes P : horizontal (90°), vertical (0°), et deux diagonales (30,5° et 49,6°). De plus les vitesses d'ondes S_h , et parfois les vitesses d'ondes S_v sont mesurées dans l'horizontale. Cette procédure permet de déterminer l'anisotropie, et les hétérogénéités macroscopiques (de l'ordre de l'espacement des capteurs, environ 1 cm).

2.3. Résultats

2.3.1. Données mécaniques

Les conditions expérimentales des onze tests sont données sur le tableau 2.1. Tous les échantillons sont testés à sec, et le réseau de pore est ouvert vers l'atmosphère de la pièce (conditions drainées). Les courbes contraintes-déformations obtenues sont données sur la figure 2.2.

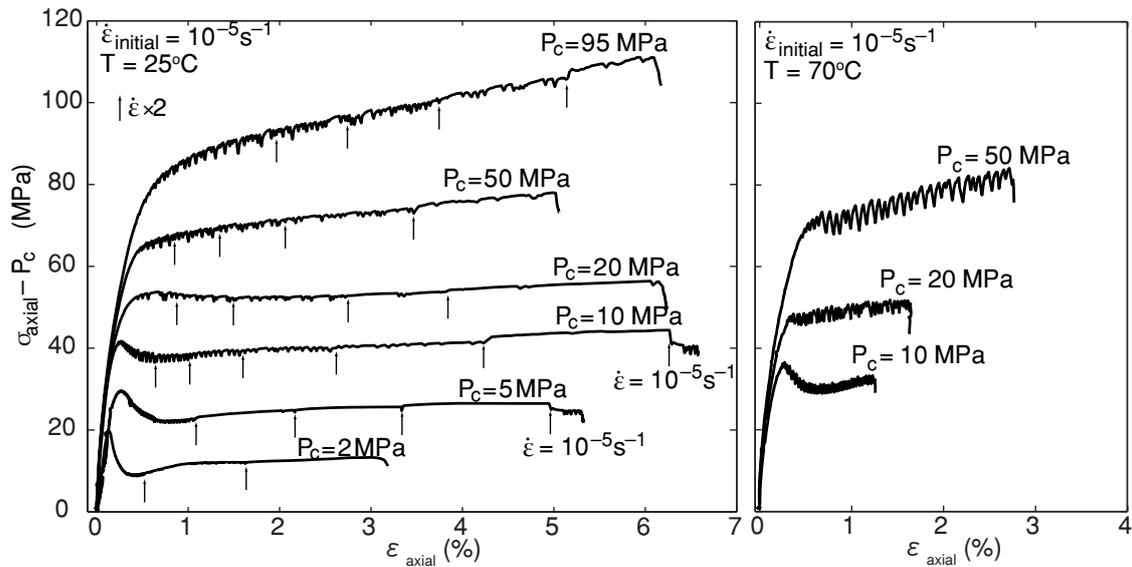


FIGURE 2.2. | Courbes contraintes-déformations pour les échantillons testés à température ambiante (gauche) et 70°C (droite). Les flèches dénotent les instants où le taux de déformation est multiplié par deux. Jusqu'à 10 MPa de pression de confinement, le comportement est un adoucissement et du stick-slip est observé. À partir de 20 MPa, on observe un durcissement ainsi que des petites chutes de contrainte. Les échantillons testés à 70°C ont un comportement similaire à celui des échantillons testés à température ambiante, mais les chutes de contrainte et le durcissement est plus important.

Pour une pression de confinement P_c inférieure ou égale à 10 MPa, les échantillons présentent un comportement d'abord élastique, puis la courbe dévie de la linéarité et un pic de contrainte est observé. Au-delà de ce pic, on observe un adoucissement, et la contrainte oscille autour d'une moyenne relativement constante. L'augmentation de la vitesse de déformation permet de faire disparaître les oscillations. Ce comportement est caractéristique du stick-slip, et de la déformation fragile en général.

Pour $P_c \geq 20$ MPa, le comportement mécanique ne présente aucun pic de contrainte, et on observe un durcissement macroscopique à long terme. Plus la pression de confinement et la température sont grandes, plus le durcissement est fort (cf. tableau 2.1). Superposé à ce comportement à long terme, de nombreux sauts de contrainte sont observés. Ils ne semblent pas disparaître lorsque la vitesse de déformation augmente. À température ambiante et à $P_c = 20$ MPa, l'amplitude des sauts de contrainte va de quelques bars jusqu'à 1,8 MPa. À $P_c = 95$ MPa, le plus grand saut de contrainte est de 3,5 MPa. L'amplitude de ces événements est assez variable, mais il semble qu'une pression de confinement plus forte induise des sauts plus importants. À 70°C, l'amplitude moyenne des sauts est significativement plus importante qu'à température ambiante : à $P_c = 20$ MPa, le plus grand saut est déjà de 3,4 MPa. En moyenne, le déplacement axial associé à un saut de contrainte est de l'ordre de un à quelques dizaines de microns.

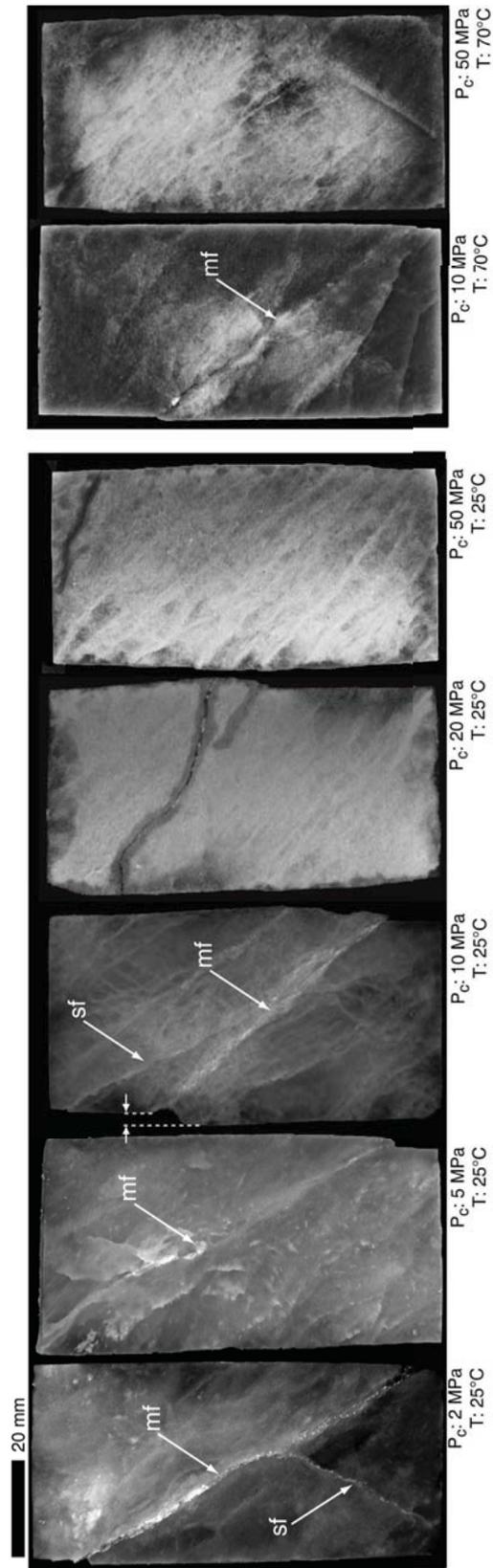


FIGURE 2.3. | Vue macroscopique de coupes longitudinales des échantillons déformés à température ambiante et à 70 C. On note la présence de nombreuses bandes de cisaillement dans l'échantillon déformé à haute pression de confinement. La morphologie des échantillons déformés à haute température est la même que celle des échantillons déformés à température ambiante.

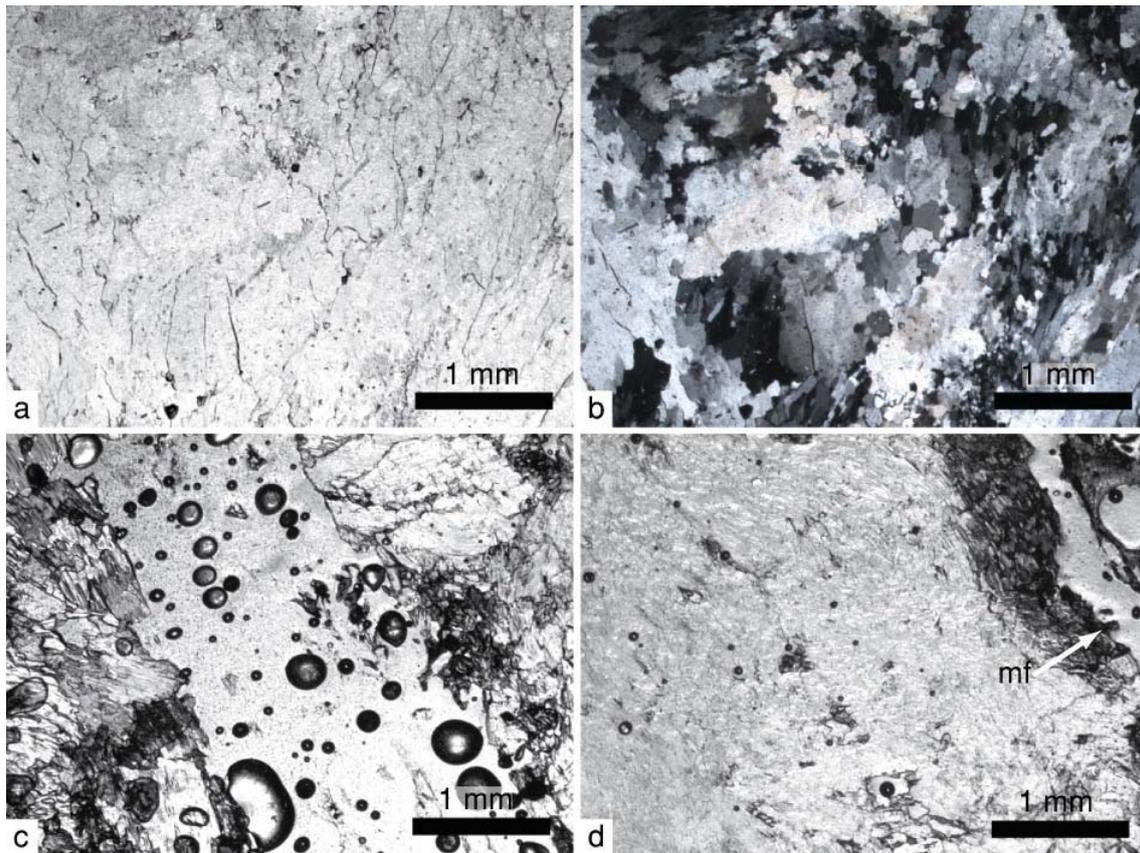


FIGURE 2.4. | Microphotographies des échantillons intacts (a,b) et déformés à température ambiante en régime fragile (c,d) à $P_c = 2$ MPa. Photographies en lumière polarisée/analysée. fp : fracture principale.

2.3.2. Données microstructurales

L'observation macroscopique des échantillons déformés est cohérente avec les données mécaniques. Jusqu'à $P_c = 10$ MPa, la déformation est localisée le long d'une seule fracture (voir la figure 2.3). À partir de 10 MPa, l'échantillon garde son intégrité. En dessous de cette valeur, l'échantillon déformé se sépare en deux lorsqu'il est retiré de la jaquette, et on observe une zone de gouge à l'interface. À partir de 20 MPa, la déformation est localisée le long de multiples bandes de cisaillement (figure 2.3).

Les observations microscopiques des échantillons en microscopie optique montrent que la seule zone de déformation visible est la fracture principale (ainsi que certains fractures secondaires) dans le cas des échantillons déformés à $P_c \leq 10$ MPa (figure 2.4). Pratiquement aucune déformation n'est enregistrée hors de cette zone. On note cependant que des plis dans les cristaux de gypse sont parfois présents le long de la fracture. Les bandes de cisaillement qui apparaissent à pression de confinement plus élevée consistent en un mélange localisé de grains fracturés et de grains pliés (figure 2.5). L'épaisseur moyenne d'une bande est d'environ $500 \mu\text{m}$.

La morphologie de surface de certains échantillons a été observée en microscopie électronique à balayage (MEB). Après la découpe de l'échantillon, la surface a été polie avec une poudre dia-

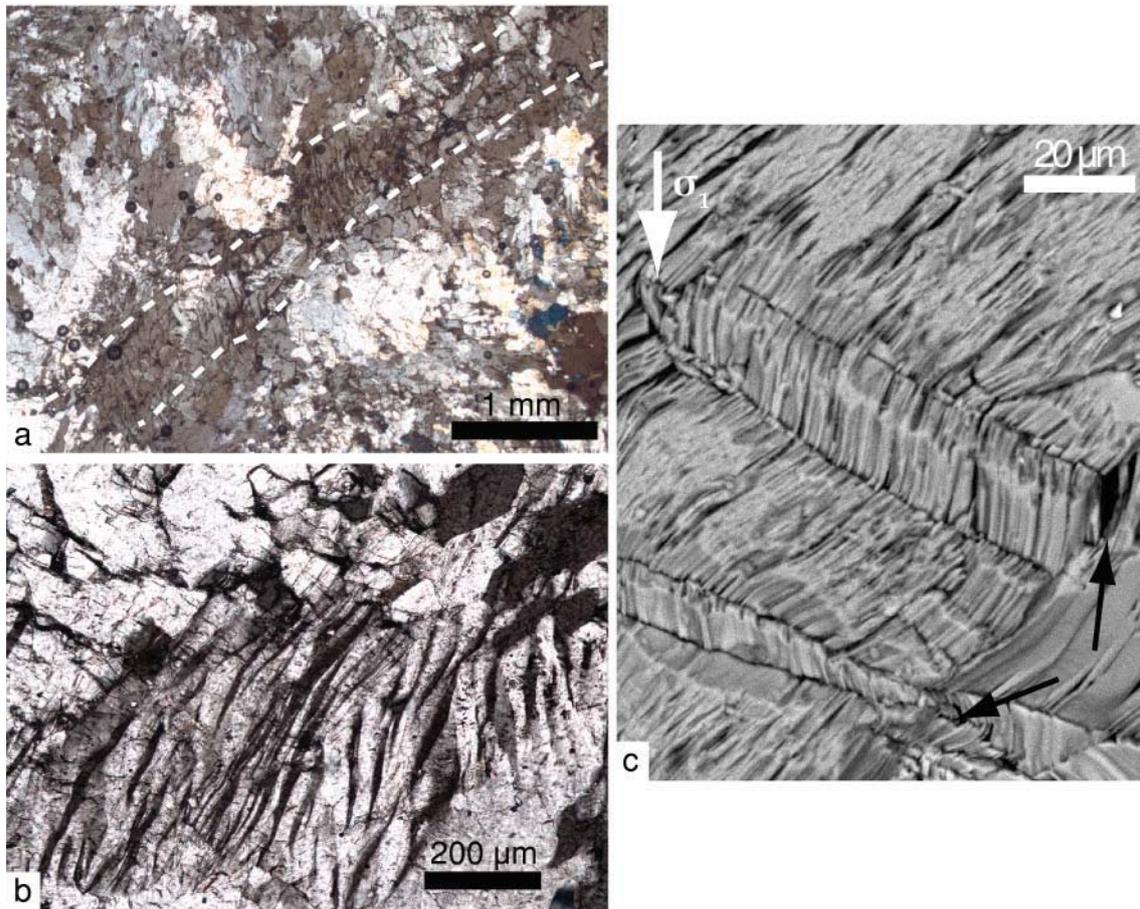


FIGURE 2.5. | Microphotographies des échantillons déformés à température ambiante en régime ductile. a. et b. Photographies en lumière polarisée/analysée des bandes de cisaillement dans l'échantillon déformé à $P_c = 20$ MPa. L'axe de compression est vertical. On observe des microfissures, ainsi que des grains pliés (zébrures noires) concentrés dans la bande. c. Observation MEB de l'échantillon déformé à $P_c = 50$ MPa. On observe clairement les plans de clivage, ainsi que l'ouverture d'une fissure au bord du grain plié (flèche).

mantée de $1 \mu\text{m}$, puis traité dans l'eau pure aux ultrasons. Ce traitement à l'eau révèle les joints de grains et les zones aisément solubles dans l'eau. Les observations confirment la présence de grains pliés de façon intense dans les bandes de cisaillement. L'observation détaillée de ces plis suggère que leur formation est associée à de l'ouverture de fissure, à cause de l'incompatibilité de déformation aux bords des grains pliés (figure 2.5(d)).

Les observations faites sur les échantillons déformés à 70°C montrent des caractéristiques microstructurales identiques.

Les bandes de cisaillement qui apparaissent à pression de confinement élevée consistent donc en une combinaison de microfissures et de grains pliés, c'est-à-dire un mélange de processus microscopiques de fissuration et de plasticité. La déformation macroscopiquement ductile du gypse à ces conditions peut être qualifiée de « semi-fragile », ou de façon équivalente, « semi-plastique ».

Un essai de déformation supplémentaire à $P_c = 95$ MPa a été effectué, au cours duquel la défor-

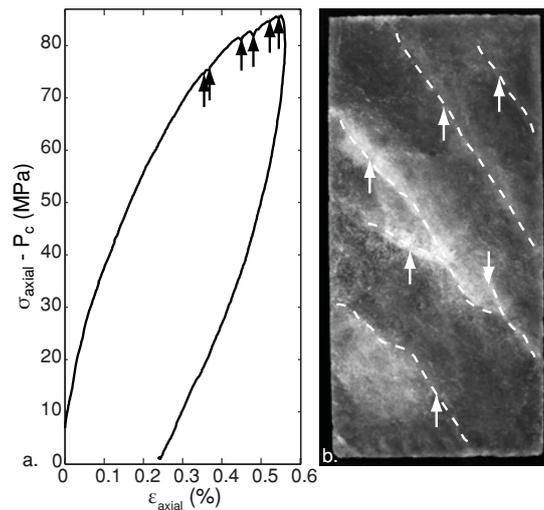


FIGURE 2.6. | Courbe contrainte-déformation (a) et photographie de l'échantillon (b) pour le test effectué à $P_c = 95$ MPa et température ambiante. La déformation a été stoppée après 6 sauts de contraintes. La photographie montre la présence de 5 à 6 bandes de cisaillement, ce qui suggère que chaque bande est associée à un saut de contrainte.

mation a été stoppée après une quantité dénombrable de sauts de contraintes. L'observation visuelle de l'échantillon en coupe longitudinale permet d'estimer le nombre de bandes de cisaillement, qui coïncide approximativement avec le nombre de sauts de contrainte (figure 2.6). Cela suggère que c'est la formation d'une bande de cisaillement qui induit un saut de contrainte.

2.3.3. Données de vitesses d'ondes élastiques

Les capteurs piézoélectriques disposés sur l'échantillon permettent de mesurer les vitesses d'ondes P et S dans l'échantillon à intervalles réguliers durant les expériences. Le descriptif complet de la procédure est expliqué dans les annexes 8.4 et 8.5. La disposition des capteurs utilisés permet d'accéder à la vitesse d'onde suivant au plus quatre angles de propagation dans l'échantillon : 0° (vertical), $30,5^\circ$, $49,6^\circ$ et 90° (horizontal). Par souci de simplicité, on fait l'hypothèse que les échantillons sont homogènes et que leur anisotropie est transverse isotrope d'axe de symétrie vertical (axe de compression). La vitesse selon un angle de propagation donné est donc une moyenne des vitesses mesurées le long de cet angle.

La figure 2.7 représente l'évolution des vitesses d'ondes P et S en fonction de la pression de confinement au cours d'un chargement hydrostatique jusqu'à 98 MPa, à température ambiante. La vitesse d'ondes P augmente graduellement au cours du chargement. Cette augmentation est d'environ 100 m s^{-1} et est la même dans toutes les directions de propagation. La vitesse d'onde S_h est relativement constante. Ces données montrent que très peu de fissures ou pores compressibles sont présents dans l'échantillon initial.

La figure 2.8 représente l'évolution des vitesses d'ondes P et S en fonction de la déformation axiale des échantillons (expériences effectuées à $P_c \geq 20$ MPa). De façon générale, les vitesses d'ondes P et S décroissent linéairement avec la déformation axiale. À $P_c = 20$ MPa et $T = 25^\circ\text{C}$, la vitesse d'onde P suivant un chemin horizontal décroît de 5250 m s^{-1} jusqu'à 3000 m s^{-1} à

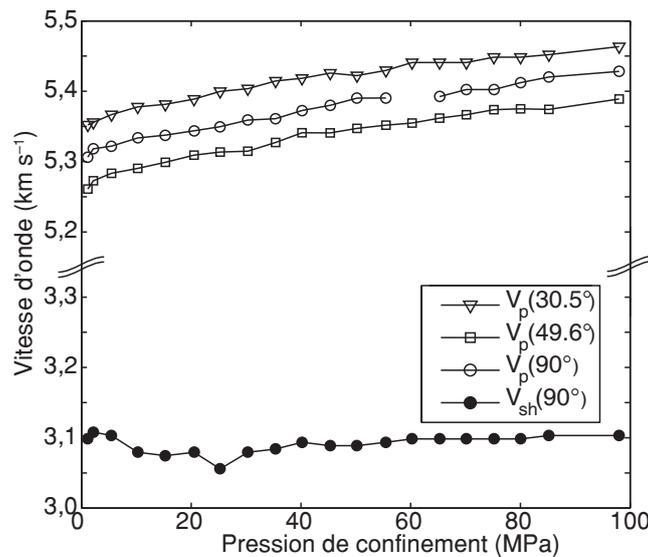


FIGURE 2.7. | Vitesses d'ondes élastiques au cours d'un chargement hydrostatique à température ambiante. La vitesse d'ondes P augmente de façon homogène dans toutes les directions de propagation. La vitesse d'ondes S est approximativement constante. Ces données indiquent la faible quantité de fissures préexistantes dans le matériau.

2% de déformation axiale. Cela correspond à environ 43% de diminution. De façon similaire, la vitesse d'onde S_h décroît de 28%. À $P_c = 95$ MPa, la vitesse d'onde P suivant un chemin horizontal décroît d'environ 20% et la vitesse d'onde S_h décroît de 20% aussi à une déformation axiale totale de 6,2%. Cet exemple montre quantitativement que la décroissance des vitesses d'ondes est forte à faible pression de confinement, et tend à se réduire lorsque P_c augmente.

De plus, les vitesses mesurées suivant des chemins à bas angle, c'est-à-dire proche de l'axe de compression, décroissent relativement moins que celles mesurées plus proche de l'horizontale. Il y a donc un développement d'une anisotropie de vitesse d'onde, c'est-à-dire une anisotropie de propriétés élastiques. Le degré d'anisotropie tend à être plus faible dans les échantillons déformés à haute pression de confinement.

On peut noter en outre que les échantillons déformés à haute température subissent une décroissance de vitesses d'ondes plus faible que ceux déformés à température ambiante. Par exemple, à $P_c = 20$ MPa et $T = 70^\circ\text{C}$ la chute de vitesse d'onde P horizontale est seulement de 14% lorsque la déformation axiale est de 1%. Dans l'expérience à température ambiante, cette chute est déjà de 19% à la même déformation. Des observations similaires peuvent être faites par comparaison entre les échantillons déformés à température ambiante et à 70°C pris à des quantités de déformation axiale similaires.

2.4. Émissions acoustiques

2.4.1. À température ambiante

L'utilisation du système d'enregistrement d'émissions acoustiques permet d'enregistrer un nombre significatif d'événements durant la plupart des expériences. Concernant les expériences à tempé-

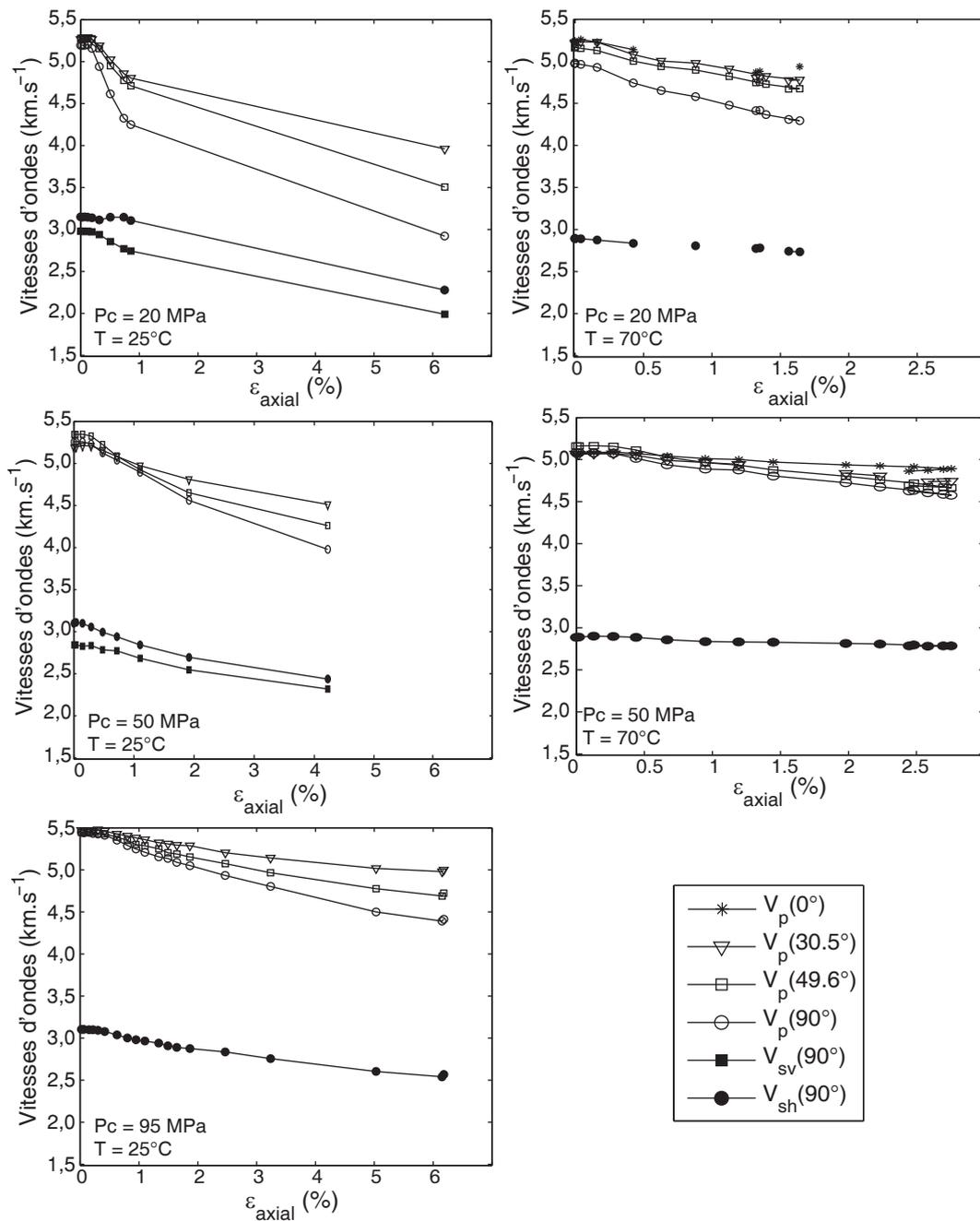


FIGURE 2.8. | Vitesses d'ondes élastiques au cours des tests de déformation. Les conditions expérimentales sont reportées sur chaque graphe. Toutes les vitesses d'onde diminuent au cours de la déformation. Plus la pression de confinement est faible, plus la décroissance est importante. On remarque que les vitesses dans différents angles de propagation ne se comportent pas de la même façon : proche de la verticale (axe de compression), la chute est moins importante que proche de l'horizontale. Il y a donc développement d'une anisotropie.

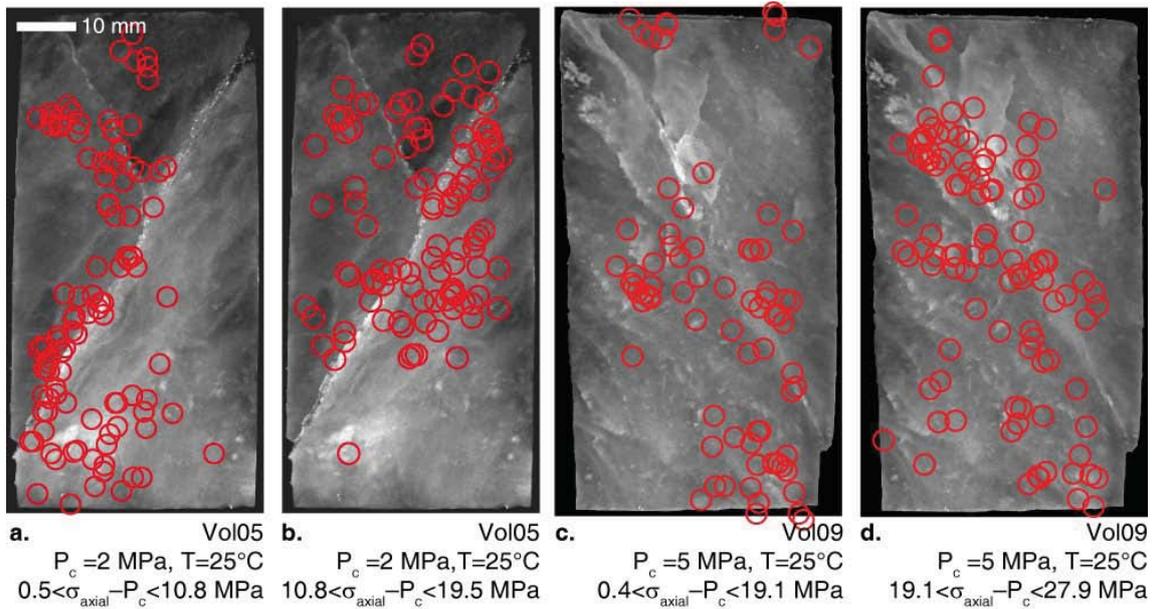


FIGURE 2.9. | Émissions acoustiques durant les tests effectués à $P_c = 2$ and 5 MPa. La taille des cercles correspond à la barre d'erreur moyenne sur le localisation. **a.** Test à $P_c = 2$ MPa ; 211 événements sont montrés. **b.** Test à $P_c = 5$ MPa ; 210 événements sont montrés. Les plans de fracture sont globalement imagés par les émissions acoustiques.

rature ambiante, je ne vais détailler ici que les événements enregistrés au cours des expériences de rupture à proprement parler, c'est-à-dire celles effectuées à faible confinement ($P_c = 2$ MPa et $P_c = 5$ MPa).

Au cours de l'expérience Vol05, effectuée à $P_c = 2$ MPa, un ensemble de 232 événements pré-rupture a été enregistré. Parmi ces événements, 211 ont pu être localisés dans l'échantillon. La procédure de localisation est décrite en détails dans l'annexe 8.6. Pour cette expérience, un modèle de vitesse d'onde P homogène et transverse isotrope avec pour axe de symétrie l'axe de compression de l'échantillon a été utilisé. La vitesse d'onde P maximale, suivant cet axe, est de $V_P = 5150 \text{ m s}^{-1}$, et l'indice d'anisotropie a (ratio entre vitesse radiale et vitesse axiale) vaut 0,975. L'erreur de localisation correspondante est de $\pm 2,3 \text{ mm}$. Les figures 2.9(a,b) montrent les événements localisés en projection sur une coupe longitudinale de l'échantillon au cours de deux étapes du chargement. Les événements sont initialement globalement corrélés avec le plan de fracture principal, puis deviennent plus dispersés. De façon similaire, les figures 2.9(c,d) montrent les 210 événements (sur 214) s'étant produits durant l'expérience Vol09 ($P_c = 5$ MPa) qui ont pu être localisés. Pour cette série d'événements, un modèle homogène de vitesse d'onde P à 5300 m s^{-1} a été utilisé, avec une erreur moyenne de $\pm 2,4 \text{ mm}$. Les événements sont assez dispersés et il est difficile de discerner une tendance globale.

À pression de confinement plus élevée, moins d'EA sont enregistrées avant le pic de contrainte (ou la limite de plasticité), même durant les tests Vol04 et Vol11 effectués pourtant à $P_c = 10$ MPa. Les EA sont difficiles à localiser car elles sont en général peu impulsives. De plus, leur nombre étant très faible, l'image qu'elles pourraient potentiellement produire serait d'une utilité limitée. Il est par contre intéressant d'observer l'activité acoustique globale durant ces expériences, grâce au

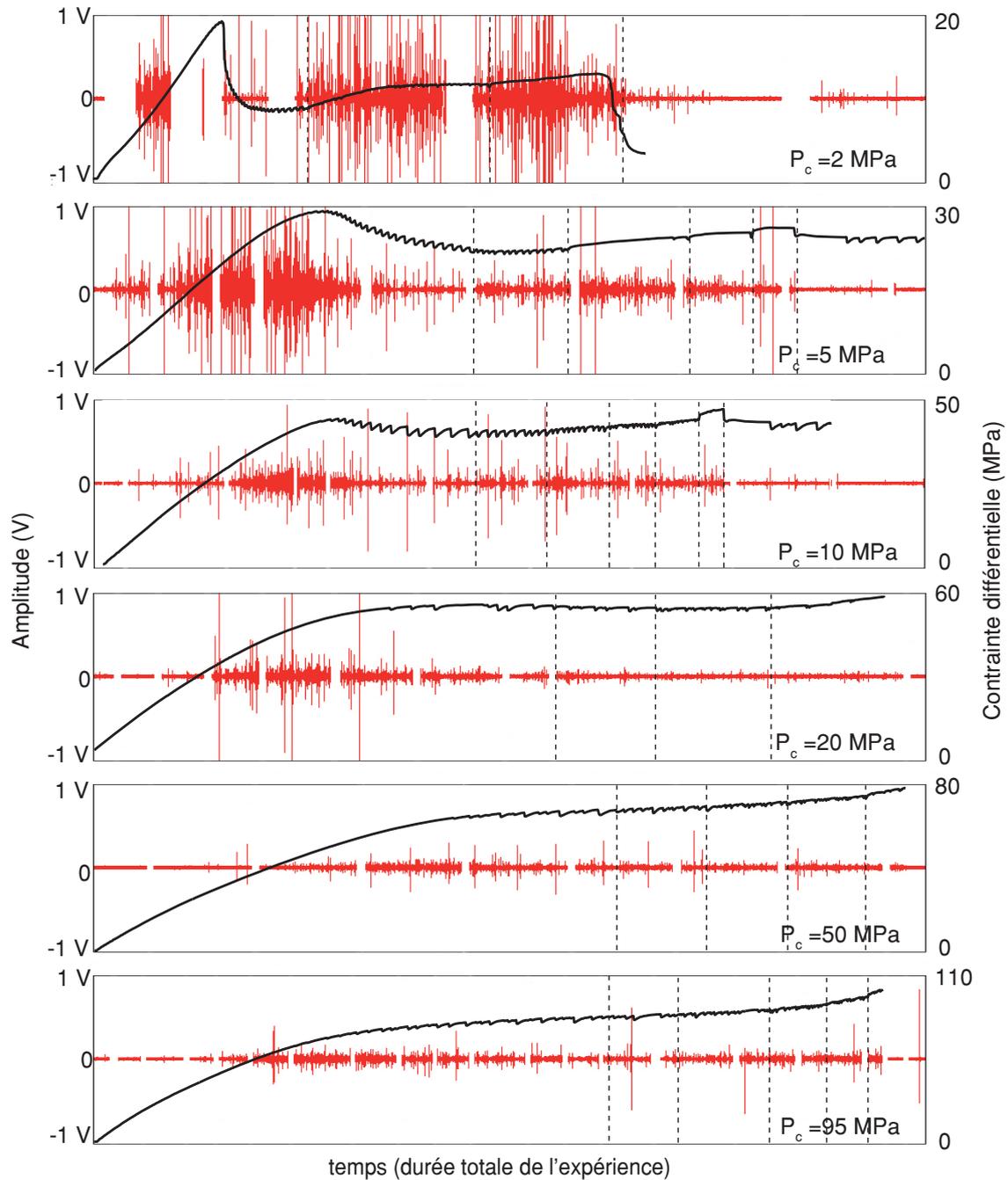


FIGURE 2.10. | Courbes contrainte-temps et formes d'ondes continues pour les expériences à température ambiante. Le capteur utilisé est situé au centre de l'échantillon. Les blancs correspondent aux moments où le système de mesures actives est utilisé. Les lignes pointillées marquent les instants où la vitesse de déformation est doublée. Le nombre d'EA et leur intensité décroît fortement avec la pression de confinement. Il n'y a pas de corrélation entre les EA et les sauts de contrainte.

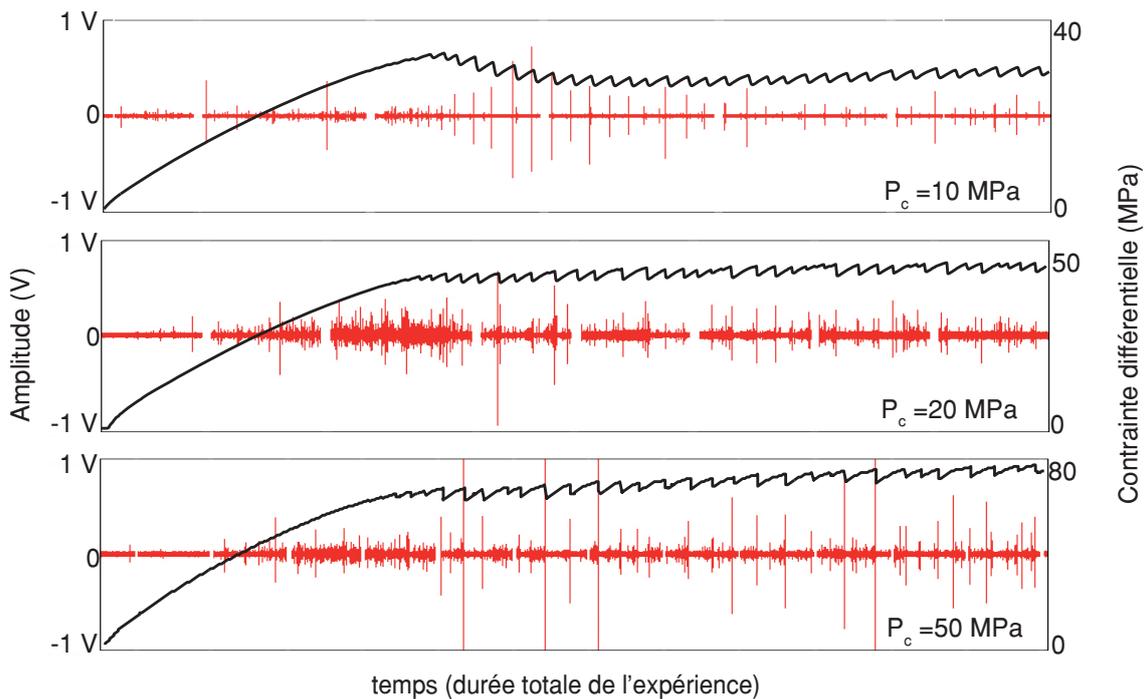


FIGURE 2.11. | Courbes contrainte-temps et formes d'ondes continues pour les expériences à 70°C. Le capteur utilisé est situé au centre de l'échantillon. Les blancs correspondent aux moments où le système de mesures actives est utilisé. Les sauts de contrainte sont systématiquement corrélés à une EA de forte amplitude et de basse fréquence.

système d'enregistrement continu. Les formes d'ondes (longues de plusieurs heures) sont des outils qualitatifs utiles permettant d'estimer la quantité et l'impulsivité des événements de microfissuration pendant la déformation. La figure 2.10 représente les formes d'ondes continues enregistrées sur un capteur situé au centre de l'échantillon (P3W, P3S, P3E ou P3N selon l'expériences, voir la figure 8.2) pour toutes les expériences réalisées à température ambiante. Les passages en blanc correspondent aux moments où le système de mesure actif est utilisé, ce qui sature temporairement le système. Une émission acoustique correspond à un pic dans la forme d'onde : leur durée est de quelques dizaines de microsecondes, soit environ 10^8 fois plus courte que la durée de l'expérience. Malgré les variations probables des réponses des capteurs suivant les expériences et les pressions de confinement, il reste une image relativement claire de l'effet de la pression de confinement sur l'activité acoustique durant la déformation. Dans tous les cas, le maximum d'EA est atteint peu avant le pic de contrainte ou, le cas échéant, la limite de plasticité. Les sauts de contrainte sont peu ou pas corrélés avec les EA. Le nombre d'EA et leur amplitude tend à décroître avec la pression de confinement, ce qui montre que la microfissuration irradie moins d'énergie à haute pression. Elle est donc soit moins importante en quantité, soit moins dynamique.

2.4.2. À températures élevées

Les expériences effectuées à 70°C sont traitées de la même manière. La figure 2.11 montre des enregistrements continus sur un capteur ainsi que l'évolution temporelle de la contrainte différentielle. Le premier signe d'activité acoustique est enregistré peu avant le seuil de plasticité. La différence majeure avec les tests à température ambiante est l'association quasi-systématique entre les sauts de contrainte et des EA de forte amplitude et de basse fréquence². Ces signaux ne sont jamais observés à température ambiante.

La figure 2.12 permet de comparer les formes d'ondes d'événements enregistrés pendant un saut de contrainte à 70°C (c-h) et un signal d'EA typique, par exemple enregistré à température ambiante (a,b). On peut définir une EA normale par son contenu haute fréquence et sa durée brève (quelques dizaines de microsecondes). Une seule EA normale n'est jamais directement associée à une chute de contrainte macroscopique : il s'agit plutôt d'une propagation ou oscillation dynamique d'une microfissure, à échelle millimétrique ou sub-millimétrique. Sur le spectre (figure 2.12(b)) les nombreux pics à haute fréquence (au-delà de 500 kHz) sont vraisemblablement dûs aux fréquences de résonance du capteur lui-même. En revanche, le signal enregistré pendant un saut de contrainte est largement dominé par des basses fréquences, avec un pic autour de 8.8 kHz.

L'intensité et la durée des signaux de basse fréquence est variable d'un événement à l'autre (cf. figures 2.12(c,e,g)). Certains événements, comme celui montré sur la figure 2.12(c), ont des durées relativement longues (plusieurs millisecondes) et ne présentent pas de pic d'intensité significatif. Ils apparaissent comme des essaims d'activité acoustique. D'autre part, d'autres événements, comme celui présenté sur la figure 2.12(g), sont plus brefs et contiennent des pics d'amplitude marqués. Dans ces cas, deux phases peuvent être distinguées : la phase I correspond à un essaim d'activité acoustique très similaire à celui des autres événements, et la phase II correspond à l'occurrence d'un pic de forte amplitude, suivi d'une décroissance progressive du signal.

2.5. Expériences *in situ* en microscopie électronique

Afin de déterminer plus précisément les caractéristiques de la déformation du gypse pendant les chutes de contraintes, une expérience additionnelle a été réalisée dans l'enceinte d'un microscope électronique à balayage, en condition uniaxiale. L'échantillon a été usiné en forme parallélépipédique à base carrée (1 cm de côté) et de longueur 2 cm environ. Le dispositif de compression est une petite presse uniaxiale actionnée par un moteur électrique. Au cours de la déformation, on mesure le raccourcissement total ainsi que la force appliquée, et le microscope permet d'enregistrer des images de la surface de l'échantillon. On a ainsi accès à un film de la déformation à l'échelle de quelques grains.

Afin de forcer une localisation de la déformation près de la zone d'observation, une encoche a été réalisée sur un bord de l'échantillon. L'échantillon est poli avec une pâte diamantée de taille de grain 1 μm . Il est ensuite placé dans un bain à ultrasons pour nettoyer sa surface. Ce passage dans l'eau distillée permet en outre de dissoudre légèrement la couche superficielle de gypse, et de révéler les joints de grains et les plans de clivage.

La figure 2.15 donne l'état de surface initial dans cette zone. Au cours du chargement, un film à 1 image par seconde est réalisé ; de plus, des images de résolution supérieure sont prises à un intervalle de 15 secondes. À différentes étapes, le chargement est stoppé et des observations sont faites

2. La fréquence de ces événements est d'ailleurs telle qu'on peut les entendre à l'oreille au cours de l'expérience.

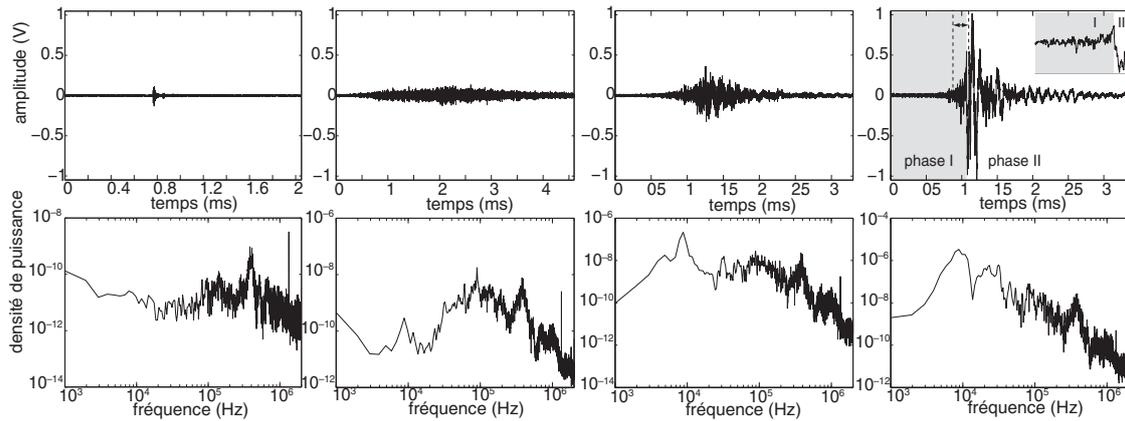


FIGURE 2.12. | Formes d’onde typiques et spectres d’EA normales (a,b) et d’EA enregistrées pendant un saut de contrainte à 70 C (c–h). Notez les différentes échelles de temps. Les signaux enregistré à 70 C pendant les sauts de contrainte ont un contenu basse fréquence important ; le pic est à 8 8 kHz. La durée totale est de 10^3 s. Les signaux d’EA normaux sont plus brefs, 10 s, et ne contiennent pas de basses fréquences. L’encart sur la figure (g) correspond à un agrandissement de la partie délimitée par les pointillés.

à d’autres endroits de la surface pour détecter d’éventuelles déformations. La courbe contrainte-déformation (figure 2.14) présente un pic, ainsi que quelques oscillations post-pic. La figure 2.15 présente des photographies prises juste après le premier pic (étape (a), cf. figure 2.14), et juste après le second pic (étape (b)). La déformation est localisée sous la forme d’une fracture, qui sépare les grains de gypse à travers les plans de clivage. Si le plan de fracture n’est pas dans l’axe préférentiel pour le clivage, la fracture traverse les grains en les pliant. Il y a donc un mélange, de processus fragiles et de processus plastiques.

2.6. Interprétations et discussion

2.6.1. Micromécanismes de déformation

Nous allons maintenant voir si le comportement mécanique global des échantillons déformés à « haute » température diffère de ceux testés à température ambiante. La figure 2.16 montre l’enveloppe de rupture et l’occurrence du premier saut de contrainte dans le plan pression moyenne-contrainte différentielle. L’enveloppe correspond à la contrainte différentielle à partir de laquelle le comportement de l’échantillon change dramatiquement, soit par la formation d’un plan de rupture, soit par la formation de multiples bandes de cisaillement. Il est à noter que si la contrainte à laquelle le premier saut de contrainte est une donnée fiable, le point d’inflexion (ou *yield stress*) est difficile à définir. En effet, il ne correspond pas à la limite d’élasticité, qui se situe beaucoup plus bas en terme de contrainte (le gypse présente un comportement contrainte-déformation non linéaire même à basse contrainte). Ce point a été défini ici comme la contrainte à laquelle le comportement macroscopiquement ductile s’installe, soit le point où le durcissement devient linéaire. Cela situe une limite relativement élevée mais permet ainsi d’avoir une méthode reproductible pour le trouver. On observe que les enveloppes ne sont pas significativement différentes à 70 C et à température ambiante. Il est donc probable que les microprocessus à l’œuvre durant la déformation

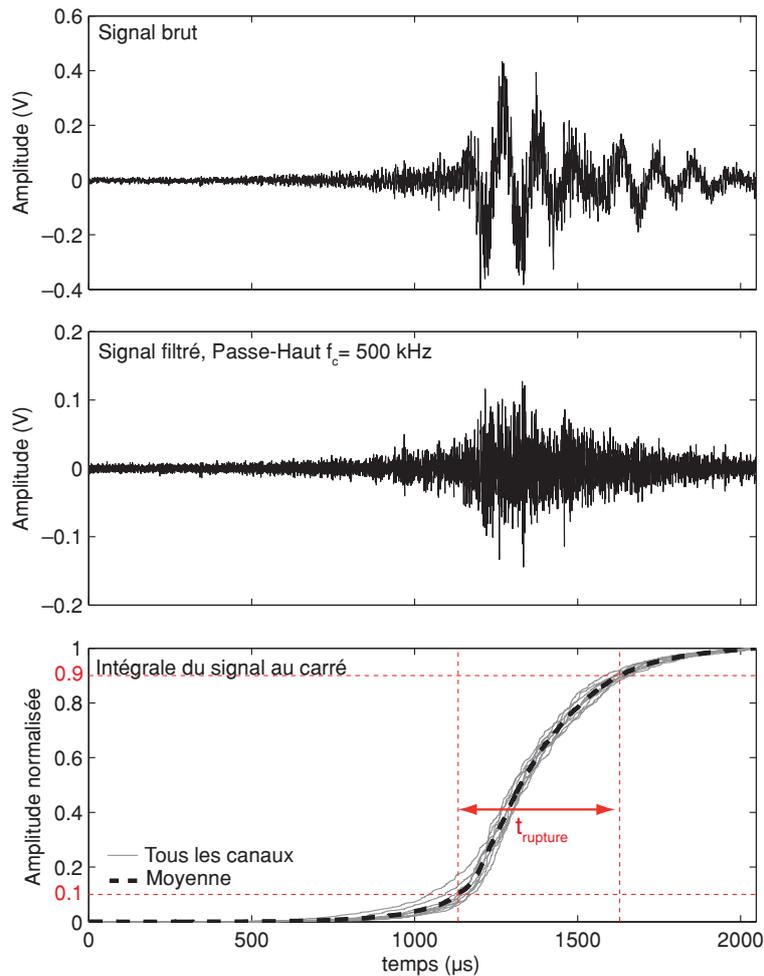


FIGURE 2.13. | Traitement des signaux basse fréquence observés pendant les sauts de contrainte. Le signal brut est filtré avec un filtre Butterworth passe-haut de fréquence de coupure 500 kHz. On passe ce signal au carré et on l'intègre dans le temps. La ligne de base est soustraite et on normalise sur chaque canal entre 0 et 1. Le résultat est donné sur le figure du bas, en gris. La ligne pointillée est la moyenne des différents canaux. Le temps de rupture $t_{rupture}$ est estimé par la durée que met le signal moyen normalisé pour passer de 0,1 à 0,9.

soient similaires.

Les vitesses d'ondes P et S décroissent de façon continue au cours de la déformation, ce qui indique que des microfissures se forment et se propagent. Elles peuvent être induites, comme nous l'avons remarqué sur la figure 2.5(c), par des incompatibilités de déformation aux bords des grains pliés, ou bien liées à l'ouverture des plans de clivages et des joints de grains. Si l'on suppose que le milieu est initialement homogène et isotrope, il est possible d'interpréter quantitativement les données de vitesse en utilisant un modèle de milieu effectif. Il existe divers modèles permettant de prendre en compte les fissures dans le calcul des propriétés macroscopique des roches ; dans ce travail, l'approche non-interactive de [Sayers & Kachanov \(1995\)](#) a été retenue. L'avantage de ce modèle est qu'il permet d'expliquer une anisotropie transverse isotrope de distribution

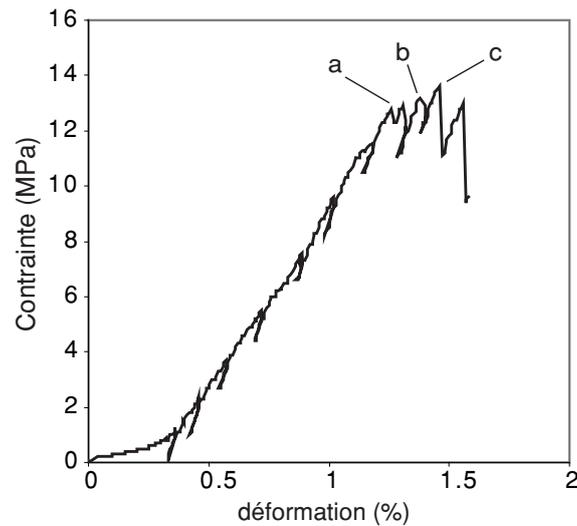


FIGURE 2.14. | Courbe mécanique de l'essai uniaxial dans le MEB. La partie non linéaire au début de l'essai correspond principalement à l'ajustement de l'assemblage dans la presse. Le chargement est stoppé à différentes étapes afin d'observer la surface de l'échantillon, ce qui induit des périodes de relaxation. Le pic de contrainte est atteint en (a), et plusieurs chutes de contrainte successives s'ensuivent.

d'orientations de fissures. Les détails du modèle et de la technique d'inversion sont détaillés dans l'annexe 8.8.1. Le résultat de l'inversion est donné sur la figure 2.17. Lorsque la déformation axiale est inférieure à 1%, les densités de fissures verticales ($\alpha_{11} = \alpha_{22}$) et horizontales (α_{33}) sont du même ordre de grandeur. Lorsque l'échantillon est déformé au-delà, la densité de fissures verticales augmente de façon beaucoup plus importante que la densité de fissures horizontales. Cela correspond au développement de l'anisotropie de vitesses d'ondes P observée au cours des tests. Les densités de fissures sont systématiquement plus élevées à bas confinement et à basse température qu'à haut confinement et haute température. L'endommagement augmente de façon linéaire avec la déformation : les microfissures s'accumulent dans le matériau au fur et à mesure que les bandes de cisaillement se forment. Malgré cette accumulation, l'échantillon garde sa cohésion. Cette relation linéaire entre déformation et densité de fissures n'avait jamais été observée auparavant dans d'autres roches. En effet, les roches fragiles ont tendance à accumuler les fissures de façon non linéaire juste avant la localisation (Schubnel *et al.*, 2003; Fortin *et al.*, 2006).

Comme le montre la figure 2.17, pour une déformation finie donnée les échantillons testés à 70°C ont une densité de fissure plus faible que ceux testés à température ambiante. Si l'on écrit la déformation inélastique totale comme la somme de la contribution des fissures et de la déformation plastique, c'est-à-dire

$$\varepsilon_{\text{inelastic}} = \varepsilon_{\text{plastic}} + \varepsilon_{\text{cracks}}, \quad (2.1)$$

on peut en déduire que le rapport $\varepsilon_{\text{plastic}}/\varepsilon_{\text{cracks}}$ est plus élevé à haute température qu'à basse température. Cela est cohérent avec le fait que les processus plastiques sont généralement activés par la température, étant donné qu'ils impliquent des mouvements de dislocation ou de la diffusion. D'après les observations microstructurales, le processus plastique principal impliqué dans nos expériences est le pliage de grains.

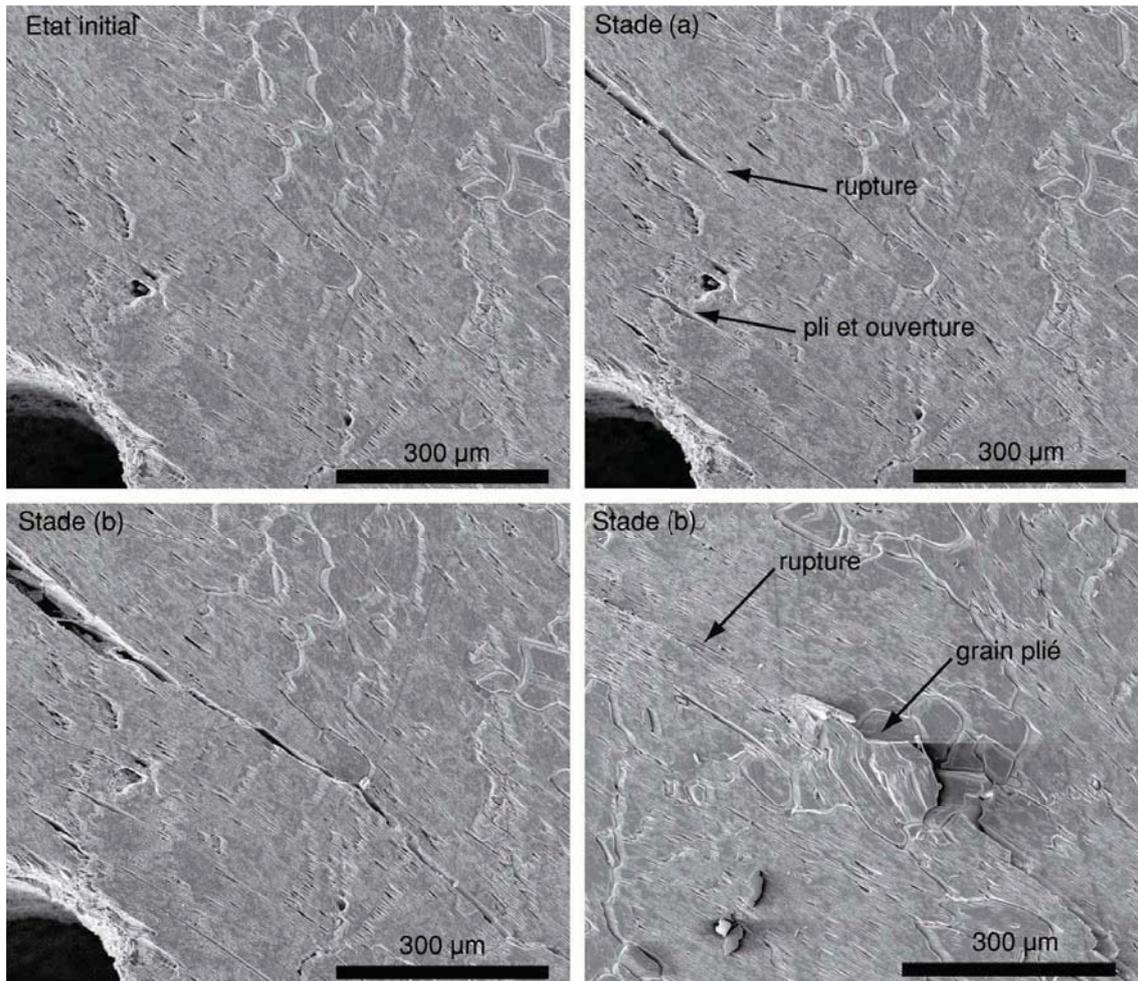


FIGURE 2.15. | État de surface à différentes étapes du chargement. La fracture se propage le long des plans de clivage; les grains mal orientés pour le clivage sont déformés par pliage, de façon plastique.

Une des particularités du pliage est que ce processus est fortement dépendant de l'orientation relative des grains comparée à celle du champ de contrainte. En effet, le gypse est un cristal ionique qui contient une grande quantité d'eau dans sa structure. Comme indiqué dans l'annexe 8.3 (figure 8.4) les ions Ca^{2++} et SO_4^{2-} sont organisés en couches parallèles à (010), et les molécules d'eau sont localisées le long des plans (010). Les liaisons perpendiculaires à ce plan sont donc des liaisons hydrogène. Le plan (010) est donc logiquement un plan de faiblesse ou de *clivage*, ce qui permet au minéral de plier si la déformation est imposée dans un axe aligné avec ces plans (Turner & Weiss, 1965). Cela va nous permettre de mieux comprendre la formation des bandes de cisaillement à haute pression de confinement.

À $P_c \ll 20$ MPa, la déformation est caractérisée par une localisation dans une bande d'épaisseur finie (environ 500 μm), associée à un saut de contrainte d'amplitude et de durée finie. Entre les chutes de contrainte, une certaine activité acoustique est enregistrée (cf. figures 2.10 and 2.11). De la microfissuration se produit donc durant les phases de chargement, probablement en parallèle

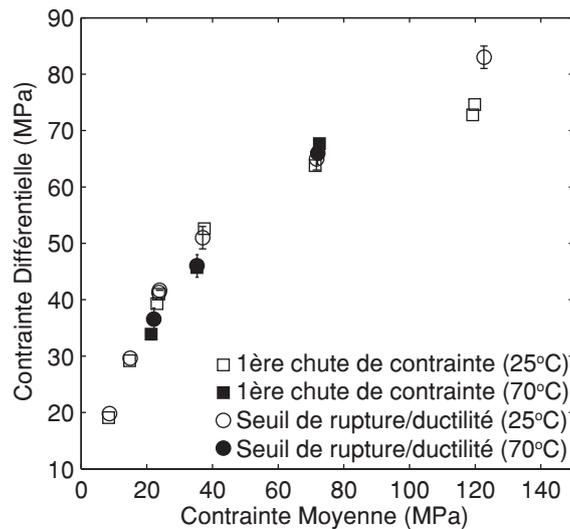


FIGURE 2.16. | Enveloppes de rupture dans plan contrainte moyenne–contrainte différentielle. Il n'y a pas de différences significatives entre les échantillons testés à basse et à haute température.

des processus de pliage progressif des grains. On peut donc imaginer que les microfissures s'accumulent dans l'échantillon au cours des phases de re-chargement, jusqu'à ce que le pliage commence à opérer de façon significative dans un ou plusieurs grains bien orientés. Ce ou ces grains peuvent être vus comme des inclusions molles, et donc générer des incompatibilités de déformation autour d'eux. Ils sont donc des points de nucléation potentiels pour les bandes de cisaillement.

À pression de confinement élevée, de nombreuses bandes de cisaillement sont présentes, ce qui indique qu'elles sont peu ou pas réactivées après leur formation. Cela suggère un processus de saturation, c'est-à-dire un durcissement dans la bande après qu'elle accomode une certaine quantité de déformation. Comment ce processus opère-t-il ? Géométriquement, un monocristal de gypse ne peut accommoder une quantité infinie de déformation par pliage : il doit y avoir un durcissement à l'échelle du grain, ou autrement dit un angle de pliage critique au-delà duquel d'autres processus doivent intervenir pour continuer la déformation³. Les expériences semblent montrer que le pliage est un mécanisme de déformation majeur dans la formation des bandes de cisaillement. Il est vraisemblable qu'après une certaine accumulation de déformation l'énergie nécessaire pour continuer la déformation des grains dans la bande devient plus importante que celle nécessaire à la formation d'une nouvelle bande. Dans ce cadre là, chaque bande de cisaillement correspond à une quantité finie de déformation, et la déformation totale correspond à la somme des contributions de chaque bande. Cela explique en outre le durcissement à long terme observé dans les expériences à pression élevée, puisque les nouvelles bandes qui se forment correspondent successivement à des énergies d'activation plus fortes.

À haute température, nous avons vu que la plasticité (c'est-à-dire le pliage) contribue de façon plus importante à la déformation totale des échantillons. Le processus de saturation décrit plus haut pourrait donc expliquer pourquoi les coefficients de durcissement sont plus élevés à haute température qu'à température ambiante.

À 70°C et pression de confinement élevée, la formation des bandes de cisaillement s'accom-

3. On ne peut en effet pas imaginer un repliement des plans de clivage jusqu'à 180°.

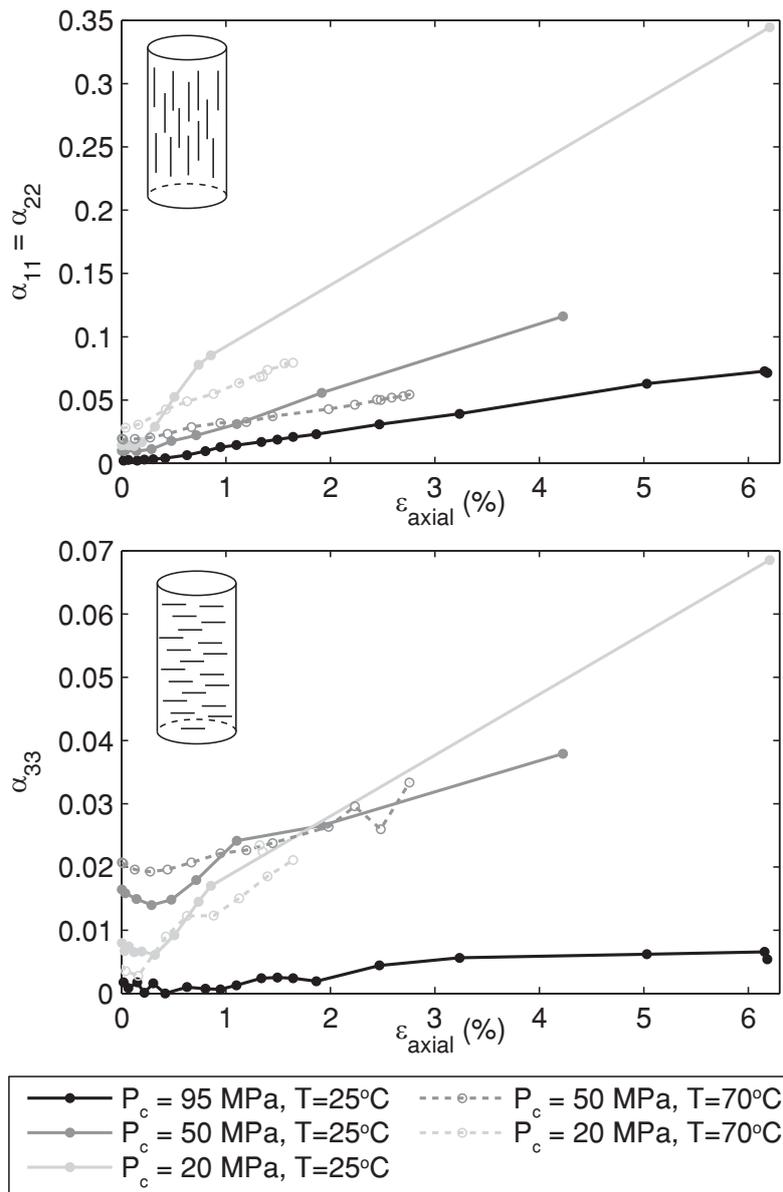


FIGURE 2.17. | Évolution de la densité de fissures verticales α_{11} et horizontales α_{33} durant les tests à P_c élevée. Notez les échelles verticales différentes entre les deux densités de fissures. L'inversion a été réalisée grâce à la méthode décrite dans l'annexe 8.8.1. La densité de fissures augmente linéairement avec la déformation ; les fissures verticales sont plus nombreuses que les fissures horizontales, ce qui explique le développement de l'anisotropie.

page d'une forte chute de contrainte dynamique et de l'émission d'ondes élastiques que l'on peut enregistrer sur les capteurs acoustiques. Ce comportement est plutôt inattendu, étant donné qu'en général une élévation de température induit un comportement mécanique plus lisse et plus ductile des roches. Nous allons voir maintenant quelle explication physique peut être faite de ce comportement paradoxal.

2.6.2. Dynamique de la rupture

Dans la gamme de fréquence autour de 10 kHz, les cristaux piézoélectriques ont une réponse fréquentielle plate (Nielsen *et al.*, 2009), donc ces basses fréquences peuvent être attribuées seulement au signal reçu par le capteur. Si l'on suppose que la vitesse des ondes P est de l'ordre de 5 km s^{-1} , la longueur d'onde correspondante est de l'ordre de 50 cm, ce qui est supérieur à la taille de l'échantillon. En revanche, si l'on considère une vitesse d'onde sonore dans l'huile de confinement de l'ordre de 1500 m s^{-1} , on obtient une longueur d'onde de l'ordre de 15 cm, ce qui pourrait correspondre à la taille de la cellule de confinement. Cette fréquence de 8.8 kHz peut donc être associée à la résonance de l'assemblage de l'échantillon. Cela implique en outre que l'impulsion de la source est suffisante pour exciter ce mode de résonance.

Les EA basse fréquence peuvent être traitées de façon à retirer le contenu fréquentiel qui n'est pas strictement associé à la source. En particulier, on peut appliquer un filtre passe-haut de type Butterworth avec une fréquence de coupure de 500 kHz, pour ne laisser apparaître que le contenu haute fréquence du signal. Le résultat est présenté sur la figure 2.13, et indique qu'il reste un contenu haute fréquence significatif.

On peut faire l'hypothèse que ces haute fréquences sont associées à de la microfissuration se produisant durant l'évènement qui conduit à la chute de contrainte. Une façon d'estimer la durée de cet évènement est de mesurer le temps durant lequel le signal haute fréquence est émis. Pour chaque évènement, on calcule l'intégrale temporelle du carré du signal filtré :

$$\Sigma_i(t) = \int_0^t S_i^*(t)^2 dt, \quad (2.2)$$

où $S_i^*(t)$ est le signal du canal i , filtré avec un passe-haut dont la fréquence de coupure est 500 kHz. Pour chaque canal, la ligne de base est soustraite, et on normalise le résultat. On obtient des courbes $\Sigma_i^*(t)$ sigmoïdes variant entre 0 et 1. Afin de réduire les écarts potentiels dû à la position de chaque capteur, on trace la moyenne $\langle \Sigma_i^*(t) \rangle$ des $\Sigma_i^*(t)$. Le processus est représenté graphiquement sur la figure 2.13. Le temps de rupture est calculé à partir de la courbe moyenne comme la durée $t_{\text{start}} - t_{\text{end}}$ entre $\langle \Sigma_i^*(t_{\text{start}}) \rangle = 0,1$ et $\langle \Sigma_i^*(t_{\text{end}}) \rangle = 0,9$. Cette définition implique que 80% de l'énergie acoustique est relâchée durant le temps de rupture t_{rupture} . Cette mesure est donc un estimateur de la durée totale de l'évènement de rupture qui produit l'ensemble du signal observé.

Dans toutes les expériences, le temps de rupture ainsi défini varie de 0,3 à 1 ms. Il se compare favorablement à une estimation indépendante provenant des sauts de contraintes mesurés grâce à des jauges de déformation collées sur certains échantillons. En effet, une mesure effectuée à taux d'échantillonnage élevé (1200 Hz) permet d'observer quasiment directement les chutes de contrainte en surface de l'échantillon : les jauges enregistrent des sauts de déformations qui correspondent strictement à des sauts de contrainte dans le domaine d'élasticité du matériau. La figure 2.18 représente deux exemples de mesures de ce type au cours de l'expérience Vol15 ($P_c = 50 \text{ MPa}$), avec en parallèle le cas d'une chute de contrainte lente, non associée à une EA, et celui d'une chute dynamique. La durée de cette chute de contrainte est d'environ 3 ms, ce qui est du même ordre de grandeur que le calcul effectué à partir des EA. Si l'on considère une taille de la zone de rupture d'environ 5 cm, on peut calculer une vitesse de rupture de l'ordre de 50 à 200 m s^{-1} .

À partir des temps de ruptures et du raccourcissement axial mesurés pendant les sauts de contrainte, il est possible d'estimer la vitesse de déformation au sein d'une bande de cisaillement. Le déplacement associé est de l'ordre de 20 μm sur une durée de l'ordre de 0,5 ms, ce qui donne une vitesse

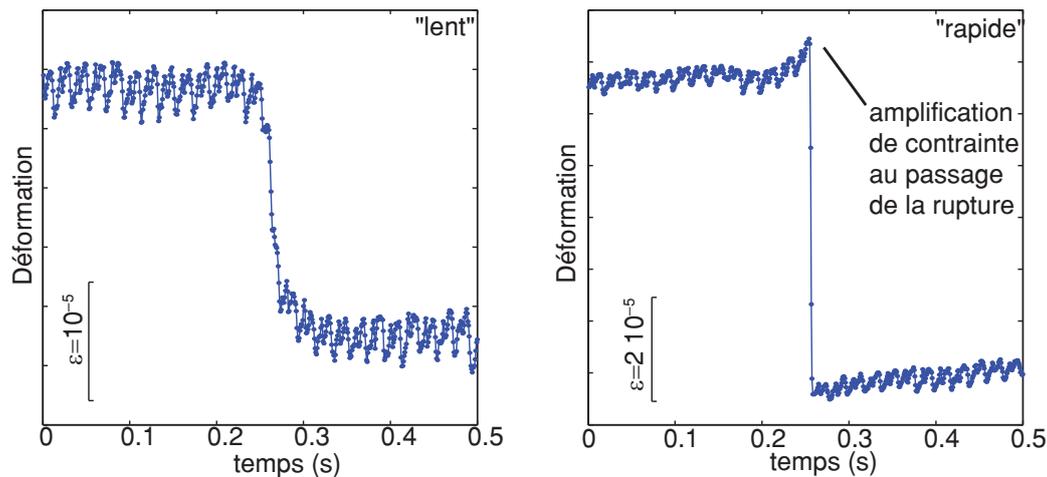


FIGURE 2.18. | Deux exemples de chutes de contrainte mesurées par une jauge de déformation. Le signal mesuré est une déformation, qui correspond à une contrainte dans le domaine élastique. Le taux d'échantillonnage du signal est 1,2 kHz. Le graphe de gauche montre une chute de contrainte relativement lente, alors qu'à droite la chute est extrêmement rapide. On note l'intensification de la contrainte juste avant le passage de la rupture.

de glissement de l'ordre de 4 cm s^{-1} . Cette valeur est élevée, est l'on peut légitimement se demander si elle n'est pas suffisante pour induire un échauffement significatif au sein du matériau. Afin de tester cette hypothèse, nous allons voir quel est l'ordre de grandeur du saut de température au sein d'une bande. L'épaisseur d'une bande est de l'ordre de $500 \mu\text{m}$, donc le taux de déformation est de $\dot{\gamma} \approx 80 \text{ s}^{-1}$. La contrainte cisailante sur une bande est de l'ordre de $0,5(\sigma_{\text{ax}} - P_c)$, soit $\tau \approx 30 \text{ MPa}$ pour une expérience menée à $P_c = 50 \text{ MPa}$. L'énergie dissipée par unité de temps et de volume est donc de l'ordre de $\tau\dot{\gamma} \approx 2,4 \cdot 10^9 \text{ J m}^{-3} \text{ s}^{-1}$. La capacité thermique C du gypse est de $1,1 \cdot 10^3 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$, et la densité du gypse est de $\rho_{\text{gypsum}} = 2,3 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$. Si toute l'énergie dissipée est convertie en chaleur, et que la bande est adiabatique, le taux de chauffage est de $\tau\dot{\gamma}/(\rho_{\text{gypsum}}C) \approx 1000 \text{ K s}^{-1}$. La durée de l'événement étant de $0,5 \text{ ms}$, l'élévation de température est donc au maximum de $0,5 \text{ K}$. Cette valeur est clairement négligeable comparée à la température ambiante, et n'est certainement pas suffisante pour rapprocher le gypse de sa température de déshydratation.

Nous venons de voir que la génération d'ondes de forte amplitude et de basse fréquence à température élevée peut être attribuée à une accélération importante de la rupture lors de la propagation des bandes de cisaillement. D'un point de vue microstructural et mécanique, les processus sont sensiblement les mêmes pour les deux températures testées. Cependant, la vitesse de formation des bandes de cisaillement est beaucoup plus rapide à haute température qu'à basse température. Le processus moteur de la formation des bandes de cisaillement semble être le pliage des grains, un phénomène de plasticité intra-cristalline. Il implique une mobilité de dislocations dans les grains, qui est très sensible à la température. Comme on le voit au cours de l'expérience uniaxiale (photos 2.15), la propagation des bandes de cisaillement peut rencontrer de nombreux obstacles sur son passage : joints de grains, grains dont l'orientation ne permet pas un clivage ou un pliage facile. À basse température, ces obstacles ralentissent la propagation de la rupture, et les processus de plasticité qui permettent de surmonter les obstacles prennent un temps significatif. À températures plus

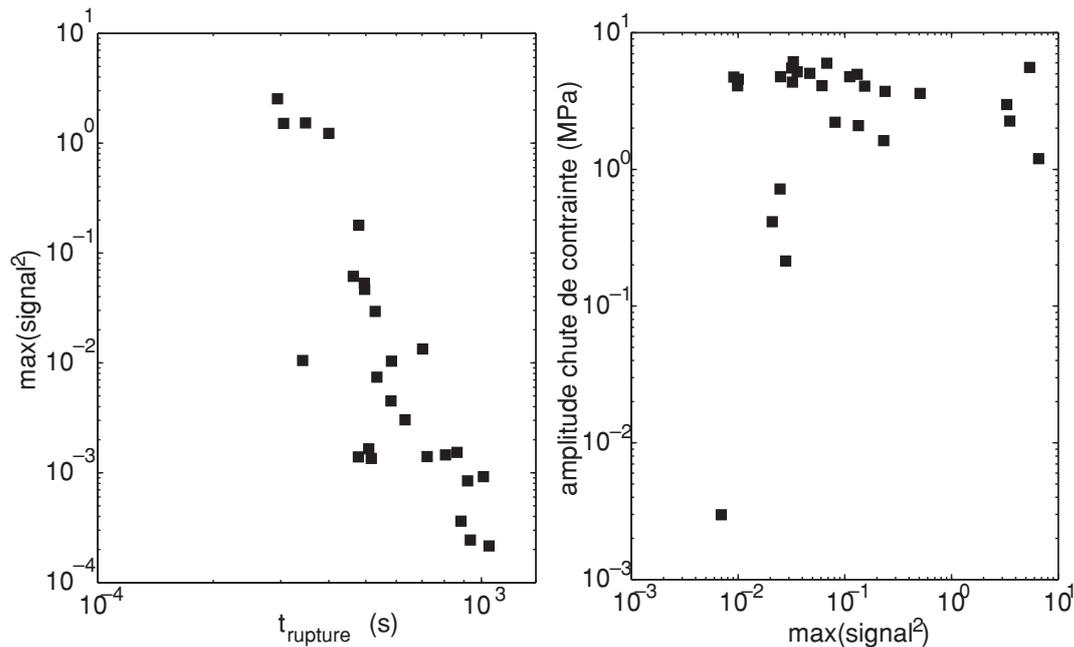


FIGURE 2.19. | Relations entre amplitude des formes d’onde, chute de contrainte statique et durée de rupture. Les données suggèrent une corrélation entre la durée de rupture, ou de façon équivalente sa vitesse, et l’amplitude des signaux. Aucune corrélation n’est observée avec la chute de contrainte statique.

élevées, les processus plastiques sont plus rapides et les obstacles peuvent être surmontés beaucoup plus rapidement, d’où une propagation dynamique. Cette explication est relativement qualitative, mais permet d’expliquer le comportement « anormal » du gypse de Volterra : chute de contrainte lente à basse température et dynamique à haute température.

Les deux phases observées pendant l’événement présenté sur la figure 2.12g peuvent être associées au processus de nucléation de la rupture. La phase I pourrait correspondre à une coalescence relativement lente de microfissures, et le début de la phase II serait alors le signe d’une forte accélération du processus. Ce point d’initiation pourrait être une zone fortement contrainte qui libère donc plus d’énergie élastique lors de sa rupture (Rubinstein *et al.*, 2004).

Le temps de rupture (ou de façon équivalente la vitesse de rupture) peut être comparée au pic d’intensité des formes d’onde associées aux chutes de contrainte, et à la chute de contrainte statique mesurée directement par la machine. Afin d’avoir une mesure robuste de l’intensité des signaux acoustiques, on utilise un filtre passe-bas de fréquence de coupure 20 kHz, et on collecte le maximum du carré de la forme d’onde filtrée. La figure 2.19 représente le pic d’intensité de chaque forme d’onde en fonction du temps de rupture pour l’expérience effectuée à $P_c = 50$ MPa. Il semble y avoir une corrélation positive entre la vitesse de rupture et l’amplitude des signaux acoustiques reçus par les capteurs. Plus la rupture est rapide, plus elle rayonne de l’énergie sous la forme d’ondes élastiques. En revanche, il n’y a pas de corrélation entre cette amplitude et la chute de contrainte statique mesurée par la machine. Celle-ci est remarquablement constante. Cela peut s’expliquer par le fait que l’amplitude de la chute de contrainte est plutôt contrôlée par la raideur de la machine que par la dynamique interne de la source.

2.6.3. Comparaison avec d'autres roches

Au cours de la formation des bandes de cisaillement, la combinaison des données mécaniques, microstructurales, de vitesses d'ondes et d'EA permet d'observer des phénomènes se produisant à deux échelles différentes. À l'échelle microscopique, on observe les interactions entre processus fragiles et plastiques. Ces processus produisent des EA à haute fréquence que l'on peut enregistrer sur les capteurs piézoélectriques. À l'échelle macroscopique, la propagation de la bande de cisaillement induit une chute de contrainte dans l'ensemble de l'échantillon, et à haute température la propagation accélère suffisamment pour rayonner de l'énergie élastique sous forme d'ondes.

Dans les expériences habituelles de fracture de roches, deux cas sont rencontrés : si la roche est intacte, les EA que l'on enregistre pendant la rupture sont liées à la microfissuration et peuvent être utilisées pour imager le plan de fracture (par exemple Scholz, 1968; Mogi, 1968; Lockner & Byerlee, 1977). Les échantillons sont généralement trop petits pour que la fracture accélère suffisamment et commence à rayonner de l'énergie à basse fréquence (Ohnaka & Shen, 1999; Ohnaka, 2003). En revanche, si l'échantillon contient déjà une fracture, les événements de *stick-slip* produisent un signal acoustique tel qu'il masque la microfissuration induite pendant la propagation (Thompson *et al.*, 2005, 2009). Dans le cas du gypse de Volterra testé ici, la rupture dans l'échantillon est dynamique, mais ne masque pas les signaux haute fréquence provenant de la microfissuration. On a ainsi accès aux deux échelles imbriquées. Dans ce matériau, la taille de fracture critique au-delà de laquelle la propagation devient complètement dynamique (où les termes inertiels deviennent très significatifs) est certainement plus faible, ou du même ordre de grandeur que la taille de l'échantillon (Ohnaka, 2003), soit environ 5–10 cm. Il est cependant difficile de déterminer avec certitude si la propagation observée a atteint sa vitesse maximale, limitée par les termes inertiels, ou bien si elle est toujours en train d'accélérer lorsqu'elle atteint les bords de l'échantillon. L'estimation proposée précédemment de 50 à 200 m s⁻¹ suggérerait plutôt ce dernier cas.

La figure 2.20 montre le comportement typique des roches qui passent d'un comportement fragile, adoucissant, à un comportement ductile, en durcissement. Dans le gypse, l'élévation de température permet de passer d'un comportement stable à un comportement de *stick-slip* instable. Cela montre que des instabilités peuvent nucléer dans le domaine ductile du gypse, car le moteur de la création de bandes de cisaillement est un processus plastique, activé thermiquement. Les expériences présentées dans ce chapitre montrent pour la première fois la possibilité de ruptures dynamiques induites par la plasticité. Cela peut être mis en parallèle avec des expériences très récentes de déformation de la calcite (Verberne *et al.*, 2010), qui semblent montrer une transition similaire entre glissement stable et *stick-slip* à température élevée (150°C). Il est donc possible que ce type de comportement soit généralisable à d'autres roches.

Quelles sont les conditions requises pour effectuer une telle généralisation ? D'une part, des processus microscopiques similaires à ceux identifiés dans le gypse doivent se produire dans d'autres types de roches en profondeur, et d'autre part les hétérogénéités des roches de failles ne doivent pas empêcher l'activation de ces processus. Cela restreint le champ d'extrapolation aux roches dont le comportement est semi-fragile, et dont les minéraux présentent une forte anisotropie de propriétés plastiques⁴. Ces caractéristiques sont remplies par les phyllosilicates hydratés comme les serpentines ou le talc : leur structure en feuillets liés par liaisons hydrogènes et similaire à celle du gypse, et le mécanisme de pliage est aussi actif (par exemple Escartín *et al.*, 2008; Viti &

4. ce qui correspond à un faible de nombre de systèmes de glissement de dislocations dans le cristal, en fait moins de 5 (Paterson & Wong, 2005).

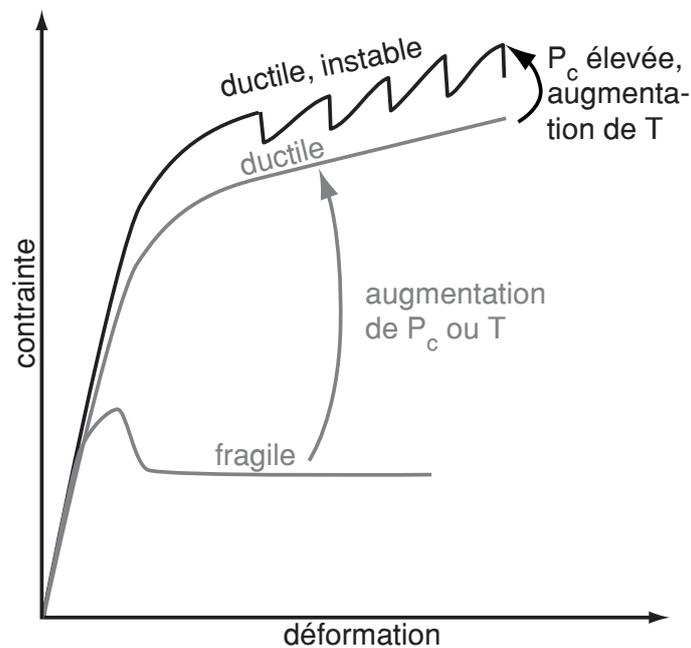


FIGURE 2.20. | Transition fragile-ductile pour les roches classiques (gris) et pour le gypse (noir). Habituellement, l'augmentation de la pression de confinement et de la température tend à induire la transition depuis le domaine fragile (adoucissement) jusqu'au domaine ductile (durcissement). Le cas du gypse apparaît comme anormal, dans la mesure où l'élévation de température dans des conditions de haute pression conduit à générer des instabilités de glissement dynamiques.

Hirose, 2009). De façon similaire, le pliage est aussi un processus de déformation dans l'olivine (par exemple Green II & Radcliffe, 1972), ce qui pourrait faire de ce minéral un autre candidat valable. Cependant, il est clair que des expériences détaillées doivent encore être menées pour déterminer avec précision les mécanismes de déformation des serpentines, et leur éventuelle similitude avec ceux du gypse.

2.7. Conclusions

Les données expérimentales présentées dans ce chapitre montrent que la transition fragile–semi-ductile dans le gypse se situe aux alentours de 10 à 20 MPa de pression de confinement. La température, jusqu'à 70°C, a peu d'influence sur cette transition en terme d'enveloppe rhéologique. Le comportement semi-ductile consiste en la formation de nombreuses bandes de cisaillement composées principalement de grains pliés et fragmentés. Les vitesses d'ondes élastiques diminuent progressivement au cours de l'accumulation des microfissures. Sous l'effet de la contrainte différentielle, les microfissures sont préférentiellement orientées suivant l'axe de compression. La relation entre fissuration et déformation est linéaire : le matériau peut accumuler des microfissures tout en gardant son intégrité. Ce comportement est typique d'un matériau semi-ductile (ou semi-fragile), ce qui fait du gypse un excellent matériau pour étudier ce type de processus dans le laboratoire.

À pression de confinement et température élevée, la formation de bandes de cisaillement est

dynamique et produit un signal acoustique de basse fréquence. Au sein de ce signal, on peut isoler la partie haute fréquence qui correspond à l'endommagement dans et autour de la bande, et ainsi remonter à la vitesse de formation de la bande. Les vitesses de « rupture » correspondantes varient de 50 à 200 m s⁻¹.

Le fait que les processus plastiques (pliage) agissent au cours de la localisation permet d'expliquer pourquoi ce phénomène devient instable à température élevée. Il est probable que les serpentes, qui présentent des micro-mécanismes de déformation similaires, puissent avoir le même genre de comportement.

Le comportement ductile observé à température ambiante, avec des chutes de contraintes lentes et silencieuses, pourrait correspondre à un comportement aismique, glissement lent et silencieux (Ide *et al.*, 2007). Les événements rapides et dynamiques observés surant le comportement « ductile » à température élevée pourraient quant à eux correspondre à un comportement sismique : soit à des événements de type tremors non volcaniques ou basse fréquence (Ide *et al.*, 2007), soit à des tremblements de terre classiques. Même si le gypse est un matériau trop spécifique pour pouvoir effectuer une telle extrapolation, cela ouvre des nouvelles perspectives quant à la génération de séismes profonds, au niveau de la transition fragile-ductile.

Chapitre 3.

Couplage déshydratation–mécanique du gypse : endommagement et déformation

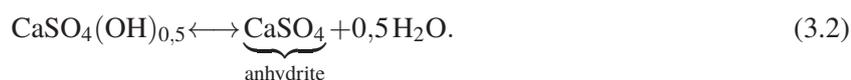
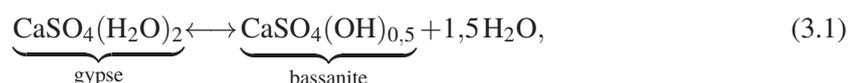
Postuler une absurdité porterait atteinte à ma dignité et je m'abstiendrai de toute conjecture.

(Vance, 1971b)

NOUS AVONS VU COMMENT les paramètres de pression et de température peuvent modifier de façon importante le comportement mécanique du gypse, et en particulier la génération d'instabilités. Les mécanismes détaillés dans le chapitre 2 sont seulement *thermo-mécaniques*, car la température maximale testée est restée inférieure à la température d'équilibre de la réaction de déshydratation du gypse. Ce chapitre, présente une série d'expériences à plus haute température, jusqu'à 150°C, pour explorer l'effet de la réaction de déshydratation sur les propriétés physiques et le comportement mécanique du gypse.

3.1. Introduction

Le système chimique formé par le sulfate de calcium et l'eau est caractérisé par trois phases : le gypse, la bassanite et l'anhydrite. Je rappelle ici les deux réaction chimiques mises en jeu :



Ce système chimique est en réalité très complexe, car plusieurs formes existent pour chaque phase, et les températures de transitions sont fortement dépendantes des conditions telles que l'environnement chimique (par exemple salinité du fluide environnant), les impuretés du matériel initial, et bien entendu la pression solide et fluide (un résumé complet est donné par [Stretton, 1996](#)). La figure 3.1 donne les relations de phase à l'équilibre thermodynamique dans le plan pression–température ([Zen, 1965](#); [McConnell et al., 1987](#)). Notons l'écart entre les deux courbes de la figure 3.1, qui met en évidence la difficulté de bien identifier les domaines de stabilité.

La phase couramment observée lors d'expériences de déshydratation du gypse à basse pression est la bassanite, qui est normalement métastable dans ces conditions¹. Comme mentionné dans

1. L'anhydrite est rarement observée, même si elle peut se former temporairement, la phase est souvent immédiatement réhydratée en bassanite dès que l'expérience s'arrête.

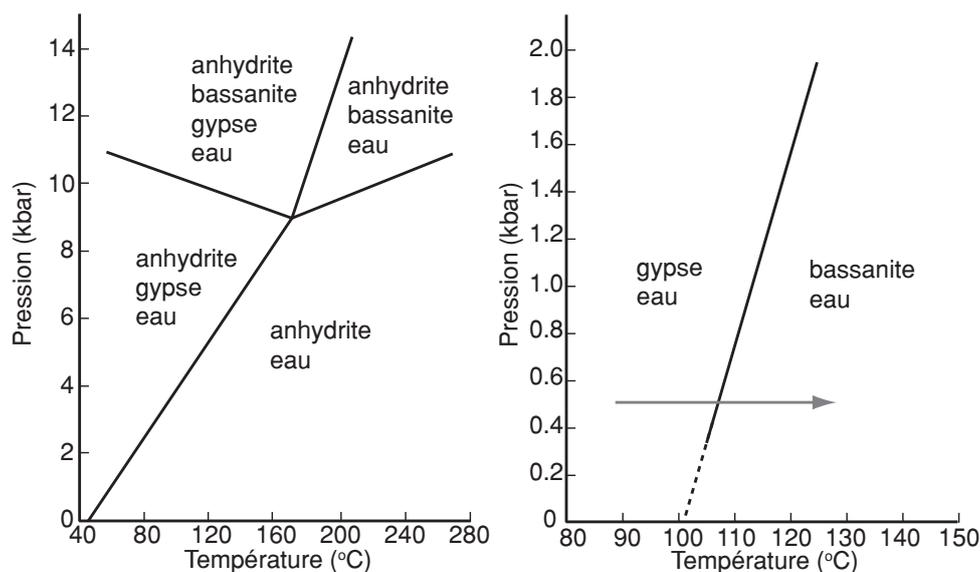


FIGURE 3.1. | Diagrammes de phases du système $\text{CaSO}_4\text{-H}_2\text{O}$. Le diagramme de gauche provient de [Zen \(1965\)](#) ; la bassanite n'est pas stable à basse pression et ne participe théoriquement pas à l'équilibre avec l'anhydrite. Le diagramme de droite vient de [McConnell et al. \(1987\)](#), qui montre la courbe d'équilibre du gypse avec la bassanite métastable à basse pression. La flèche grise montre le trajet suivi dans les expériences.

le chapitre 1, la transition du gypse vers la bassanite s'accompagne de (1) la libération de fluide, parfois en surpression, et (2) la création d'un espace poreux important. On peut estimer les différents changements de volume solides et fluide en considérant les volumes molaires des phases. À température et pression ambiantes, le volume molaire du gypse est de $74,7 \text{ cm}^3 \text{ mol}^{-1}$, celui de la bassanite est de $53,8 \text{ cm}^3 \text{ mol}^{-1}$ ([Robie et al., 1979](#)) et le volume de l'eau est $18 \text{ cm}^3 \text{ mol}^{-1}$. Selon la stœchiométrie de la réaction 3.1, on obtient un changement de volume *total* de $\Delta V_{\text{total}} = +8,14\%$, et un changement du volume *solide* de $\Delta V_{\text{solide}} = -28,01\%$. La figure 3.2 est une représentation graphique de ce processus en fonction de l'avancement de la réaction, c'est-à-dire depuis le gypse pur jusqu'à la bassanite pure. Les valeurs numériques sont légèrement modifiées par les conditions de pression et de température, mais restent dans cette gamme.

Si le fluide est emprisonné dans les pores de la roche, l'augmentation de volume peut alors induire une surpression. Le fluide étant de l'eau en général à l'état supercritique (au-delà de 20 MPa), sa compressibilité est de l'ordre du gigapascal ; le changement positif de volume induit donc théoriquement une surpression de l'ordre de la centaine de MPa. La contrainte effective s'en trouve donc fortement réduite. Les travaux précurseurs de [Heard & Rubey \(1966\)](#) montrent très bien cet effet en examinant l'influence de la réaction de déshydratation sur la contrainte maximale que peut supporter le matériau en conditions *non drainées*.

On remarque ici l'importance des conditions de drainage du fluide. Si le fluide peut librement s'échapper de la zone de déshydratation, alors aucune surpression n'est attendue. Le fait que la porosité augmente sensiblement au cours de la réaction induit nécessairement une augmentation de la perméabilité de façon concomitante. Cet aspect a été exploré par [Ko et al. \(1995\)](#); [Olgaard et al. \(1995\)](#); [Ko et al. \(1997\)](#); [Wong et al. \(1997b\)](#) de façon expérimentale et théorique. Les surpressions éventuelles dans le système en déshydratation sont gouvernées par la compétition entre

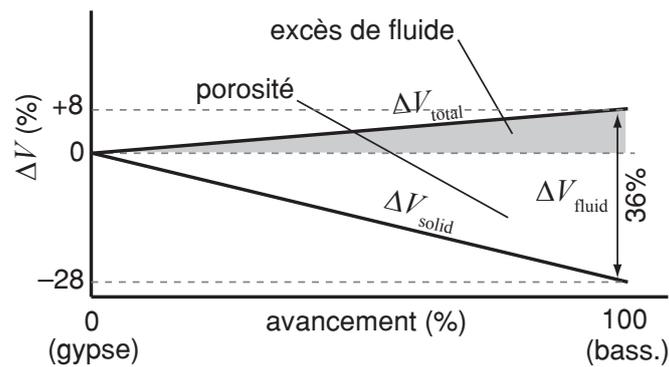


FIGURE 3.2. | Évolution du volume solide et fluide au cours de la déshydratation du gypse à pression, température et masse constante. Ce cas correspond à l'absence de compaction. Les calculs sont effectués dans le texte. Modifié de [Olgaard et al. \(1995\)](#).

la libération du fluide et sa capacité à s'échapper en utilisant les chemins nouvellement créés par la porosité.

De plus, cette porosité (et donc la perméabilité qui en découle) peut être très fortement modifiée à pression solide élevée, car elle peut s'effondrer et entraîner de la compaction. Ce phénomène a été observé par [Ko et al. \(1997\)](#) (et aussi par [Llana-Fúnez et al. \(2007\)](#); [Rutter et al. \(2009\)](#) sur la serpentinite en déshydratation), mais il n'a pas été quantifié de façon très précise.

L'ensemble de ces phénomènes peut avoir une forte influence sur la génération de tremblements de terre : en effet, les perturbations de pression de fluide peuvent entraîner une diminution de la contrainte effective et donc « décoller » des zones de faille qui peuvent ainsi devenir instables. Cette hypothèse a été testée expérimentalement dans un travail de [Milsch & Scholz \(2005\)](#). Ces auteurs ont montré que la réaction de déshydratation peut effectivement provoquer des instabilités de glissement le long d'une faille préexistante dans le gypse. De façon parallèle, une étude récente de [Burlini et al. \(2009\)](#) montre l'occurrence d'émissions acoustiques lors de la déshydratation de serpentines, ce qui met en évidence le caractère déstabilisant de ce type de réaction sur le comportement mécanique des roches.

Outre ces travaux sur le comportement hydro-mécanique, une étude remarquable de [Popp & Kern \(1993\)](#) s'est concentrée sur l'effet de la réaction sur les propriétés élastiques moyennes du matériau. L'introduction de pores nouveaux, remplis de fluide sous pression, dans la matrice solide du gypse a une forte influence sur les modules élastiques de compression et de cisaillement, mesurés par les vitesses d'ondes P et S. Cet aspect, intrinsèquement important d'un point de vue géophysique, est aussi intéressant dans notre optique de nucléation de glissements sismiques. En effet, les roches de la croûte deviennent normalement plus rigides en profondeur car la pression entraîne une fermeture des fissures qu'elles contiennent ; le cas d'une roche qui se déshydrate inverse littéralement cet effet car la roche, à température élevée (au cours de son enfouissement) va voir sa rigidité fortement diminuer et peut donc jouer le rôle d'inclusion molle, concentratrice de déformation et potentiellement génératrice d'instabilités.

Une série d'expériences a été réalisée en presse triaxiale à des pressions de confinement P_c de 15, 45 et 55 MPa, en conditions drainées à pression de fluide $P_f = 5$ MPa, et jusqu'à la température de $T = 150$ C. L'expérience menée à $P_c = 45$ MPa (Vol26) a été effectuée en contrainte non isotrope, avec une contrainte axiale σ_{ax} de 75 MPa ; la contrainte moyenne est ainsi de $(\sigma_{ax} +$

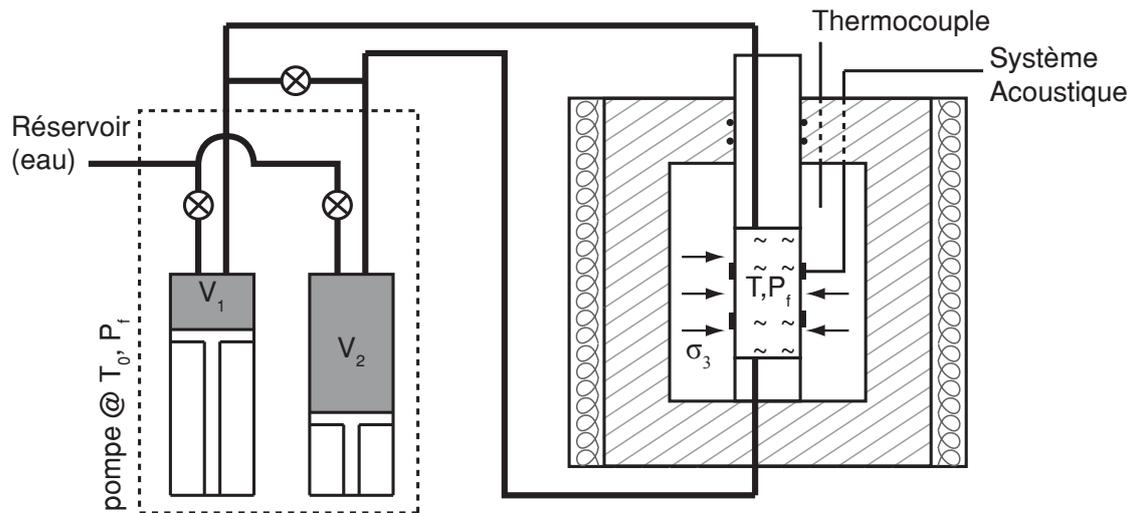


FIGURE 3.3. | Schéma du système de pression de pore. La pompe est constituée de deux cylindres qui fonctionnent de façon coordonnée afin de maintenir une pression constante dans le réseau connecté. Le changement de volume total $\Delta V_Q = \Delta V_1 + \Delta V_2$ permet de remonter à la quantité de fluide expulsé par l'échantillon. Le fluide à l'intérieur de la machine est à une température T mais dans la pompe, au point de mesure, il reste à la température ambiante T_0 .

$2P_c)/3 = 55$ MPa. Le but est de quantifier la compaction, la libération de fluide, les variations de vitesses d'ondes P et S ainsi que de détecter les émissions acoustiques (c'est-à-dire la fracturation dynamique) liées à la réaction. En complément de ces expériences, des tests de déshydratation *in situ* dans un microscope électronique à balayage ont été réalisées afin de déterminer l'évolution de la microstructure en temps réel lors de la réaction.

3.2. Matériel et méthodes

La presse triaxiale, le système d'enregistrement d'EA et de mesures de vitesses d'ondes utilisés dans les expériences sont les mêmes que ceux décrits au chapitre 2. Les tests présentés ici ont tous été effectués en conditions saturées à l'eau, et à pression de pore constante (drainés). Le schéma 3.3 montre le système qui permet d'imposer la pression de fluide à l'intérieur de l'échantillon. Les caractéristiques de la pompe de pression de pore sont reportées dans l'annexe 8.1.2. Ici, on mesure la variation du volume total des deux cylindres $\Delta V_Q = \Delta V_1 + \Delta V_2$ au cours de l'expérience afin de remonter à la quantité de fluide expulsée par l'échantillon lors de la déshydratation.

En raison de la difficulté de ces expériences², seulement trois tests ont pu être mis en œuvre sans incidents ni fuites. Les échantillons ont été préparés de la façon décrite dans l'annexe 8.1.3, en utilisant une jaquette en viton et deux à trois couches de colle pour assurer l'étanchéité autour des capteurs. Le tableau 3.1 donne le résumé des conditions expérimentales pour les trois expériences réussies.

Toutes les mesures de raccourcissement axial sont corrigées des effets d'expansion thermique de la machine. La procédure de correction est décrite en détail dans l'annexe 8.1.4.

2. Problèmes liés notamment à la résistance de la jaquette et de la colle à la température.

Test	P_c (MPa)	P_f (MPa)	T_{\max} (°C)	σ_{ax} (MPa)	$\varepsilon_{\text{axial}}^{\text{final}}$ (%)	$\Delta V_Q^{\text{final}}$ (mL)
Vol23	15	5	150	15	1,13	12,8
Vol25	55	5	150	55	4,32	22,3
Vol26	45	5	135	75	9,03*	21,7*

TABLE 3.1. | Résumé des expériences de déshydratation du gypse. T_{\max} est la température maximale atteinte par l'échantillon, $\varepsilon_{\text{axial}}^{\text{final}}$ est la compaction axiale totale, et $\Delta V_Q^{\text{final}}$ est le volume d'eau total retiré par la pompe. Les difficultés à réaliser ces expériences en ont contraint le nombre. Notez que l'expérience Vol26 a été réalisée avec une contrainte différentielle de 30 MPa, mais la contrainte *moyenne* est toujours de 55 MPa. (*) Valeurs mesurées lorsque le piston arrive en fin de course (cf. texte et figure 3.6).

3.3. Résultats

3.3.1. Données mécaniques

Les données de raccourcissement axial sont utilisées afin de remonter à la compaction *volumique*. On fait l'hypothèse que la déformation est isotrope en conditions de pression hydrostatique, ce qui permet d'écrire

$$\varepsilon_{kk} = 3\varepsilon'_{\text{axial}}, \quad (3.3)$$

où ε_{kk} est la déformation volumique³ et $\varepsilon'_{\text{axial}}$ est la déformation axiale corrigée de l'expansion thermo-élastique. Cette approximation est une borne supérieure de la déformation volumique, car une contrainte différentielle très faible mais non nulle, de l'ordre de 0,5 MPa, est appliquée sur l'échantillon. À partir de cette estimation de déformation volumique, on fait ensuite l'hypothèse que toute cette déformation est due à la compaction de la porosité Δn_c , soit

$$\Delta n_c = -\varepsilon_{kk}. \quad (3.4)$$

La figure 3.4 présente les données de compaction calculées ainsi que les données de volume de fluide enregistrées par la pompe pour les deux expériences effectuées en conditions hydrostatiques, à $P_f = 5$ MPa, et respectivement $P_c = 15$ MPa (Vol23) et $P_c = 55$ MPa (Vol25). À environ 118°C, le volume de fluide retiré par la pompe augmente considérablement, et de façon concomitante l'échantillon se compacte. À $P_{\text{eff}} = 50$ MPa, la compaction totale au pic de température est de 12,9% et le volume de fluide retiré est de 22,3 mL, soit 20,88% du volume initial de l'échantillon. À $P_{\text{eff}} = 10$ MPa, la compaction est seulement de 3,2% et le volume retiré est de 12,8 mL, soit 11,95% du volume initial de l'échantillon. Si l'on fait l'hypothèse que toute la compaction est accommodée par un changement de porosité, les mesures de ΔV_Q (volume retiré par la pompe) et l'estimation de Δn_c (porosité compactée) permettent de remonter pour ces deux expériences à l'avancement ξ de la réaction, grâce à la formule (cf. annexe 8.2)

$$\Delta \xi = \left[\rho_f(T_0) \frac{\Delta V_Q}{V_{\text{sample}}} + \rho_f(T) \Delta n_c \right] / \left[\frac{3}{2} \frac{M_{\text{water}}}{M_{\text{gypsum}}} \rho_{\text{gypsum}} - \rho_f(T) \left(1 - \frac{V_{\text{bass}}}{V_{\text{gypsum}}} \right) \right], \quad (3.5)$$

où ρ_f est la masse volumique de l'eau, V_{sample} le volume initial de l'échantillon, M_{water} et M_{gypsum} les masses molaires de l'eau et du gypse, ρ_{gypsum} la masse volumique du gypse, et V_{bass} et V_{gypsum} les volumes molaires de la bassanite et du gypse. Les valeurs des paramètres sont reportés dans le tableau 3.2.

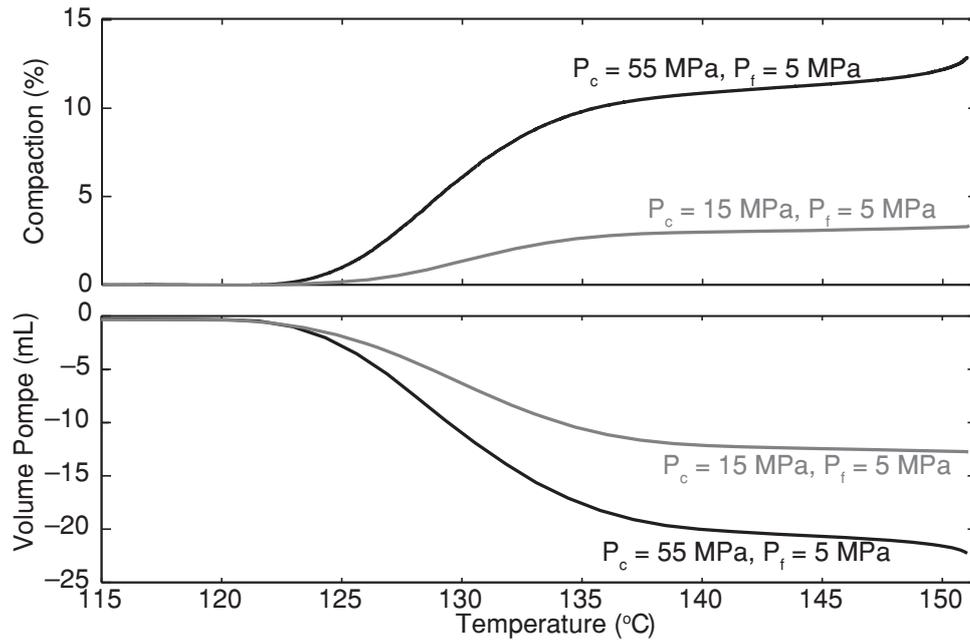


FIGURE 3.4. | Compaction mécanique et volume de fluide libéré pendant la déshydratation. Expériences conduites sous pression hydrostatique, en conditions drainées. La compaction est calculée à partir du raccourcissement axial, corrigé des effets thermoélastiques (cf. texte).

Paramètre	Valeur	Unité
V_{sample}	$106,8 \cdot 10^{-4}$	m^{-3}
M_{water}	18	g mol^{-1}
M_{gypsum}	172	g mol^{-1}
ρ_{gypsum}	2305	kg m^{-3}
ρ_{bass}	2700	kg m^{-3}
V_{bass}	53,8	$\text{cm}^3 \text{mol}^{-1}$
V_{gypsum}	74,7	$\text{cm}^3 \text{mol}^{-1}$
K_{gypsum}^0	$41 \cdot 10^9$	Pa
G_{gypsum}^0	$70 \cdot 10^9$	Pa
K_{bass}^0	$15 \cdot 10^9$	Pa
G_{bass}^0	$30 \cdot 10^9$	Pa
K_f	$2 \cdot 10^9$	Pa

TABLE 3.2. | Paramètres utilisés dans le calcul de l'avancement de réaction et le modèle de milieu effectif. Les masses molaires, masses volumiques et volumes molaires proviennent de [Robie et al. \(1979\)](#). Les valeurs des modules élastiques du gypse proviennent de [Stretton \(1996\)](#); [Stretton et al. \(1997\)](#), l'incompressibilité de la bassanite vient de [Comodi et al. \(2009\)](#) (valeur interpolée pour la température de 120°C). Le module de cisaillement de la bassanite n'est contraint par aucune donnée de la littérature. La valeur présentée ici est celle qui permet d'expliquer le mieux possible les données observées.

Les résultats de ce calcul est présenté sur la figure 3.5, qui montre l'avancement ξ et la vitesse de

3. Ici j'utilise la convention de sommation des indices répétés.

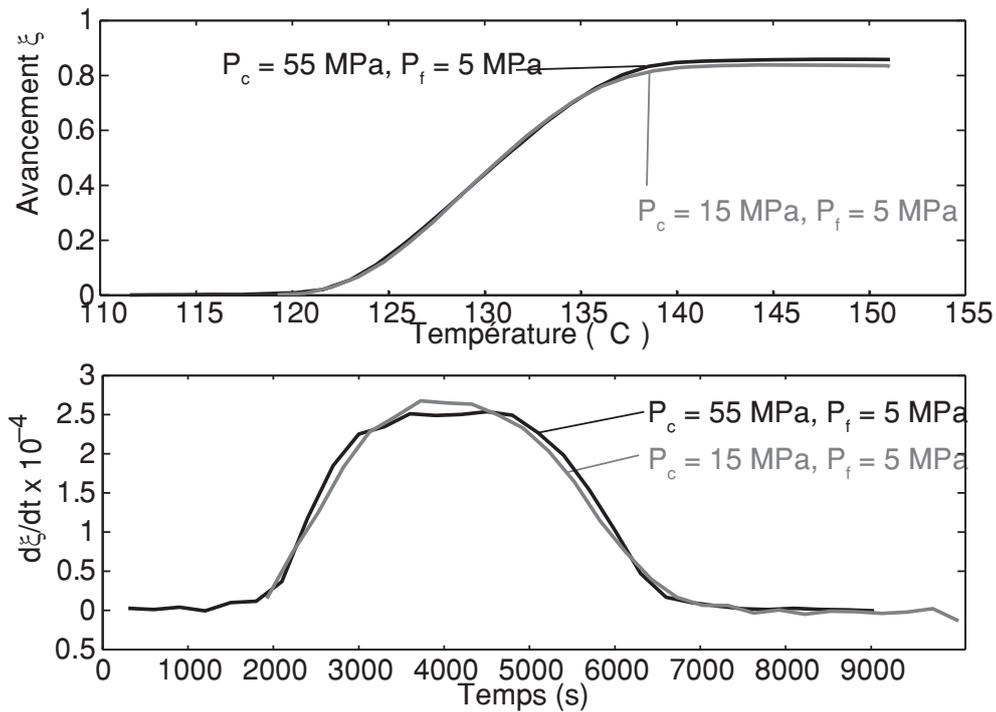


FIGURE 3.5. | Avancement et vitesse de réaction en fonction de la température pour les tests hydrostatiques. Les valeurs sont calculées à partir de la compaction volumique et du volume de fluide retiré par la pompe de pression de pore, en suivant l'équation 3.5. Les deux courbes sont remarquablement similaires, ce qui montre que la pression de confinement a un rôle très mineur par rapport à la température dans l'avancement de la réaction.

réaction $d\xi/dt$ en fonction de la température. On trouve un avancement final de 0,85 environ ; c'est une estimation basse, compte tenu de l'approximation plutôt haute dans le calcul de la compaction volumique (cf. équation 3.3). Cet avancement est qualitativement confirmé par des spectres de diffraction X obtenus sur des poudres préparées à partir de l'échantillon post-mortem. Les deux expériences, effectuées à des pressions de confinement très différentes ($P_c = 15$ MPa pour Vol23 et $P_c = 55$ MPa pour Vol25), ont un avancement et une vitesse de réaction identiques. L'effet de la pression *solide* est donc très limité quant à l'évolution de la réaction de déshydratation ; en tous cas cet effet est très inférieur à celui de l'augmentation de température.

Par ailleurs, la figure 3.6 montre les données de raccourcissement axial, de volume de fluide et de contrainte différentielle au cours de la montée en température pendant l'expérience de fluage (Vol26), menée à contrainte différentielle constante. Étant donné que cette expérience n'est pas réalisée sous pression hydrostatique, l'hypothèse 3.3 n'est plus valide et on ne peut pas de façon satisfaisante déterminer l'avancement de la réaction. Cependant, il est probable qu'il soit très similaire à celui déterminé dans les deux expériences précédentes, l'effet de la pression solide étant faible dans la gamme étudiée ici. Au cours de ce test, le raccourcissement axial est tel que la course totale du piston est atteinte aux alentours de 135°C, ce qui empêche d'étudier la compaction durant toute la réaction. Avant cet instant, on observe une très forte compaction axiale jusqu'à 9%, accompagnée d'une importante libération d'eau de 21,7 mL (soit 20,3% du volume initial de l'échantillon).

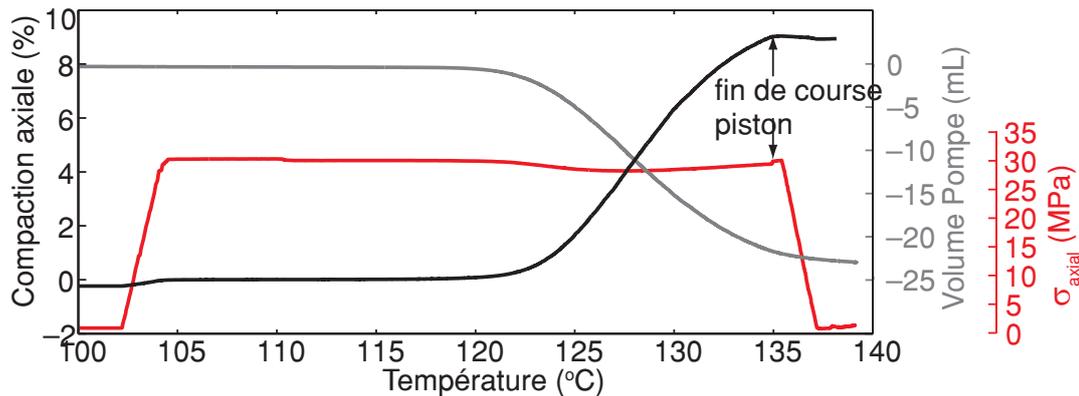


FIGURE 3.6. | Compaction axiale, volume de fluide libéré et contrainte différentielle pendant la déshydratation. Expérience Vol26 conduite en conditions drainées, avec $P_i=5$ MPa, $P_c=45$ MPa et $\sigma_{ax}=75$ MPa. La compaction axiale est corrigée des effets thermoélastiques. Elle se stoppe avant la fin de la réaction car le piston arrive en fin de course. La contrainte différentielle a tendance à diminuer légèrement pendant la réaction car la régulation en pression n'est pas suffisamment rapide pour compenser le mouvement du piston.

Il n'y a pas d'accélération catastrophique de la déformation, et l'échantillon ne présente pas de plan de rupture macroscopique. La différence avec les tests sous contrainte hydrostatique réside dans la valeur du raccourcissement axial, beaucoup plus forte, ce qui est attendu.

3.3.2. Données de vitesses d'ondes élastiques

Les vitesses d'ondes P et S sont mesurées grâce à la technique décrite dans le chapitre 2 et en annexe 8.5. La figure 3.7 représente l'évolution des vitesses d'ondes P (normalisées par rapport à la vitesse initiale) dans différents chemins et différentes directions de propagation. Les courbes noires sont des chemins diagonaux d'angle $30,5^\circ$ par rapport à la verticale, les courbes grises sont les chemins diagonaux d'angle $49,6^\circ$, et les courbes rouges sont les chemins horizontaux. Les graphes peuvent être découpés en trois parties, respectivement A, B, et C. Durant la phase A, la température de l'ensemble de la presse augmente régulièrement depuis environ 25°C jusqu'à 118°C . Les vitesses d'ondes P diminuent régulièrement et de façon homogène et isotrope durant cette phase. Cette chute de vitesse est modérée, de l'ordre de 5%. Ensuite, la phase B consiste en une chute très brutale des vitesses, de 25% à 40% pour le test effectué à $P_c = 15$ MPa, et de 20% à 30% pour les tests effectués à $P_c = 55$ MPa. Cette chute est *hétérogène* dans l'échantillon, tous les chemins ne sont pas affectés par la même intensité. La phase B coïncide avec l'occurrence de la réaction de déshydratation. La phase C est marquée par une augmentation progressive des vitesses d'onde P. Cette augmentation est de quelques pourcents dans l'expérience menée à $P_c = 15$ MPa, mais elle est de plus de 10% dans celle menée à $P_c = 55$ MPa. La phase C coïncide avec une compaction progressive de l'échantillon, surtout significative dans le test à forte pression. Le test effectué en fluage montre un comportement similaire pour les phases A et B, mais la phase C n'est pas directement interprétable car la compaction s'est stoppée après la fin de course du piston axial.

Les données de vitesses d'onde P présentées sur la figure 3.7 montrent le développement d'une forte hétérogénéité, ou une forte anisotropie de symétrie non triviale du champ de vitesse au cours

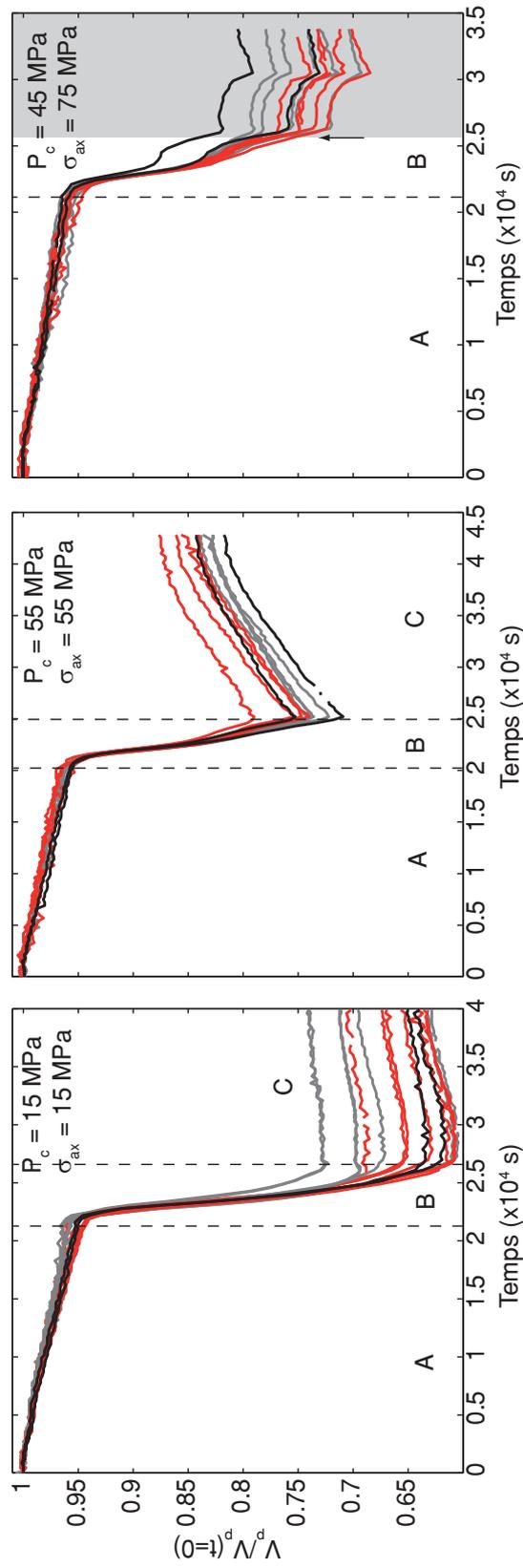


FIGURE 3.7. | Évolution temporelle des vitesses d'onde P durant les tests de déshydratation. Les vitesses sont normalisées par rapport à leur valeur au temps $t = 0$, à température ambiante et à pression hydrostatique. Les courbes noires sont les chemins diagonaux d'angle 30,5° par rapport à la verticale, les courbes grises sont les chemins diagonaux d'angle 49,6°, et les courbes rouges sont les chemins horizontaux. La flèche et la partie grisée indiquent la fin de course du piston. Le comportement consiste en trois phases A, B et C. La phase A est marquée par une baisse homogène des vitesses d'onde P dans l'échantillon, avant la réaction de déshydratation. La phase B est marquée par une chute brutale et hétérogène des vitesses. Elle coïncide avec la réaction chimique. La phase C, plus longue, se produit après la réaction et correspond à une compaction progressive de l'échantillon.

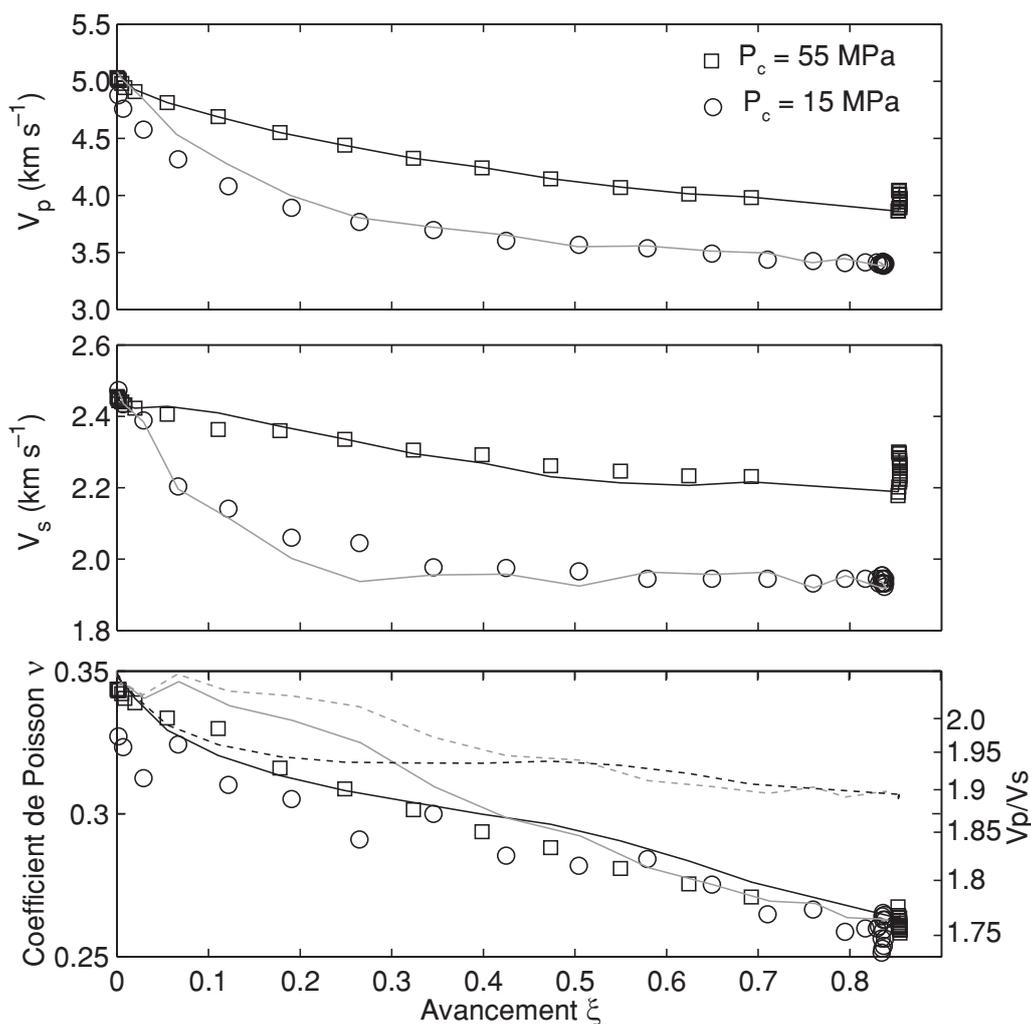


FIGURE 3.8. | Mesures de l'évolution de vitesses d'ondes P et S et du coefficient de Poisson au cours de l'avancement de la réaction. Les mesures sont effectuées sur la même paire de capteurs, pendant les expériences réalisées sous contrainte hydrostatique. Les lignes continues noires et grises correspondent aux données calculées par le modèle présenté dans la section 3.6.2. Les lignes pointillées correspondent au coefficient de Poisson calculé sans prendre en compte les variations de modules élastiques du solide au cours de la réaction (cf. section 3.6.2)

de la réaction de déshydratation et de la compaction. Dans le test effectué à faible pression, le fait que des chemins de même angle par rapport à la verticale soient affectés de façon différente marque

- soit la présence d'hétérogénéités à l'échelle pluri-millimétriques le long des trajets,
- soit une anisotropie dont l'axe ne coïncide pas avec l'axe de révolution de l'échantillon (et l'axe de compression).

Dans les tests effectués à la pression moyenne de 55 MPa, on peut détecter, au premier ordre, un effet d'anisotropie transverse isotrope d'axe vertical. Pour l'expérience en condition de contrainte isotrope, les chemins horizontaux sont généralement plus rapides que les chemins d'angles plus faibles. Cela indiquerait que l'axe vertical est plutôt un axe « lent ». L'expérience menée sous

contrainte différentielle de 30 MPa semble indiquer une anisotropie transverse isotrope similaire mais avec l'axe vertical plus rapide que le plan horizontal. Ces observations seront discutées dans la suite de ce chapitre.

Outre les vitesses d'ondes P, on peut s'intéresser à l'évolution du rapport V_p/V_s , ou de façon équivalente au coefficient de Poisson du matériau au cours de la réaction. À cause du développement de fortes hétérogénéités au cours de la réaction, il convient d'effectuer les mesures le long d'un seul et unique trajet. On utilise ici la paire de capteurs S_h , qui sont aussi sensibles aux ondes P⁴. Les mesures de V_p , V_s et du coefficient de Poisson sont présentées sur la figure 3.8 pour les deux tests effectués sous contrainte hydrostatique. Les vitesses d'ondes P et S diminuent de façon régulière et continue au fur et à mesure que la réaction progresse. La diminution est plus forte à faible pression qu'à forte pression. Le coefficient de Poisson, calculé comme

$$\nu = \frac{V_p^2 - 2V_s^2}{2V_p^2 - 2V_s^2}, \quad (3.6)$$

diminue au cours de la réaction. Cette diminution n'est visiblement pas affectée par la pression de confinement (donc par l'effet de compaction).

3.4. Émissions acoustiques

3.4.1. Enregistrements continus

Les signaux émis par la microfissuration et la compaction sont enregistrés par les systèmes déclenché et continu (cf. annexe 8.4). À la différence des expériences de déformation présentées dans le chapitre 2, l'amplification est portée à 60 dB sur certains capteurs. La figure 3.9 montre trois formes d'onde continues provenant d'un canal amplifié à 60 dB pour chacun des tests de déshydratation, ainsi que l'évolution de la température et du raccourcissement axial corrigé.

À $P_c = 15$ MPa, on observe une faible augmentation de l'activité acoustique aux alentours de 120°C, lorsque la compaction débute. Puis cette activité reste relativement limitée, et s'éteint complètement à partir de 135°C. Les EA enregistrées dans les tests à $P_c = 55$ MPa sont beaucoup plus nombreuses et plus impulsives. L'activité acoustique débute aux alentours de 120°C, s'intensifie lorsque la compaction s'accélère, puis diminue à partir de 130°C environ, lorsque la compaction décélère. Il y a une corrélation positive entre le nombre d'EA et leur amplitude, et la compaction, qui dépend fortement de la pression solide moyenne.

3.4.2. Localisations

Dans les tests effectués à $P_c = 45$ et 55 MPa, la plupart des canaux ont été amplifiés à 60 dB, ce qui a permis l'enregistrement de plus de 2500 EA en mode déclenché. La faible qualité des signaux est telle que les procédures classiques de pointage automatique des temps d'arrivées ne peuvent être mises en œuvre. Les temps d'arrivées sont donc pointés à la main sur tous les événements. En cas de doute sur le pointé, aucun pointage n'est effectué. Les localisations peuvent être déterminées si

4. En toute rigueur, il est peu probable que les rais correspondant à l'onde S et P passent *exactement* au même endroit, car la structure local du champ de vitesse peut être différente pour chacune des phases, et chaque rai peut ainsi avoir un trajet différent. Nous laisserons de côté cette considération car il est vraisemblable que l'erreur soit minime dans le cas étudié ici.

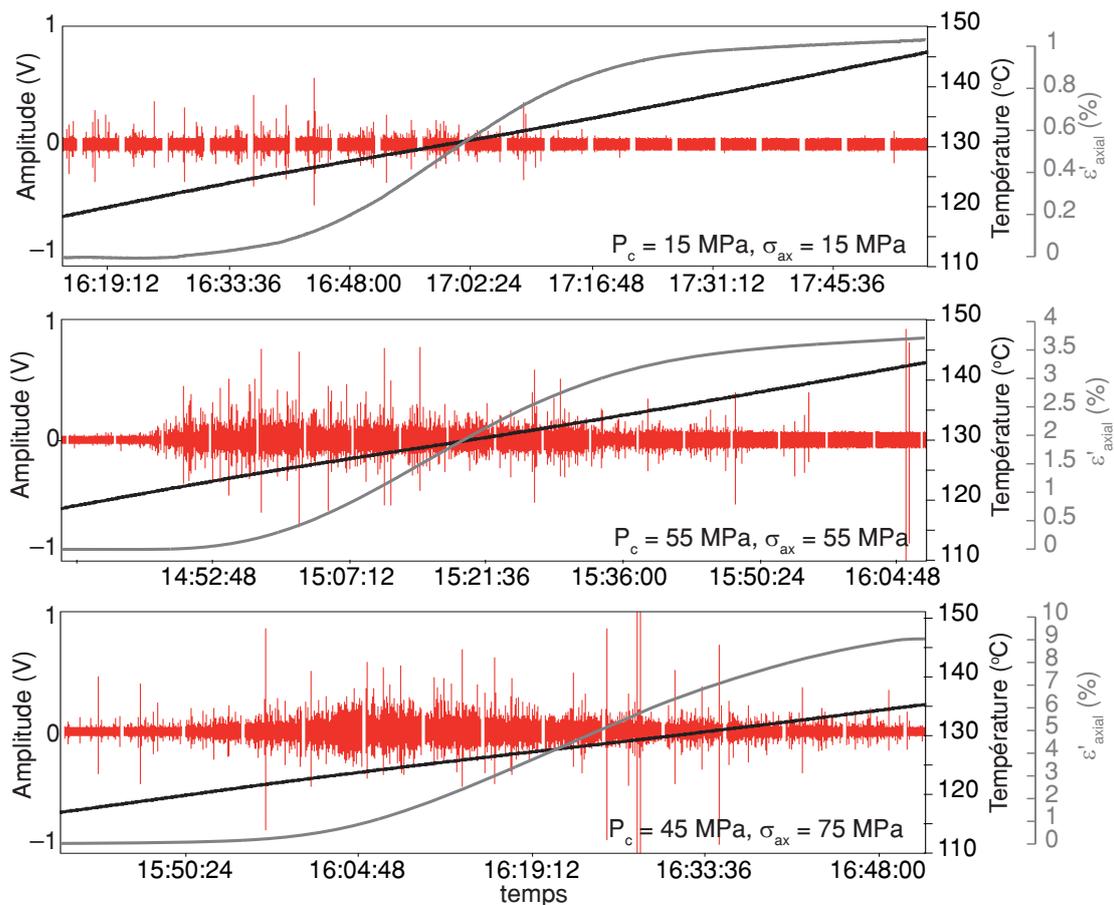


FIGURE 3.9. | Forme d'onde continue, température et raccourcissement axial corrigé au cours des tests de déshydratation. Les signaux d'EA sont concentrés pendant la période de compaction la plus forte, qui débute aux alentours de 120°C. La pression solide a une forte influence positive sur le nombre et l'amplitude des EA ;

plus de 6 canaux sont pointés de façon cohérente. Étant donné l'évolution importante des vitesses d'onde P dans l'échantillon au cours du temps, le modèle de vitesse utilisé dans l'inversion des positions est actualisé par tranche de 5 minutes (à chaque mesure active). Il est considéré comme *homogène*, et calculé comme la moyenne des vitesses dans les différents angles de propagation (cf. figure 3.7). L'erreur de localisation moyenne est de l'ordre de 5 mm (soit un volume de 1 cm³).

Pour l'expérience vol25 (pression isotrope), 1533 EA ont ainsi pu être localisées dans l'échantillon. La figure 3.10 donne les localisations pour quatre séquences temporelles, ainsi que le nombre d'EA localisées par tranche de 10 secondes et la vitesse de raccourcissement axial au cours du test. Une première observation est la corrélation très forte entre la vitesse de compaction et le taux d'EA. Durant la séquence (I), à l'initiation de la réaction, les EA sont localisées à l'extrémité supérieure de l'échantillon, c'est-à-dire proche d'une des connexions avec le réseau de pression de pore. Dans les séquences suivantes (II)–(IV), les nuages d'EA migrent vers l'intérieur de l'échantillon.

De façon similaire, la figure 3.11 donne les localisations de 1374 EA qui ont pu être localisées, ainsi que le taux d'EA par tranche de dix secondes et la vitesse de raccourcissement axial au cours

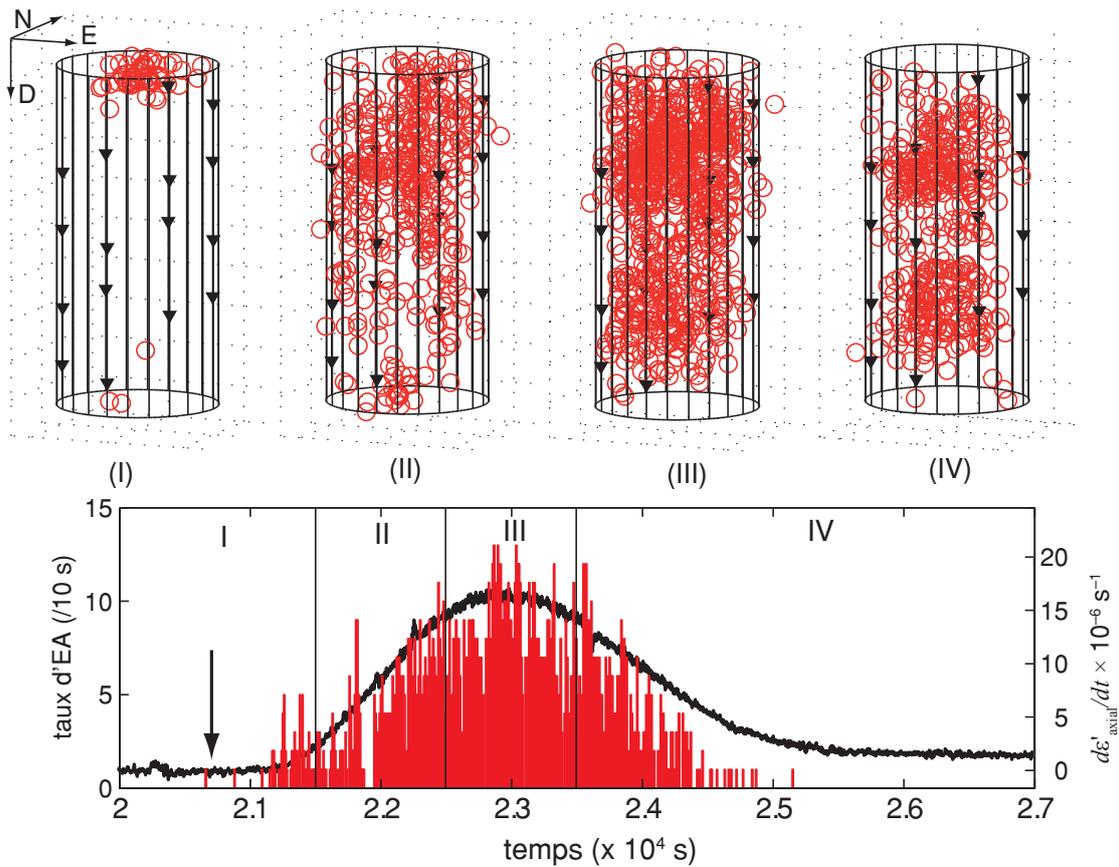


FIGURE 3.10. | Distribution spatio-temporelle des EA et vitesse de compaction axiale au cours du test réalisé sous contrainte isotrope de 55 MPa. Les EA se produisant durant la séquence initiale (I) sont localisées à l'extrémité supérieure de l'échantillon, proche de la connexion avec le réseau de pression fluide. Les EA migrent ensuite (II–IV) vers l'intérieur de l'échantillon. L'activité acoustique disparaît lorsque la vitesse de compaction diminue. LA flèche marque l'initiation de la baisse des vitesses d'ondes élastiques.

du temps. Il existe un décalage temporel entre le maximum de compaction axiale et le pic d'activité acoustique : il semble que les EA précèdent légèrement la compaction macroscopique de l'échantillon. Une première série d'événements acoustiques se produit lors de la mise en place de la contrainte différentielle axiale (phase 0). Puis la distribution spatio-temporelle des EA est très similaire à celle de l'expérience réalisée en condition de contrainte isotrope. Dans la phase initiale (I), les EA sont localisées aux extrémités supérieures et inférieures de l'échantillon, proche des connexions avec le réseau de pression de fluide. Par la suite (séquences II–IV), les EA se distribuent dans tout le volume de l'échantillon.

3.4.3. Mécanismes au foyer

Lorsque les signaux enregistrés par les capteurs piézoélectriques sont de bonne qualité, c'est-à-dire si les premières arrivées d'ondes P se détachent nettement du bruit de fond, il est possible de déterminer le mécanisme au foyer de la source qui produit le signal. La technique d'inversion du

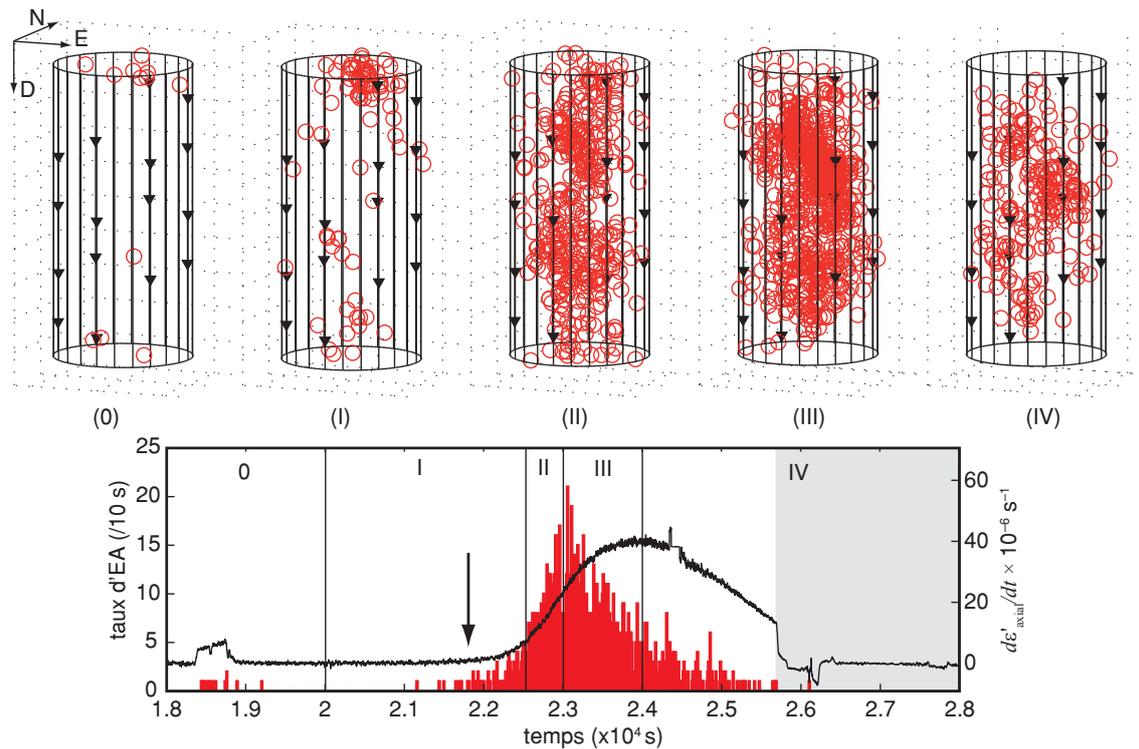


FIGURE 3.11. | Distribution spatio-temporelle des EA et vitesse de compaction axiale au cours du test de fluage réalisé sous pression moyenne de 55 MPa et différentielle de 30 MPa. La séquence (0) correspond à l'application de la contrainte différentielle dans l'axe vertical. Les EA se produisant durant la séquence initiale (I) sont localisées à l'extrémité supérieure de l'échantillon, proche de la connexion avec le réseau de pression fluide. Les EA migrent ensuite (II–IV) vers l'intérieur de l'échantillon. L'activité acoustique disparaît lorsque la vitesse de compaction diminue. On note que l'activité acoustique continue après l'arrivée en fin de course du piston (zone grisée), ce qui correspond sans doute à une compaction radiale. La flèche marque l'initiation de la baisse des vitesses d'ondes élastiques.

tenseur des moments est décrite en annexe 8.7.

La figure 3.12 présente les mécanismes au foyer pour 95 événements de l'expérience Vol25 et pour 65 événements de l'expérience Vol26, dans le diagramme $T-k$ de Hudson *et al.* (1989). Les événements sont choisis de façon relativement régulière tout au long de la durée de l'expérience. Les EA se produisant au cours du test réalisé sous contrainte isotrope sont majoritairement en implosion ou en cisaillement. Très peu d'entre elles sont du côté extensif. En revanche, les EA qui se produisent dans le test de fluage (sous contrainte différentielle de 30 MPa) ont des mécanismes plus variés. La majorité est en cisaillement et certains sont en implosion. Là encore, peu d'événements sont clairement en extension. L'application d'une contrainte différentielle induit donc un changement dans les mécanismes de fissuration de l'échantillon, qui tendent à impliquer plus de glissement sur les plans de fissure.

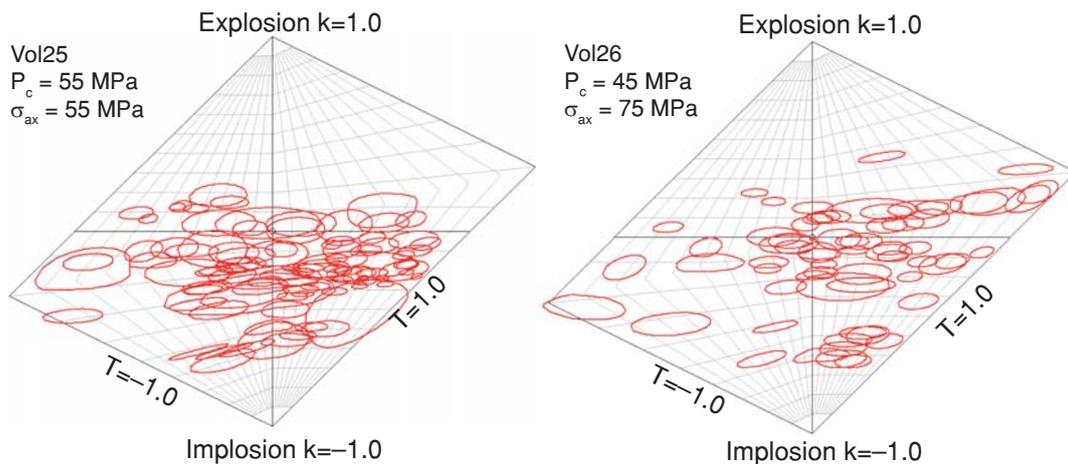


FIGURE 3.12. | Mécanismes au foyer pour 95 EA de l'expérience Vol25 (gauche) et 65 EA de l'expérience Vol26 (droite). La taille des ellipsoïdes correspond à l'erreur de la solution inversée. Dans le cas d'un état de contrainte isotrope, les mécanismes sont majoritairement du côté compressif, c'est-à-dire en implosion. Dans le cas du test avec un contrainte différentielle, les mécanismes sont plus distribués, certains sont du côté extensif, et beaucoup sont en cisaillement (au centre du diagramme).

3.5. Complément : apport de l'imagerie in situ

Afin d'aller plus loin dans la caractérisation de la réaction de déshydratation du gypse, des expériences additionnelles de déshydratation ont été effectuées in situ dans un microscope électronique à balayage en mode environnemental. Ce mode d'observation permet d'imager la surface d'un matériau même non conducteur, en présence d'une atmosphère à pression réduite (de l'ordre de la centaine de Pa) mais beaucoup plus forte que dans un MEB classique. Le dispositif de chauffage est un four électrique servo-contrôlé, refroidi par circulation d'eau, qui permet d'atteindre la température de 1000°C sur un échantillon de 4 mm de diamètre, et d'épaisseur environ 1 mm.

La figure 3.13(a–c) montre une série d'images prises à différentes températures au cours de la chauffe. L'image (a) montre l'état de surface initial d'un grain de gypse. Cet état ne varie pas jusqu'à la température de 120°C (b), où l'on commence à voir apparaître des microfissures, toutes orientées dans le même sens au sein d'un même grain. À la température de 143°C (c), de nombreuses fissures au sein du grain sont apparues et le joint de grain s'ouvre de façon significative (environ $1 \mu\text{m}$). Des observations similaires ont été reproduites sur deux autres échantillons. Les images (d–f) de la figure 3.13 réalisées dans un MEB classique (avec métallisation au carbone) montrent l'état de surface de l'échantillon après l'expérience. On observe un très grand nombre de fissures, dont les orientations ne sont pas aléatoires. Elles sont dictées par l'orientation du grain de gypse hôte, comme mentionné par [Sipple et al. \(2001\)](#). D'après ces auteurs, la majorité des fissures se situe le long des plans (010), qui concentrent les molécules d'eau dans la structure du gypse (voir la figure 8.3). L'image (f) montre de façon claire cette séparation en bandes de bassanite, dont l'espacement est d'ailleurs relativement régulier⁵.

Des mesures de diffraction X après expérience indiquent que le matériel observé est de la bas-

5. Cette régularité est sans doute d'origine complexe : elle pourrait faire intervenir les diffusions des espèces dans le réseau cristallin du gypse ou de la bassanite, ainsi que les énergies de surface de chaque phase.

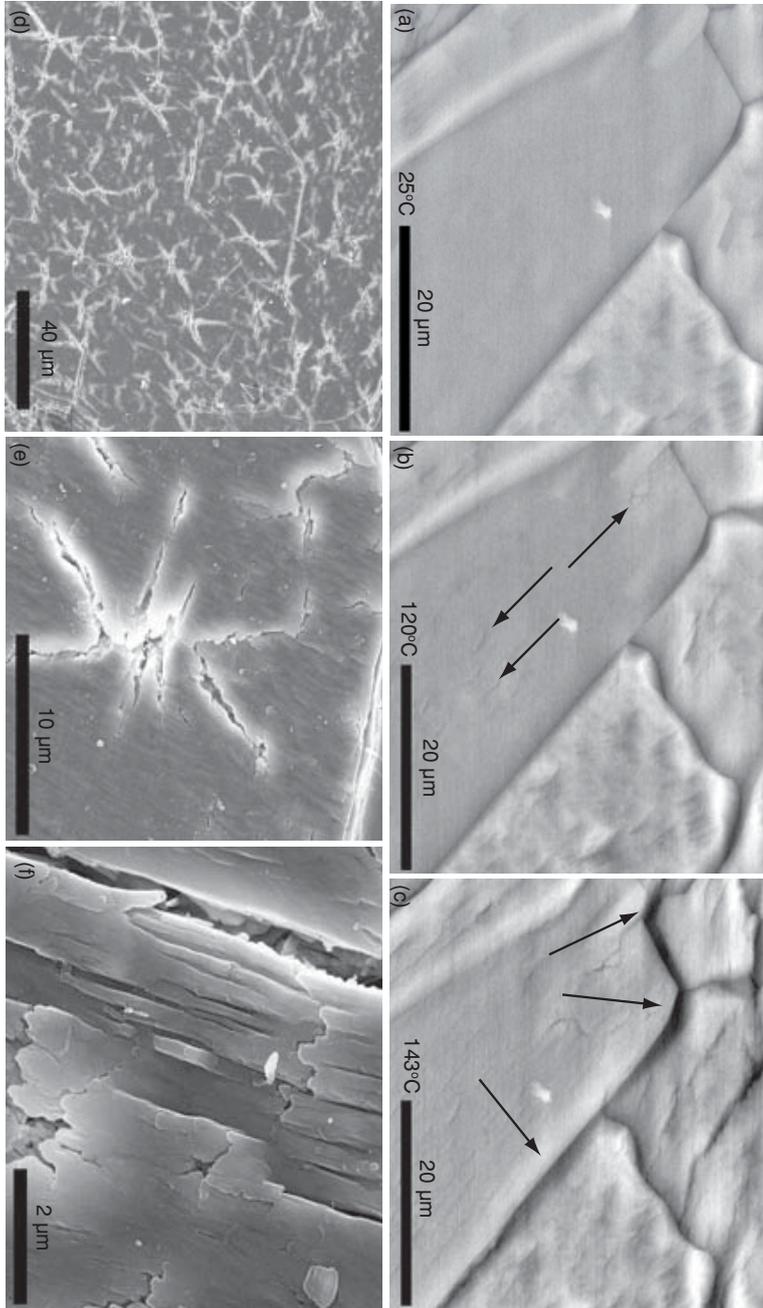


FIGURE 3.13. | Évolution de l'état de surface du gypse pendant et après la déshydratation. Les images **a–c** sont réalisées in situ, à pression d'air de 360 Pa. À partir de 120°C environ, des fissures apparaissent et croissent. Puis les joints de grains s'ouvrent progressivement. Les images **d–f** sont réalisées sur l'échantillon après l'expérience de chauffage, dans un MEB à canon à émission de champ sous une tension de 10 kV. L'orientation des fissures n'est pas organisée au hasard, mais est contrôlée par le réseau cristallin des grains de gypse initiaux (Sipple *et al.*, 2001).

sanite pure. Au vu des températures maximales atteintes pendant les tests (au-delà de 200°C), il est très probable que de l'anhydrite a été produite, mais s'est réhydratée rapidement lors de la sortie de l'échantillon à l'atmosphère ambiante.

3.6. Interprétations

3.6.1. Dépendance thermique des modules élastiques

La diminution linéaire des vitesses d'ondes P et S au cours de la montée en température jusqu'à 110°C (avant la réaction) peut être expliquée soit par de la fissuration thermique, soit par la dépendance thermique intrinsèque des modules élastiques. La fissuration est sans doute un processus mineur ici, car la baisse de vitesse est démarrée dès l'augmentation de température avec une pente constante, et est quantitativement la même (de l'ordre de 5%) pour les expériences réalisées à différentes pressions effectives. En utilisant les relations

$$V_p = \sqrt{\frac{K + (4/3)G}{\rho_s}}, \quad (3.7)$$

$$V_s = \sqrt{\frac{G}{\rho_s}}, \quad (3.8)$$

avec K le module d'incompressibilité du matériau, G son module de cisaillement et ρ_s sa densité, on peut calculer les variations de K et G par rapport à la température. Pour cela, on utilise la dépendance en température de la moyenne des vitesses d'onde P et S horizontales, sur la gamme 25°C–100°C (avant la réaction). L'erreur sur les résultats correspond à une erreur de mesure ΔV de 100 m s⁻¹. En considérant que le gypse de Volterra contient une porosité négligeable, on utilise la densité de gypse pur pour le calcul. Les résultats sont reportés dans le tableau 3.3 pour les trois tests. On obtient une valeur de $\partial G/\partial T$ de l'ordre de -12 MPa °C⁻¹, et une valeur de $\partial K/\partial T$ de l'ordre de -35 MPa °C⁻¹. La dépendance thermique de l'incompressibilité obtenue pour l'expérience à faible pression est plutôt élevée ; une telle valeur peut être due à la présence de fissures préexistantes non fermées, qui modifie la valeur du module d'incompressibilité effectif et sa dépendance en température.

D'une façon générale, les ordres de grandeur obtenus dans ces calculs sont compatibles avec les ordres de grandeurs typiques des minéraux (Ahrens, 1995), ce qui permet d'affirmer qu'au premier ordre, la décroissance des vitesses d'onde dans la gamme 25°C–100°C est due à la dépendance thermique de K et G .

Expérience	$\partial G/\partial T$ MPa °C ⁻¹	$\partial K/\partial T$ MPa °C ⁻¹
Vol23	-12,2 ± 0,6	-41,3 ± 2,0
Vol25	-14,1 ± 0,6	-32,0 ± 1,8
Vol26	-11,8 ± 0,5	-35,0 ± 1,7

TABLE 3.3. | Dépendance thermique des modules de cisaillement G et de compressibilité K du gypse de Volterra. Les valeurs sont déterminées grâce aux courbes d'évolution des vitesses d'onde P et S horizontales. L'erreur indiquée correspond à une erreur sur la vitesse de 100 m s⁻¹.

3.6.2. Détermination d'un rapport d'aspect des pores

Pendant la réaction, les changements de vitesses d'ondes P et S, et donc de propriétés élastiques du matériau, peuvent être interprétés en terme de fissuration à l'aide d'un modèle de milieu effectif. En effet, il est vraisemblable que les chutes importantes de V_p et V_s soient dues à l'apparition de vides dans la roche, sous l'effet du changement négatif de volume solide de la réaction.

Connaissant les propriétés élastiques des phases pures lors de la réaction, le gypse et la bassanite, ainsi que la porosité de l'échantillon, l'idée ici est de remonter au rapport d'aspect de la porosité. Étant donné la porosité très importante de l'échantillon, de l'ordre de 20% en fin de réaction, l'utilisation d'un modèle de fissures infiniment fines est à proscrire. En effet, la porosité n_{crack} associée à une densité de fissures γ de rapport d'aspect α est donnée par

$$n_{\text{crack}} \approx \pi \alpha \gamma. \quad (3.9)$$

Pour une densité de fissures maximale de $\gamma = 1$ et $n_{\text{crack}} = 0,2$, on obtient un rapport d'aspect $\alpha = 0,6 \cdot 10^{-2}$. Cela montre la nécessité de l'utilisation d'un modèle de fissures assez ouvertes, cet argument étant indépendant du résultat observé sur les vitesses d'ondes. En outre, vu la forte porosité un modèle non interactif est à proscrire car l'hypothèse de non interaction n'est plus valide. On va donc utiliser un modèle de milieu effectif différentiel auto-cohérent, développé notamment par [Le Ravalec & Guéguen \(1996\)](#).

Les détails du modèle et de l'inversion des données sont reportés en annexe 8.8.2. Le principe général du modèle différentiel auto-cohérent est de calculer les modules effectifs de façon incrémentale en ajoutant progressivement des pores de forme donnée dans la matrice solide effective. Cette approche permet de prendre en compte de manière approchée les interactions entre les cavités de la roche. Connaissant la forme de la porosité, c'est-à-dire le rapport d'aspect moyen des pores α , la porosité totale n , et les modules élastiques du matériau intact (voir l'annexe 8.8.2 pour le calcul de ces paramètres), on peut déterminer de façon univoque les modules effectifs (K, G) du matériau poreux saturé. Ce modèle s'applique pour les roches homogènes et isotropes ; on fait cette hypothèse le long du trajet horizontal des ondes P et S mesurées au cours des expériences (voir la figure 3.8), ce qui va conduire à une estimation approchée de premier ordre.

Ici on va résoudre le problème inverse qui consiste à déterminer la rapport d'aspect moyen de la porosité α , à partir de la porosité de la roche et des mesures de vitesses d'ondes P et S effectuées au cours de la déshydratation. Le calcul est effectué suivant la procédure décrite dans l'annexe 8.8.2, et permet de déterminer l'évolution de α au cours de la réaction. Les paramètres utilisés sont donnés dans le tableau 3.2.

La résultat est présenté sur la figure 3.14, qui montre les résultats d'inversion pour les deux tests effectués sous contrainte isotrope. La figure 3.8 montre les données de vitesses et le coefficient de Poisson calculées par l'inversion. L'inversion effectuée pour l'expérience vol23 ne rend pas bien compte de l'évolution du coefficient de Poisson au début de la réaction. Ce problème vient de l'hypothèse d'une porosité initialement nulle dans l'échantillon, ce qui n'est pas nécessairement vérifié à faible pression effective moyenne. Des inversions similaires effectuées avec une porosité initiale de quelques pourcents donnent des résultats beaucoup plus satisfaisants. À partir de $\xi = 0,1$, le rapport d'aspect moyen se stabilise autour des valeurs de l'ordre de 0,05. Il reste relativement constant tout au long de la réaction. Ces valeurs correspondent à des fissures relativement ouvertes. La densité de fissures ζ , calculée comme

$$\gamma = \frac{n}{(4/3)\pi\alpha}, \quad (3.10)$$

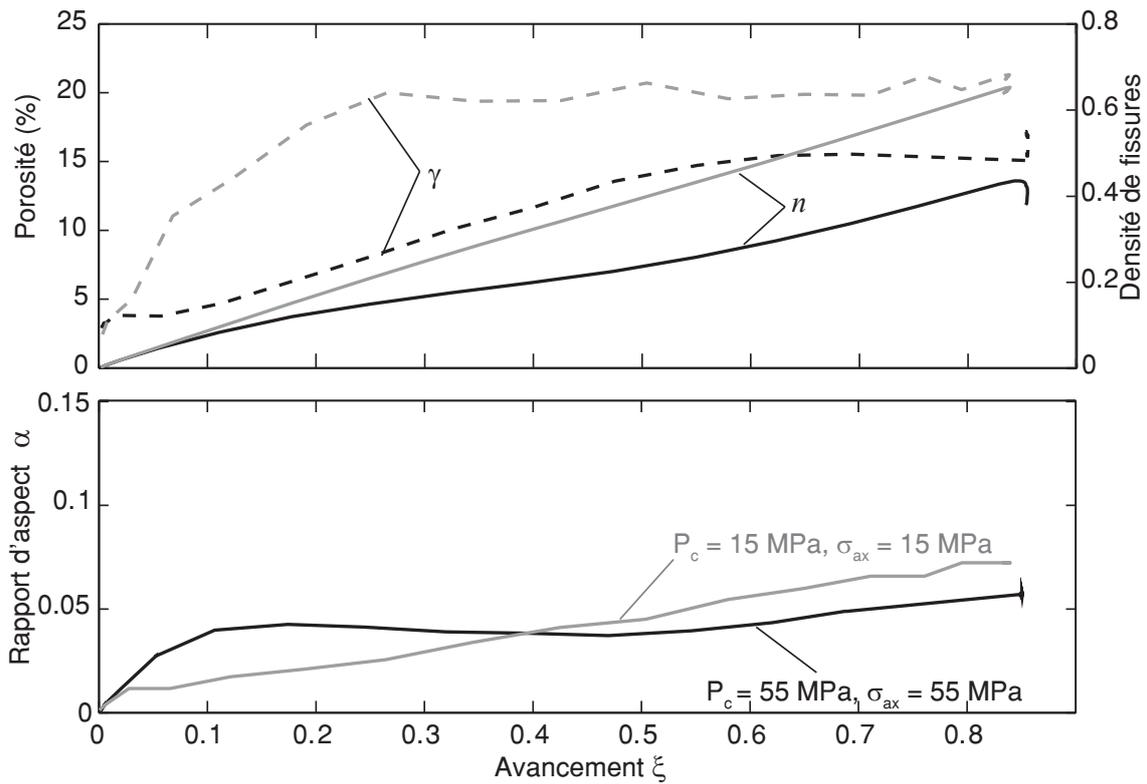


FIGURE 3.14. | Évolution du rapport d'aspect, de la porosité et de la densité de fissures pendant la réaction. Les valeurs résultent de l'inversion des vitesses d'ondes P et S pour les tests effectués sous contrainte isotrope.

augmente progressivement au cours de la réaction jusqu'à des valeurs de l'ordre de 0,5 (à pression élevée), et de 0,7 (à faible pression). Il est remarquable que la densité de fissure continue à augmenter lors de la phase de compaction post-réaction lors de l'expérience vol25, alors que les vitesses d'ondes (et donc les modules élastiques) augmentent aussi. Étant donné que la porosité diminue durant cette phase, cela ne peut s'expliquer que par un changement de rapport d'aspects des fissures, qui devient plus faible. D'un point de vue microstructural, cela correspond à la fermeture progressive de fissures à mesure que la compaction se produit et que le fluide s'échappe.

Le modèle explique globalement bien l'évolution du coefficient de Poisson avec la réaction. Des tests d'inversions à valeurs de (K^0, G^0) (modules intacts) constantes ne peuvent pas rendre compte totalement de la baisse de ν . L'explication de cette baisse réside donc en partie dans le remplacement de la phase solide initiale, le gypse, par une phase plus rigide, la bassanite. Afin d'établir les parts respectives de la fissuration et du changement de phase dans l'évolution du coefficient de Poisson, on peut calculer celui-ci à partir des valeurs de porosité et de rapport d'aspect déterminées par l'inversion globale sans prendre en compte les variations des modules K et G du solide au cours de la réaction. Ce calcul, présenté sur la figure 3.8, montre que la part du changement de phase est très significative dans la baisse du coefficient de Poisson au cours de la réaction.

3.6.3. Effet de fréquence

Les vitesses d'ondes élastiques et le coefficient de Poisson sont mesurés à haute fréquence, de l'ordre de 1 MHz, dans les échantillons saturés en eau. Ces mêmes paramètres sont souvent déterminés dans le contexte naturel par la tomographie sismique. La différence fondamentale entre les mesures de laboratoire et les mesures de terrain est la fréquence de sollicitation, qui peut être de l'ordre du hertz en sismologie. Dans les roches sèches, la fréquence n'a a priori pas d'effet sur les modules élastiques mesurés ; en revanche, ce n'est le cas dans les roches saturées. En général, le passage d'une onde élastique peut provoquer des différences de pression de fluide entre les différents pores de la roche. À très haute fréquence, le fluide n'a pas le temps de s'écouler d'un pore à l'autre, le module élastique mesuré est alors appelé *unrelaxed*. À plus basse fréquence en revanche, le fluide peut s'écouler, même partiellement, ce qui modifie la réponse élastique. C'est ce qu'on appelle l'effet de *squirt-flow*.

Afin de déterminer si les changements observés dans les expériences peuvent être observés par les mesures sismologiques, il convient d'estimer les modules pour des sollicitations basses fréquences, qui sont caractéristiques des ondes sismiques. Un moyen d'obtenir une borne pour les modules basse fréquence est d'utiliser la formule de Biot-Gassmann, qui relie le module de compression non drainé basse fréquence K_u à la porosité n , au module de compression sec (ou drainé) K_d , au module de compression du fluide K_f et au module de la matrice solide K_0 :

$$K_u = K_d + \frac{(1 - K_d/K_0)^2}{n/K_f + (1 - K_d/K_0 - n)/K_0}. \quad (3.11)$$

Le module de cisaillement saturé basse fréquence G_u est en revanche strictement égal au module sec G_d . Ici, les paramètres K_d et G_d peuvent être calculés à partir du modèle de milieu effectif décrit précédemment, en utilisant les rapports d'aspect déduits de l'inversion et en l'absence de fluide (soit $\zeta = 0$, cf. annexe 8.8.2).

Cette analyse est effectuée pour les deux expériences vol23 et vol25. La figure 3.15 est une représentation graphique de l'évolution du coefficient de Poisson en fonction de l'avancement de la réaction, pour le cas saturé haute fréquence (c'est-à-dire le résultat de l'inversion), le cas sec et le cas saturé basse fréquence déterminé par l'équation de Biot-Gassmann. Ce modèle prédit un coefficient de Poisson à basse fréquence légèrement plus élevé que celui mesuré (et inversé) à haute fréquence. En effet, entre basse fréquence et haute fréquence, seul le module G augmente de manière significative, et en théorie le module K est ici indépendant de la fréquence car les pores ont tous le même facteur d'aplatissement⁶ α . Mathématiquement, on a

$$\left. \frac{d\nu}{dG} \right|_{K=\text{cte}} = -K/G^2 < 0, \quad (3.12)$$

donc si G augmente alors nécessairement le coefficient de Poisson diminue.

Ainsi, l'effet de la réaction de déshydratation, et notamment la diminution du coefficient de Poisson et donc du rapport V_p/V_s , est certainement moins net dans les mesures de terrain que dans les mesures de laboratoire. Cependant, la décroissance est bien réelle et l'évolution qualitative reste la même.

6. En réalité, le modèle de milieu effectif différentiel auto-cohérent ne vérifie pas $K_u = K_{\text{haute fréquence}}$ en général, ce qui est normal puisque le module « effectif » $K_{\text{haute fréquence}}$ est un module non relaxé et non pas un module relaxé comme K_u .

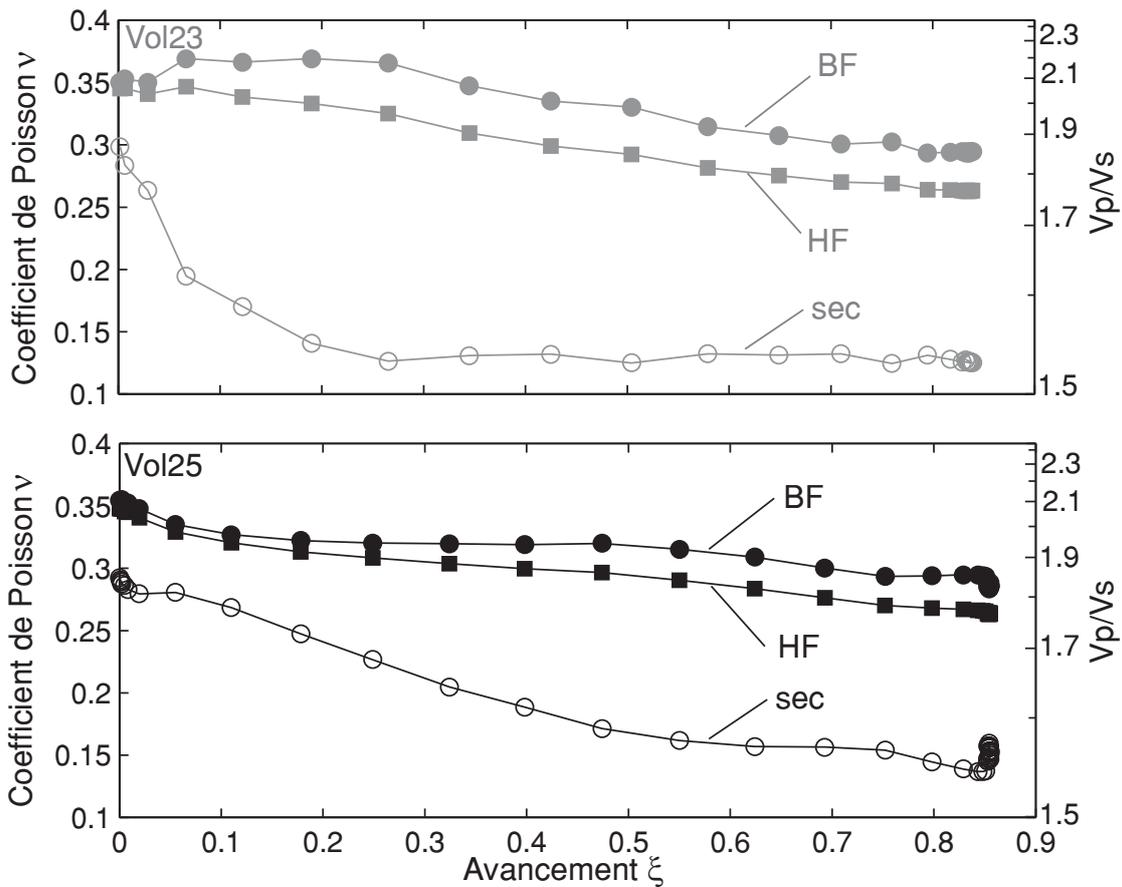


FIGURE 3.15. | Effet de fréquence sur le coefficient de Poisson durant la déshydratation. Les symboles ronds ouverts correspondent à la limite sèche (ou drainée) calculée à partir de la porosité et du rapport d'aspect, les cercles pleins correspondent à la limite basse fréquence non drainée calculée par l'équation de Biot-Gassmann, et les carrés donnent le coefficient de Poisson calculé provenant de l'inversion des rapports d'aspect.

3.6.4. Répartition des événements acoustiques

Les localisations des EA mettent en évidence deux phases : (1) à l'initiation de la réaction, les EA sont concentrées aux extrémités de l'échantillon, proche de la connexion avec le réseau de pression de pore, et (2) ensuite les événements sont distribués de façon globalement homogène dans l'échantillon. Les mécanismes au foyer étant principalement en implosion, on peut conclure que les EA sont associées à l'effondrement de la porosité nouvellement créée par le changement de volume solide de la réaction. La répartition des EA durant la phase (1) est à mettre en relation avec la longueur de drainage du fluide libéré par la réaction. Si le fluide est statique, la porosité peut être partiellement soutenue par le fluide lui-même (effet Skempton). Cela est d'autant plus efficace que la pression de fluide est localement très élevée (cf. changement de volume total positif). En revanche, si le fluide peut sortir et se mettre à l'équilibre avec la pression au bord de l'échantillon, la porosité s'effondre : les ouvertures créées par le changement de volume solide se réajustent de façon rapide, ce qui se traduit par des EA. La fissuration associée à l'avancement de la réaction

permet de créer des chemins pour la sortie du fluide. Il suffit d'un seul chemin au travers l'ensemble de l'échantillon pour que le drainage soit efficace. Cela explique, à partir d'un certain seuil de l'avancement de la réaction, la distribution assez homogène des EA dans tout l'échantillon.

On note, sur les figures 3.10 et 3.11, que l'initiation de la baisse des vitesses d'ondes P et S se produit légèrement *avant* le début de l'activité acoustique. Cela signifie donc que de l'endommagement se produit de façon non dynamique aux premiers instants de la réaction. Cela peut être mis en parallèle avec la séquence observée dans les expériences au MEB : il y a d'abord une fissuration intracristalline, qui ne produit pas d'EA audibles, puis ouverture des joints de grains, ce qui crée de la porosité qui peut ensuite être compactée de façon dynamique.

3.6.5. Hétérogénéité ou anisotropie des vitesses d'onde P

Les mesures de vitesses d'onde P selon différents chemins dans l'échantillon montrent le développement de fortes hétérogénéités ou d'anisotropie pendant la réaction de déshydratation. Comme on l'a vu dans la section 3.5, les fissures qui apparaissent lors de la réaction ont une orientation dictée par l'orientation des grains de gypse initiaux. Par conséquent, l'existence d'une orientation préférentielle du gypse dans le matériau initial peut induire une anisotropie d'orientation de fissures, et donc une forte anisotropie des vitesses d'ondes. De façon similaire, si le polycristal de gypse est organisé en blocs de même orientation cristalline, alors la déshydratation va rehausser fortement ces hétérogénéités, les modules élastiques étant très fortement influencés par ces défauts microscopiques.

Les données de la figure 3.7 pourraient être inversées soit en terme d'anisotropie (par exemple de type transverse-isotrope avec une orientation quelconque), soit en terme d'hétérogénéités. Il est difficile d'avoir une idée précise du champ de vitesse hétérogène au sein de l'échantillon. Une technique potentiellement intéressante est la réalisation d'une tomographie de vitesses d'ondes P, qui utilise les mesures actives pour inverser le champ de vitesse. J'ai tenté de développer cette méthode, qui est présentée en annexe 8.9.

Les résultats présentés sur les figures 8.13 et 8.14, bien que cohérents dans l'ensemble vis à vis des autres observations, sont à interpréter avec beaucoup de précautions étant donné les nombreuses approximations et la qualité des données utilisées. Ils ne sont donc pas utilisés en tant que tels dans ce chapitre, mais simplement présentés dans l'optique de leurs améliorations futures, qui concernent essentiellement les calculs de trajets de rai dans un champ de vitesse quelconque et très hétérogène.

3.7. Discussion et conclusions

Les expériences et les analyses présentées dans ce travail montrent comment les processus associés à la réaction de déshydratation du gypse se traduisent en termes macroscopiques, notamment les propriétés élastiques effectives et la déformation mécanique. Les expériences ont été réalisées en conditions drainées ou quasi-drainées. Les effets de surpressions potentielles n'ont pas été observés ici.

La compaction se produit dès l'initiation de la réaction, et induit l'expulsion d'un grand volume de fluide. Elle est plus importante à forte pression de confinement. En outre, elle se poursuit après la fin de la réaction ; elle est donc dépendante du temps. Cela pourrait s'expliquer par le fait qu'elle dépend de la pression de fluide locale, qui est contrôlée par la perméabilité locale du matériau.

S'il reste des espaces dans lesquels la pression reste élevée (par exemple parce que la perméabilité du milieu environnant est faible), alors la fermeture des fissures ne peut se produire que lorsque la pression du fluide a suffisamment baissé. Un tel raisonnement implique nécessairement une échelle de temps et donc de longueur. La compaction est sans doute affectée par les hétérogénéités locales (tailles de grains, orientations des cristaux) : elle se produit donc de façon hétérogène. Ainsi, le processus de compaction peut modifier le champ de pression de pore dans l'espace et dans le temps. Les raisonnements qualitatifs à ce stade sont certainement trompeurs, car les relations perméabilité–porosité et l'effet de la compaction sur la pression de pore sont des processus couplés et non linéaires. Une étude expérimentale de décomposition thermique de carbonates effectuée par [Milsch *et al.* \(2003\)](#) rend compte de phénomènes de valve dont l'origine est certainement due aux processus décrits ici. De plus, les considérations théorique développées ici sont très proches de celles invoquées par [Miller *et al.* \(1996\)](#) pour expliquer la complexité et l'hétérogénéité des zones de failles.

L'augmentation importante de la porosité (malgré la compaction) par rapport à l'état initial du milieu a de fortes conséquences sur les propriétés de transport de la roche. On a vu que les pores qui apparaissent sont plutôt des fissures ouvertes de rapport d'aspect compris entre 0,01 et 0,1. Un modèle de percolation utilisant des fissures conduit à une relation perméabilité–porosité de la forme $k \propto n^3$ ([Guéguen & Palciauskas, 1994](#)). De plus, partant d'un milieu initialement très peu perméable (voire non connecté), l'apparition de fissures à l'initiation de la réaction conduit à un processus de percolation qui augmente considérablement la perméabilité macroscopique du matériau. Cet effet peut être relié à la distribution spatio-temporelle des émissions acoustiques décrite plus haut. La percolation implique donc une accélération de la déformation et son homogénéisation.

Les expériences présentées dans ce travail montrent une nette décroissance des vitesses d'ondes au cours de la réaction de déshydratation. De façon surprenante, le coefficient de Poisson (et donc le rapport V_p/V_s) *diminue*. La décroissance des vitesses peut s'expliquer par un modèle de fissuration, pour des fissures de rapport d'aspect dans la gamme 0,01 à 0,1. Comme le montre la figure 3.8, le remplacement du gypse, relativement souple, par la bassanite plus rigide est une composante essentielle de la forte diminution du coefficient de Poisson. Ces observations confirment les données obtenues par [Popp & Kern \(1993\)](#) sur le gypse et la serpentine. Cela a d'importantes applications sismologiques. En effet, les études de tomographie sismiques interprètent parfois une baisse des vitesses et l'élévation du coefficient de Poisson par des fortes pressions de fluides induites par la déshydratation (par exemple [Salah & Zhao, 2003](#); [Kodaira *et al.*, 2004](#)). Les données expérimentales suggèrent que les effets d'augmentation de pression de pore (locale) et la création de porosité, qui tendent à faire augmenter la coefficient de Poisson, ne sont pas dominants sur l'effet de remplacement d'une phase souple par une phase rigide. Cet effet ne semble pas dépendre de la pression de confinement, en tout cas dans la gamme étudiée ici. Afin de confirmer ces observations et les résultats du modèle de milieu effectif, il serait utile de répéter les mesures pendant la déshydratation de la serpentine, et d'utiliser des données sur les modules élastiques des différentes phases (serpentine, olivine et talc ou pyroxène) fiables. En effet, le talc est une phase très souple, et il est probable que l'effet de remplacement et de baisse du coefficient de Poisson soit différent de celui observé dans le gypse. En revanche, de façon qualitative les expériences de [Popp & Kern \(1993\)](#) montrent clairement là aussi une diminution du coefficient de Poisson.

Dans un système naturel où l'accroissement de la température est beaucoup plus lent (au cours d'une subsidence ou d'une subduction), la compaction se produit sans doute à une vitesse beaucoup plus rapide que la vitesse de réaction. On peut donc imaginer le développement de surpressions fluides

dans des zones non connectées. La connectivité étant un processus de seuil, lorsqu'elle se met en place le différentiel de pression de fluide entre un réservoir en surpression et un réservoir à pression hydrostatique peut alors produire un flux de fluide important et peut induire de la microsismicité. Ce phénomène a été invoqué pour expliquer par exemple la distribution de la microsismicité après la rupture sismique d'une faille dans le nord de l'Italie (Miller *et al.*, 2004).

La génération d'émissions acoustiques lors de la réaction de déshydratation est une preuve de la nucléation d'événements instables liés explicitement à une réaction chimique. Les EA ne sont pas à strictement parler des micro-tremblement de terre, car ceux-ci invoquent le glissement sur un plan de fracture et n'ont en général pas de composante en implosion. Cependant le principe physique de la génération d'EA est le même que pour un séisme : il s'agit d'une accélération très forte de la déformation. On peut donc imaginer, dans un système géologique en profondeur, qu'une réaction de déshydratation dans un massif de gypse ou de façon équivalente de serpentine (par exemple dans une zone de subduction) puisse produire une forte compaction et générer de la sismicité. Ce processus a été invoqué par exemple par Preston *et al.* (2003) pour expliquer la sismicité intraplaque dans la zone de subduction des Cascades (WA, États-Unis).

Enfin, l'expérience réalisée en fluage nous apprend que la déformation induite par la réaction peut être très forte, même à contrainte différentielle faible (seulement 30 MPa). Dans un massif de croûte océanique en subduction, les roches en déshydratation peuvent donc être vues comme des inclusions très souples. Elles vont donc amplifier la déformation autour d'elles et pourraient permettre la nucléation de ruptures dynamique. Ce type de phénomène a été proposé pour la formation de failles dans un bassin sédimentaire évaporitique contenant du gypse (De Paola *et al.*, 2007). Ce concept se rapproche de celui étudié par Rudnicki (1977), qui considère une inclusion elliptique de matériel dilatant et durcissant, et détaille les conditions de localisation et la déformation dans le temps et dans l'espace.

On distingue donc l'imbrication de deux échelles dans les processus associés à la déshydratation. D'une part, à l'échelle microscopique, les changements de volume solides provoquent des instabilités de compaction qui se traduisent par une redistribution locale des pressions de fluide et la génération d'EA. D'autre part, à l'échelle du massif, le remplacement du gypse par un matériau poreux de squelette plus rigide induit une baisse du coefficient de Poisson ; parallèlement, la compaction se traduit par une accélération de la déformation. La grande déformabilité d'un tel matériau peut entraîner la rupture des roches qui l'environnent.

Chapitre 4.

Effet des déshydratations sur la température et la stabilité d'une faille

Le mysticisme est sans valeur en tant que moyen de navigation spatiale.

(Vance, 1971c)

LA COMPLEXITÉ DES INTERACTIONS entre processus mécaniques, thermiques et chimiques a été étudiée dans les chapitres 2 et 3, d'un point de vue principalement expérimental. On peut se replacer plus précisément dans le contexte de la nucléation des séismes en tentant d'intégrer ces couplages thermo-hydro-mécaniques et chimiques dans un modèle théorique de faille. Dans ce chapitre, je présente une étude théorique de la nucléation d'un tremblement de terre dans une zone de faille contenant des minéraux pouvant subir une déshydratation.

4.1. Quels couplages thermo-hydro-mécaniques et chimiques ?

Une instabilité de glissement peut se produire si la résistance frictionnelle de la faille décroît avec le glissement et la vitesse de glissement. On rappelle l'expression de la contrainte cisailante sur la faille τ , considérée comme proportionnelle à la contrainte effective de Terzaghi (cf. équation 1.4) : $\tau = f(\sigma_n - p)$, avec σ_n la contrainte normale sur la faille, p la pression de pore et f le coefficient de friction. Comme on l'a vu dans le chapitre 1, de nombreux processus couplés peuvent avoir lieu durant la phase de nucléation des séismes et peuvent modifier un ou plusieurs des trois facteurs impliqués dans le calcul du cisaillement. La dépendance du coefficient de friction à la vitesse de glissement, au glissement lui-même, à l'état de surface ou à la température peut être prise en compte par les lois de type *rate and state* (Dietrich, 1978, 1979; Marone *et al.*, 1990; Chester, 1994). Les variations de contraintes normale peuvent être imputées à des incompatibilités géométriques le long d'une faille sinueuse. La pression de fluide peut varier à cause de processus tels que (1) la dilatance (Marone *et al.*, 1990), (2) la diffusion du fluide hors de la zone de glissement, (3) l'échauffement frictionnel et la pressurisation thermique qui en résulte, et enfin (4) la décomposition thermique de minéraux hydratés ou de carbonates. Les effets (1–3) ont été étudiés en détails par de nombreux auteurs. En particulier, les modèles de Rudnicki & Chen (1988); Garagash & Rudnicki (2003a,b) ont démontré l'importance des couplages entre pression de fluide, échauffement frictionnel et propriétés intrinsèques du matériau, en utilisant des lois d'affaiblissement en glissement pour le coefficient de friction. Plus récemment, Suzuki & Yamashita (2006, 2007) ont étudié toute la variété des instabilités de glissement permises par les couplages entre pressurisation thermique et dilatance. Une étude de Segall & Rice (2006), basée sur un modèle de friction utilisant les lois *rate and state* couplés à la pressurisation thermique, a permis de démontrer que l'effet

de pressurisation thermique n'intervient qu'assez tard dans le processus de nucléation, à partir de vitesses de glissement de l'ordre du cm s^{-1} . Cependant, aucune étude n'a encore pris en compte les réactions métamorphiques de déshydratation (ou plus généralement de décomposition thermique) dans la phase de nucléation des tremblements de terre.

Les minéraux hydratés, notamment les argiles ou les serpentines, sont des constituants importants de nombreuses zones de failles (voir par exemple [Sulem et al., 2004](#); [Solum et al., 2006](#); [Hirono et al., 2008](#)). Le gypse a été documenté dans des zones de failles dans les Apennins du nord (Italie) par [De Paola et al. \(2007, 2008\)](#). De plus, les serpentines sont des phases majeures dans la paragenèse des roches de la croûte océanique qui entre dans les zones de subduction. Tous ces minéraux, à l'instar du gypse, sont instables et libèrent de l'eau adsorbée ou de l'eau structurale lorsqu'ils sont soumis à des hautes températures. Comme nous l'avons vu dans les chapitres 1 et 3, la déshydratation ou déshydroxylation peut s'accompagner d'une élévation de pression de pore, d'une augmentation de porosité, et modifie fortement le bilan énergétique du système car ces réactions sont fortement endothermiques. Ici, nous allons nous concentrer sur l'effet de tels processus sur la stabilité du glissement sur une faille.

Le but de ce travail étant d'explorer les couplages thermo-hydro-mécaniques et chimiques, les autres phénomènes tels que les changements intrinsèques du coefficient de friction ou de contrainte normale ne sont pas pris en compte. Les questions abordées sont :

- Est-ce que les réactions de déshydratation ou de décomposition peuvent influencer le comportement d'une faille en fluage lent ?
- Est-ce qu'elles peuvent déstabiliser ce mouvement et provoquer une instabilité qui accélère le glissement ?

En suivant une approche similaire à celle de [Garagash & Rudnicki \(2003a\)](#), nous allons déterminer les équations qui gouvernent la vitesse de glissement, la pression de fluide, la température et l'avancement d'une réaction de déshydratation dans un modèle unidimensionnel de zone de faille, chargée à vitesse lointaine constante. Le jeu de paramètres représentatifs sera discuté en rapport au contexte géologique du modèle. Les solutions analytiques pour un glissement stationnaire sont ensuite calculées et discutées. Après une simplification des phénomènes de transport et de la cinétique réactionnelle, une analyse de stabilité linéaire est effectuée afin de déterminer les conditions d'instabilité du mouvement de la faille. Enfin, des tests numériques sont réalisés afin d'explorer la variété des comportements possibles dans différents cas naturels. En complément de ces analyses, la stabilité linéaire du modèle est explorée dans un cas où la diffusion du fluide et de la chaleur sont pris en compte de façon non simplifiée.

4.2. Modèle physique

Afin d'observer un comportement général de premier ordre, on utilise un modèle très simplifié de zone de faille, unidimensionnel. La figure 4.1 présente la géométrie du problème considéré ici. Un bloc de roche d'épaisseur $2L$ comporte en son centre une bande de cisaillement localisée d'une épaisseur h , avec $h \ll L$. On considère que l'échelle de longueur suivant la direction parallèle au sens du glissement est telle que les champs thermo-hydro-mécaniques varient très peu suivant cette direction. On a donc affaire à un problème 1D. Les quatre inconnues du problème sont : la pression de pore $p(y,t)$, la température $T(y,t)$, la masse de fluide issu de la déshydratation $m_d(y,t)$, qui sont considérées comme des fonctions du temps t et de la position y par rapport au centre de la bande, et enfin la vitesse de glissement v_h .

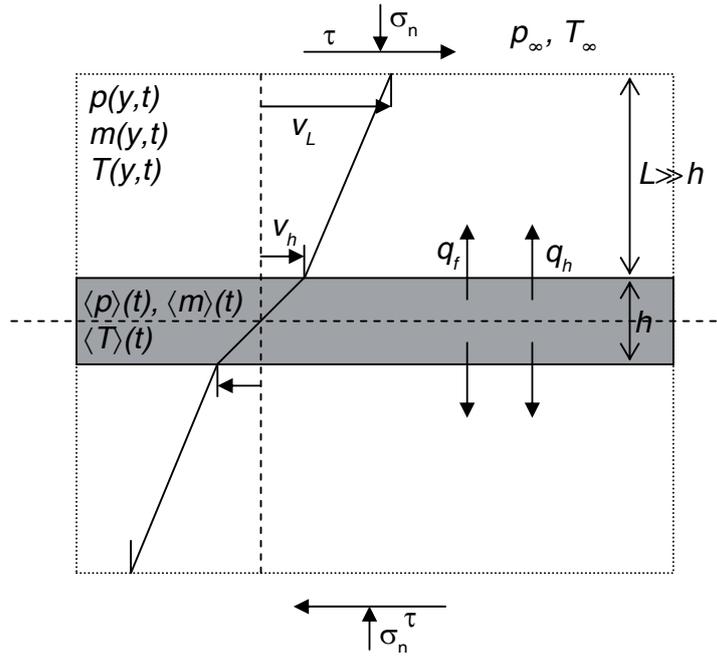


FIGURE 4.1. | Modèle unidimensionnel d'une zone de faille. Le chargement lointain se fait à une vitesse constante de l'ordre du centimètre par an. Le modèle prend en compte les diffusions thermiques et hydrauliques, ainsi que la possibilité d'une réaction de déshydratation dans et à l'extérieur de la zone de cisaillement localisée.

4.2.1. Équilibre mécanique

Les effets inertiels sont négligés dans cette étude ; cette simplification est justifiée car on ne s'intéresse qu'aux premiers instants du glissement et de la nucléation, durant lesquels la vitesse de glissement reste faible devant la vitesse des ondes élastiques dans le milieu. L'équilibre des contraintes implique donc

$$\begin{cases} \frac{\partial \tau}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial \sigma_n}{\partial y} = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \tau = \text{cste} \\ \sigma_n = \text{cste} \end{cases} \quad (4.1)$$

Le matériau dans la bande de cisaillement ($|y| < h/2$) est chargé de façon inélastique, alors le bloc environnant ($h/2 < |y| < h/2 + L$) se comporte de façon élastique. La contrainte dans le bloc élastique est donnée par la relation

$$\tau = G \left(\frac{v_L - v_h}{L} t \right), \quad (4.2)$$

où G est le module de cisaillement du matériau.

Dans la bande de cisaillement, on fait l'hypothèse que la résistance frictionnelle est proportionnelle à la contrainte effective moyenne dans la bande,

$$\tau = f(\sigma_n - \langle p \rangle), \quad (4.3)$$

où f est le coefficient de friction, supposé constant, et $\langle p \rangle$ la pression de pore moyenne dans la bande de cisaillement. On utilise la pression de pore moyenne car à f et σ_n constants cela permet de vérifier simplement¹ la condition d'équilibre 4.1.

La continuité de la traction aux bords de la bande de cisaillement impose une égalité entre les expressions 4.2 et 4.3, ce qui implique

$$G \left(\frac{v_L - v_h}{L} \right) = f(\sigma_n - \langle p \rangle). \quad (4.4)$$

La vitesse de glissement v_h aux bords de la bande de cisaillement est donc donnée par

$$v_h = v_L + f \frac{L}{G} \frac{d\langle p \rangle}{dt}. \quad (4.5)$$

4.2.2. Conservation de la masse de fluide

La conservation de la masse de fluide par unité de volume est donnée par

$$\frac{\partial m_f}{\partial t} = \frac{\partial m_d}{\partial t} - \frac{\partial q_f}{\partial y}, \quad (4.6)$$

où m_f est la masse totale de fluide par unité de volume du milieu poreux, m_d est la masse de fluide (par unité de volume) relâchée par la déshydratation, et q_f est le flux de fluide. En supposant que la roche est toujours saturée, la masse totale de fluide par unité de volume du milieu poreux peut s'écrire comme

$$m_f = \rho_f n, \quad (4.7)$$

où n est la porosité et ρ_f la masse volumique du fluide interstitiel. Le membre de gauche de l'égalité 4.6 est obtenu par dérivation de m_f :

$$\frac{\partial m_f}{\partial t} = n \frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \rho_f \frac{\partial n}{\partial t}. \quad (4.8)$$

Les dérivées du membre droit de l'équation 4.8 sont données par

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} = \rho_f \beta_f \frac{\partial p}{\partial t} - \rho_f \lambda_f \frac{\partial T}{\partial t} \quad (4.9)$$

et

$$\frac{\partial n}{\partial t} = n \beta_n \frac{\partial p}{\partial t} - n \lambda_n \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial n_d}{\partial t}, \quad (4.10)$$

où $\beta_f = (1/\rho_f)(\partial \rho_f / \partial p)_T$ est la compressibilité du fluide interstitiel, $\lambda_f = (-1/\rho_f)(\partial \rho_f / \partial T)_p$ est son expansion thermique, $\beta_n = (1/n)(\partial n / \partial p)_T$ est la compressibilité de la porosité et $\lambda_n = (1/n)(\partial n / \partial T)_p$ est son expansion thermique. Ce dernier paramètre est égal au coefficient d'expansion thermique de la fraction solide pour les matériaux thermo-poro-élastiques.

Dans l'équation 4.10, $\partial n_d / \partial t$ est le taux de variation du changement inélastique de porosité. Ce terme peut inclure l'effet de dilatance induit par les irrégularités de surface (fonction du glissement) et l'augmentation de porosité induit par le changement de volume solide de la réaction de déshydratation.

1. On pourrait aussi choisir, avec peu de différence quantitative, la pression de pore au centre de la bande $p(0,t)$ (Rice, 2006).

En utilisant les relations 4.9 et 4.10, on peut réécrire le membre gauche de l'équation de conservation de la masse de fluide (équation 4.6) de la façon suivante (voir par exemple Rice, 2006; Sulem et al., 2007) :

$$\frac{\partial m_f}{\partial t} = n\rho_f(\beta_n + \beta_f)\frac{\partial p}{\partial t} - n\rho_f(\lambda_f - \lambda_n)\frac{\partial T}{\partial t} + \rho_f\frac{\partial n}{\partial t}. \quad (4.11)$$

En utilisant cette relation, l'équation de conservation de la masse devient

$$-\frac{\partial q_f}{\partial y} = n\rho_f(\beta_n + \beta_f)\frac{\partial p}{\partial t} - n\rho_f(\lambda_f - \lambda_n)\frac{\partial T}{\partial t} + \rho_f\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial m_d}{\partial t}. \quad (4.12)$$

Le terme de flux dans l'équation 4.12 peut être évalué en appliquant la loi de Darcy pour un fluide de viscosité η_f et un matériau de perméabilité k_f :

$$q_f = -\frac{\rho_f}{\eta_f}k_f\frac{\partial p}{\partial y}. \quad (4.13)$$

En substituant cette expression du flux dans la relation 4.12, on obtient l'équation qui gouverne l'évolution temporelle du champ de pression de pore :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{\rho_f\beta^*}\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\rho_f}{\eta_f}k_f\frac{\partial p}{\partial y}\right) + \Lambda\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{\rho_f\beta^*}\frac{\partial m_d}{\partial t} - \frac{1}{\beta^*}\frac{\partial n_d}{\partial t}, \quad (4.14)$$

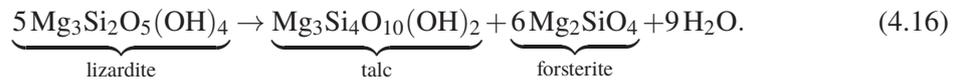
où on a noté

$$\Lambda = \frac{\lambda_f - \lambda_n}{\beta_f + \beta_n} \quad (4.15)$$

le coefficient de couplage thermo-poro-élastique (ou coefficient de pressurisation thermique, cf. Rice (2006)) en conditions non drainées, et $\beta^* = n(\beta_n + \beta_f)$ la capacité de stockage du matériau poreux. Ces coefficients dépendent en général de la pression et de la température car la compressibilité du fluide et son expansion thermique varient suivant ces paramètres, et aussi car la compressibilité du milieu poreux varie avec la contrainte effective (Ghabezloo & Sulem, 2009).

Le coefficient Λ est l'élément fondamental du processus de pressurisation thermique : il permet d'évaluer la source de pression de fluide en fonction de l'élévation de température. Physiquement, ce processus peut être compris de la façon suivante : l'élévation de la température induit une dilatation différentielle du fluide et du milieu poreux. Le fluide en général se dilate plus que les pores qui le contiennent, ce qui se traduit par une augmentation de la pression de pore.

Dans la suite, nous allons négliger l'effet de la dilatance d'origine mécanique et seulement considérer l'effet d'augmentation de porosité par le changement de volume solide des réactions de déshydratation. On prend l'exemple ici de la réaction de déshydratation de la lizardite (une serpentine de basse température) :



La masse de fluide relâchée par unité de volume et de temps peut être évaluée en utilisant la cinétique de la réaction. En faisant l'hypothèse d'une réaction d'ordre un, et en utilisant une loi d'Arrhénius pour la dépendance thermique de la constante cinétique, on obtient

$$\frac{\partial m_d}{\partial t} = (m_0 - m_d)A \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right), \quad (4.17)$$

où A est la constante pré-exponentielle de la loi d'Arrhénius, E_a est l'énergie d'activation de la réaction, R est la constante des gaz parfait ($8.314 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$). La masse d'eau totale m_0 (par unité de volume) qui peut être relâchée par la réaction peut être calculée en utilisant la stoechiométrie de la réaction, et la fraction massique de minéral à déshydrater dans la roche. Le taux de variation inélastique de la porosité induite par le changement de volume de la réaction peut s'exprimer comme

$$\rho_f \frac{\partial n_d}{\partial t} = \xi \frac{\partial m_d}{\partial t}, \quad (4.18)$$

où ξ est le rapport entre le volume des vides et le volume de fluide créé par la réaction. Les vides créés par le changement de volume solide peuvent être compactés si la pression effective est élevée, comme nous l'avons vu dans le chapitre 3. Donc l'évolution de n_d est nécessairement affectée par la compaction. Si l'on néglige celle-ci, on obtient une borne supérieure de la variation de porosité. Une valeur faible de ξ peut ainsi permettre de simuler une certaine quantité de compaction (si toute la porosité créée se compacte on est à la limite $\xi = 0$).

4.2.3. Conservation de l'énergie

On note E_F l'énergie frictionnelle convertie en chaleur par unité de temps durant le glissement, et E_C l'énergie consommée par la réaction de déshydratation. La conservation de l'énergie s'écrit

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = E_F - E_C - \frac{\partial q_h}{\partial y}, \quad (4.19)$$

avec ρC la capacité thermique volumique du matériel dans la zone de glissement, et q_h le flux de chaleur. La répartition de l'énergie libérée pendant le glissement en énergie rayonnée (négligée ici en raison des faibles vitesses de glissements étudiées), énergie de fracture et énergie thermique est le sujet de nombreux débats dans la communauté des sismologues et des mécaniciens (voir par exemple [Kanamori & Rivera, 2006](#), pour une discussion sur ce point). En l'absence de données expérimentales fiables, on fait l'hypothèse que toute l'énergie dissipée dans la zone de glissement est convertie en chaleur, ce qui implique

$$E_F = \begin{cases} \tau(\partial v / \partial y) & \text{dans la bande } (|y| \leq h/2), \\ 0 & \text{dans la roche environnante,} \end{cases} \quad (4.20)$$

avec v la vitesse de déformation dans la bande. Pour un cisaillement homogène sur l'épaisseur h , on a $(\partial v / \partial y) = v_h / h$.

L'énergie consommée par la réaction chimique par unité de temps peut être exprimée par le changement d'enthalpie de la réaction et son avancement :

$$E_C = -\Delta_r H_T \frac{\partial m_d}{\partial t}, \quad (4.21)$$

où $\Delta_r H_T$ est la variation d'enthalpie par unité de masse du minéral en déshydratation. L'équation de conservation de l'énergie peut donc être réécrite comme suit :

$$-\frac{\partial q_h}{\partial y} = \rho C \frac{\partial T}{\partial t} - E_F - \Delta_r H_T \frac{\partial m_d}{\partial t}. \quad (4.22)$$

Le flux de chaleur est relié au gradient de température par la loi de Fourier,

$$q_h = -k_T \frac{\partial T}{\partial y}, \quad (4.23)$$

où k_T est la conductivité thermique du milieu poreux saturé. Dans l'équation 4.19, on fait l'hypothèse que tout le flux thermique est dû à la conduction, en négligeant les pertes par advection. Cette hypothèse est valide dans le cas d'une faible fraction volumique et d'une faible perméabilité du matériau constitutif de la faille. Cette hypothèse doit être relaxée si la perméabilité des roches de la faille est supérieure à environ 10^{-16} m^2 (Lee & Delaney, 1987). L'endommagement lié aux variations de porosité au cours du glissement et de la réaction pourrait être un facteur qui augmente considérablement la perméabilité du matériau. Nous discuterons cette hypothèse dans la suite de ce chapitre.

En substituant l'expression du flux de chaleur (équation 4.23) dans l'équation de conservation de l'énergie (4.19), on obtient l'équation qui gouverne l'évolution temporelle du champ de température :

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \tau \frac{\partial v}{\partial y} + \Delta_r H_T \frac{\partial m_d}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_T \frac{\partial T}{\partial y} \right). \quad (4.24)$$

4.2.4. Champs moyens dans la bande de cisaillement

En considérant l'extrême minceur² des zones de glissement observées dans les zones de faille naturelles (de quelques millimètres à quelques centimètres), il est légitime de considérer seulement l'évolution des valeurs moyennes de pression et de température dans la bande de cisaillement. On note $\langle p \rangle$ et $\langle T \rangle$ les moyennes spatiales de p et T dans la bande. La pression de pore moyenne est calculée comme

$$\langle p \rangle(t) = \frac{1}{h} \int_{-h/2}^{h/2} p(y,t) dy, \quad (4.25)$$

et des formules similaires sont utilisées pour toutes les quantités moyennes dans la bande. En faisant l'hypothèse d'une épaisseur h constante au cours du temps, la dérivée temporelle de la pression de pore moyenne est

$$\frac{d\langle p \rangle(t)}{dt} = \frac{1}{h} \int_{-h/2}^{h/2} \frac{\partial p(y,t)}{\partial t} dy. \quad (4.26)$$

Les équations 4.12 et 4.22 peuvent être moyennées dans la bande pour obtenir les gradients de pression de pore et de température au bord de la zone de glissement :

$$\left. \frac{\partial p}{\partial y} \right|_{h/2} = \frac{h}{2} \frac{\eta_f}{\rho_f k_f} \left[\rho_f \beta^* \left(\frac{d\langle p \rangle}{dt} - \Lambda \frac{d\langle T \rangle}{dt} \right) + (\xi - 1) \frac{d\langle m_d \rangle}{dt} \right], \quad (4.27)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{h/2} = \frac{1}{k_T} \left[\frac{h}{2} \rho C \frac{d\langle T \rangle}{dt} - \tau v_h - \frac{h}{2} \Delta_r H_T \frac{d\langle m_d \rangle}{dt} \right]. \quad (4.28)$$

Une simplification utile du système peut être introduite en considérant les quantités moyennes $\langle p \rangle$ et $\langle T \rangle$ comme des conditions aux limites en $y = h/2$. Cette hypothèse est valide pour des épaisseurs

2. Notons ici qu'en dessous d'une certaine échelle, de l'ordre de quelques fois la taille de grain, les concepts macroscopiques de porosité et de perméabilité perdent leur sens physique. On se place ici à une échelle suffisamment grande (au moins millimétrique) pour pouvoir utiliser ces concepts.

de la zone de glissement beaucoup plus faibles que les longueurs caractéristiques de diffusions thermique et hydraulique, ce qui est le cas au vu des temps longs considérés ici. Afin de simplifier les notations, on place l'origine des coordonnées spatiales en $y = h/2$, en appliquant

$$y \leftarrow y - h/2.$$

La masse de fluide moyenne relâchée dans la bande par la réaction peut être exprimée en fonction de la température moyenne $\langle T \rangle(t)$ en utilisant la loi cinétique 4.17,

$$\frac{d\langle m_d \rangle}{dt} = (\langle m_0 \rangle - \langle m_d \rangle) A \exp\left(-\frac{E_a}{R\langle T \rangle}\right). \quad (4.29)$$

4.2.5. Formulation adimensionnelle

Les paramètres introduits dans les équations qui gouvernent la pression, la température et la cinétique de la réaction sont très nombreux. Cependant, ils n'ont pas tous un effet indépendant sur le comportement du système. En choisissant avec attention des grandeurs caractéristiques il est possible de réduire fortement ce nombre. On définit un temps t^* , une pression p^* , une température T^* , une masse m^* et une vitesse v^* caractéristiques de la façon suivante :

$$t^* = \rho C L^2 / k_T, \quad y^* = L, \quad p^* = \sigma_n, \quad T^* = \frac{\sigma_n}{\Lambda}, \\ v^* = v_L, \quad \text{et } m^* = m_0. \quad (4.30)$$

Les valeurs adimensionnelles pour le temps \tilde{t} , la coordonnée \tilde{y} , la pression de fluide π , la température θ , la vitesse u et la masse de fluide relâché μ s'expriment donc

$$\tilde{t} = t/t^*, \quad \tilde{y} = y/L, \quad \pi = p/p^*, \quad \theta = T/T^*, \\ u = v/v^*, \quad \text{et } \mu = m_d/m_0. \quad (4.31)$$

Les équations 4.5, 4.14, 4.24, 4.17, et les conditions aux limites 4.27 et 4.28 peuvent être réécrites sous forme adimensionnelle,

$$u = 1 + \mathcal{A} \partial_t \langle \pi \rangle, \quad (4.32)$$

$$\partial_t \pi = \varepsilon \partial_{yy} \pi + \partial_t \theta + \mathcal{P} \partial_t \mu, \quad (4.33)$$

$$\partial_t \theta = \partial_{yy} \theta + \mathcal{T} \partial_t \mu, \quad (4.34)$$

$$\partial_t \mu = (1 - \mu) m_0 A t^* e^{-\frac{E_a}{RT^* \theta}}, \quad (4.35)$$

$$\left. \frac{\partial \pi}{\partial y} \right|_{y=0} = \frac{\delta}{\varepsilon} (\partial_t \langle \pi \rangle - \partial_t \langle \theta \rangle - \mathcal{P} \partial_t \mu), \quad (4.36)$$

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial y} \right|_{y=0} = -\mathcal{B} (1 - \langle \pi \rangle) u + \delta (\partial_t \langle \theta \rangle - \mathcal{T} \partial_t \mu), \quad (4.37)$$

où ∂_t dénote la dérivée par rapport au temps adimensionnel \tilde{t} , et ∂_{yy} dénote la dérivée seconde par rapport à la coordonnée adimensionnelle \tilde{y} . Dans la suite, afin d'alléger les notations, on notera $t \equiv \tilde{t}$ et $y \equiv \tilde{y}$. Les conditions aux limites en champ lointain deviennent $\pi(y=1) = \pi_\infty = p_\infty/p^*$ et $\theta(y=1) = \theta_\infty = T_\infty/T^*$.

Dans les équations sous forme normalisée, six paramètres adimensionnels ont été introduits :

$$\begin{aligned} \mathcal{P} &= m_0 \frac{1-\xi}{\rho_f \beta^*} \frac{1}{\sigma_n}, & \mathcal{T} &= m_0 \frac{\Delta_r H_T}{\rho C} \frac{1}{\sigma_n / \Lambda}, & \mathcal{A} &= f \frac{\sigma_n}{G} \frac{\alpha_{th}}{v_L L}, \\ \mathcal{B} &= f \frac{v_L L}{\alpha_{th}} \frac{\Lambda}{\rho C}, & \varepsilon &= \frac{\alpha_{hy}}{\alpha_{th}}, & \delta &= \frac{h}{2L}, \end{aligned} \quad (4.38)$$

où $\alpha_{th} = k_T / (\rho C)$ est la diffusivité thermique, $\alpha_{hy} = k_f / (\eta_f \beta_f)$ est la diffusivité hydraulique, et

1. \mathcal{P} est la mesure de l'effet de la déshydratation sur la pression de pore (pressurisation chimique),
2. \mathcal{T} est la mesure de l'effet de la déshydratation sur la température (négatif pour les réaction endothermiques, ce qui le cas des déshydratations, c. section 4.4),
3. \mathcal{A} est la mesure du couplage entre évolution de la pression de pore et vitesse de glissement,
4. \mathcal{B} est la mesure de l'échauffement frictionnel
5. ε est le rapport entre diffusivité hydraulique et diffusivité thermique,
6. δ est l'épaisseur normalisée de la zone de glissement.

En l'absence de réaction chimique, les paramètres \mathcal{P} et \mathcal{T} sont nuls. Le cas limite $\mathcal{A} \rightarrow 0$ correspond à un bloc élastique de rigidité infinie, ce qui assure un glissement stable de la faille (cf. chapitre 1). Le cas $\varepsilon = 0$ correspond à la limite non drainée. La limite adiabatique ne peut pas être simulée de façon réaliste car l'échelle de temps caractéristique choisie est le temps de diffusion thermique³. En revanche, un milieu bien isolé thermiquement peut être simulé en imposant une très forte valeur pour ε .

4.3. Le problème de la cinétique réactionnelle

La loi d'Arrhénius utilisée pour décrire la cinétique réactionnelle est très non linéaire vis à vis de la température. Dans l'objectif d'obtenir un modèle simple permettant d'analyser la stabilité du glissement, cette loi peut être linéarisée autour de la température d'équilibre de la réaction T_{eq} . Cette approximation sera discutée à la lumière des résultats du modèle ; on peut d'ors et déjà faire l'hypothèse que la température de la faille ne s'éloigne jamais fortement de la température d'équilibre. La linéarisation de la loi d'Arrhénius permet la définition d'une température seuil T_c , sous laquelle la réaction n'a pas lieu, et au-delà de laquelle la réaction démarre avec une cinétique linéaire en température. De plus, on fait l'hypothèse que la vitesse de réaction n'est pas limitée par la quantité restante de réactant, c'est-à-dire $\mu \ll 1$. Cette hypothèse est valable au début de la réaction, lorsqu'il reste toujours une grande quantité de minéral à déshydrater. Le processus de linéarisation est illustré sur la figure 4.2.

Afin de simplifier les calculs, sans perte de généralité, dans la suite du texte on change l'échelle des températures en appliquant $\theta \leftarrow \theta - \theta_c$, avec $\theta_c = T_c / T^*$. L'initiation de la réaction correspond donc à $\theta = 0$. La vitesse de réaction s'exprime à présent

$$\partial_t \mu \sim \begin{cases} 0 & \text{if } \theta \leq 0 \\ c^* \theta & \text{if } \theta > 0 \end{cases}. \quad (4.39)$$

3. Ce choix, au lieu par exemple du temps caractéristique L/v_L , permet de réduire le nombre de paramètres indépendants, en ne considérant qu'un seul paramètre de diffusion ε .

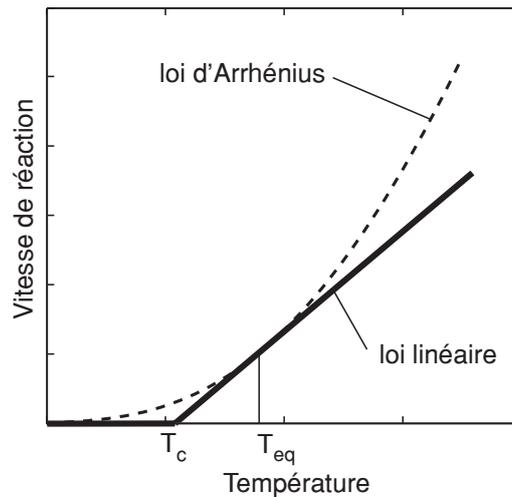


FIGURE 4.2. | Linéarisation de la loi d'Arrhénius. On approxime la dépendance en température de la cinétique (en tirets) par une droite autour de T_{eq} . La température seuil T_c est définie comme l'intersection de cette droite avec l'axe des abscisses.

Le paramètre c^* correspond à la dépendance thermique de la cinétique réactionnelle. On peut le calculer grâce à un développement au premier ordre de la loi d'Arrhénius (voir la section suivante).

4.4. Paramètres représentatifs

Les paramètres introduits dans les équations qui gouvernent le système doivent être contraints par des données de terrain ou de laboratoire. À partir de jeux de données de terrain et expérimentales de la littérature (Wibberley, 2002; Wibberley & Shimamoto, 2003; Noda & Shimamoto, 2005; Mizoguchi, 2005) et des valeurs utilisées dans les modèles de Garagash & Rudnicki (2003a); Rice (2006); Segall & Rice (2006); Sulem & Famin (2009), on choisit les valeurs de paramètres reportées dans le tableau 4.1. Le type de contexte considéré ici est une faille à environ 7 km de profondeur (soit à la moitié de l'épaisseur sismogénique typique), ce qui correspond à une contrainte normale lithostatique de 200 MPa et une pression de fluide hydrostatique de 70 MPa. La température en champ lointain est de 210°C, calculée à partir d'un géotherme de croûte continentale de 30°C km⁻¹. Le coefficient de friction est de l'ordre de 0,5, en considérant que des argiles ou des phyllosilicates hydratés sont présents dans la zone de glissement (Byerlee, 1978). Le paramètre de pressurisation thermique Λ est pris égal à 0,5 MPa °C⁻¹ (Rice, 2006; Rempel & Rice, 2006; Sulem & Famin, 2009). La diffusivité thermique ne dépend pas fortement du type de roche, et vaut environ 10⁻⁶ m² s⁻¹. La diffusivité hydraulique peut varier de 10⁻⁶ m² s⁻¹ à 10⁻³ m² s⁻¹ suivant le type de roche et l'endommagement. Ces valeurs correspondent à des perméabilités entre 10⁻²⁰ m² et 10⁻¹⁷ m².

L'épaisseur de la zone de cisaillement peut varier de quelques centimètres à quelques millimètres dans le cas d'une localisation extrême. Aux vitesses de glissement sismiques, cette épaisseur peut être encore plus faible, mais ici on se restreint à des déformations plus lentes. On choisit donc une valeur typique de $h = 1$ cm.

Paramètre physique	Valeur typique	Unité
v_L	10^{-9}	m s^{-1}
L	10^4	m
G	$30 \cdot 10^9$	Pa
f	0,5	
ρ_f	10^3	kg m^{-3}
β^*	10^{-9}	Pa^{-1}
α_{hy}	10^{-6} à 10^{-3}	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
Λ	$0,5 \cdot 10^6$	$\text{Pa } ^\circ\text{C}^{-1}$
ξ	0,8	
ρC	$2,7 \cdot 10^6$	$\text{Pa } ^\circ\text{C}^{-1}$
α_{th}	10^{-6}	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
$\Delta_r H_T^0$	500	kJ kg^{-1}
σ_n	$200 \cdot 10^6$	Pa
m_0	10^2	kg m^{-3}
h	10^{-1} à 10^{-3}	m

TABLE 4.1. | Valeurs typiques des paramètres pour une faille à 7 km de profondeur. Voir le paragraphe 4.4 pour les détails concernant les valeurs choisies.

La distance de chargement L n'est pas simple à déterminer en raison de la grande simplification de la géométrie du problème ici. Segall & Rice (2006), pour un modèle de configuration similaire, suggèrent une longueur de 10 km. La valeur du module élastique en cisaillement G est fixée à 30 GPa. La vitesse de chargement lointaine peut être choisie comme une valeur moyenne de la vitesse des plaques tectoniques, soit quelques centimètres par an. Cette valeur correspond à $v_L \sim 10^{-9} \text{ m s}^{-1}$.

Les paramètres liés à la minéralogie de la roche et à la réaction de déshydratation dépendent du cas particulier de la réaction et de la quantité de minéral à déshydrater. On cherche ici à étudier un comportement général, sans entrer dans les détails de chaque cas possible ; on choisit donc des valeurs moyennes typiques. La variation d'enthalpie des réactions de déshydratation est en général de l'ordre de $\Delta_r H_T \sim 0.5 \text{ kJ kg}^{-1}$ (e.g. Robie *et al.*, 1979; Hamada *et al.*, 2009). La masse totale d'eau relâchée par unité de volume de roche peut être calculée à partir de la stœchiométrie de la réaction et de la fraction massique de minéral à déshydrater dans la roche. Typiquement, une roche constituée de serpentine pure peut relâcher jusqu'à 15 % (en masse), ce qui correspond à $m_0 = 400 \text{ kg m}^{-3}$. Une gouge de faille contenant 20 % de kaolinite peut relâcher jusqu'à 2,4 % d'eau, soit $m_0 = 65 \text{ kg m}^{-3}$ (Brantut *et al.*, 2008). Ces deux exemples peuvent être vus comme des limites supérieure et inférieure pour m_0 ; nous allons donc utiliser une valeur moyenne de $m_0 = 100 \text{ kg m}^{-3}$.

Le rapport ξ entre création de porosité et volume de fluide relâché est généralement inférieur à 1 (les réactions sont à changement de volume total *positif*). On peut estimer ce paramètre à partir des volumes molaires des produits comparés à ceux des réactifs. Par exemple, la déshydratation de la lizardite en forstérite, talc et eau (équation 4.16) induit la création de 26 % de porosité, et une augmentation du volume de fluide de 38 % (valeurs approchées à la pression de 70 MPa et 450°C, cf. Robie *et al.* (1979)). Cela correspond à $\xi \approx 0,7$. Des estimations similaires effectuées pour différentes réactions de déshydratation – antigorite, chrysotile, talc – donnent des valeurs de ξ allant de 0,7 à 0,9. Nous allons donc utiliser une valeur moyenne de $\xi = 0,8$.

Un des paramètres les plus difficiles à contraindre est certainement la paramètre cinétique c^* .

4.4 Paramètres représentatifs

Minéral	A s^{-1}	E_a $kJ\ mol^{-1}$	T_{eq} $^{\circ}C$	T_c $^{\circ}C$	c^*
Kaolinite	$9,57\ 10^8$	196,8	500	475	$7,6\ 10^{10}$
Lizardite	$3,14\ 10^{18}$	328	500	485	$12,7\ 10^{11}$

TABLE 4.2. | Paramètres cinétiques pour les déshydratations de la kaolinite et de la lizardite. Les valeurs pour la kaolinite proviennent de [Saikia et al. \(2002\)](#), et celle de la lizardite de [Llana-Fúnez et al. \(2007\)](#).

Paramètre adimensionnel	Valeur typique
\mathcal{P}^*	10^9-10^{10}
\mathcal{T}^*	-10^9-10^{10}
\mathcal{A}	$3\ 10^{-4}$
\mathcal{B}	1
ε	10
δ	10^{-6}
θ_{∞}	-0,675
π_{∞}	0,3

TABLE 4.3. | Valeurs typiques des paramètres adimensionnels. Ces paramètres correspondent au cas d'une faille crustale à 7 km de profondeur, contenant des phyllosilicates hydratés. Voir le tableau 4.1 pour les paramètres dimensionnels correspondants.

Il correspond à la pente de la vitesse de réaction en fonction de la température. En utilisant les paramètres du tableau 4.2, on effectue un développement en série de Taylor de la loi d'Arrhénius autour de $T_{eq} = 500^{\circ}C$ pour la réaction de déshydroxylation de la kaolinite. Avec les paramètres reportés par [Saikia et al. \(2002\)](#), on trouve un développement de la forme $A \exp(-E_a/RT) \sim 4,8\ 10^{-5} + 1,9\ 10^{-6}(T - T_{eq})$. Cela impose $T_c \approx 475^{\circ}C$. De façon similaire pour la déshydratation de la lizardite, on utilise les données de [Llana-Fúnez et al. \(2007\)](#) pour déterminer un développement de la forme $4,7\ 10^{-5} + 3,2\ 10^{-6}(T - T_{eq})$. La température seuil correspondante vaut $T_c = 485^{\circ}C$. Les valeurs des pentes (termes d'ordre 1) doivent ensuite être normalisées par le temps caractéristique L^2/α_{th} et l'échelle de température σ_n/Λ ; on obtient ainsi la grandeur adimensionnelle c^* . Pour la kaolinite, on a $c^* \approx 7,6\ 10^{10}$, et pour la lizardite $c^* \approx 12,7\ 10^{10}$.

Comme on vient de le voir, le seuil de température T_c dépend fortement de la réaction considérée. Nous allons nous intéresser à une faille contenant des phyllosilicates hydratés. La kaolinite a été découverte en quantité non négligeable dans la gouge de la faille de Chelung-Pu (Taiwan), et dans la gouge de la Median Tectonic Line (Japon) ([Hirono et al., 2008](#); [Brantut et al., 2008](#)). Sa température de déshydratation se situe autour de $500^{\circ}C$, soit $300^{\circ}C$ au dessus de la température ambiante en profondeur. Des serpentines, telles que la lizardite, ont été aussi trouvées dans la faille de San Andreas ([Solum et al., 2006](#)), et sont aussi des constituants majeurs de la croûte océanique dans les zones de subduction. La température de déshydratation de la lizardite est d'environ $500^{\circ}C$. Les valeurs de T_c calculées précédemment pour ces réactions impliquent une température en champ lointain de $\theta_{\infty} = -0.675$.

Les paramètres dimensionnels sont utilisés pour calculer leurs équivalents adimensionnels, qui sont reportés dans le tableau 4.3.

4.5. Solution stationnaire : calcul d'une épaisseur déshydratée

La réaction se produit uniquement dans la zone où la température dépasse le seuil T_c . On définit une épaisseur normalisée λ dans laquelle se produit la réaction. D'après la définition de θ , λ est une épaisseur thermique définie par l'isotherme zéro. C'est une inconnue du problème. Le système d'équations 4.32–4.37 peut être réécrit de la façon suivante :

$$u = 1 + \mathcal{A} \partial_t \langle \pi \rangle, \quad (4.40)$$

si $|y| \leq \lambda$:

$$\partial_t \pi = \varepsilon \partial_{yy} \pi + \partial_t \theta + \mathcal{P}^* \theta, \quad (4.41)$$

$$\partial_t \theta = \partial_{yy} \theta + \mathcal{T}^* \theta, \quad (4.42)$$

où $\mathcal{P}^* = c^* \mathcal{P}$ et $\mathcal{T}^* = c^* \mathcal{T}$. Si $|y| \geq \lambda$:

$$\partial_t \pi = \varepsilon \partial_{yy} \pi + \partial_t \theta, \quad (4.43)$$

$$\partial_t \theta = \partial_{yy} \theta, \quad (4.44)$$

avec les conditions aux limites suivantes :

$$\left. \frac{\partial \pi}{\partial y} \right|_{y=0} = \frac{\delta}{\varepsilon} (\partial_t \langle \pi \rangle - \partial_t \langle \theta \rangle - \mathcal{P}^* \langle \theta \rangle), \quad (4.45)$$

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial y} \right|_{y=0} = -\mathcal{B} (1 - \langle \pi \rangle) u + \delta (\partial_t \langle \theta \rangle - \mathcal{T}^* \langle \theta \rangle), \quad (4.46)$$

$$\pi(y=1) = \pi_\infty, \quad (4.47)$$

$$\theta(y=1) = \theta_\infty, \quad (4.48)$$

$$\theta(y=\lambda) = 0. \quad (4.49)$$

La solution analytique de ce système à l'état stationnaire peut être calculée. Elle est détaillée dans l'annexe 8.10.1. Dans la zone en déshydratation on trouve des solutions de la forme

$$\pi(y) = a_1 y + a_2 + \frac{\mathcal{P}^*}{\varepsilon \mathcal{T}^*} \theta(y), \quad (4.50)$$

$$\theta(y) = b_1 e^{yk} + b_2 e^{-yk}, \quad (4.51)$$

avec $k = \sqrt{-\mathcal{T}^*}$ (rappelons que $\mathcal{T}^* < 0$ pour les réactions endothermiques), et a_1, a_2, b_1, b_2 des constantes d'intégration. Hors de la couche en déshydratation, on a

$$\pi(y) = a_3 (y-1) + \pi_\infty, \quad (4.52)$$

$$\theta(y) = b_3 (y-1) + \theta_\infty, \quad (4.53)$$

où a_3 et b_3 sont encore des constantes d'intégration.

Les constantes d'intégration a_i et b_i peuvent être calculées (cf. annexe 8.10.1 en fonction des paramètres et de λ grâce aux conditions aux limites et aux conditions de continuité en $y = \lambda$. La condition surnuméraire, ici celle de la continuité de la pression en $y = \lambda$, permet d'établir une équation en λ :

$$a_1 \lambda + a_2 - a_3 (\lambda - 1) - \pi_\infty = 0. \quad (4.54)$$

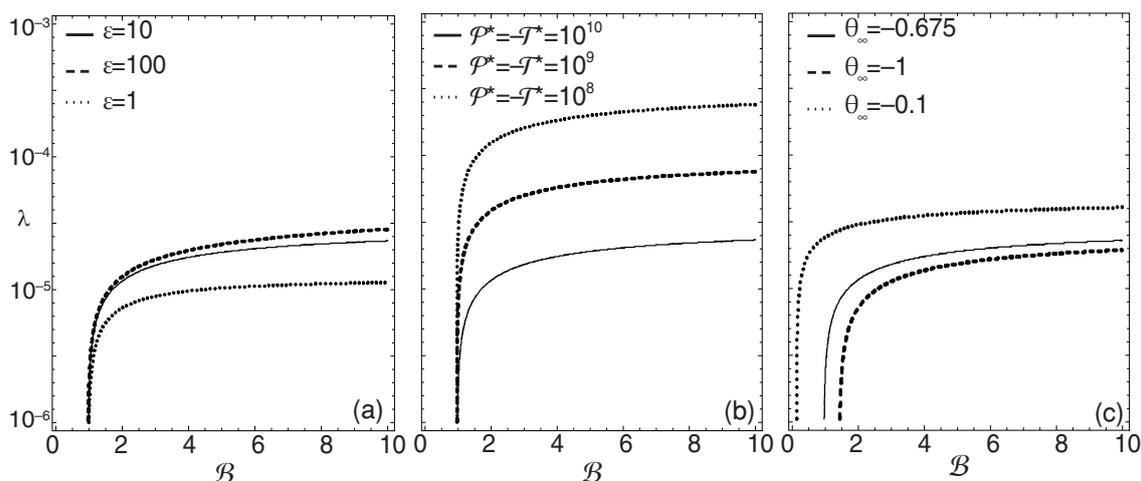


FIGURE 4.3. | Épaisseur en déshydratation en fonction du paramètre d'échauffement frictionnel. Sauf notation explicite, les valeurs utilisées sont reportées dans le tableau 4.3. D'une façon générale, il existe un seuil pour \mathcal{B} sous lequel la déshydratation n'a pas lieu, car trop peu de chaleur est générée par la friction. **a.** La valeur de λ est plus faible si le milieu est faiblement drainé. **b.** Une réaction plus rapide induit une plus faible épaisseur déshydratée. **c.** La valeur de la condition à la limite de température a une forte influence sur λ .

Étant donné les formes complexes pour a_1 , a_2 et a_3 , il n'est pas possible de résoudre analytiquement cette équation pour λ . Cependant, l'équation 4.54 peut être résolue numériquement afin d'accéder à l'épaisseur de la zone en déshydratation en fonction des paramètres. Si cette équation n'a pas de solution positive, cela implique que la réaction n'a pas lieu du tout. Si elle a lieu partout, on obtient nécessairement $\lambda = 1$, ce qui correspond au cas où $\theta_\infty > 0$.

On peut étudier la solution stationnaire et en particulier déterminer quels paramètres influencent la valeur de λ . La figure 4.3 représente la valeur de λ en fonction du paramètre \mathcal{B} (le paramètre qui mesure l'échauffement frictionnel) pour différentes valeurs de diffusivité hydraulique (paramètre ε), de cinétique chimique (paramètres \mathcal{P}^* et \mathcal{T}^*) et de condition de température en champ lointain θ_∞ . Une caractéristique importante qui se dégage de ce système est l'existence d'une valeur limite du paramètre \mathcal{B} , en-dessous de laquelle l'épaisseur déshydratée est nulle. Le sens physique est assez clair : si l'échauffement frictionnel n'est pas suffisant pour que la température excède le seuil de réaction, celle-ci n'a pas lieu. C'est pourquoi l'effet de la température en champ lointain θ_∞ a une forte influence sur la valeur limite de \mathcal{B} . Notons que ce seuil ne dépend pas de la valeur de la diffusivité hydraulique ni de la vitesse de réaction.

L'ordre de grandeur de λ calculé pour les valeurs du tableau 4.3 est de l'ordre de 10^{-5} pour $\mathcal{B} \sim 1$. La valeur dimensionnelle est donc de l'ordre de la dizaine de centimètres. C'est une épaisseur très faible, de l'ordre de celle de la zone de glissement h . Cependant, comme on va le voir dans la suite elle possède une influence clé sur le budget énergétique du glissement.

L'allure des profils stationnaires de pression de pore et de température est donnée sur la figure 4.4. Dans la couche en déshydratation, la température normalisée est très proche de zéro, c'est-à-dire qu'elle est pratiquement égale à la température seuil T_c . Hors de cette zone, le profil est linéaire. On peut donc en conclure que le flux de chaleur au bord du bloc (en $y = 1$) est plus faible dans le cas d'une zone de faille en déshydratation que sans la réaction, et ce malgré la très faible épaisseur

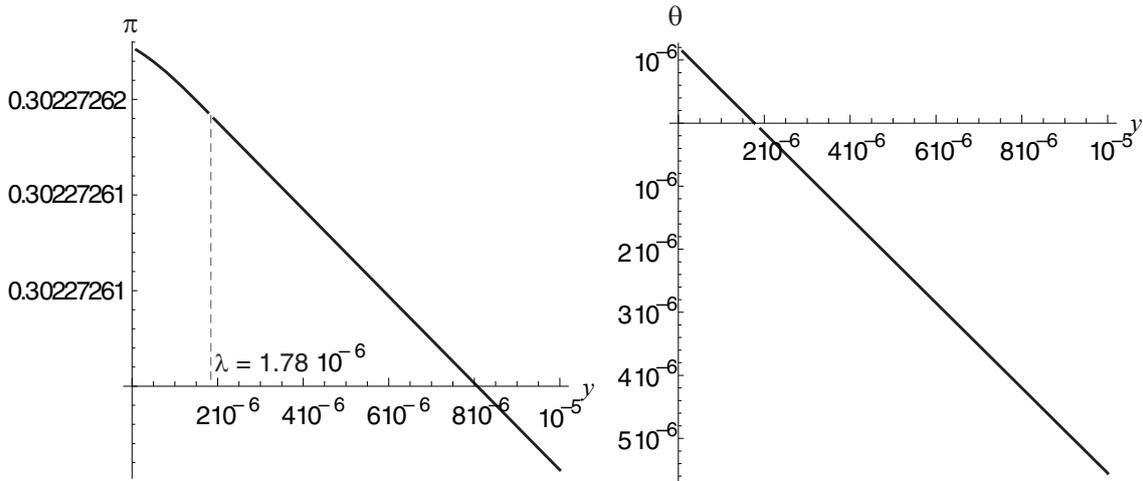


FIGURE 4.4. | Profils de température et de pression de pore à l'état stationnaire. Les graphes ne représentent que la zone proche de la faille. Les valeurs utilisées sont $\mathcal{P}^* = -\mathcal{P}^* = 10^9$, $\theta_\infty = -0.675$, $\pi_\infty = -0.3$, $\varepsilon = 10$, $\delta = 10^{-6}$, $\mathcal{B} = 1$. La température dans la zone en déshydratation est très proche de zéro, ce qui indique qu'elle ne dépasse pas la température de réaction T_c . Contrairement au cas sans réaction, la pression de pore est plus élevée que la condition π_∞ en raison de la source de fluide liée à la réaction.

λ . La chaleur latente de réaction constitue donc un tampon thermique efficace.

4.6. Analyse linéaire de perturbation

4.6.1. Simplification du modèle et critère général de stabilité

Afin d'étudier la stabilité du système de faille, on peut simplifier le problème en étudiant le comportement de la température moyenne $\langle \theta \rangle$ et de la pression moyenne $\langle \pi \rangle$ dans la zone de glissement. On peut en outre simplifier la formulation mathématique en faisant l'hypothèse de profils de diffusion linéaires en dehors de la zone de glissement. Cette approche s'inspire des travaux de [Rudnicki & Chen \(1988\)](#); [Segall & Rice \(1995\)](#), qui utilisent des différences finies pour estimer les gradients de pression et de température :

$$\left. \frac{\partial \pi}{\partial y} \right|_{y=0} = -\frac{\langle \pi \rangle - \pi_\infty}{l_{hy}}, \quad (4.55)$$

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial y} \right|_{y=0} = -\frac{\langle \theta \rangle - \theta_\infty}{l_{th}}, \quad (4.56)$$

où l_{hy} (respectivement, l_{th}) est la longueur caractéristique (normalisée) de diffusion du fluide (respectivement, de la chaleur). À partir de ces définitions, on obtient $l_{hy} = 1$ et $l_{th} = \sqrt{\alpha_{hy} t^*} / L = \sqrt{\varepsilon}$, car le temps caractéristique choisi pour la normalisation est le temps caractéristique de diffusion de la chaleur.

En remplaçant l'expression de la vitesse u (équation 4.40) dans les égalités 4.45 et 4.46, on

obtient

$$\partial_t \langle \pi \rangle = \frac{1}{\mathcal{D}} \left[-\sqrt{\varepsilon} \frac{\langle \pi \rangle - \pi_\infty}{\delta} + (\mathcal{P}^* + \mathcal{T}^*) \langle \theta \rangle - \frac{\langle \theta \rangle - \theta_\infty}{\delta} + (1 - \langle \pi \rangle) \frac{\mathcal{B}}{\delta} \right], \quad (4.57)$$

$$\partial_t \langle \theta \rangle = \frac{1}{\mathcal{D}} \left[-\sqrt{\varepsilon} (1 - \mathcal{D}) \frac{\langle \pi \rangle - \pi_\infty}{\delta} + (\mathcal{T}^* + \mathcal{P}^* (1 - \mathcal{D})) \langle \theta \rangle - \frac{\langle \theta \rangle - \theta_\infty}{\delta} + (1 - \langle \pi \rangle) \frac{\mathcal{B}}{\delta} \right], \quad (4.58)$$

où

$$\mathcal{D} = 1 - \frac{\mathcal{A} \mathcal{B}}{\delta} (1 - \langle \pi \rangle). \quad (4.59)$$

Le système d'équation ainsi formé est linéaire, et peut être étudié analytiquement. La solution stationnaire et l'analyse de stabilité linéaire sont reportées en détail dans l'annexe 8.10.2. La solution stationnaire (π_0, θ_0) s'exprime comme

$$\pi_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon} (1 - \mathcal{T}^* \delta) + \mathcal{P}^* \mathcal{B} \delta} (\pi_\infty \sqrt{\varepsilon} (1 - \mathcal{T}^* \delta) + \theta_\infty \mathcal{P}^* \delta + \mathcal{P}^* \mathcal{B} \delta), \quad (4.60)$$

$$\theta_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon} (1 - \mathcal{T}^* \delta) + \mathcal{P}^* \mathcal{B} \delta} (\sqrt{\varepsilon} (\theta_\infty + \mathcal{B} (1 - \pi_\infty))). \quad (4.61)$$

La stabilité du système est contrôlée par le signe des valeurs propres du système. Si au moins une des valeurs propres a sa partie réelle positive, le système est instable. Comme on le démontre dans l'annexe 8.10.2, la condition de stabilité est

$$\mathcal{D} > 0 \quad \text{et} \quad -\frac{1 + \mathcal{B} + \sqrt{\varepsilon}}{\delta} + (1 - \mathcal{D}) \mathcal{P}^* + \mathcal{T}^* < 0. \quad (4.62)$$

4.6.2. Domaines de stabilité

Cas sans réaction

Si l'on néglige la contribution de la réaction chimique dans le modèle de faille, on peut retrouver dans l'équation 4.62 la solution déterminée dans un cas similaire par [Garagash & Rudnicki \(2003a\)](#). C'est alors le signe du paramètre \mathcal{D} qui détermine complètement la stabilité du système. Si $\mathcal{D} > 0$ (figure 4.5, $\mathcal{A} = 3 \cdot 10^{-7}$), la solution stationnaire est stable et toutes les petites perturbations sont absorbées. Ce cas correspond cependant à un système anormalement rigide (G très élevé), toutes choses égales par ailleurs. Si $\mathcal{D} < 0$ (figure 4.5, $\mathcal{A} = 3 \cdot 10^{-4}$), la solution stationnaire est instable et correspond à un point selle. La direction propre stable (celle dont la valeur propre associée a une partie réelle négative) est une séparatrice dans le plan (π, θ) (ou de façon équivalente, le plan (p, T)), qui distingue deux régimes :

- si la perturbation est négative en pression ou en température (à gauche de la séparatrice), l'instabilité tend à faire décroître exponentiellement la pression et la température, ce qui arrête le glissement ;
- si la perturbation est positive en pression ou en température (à droite de la séparatrice), l'instabilité tend à faire augmenter la pression et la température et conduit à une accélération du glissement.

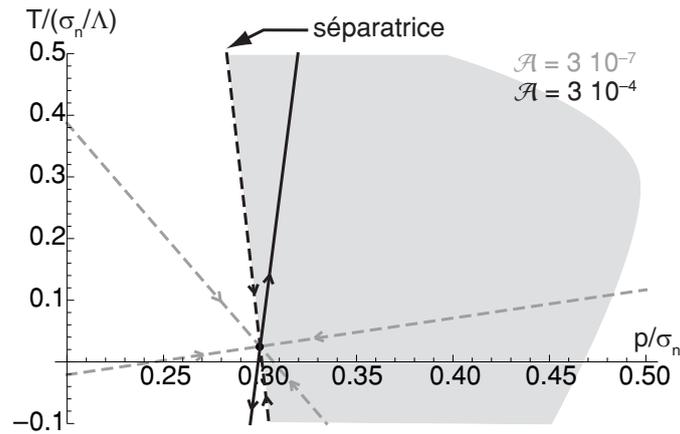


FIGURE 4.5. | Diagrammes de stabilité pour le cas sans réaction. Ici $\mathcal{P} = \mathcal{T} = 0$. Directions propres et signes des taux de croissance dans un cas stable (en gris, pour $\mathcal{A} = 3 \cdot 10^{-7}$) et un cas instable (en noir, pour $\mathcal{A} = 3 \cdot 10^{-4}$). Les autres paramètres sont reportés dans le tableau 4.3. On retrouve ici les résultats de Garagash & Rudnicki (2003a). La zone grisée correspond aux perturbations qui induisent une instabilité d'accélération du glissement (pour le cas instable).

Il est assez intéressant de noter, pour les valeurs utilisées ici, que la direction instable est proche de la verticale dans le plan pression–température. Cela indique que les instabilités sont principalement *thermiques*.

Effet de la réaction

Concentrons nous maintenant sur le rôle de la réaction chimique. Dans le cas particulier où $\mathcal{P} \gg \mathcal{T}$, les effets de pressurisation chimique sont exactement compensés par la dépressurisation thermique induite par la consommation d'énergie de la réaction. Donc, l'évolution de la pression de pore est due uniquement à la pressurisation thermique « classique » alors que l'évolution de la température est dictée par le caractère endothermique de la réaction. La condition de stabilité est donc formellement inchangée par rapport au cas sans réaction, comme on peut le voir dans l'équation 4.62.

Considérons dans un premier temps le cas $\mathcal{D} < 0$, instable même lorsque la réaction n'a pas lieu. La figure 4.6 montre la solution stationnaire et les directions propres pour le cas où $\mathcal{P} \gg \mathcal{T} = 10^9$. La solution stationnaire est très proche de $\dot{\epsilon} = 0$, soit $T = T_c$, en accord avec la solution calculée précédemment (paragraphe 4.5) dans un cas plus général. L'évolution relative de la pression de fluide et de la température est radicalement changée par rapport au cas sans réaction. En effet, les deux directions propres sont quasiment perpendiculaires entre elles, la direction instable étant le long de l'axe des pressions de fluide. Les instabilités évoluent donc en régime quasiment *isotherme*, à une température proche de $T = T_c$. Selon le signe de la perturbation (c'est-à-dire sa position par rapport à la séparatrice qui est la direction stable), la zone de glissement peut évoluer soit vers une liquéfaction quasi-isotherme, soit vers un arrêt du glissement (si la perturbation est négative en pression de pore). Là encore, la réaction joue un rôle de tampon thermique, qui est une caractéristique fondamentale des systèmes en déshydratation (voir les chapitres 5 et 6 pour plus de détails sur ce sujet).

Une situation intéressante peut se produire lorsque la température de la faille est initialement

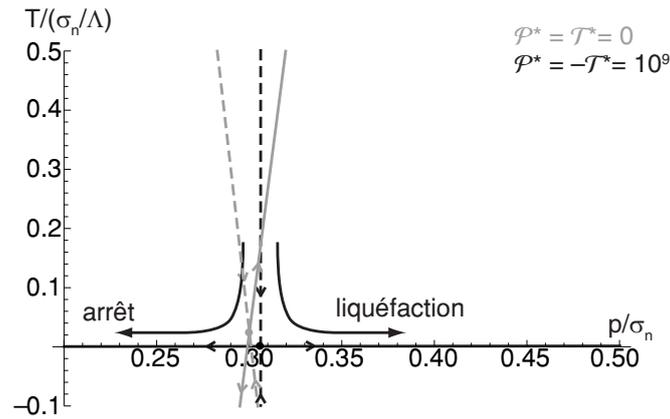


FIGURE 4.6. | Diagramme de stabilité pour un cas avec réaction. En gris sont représentés les directions propres du cas sans réaction, et en noir celles du cas avec réaction pour $\mathcal{P}^* = -\mathcal{T}^* = 10^9$. Dans les deux cas on a fixé $\mathcal{A} = 3 \cdot 10^{-4}$. Les droites en traits pleins sont les directions instables, celles en pointillés les directions stables. Dans le cas avec réaction, l'instabilité est soit un arrêt rapide du mouvement, soit une liquéfaction. L'évolution est quasiment isotherme.

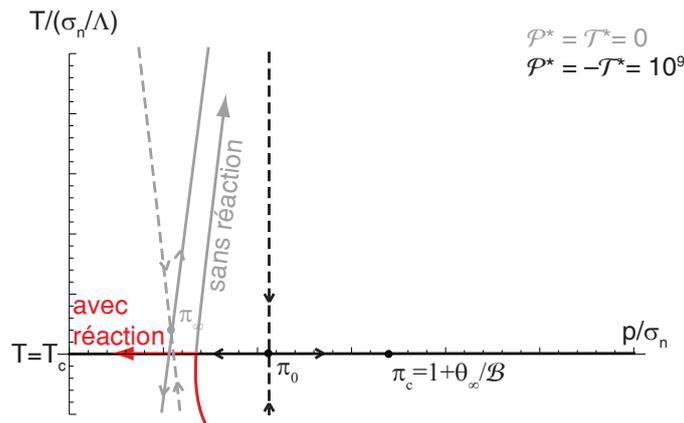


FIGURE 4.7. | Changement de sens de l'instabilité à l'initiation de la réaction. Ici on montre l'exemple où $\pi_c > \pi_\infty$. L'instabilité initiale, sans réaction, devrait conduire à une accélération du glissement, mais lorsque la réaction débute, le sens de l'instabilité change et le glissement s'arrête.

plus faible que la température de réaction. La solution stationnaire vers laquelle évolue le système est alors simplement exprimée par les équations 4.60 et 4.61 :

$$\pi_0 = \pi_\infty, \tag{4.63}$$

$$\theta_0 = \theta_\infty + \mathcal{B}(1 - \pi_\infty). \tag{4.64}$$

Si la pression de fluide initiale est plus grande que π_∞ , l'instabilité induit une croissance de la température. Par conséquent, lorsque celle-ci atteint le seuil T_c , la réaction débute et l'évolution du système change. Le nouvel état stationnaire est donné par les équations 4.60 et 4.61, que l'on

rappelle ici :

$$\pi_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}(1 - \mathcal{T}^*\delta) + \mathcal{P}^*\mathcal{B}\delta} (\pi_\infty\sqrt{\varepsilon}(1 - \mathcal{T}^*\delta) + \theta_\infty\mathcal{P}^*\delta + \mathcal{P}^*\mathcal{B}\delta), \quad (4.65)$$

$$\theta_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}(1 - \mathcal{T}^*\delta) + \mathcal{P}^*\mathcal{B}\delta} (\sqrt{\varepsilon}(\theta_\infty + \mathcal{B}(1 - \pi_\infty))) \sim 0. \quad (4.66)$$

En observant que $\mathcal{T}^*\delta \gg 1$, π_0 peut s'exprimer

$$\pi_0 = \frac{\pi_\infty\sqrt{\varepsilon}\chi + \theta_\infty + \mathcal{B}}{\mathcal{B} + \sqrt{\varepsilon}\chi}, \quad (4.67)$$

où $\chi = -\mathcal{T}^*/\mathcal{P}^*$. Ce paramètre χ reflète l'importance relative de l'effet endothermique de la réaction par rapport à son effet de pressurisation. Pour des faibles valeurs de χ , qui correspondent à une forte pressurisation chimique (par exemple en raison d'une grande quantité de fluide libéré ou d'une forte compaction), la solution stationnaire pour la pression de pore peut se simplifier en

$$\lim_{\chi \rightarrow 0} \pi_0 = \pi_c = 1 + \frac{\theta_\infty}{\mathcal{B}}. \quad (4.68)$$

Cette valeur limite dépend uniquement de la température au bord θ_∞ et du paramètre d'échauffement frictionnel \mathcal{B} . À l'inverse, pour des fortes valeurs de χ , l'effet endothermique est dominant et la pression à l'état stationnaire tend vers π_∞ (identique au cas sans réaction).

Si $\pi_c < \pi_\infty$, le sens d'évolution de la perturbation n'est pas modifié, et l'accélération du glissement continue. Si $\pi_c > \pi_\infty$ et si χ est suffisamment faible, la pression de fluide à l'initiation de la réaction est plus faible que la pression au nouvel état stationnaire, et l'instabilité tend à arrêter le glissement (elle se situe à gauche de la séparatrice). Ce résultat est contre-intuitif : bien que l'effet de la pressurisation chimique soit large, la pression de fluide décroît car la pressurisation liée à l'échauffement frictionnel est stoppée par la réaction. À l'inverse, pour des valeurs de χ plus élevées, le nouvel état stationnaire reste proche de celui sans réaction et la perturbation continue à accélérer le glissement. Cette discussion est illustrée sur la figure 4.7.

Considérons maintenant un cas normalement (c'est-à-dire sans réaction) stable, avec $\mathcal{D} > 0$. La condition de stabilité est plus restrictive si la réaction a lieu. Elle est donnée par

$$(1 - \mathcal{D})\mathcal{P}^* + \mathcal{T}^* < \frac{1 + \mathcal{B} + \sqrt{\varepsilon}}{\delta}. \quad (4.69)$$

Cette relation est représentée graphiquement sur la figure 4.8 dans le plan $(\mathcal{P}^*, -\mathcal{T}^*)$. Il existe une gamme de paramètres dans laquelle la partie imaginaire des valeurs propres est non nulle. Mathématiquement, cela correspond à des vortex stables ou instables (la perturbation est oscillante et va en s'amplifiant ou en s'atténuant). Ces solutions mathématiques sont sans doute un artefact de la linéarisation du problème ; elles disparaissent en général dans les études plus complètes de stabilité *non linéaire* (Vardoulakis & Sulem, 1995). Une caractéristique importante du domaine de stabilité est que les instabilités ne peuvent apparaître que dans le cas où $\mathcal{P}^* > \mathcal{T}^*$, c'est-à-dire quand l'effet de pressurisation chimique est plus important que l'effet endothermique.

La figure 4.9 montre les directions propres et les sens d'évolution pour un exemple dans lequel $\mathcal{A} = 3 \cdot 10^{-7}$. Le système est stable en l'absence de réaction (courbes gris clair), mais aussi lorsque que la réaction a lieu et que $\mathcal{P}^* = -\mathcal{T}^* = 10^9$ (gris foncé). En revanche si $\mathcal{P}^* = -6\mathcal{T}^* = 6 \cdot 10^9$,

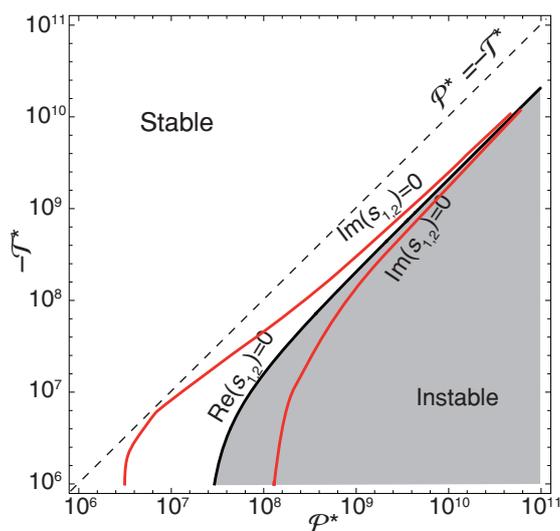


FIGURE 4.8. | Domaine de stabilité dans le plan $(\mathcal{P}^*, \mathcal{T}^*)$. Ici on a $\mathcal{A} = 3 \cdot 10^{-7}$, ce qui correspond à un cas stable sans réaction.

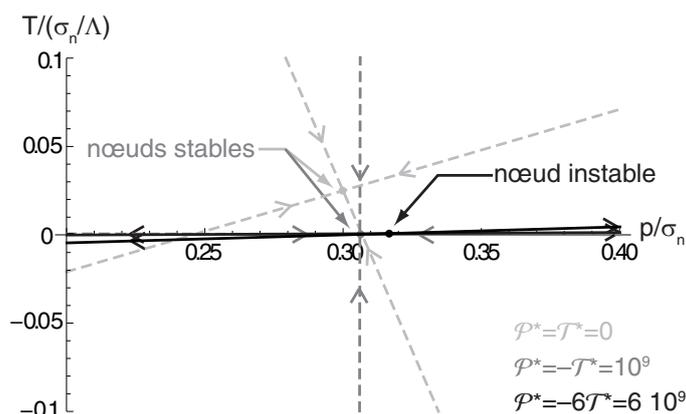


FIGURE 4.9. | Diagramme de stabilité pour un cas stable sans réaction. Ici on a $\mathcal{A} = 3 \cdot 10^{-7}$ ce qui implique $\mathcal{D} > 0$. Les traits pleins correspondent aux directions instables, et les traits pointillés aux directions stables. Si la réaction ne se produit pas, ou si elle se produit avec $\mathcal{P}^* = -\mathcal{T}^*$, le système est stable. Si \mathcal{P}^* est significativement plus grand que \mathcal{T}^* , les deux valeurs propres deviennent positives et le système devient très instable. L'évolution est là encore presque isotherme.

le système est instable et toutes les valeurs propres deviennent positives. Notons là encore que les évolutions sont quasiment isothermes, étant donné que les directions propres sont alignées avec l'axe des pressions de pore.

Nous avons donc vu, de façon qualitative, que la réaction de déshydratation peut déstabiliser le glissement de la faille. Classiquement, comme on l'a vu dans le chapitre 1, la stabilité d'une faille peut être caractérisée par une rigidité critique du système de chargement. Dans la formulation développée ici, la rigidité du bloc G intervient seulement dans le nombre sans dimension \mathcal{A} , qui est

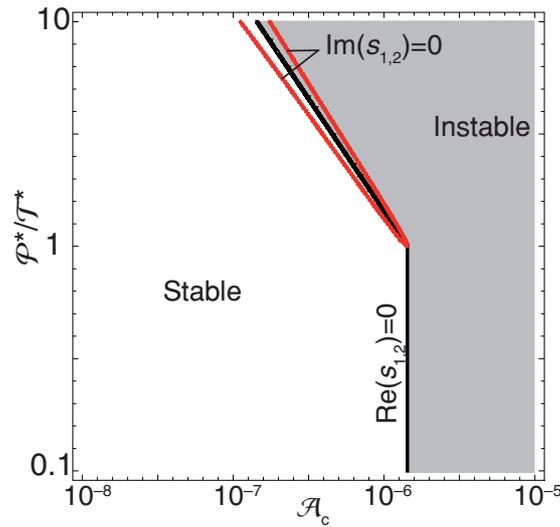


FIGURE 4.10. | Rigidité critique. Valeur critique du paramètre \mathcal{A} en fonction de $\mathcal{P}^*/\mathcal{T}^*$, pour $\mathcal{T}^* = -10^9$.

le couplage entre pression de pore et vitesse de glissement. On peut donc s'intéresser à l'évolution de la valeur critique \mathcal{A}_c à laquelle le système devient instable, en fonction des paramètres \mathcal{P}^* et \mathcal{T}^* . La figure 4.10 présente la valeur de \mathcal{A}_c en fonction du rapport $\mathcal{P}^*/\mathcal{T}^* = -\chi^{-1}$. On observe, en accord avec la condition de stabilité 4.69, que la rigidité critique diminue dès que l'effet de pressurisation représenté par \mathcal{P}^* devient dominant.

4.7. Prise en compte des effets de transport

Dans la section précédente, nous avons étudié un système simplifié où les phénomènes de transport sont pris en compte de façon approchée (les gradients de pression et de température sont remplacés par des différences finies). On peut à présent étudier le système sans ces approximations.

L'analyse de stabilité des équations 4.40–4.44 avec les conditions aux limites 4.45–4.49 est détaillée dans l'annexe 8.10.3 pour les cas avec et sans réaction chimique. On peut déduire de cette analyse les taux de croissance des perturbations en fonction des paramètres adimensionnels. Si ces taux de croissance sont négatifs, alors le système est stable et les perturbations s'atténuent dans le temps. S'ils sont positifs, le système est instable et les perturbations s'accroissent. En particulier, on s'intéresse à l'effet des paramètres chimiques \mathcal{P}^* et \mathcal{T}^* . La figure 4.11(a) montre les valeurs de taux de croissance en fonction de la valeur du paramètre \mathcal{A} pour différents cas en présence de réaction chimique. On observe, de la même façon que dans le cas simplifié, l'existence d'une valeur critique de \mathcal{A} sous laquelle le système est stable. Cette valeur critique de \mathcal{A} diminue lorsque l'effet de pressurisation chimique de la réaction devient dominant sur l'effet endothermique. La forme de la perturbation correspondante est donnée sur la figure 4.11(b). La perturbation de pression est de signe opposé à la perturbation de température. L'épaisseur caractéristique affectée par la perturbation est du même ordre de grandeur que λ ; c'est donc bien une perturbation contrôlée uniquement par la réaction.

Bien que la valeur du rapport $\mathcal{P}^*/\mathcal{T}^*$ à partir de laquelle on observe un effet de déstabilisation

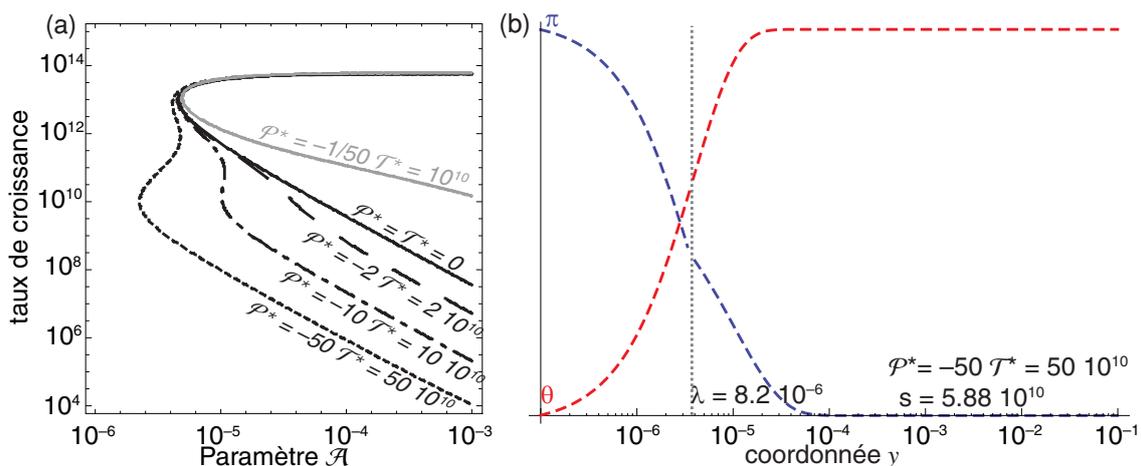


FIGURE 4.11. | Prise en compte du transport de fluide et de chaleur dans l'analyse de stabilité. **a.** Taux de croissance des perturbations en fonction de \mathcal{A} pour différentes valeurs des paramètres chimiques \mathcal{P}^* et \mathcal{T}^* . **b.** Allure de la perturbation en pression (bleu) et température (rouge), et taux de croissance associé s .

soit plus élevée que dans le cas simplifié, l'effet reste qualitativement le même : la réaction de déshydratation peut être une source indépendante d'instabilité.

4.8. Exemples numériques et discussion

Dans les sections précédentes, nous avons étudié analytiquement l'effet des réactions de déshydratation sur la stabilité d'une faille, en prenant en compte des valeurs typiques moyennes pour les paramètres. Comme on l'a mentionné plus tôt, l'analyse est valide pour les temps proches de l'initiation de la réaction, car on a considéré une forme linéaire pour la vitesse de réaction indépendante de la quantité de réactif ($\mu \ll 1$). Cette approche est complétée ici par une étude numérique, où l'on relâche les hypothèses restrictives sur la cinétique réactionnelle. Afin d'éviter un calcul complexe avec une résolution spatiale suivant la coordonnée y , nous allons voir des solutions numériques pour la pression de pore et la température dans la bande de cisaillement (équations 4.36 et 4.37), en utilisant les formes simplifiées 4.55 et 4.56 pour les gradients. La cinétique décrite par la loi d'Arrhénius (équation 4.35) est utilisée dans ce calcul. Les équations forment un système du premier ordre en t , qui est résolu par la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4.

Tout d'abord, on s'intéresse au cas $\mathcal{D} < 0$. Les paramètres sont fixés de la façon suivante : $\mathcal{A} = 3 \cdot 10^{-4}$, $p_\infty = 70$ MPa and $T_\infty = 210^\circ\text{C}$, ce qui correspond aux conditions moyennes dans l'épaisseur sismogénique (cf. tableau 4.3). Dans le cas sans réaction, si la pression initiale p_0 est inférieure à la pression en champ lointain (qui correspond à l'état stationnaire) p_∞ , l'instabilité tend à arrêter le mouvement de la faille (figure 4.12, en gris). En revanche, si $p_0 > p_\infty$ alors l'instabilité conduit à l'accélération du glissement (figure 4.12, en traits pleins noirs). Dans tous les cas, la pression de pore ne s'éloigne pas fortement de sa valeur initiale, alors que la température évolue rapidement. Cette instabilité thermique est cohérente avec celle déterminée analytiquement dans les sections précédentes.

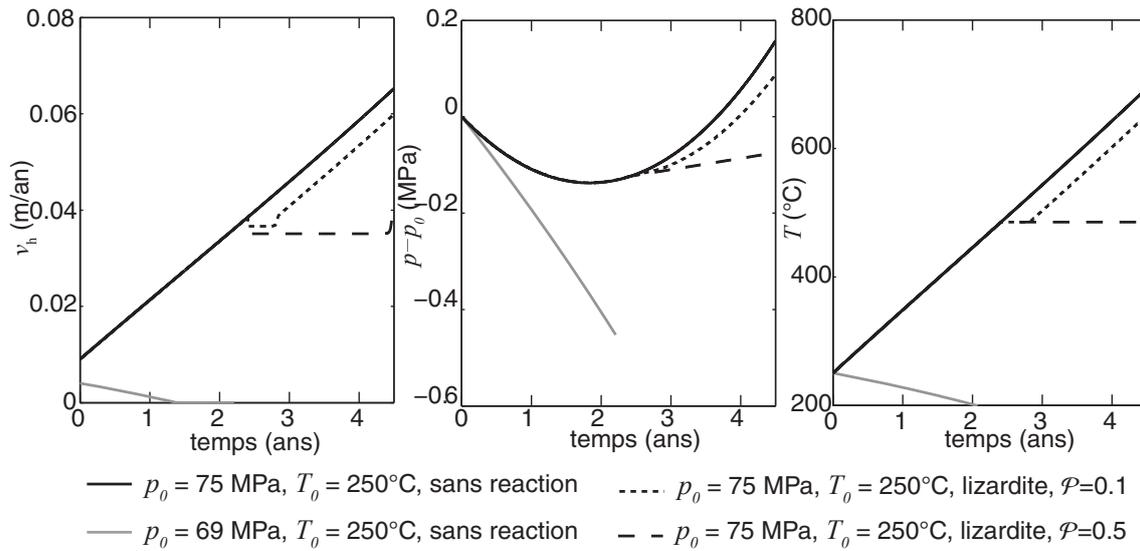


FIGURE 4.12. | Simulations numériques pour les cas instables. Vitesse de glissement, pression de fluide et température pour différentes conditions initiales dans le cas $\mathcal{D} < 0$. L'accélération du glissement est temporairement stoppée par la réaction ; plus la valeur de \mathcal{P} est grande, plus le glissement est stoppé longtemps. La valeur élevée $\mathcal{P} = 0.5$ correspond à une forte compaction, représentée par $\xi = 0$.

La situation peut changer lorsque la réaction de déshydratation entre en jeu. Ici, on implémente la déshydratation de la lizardite à 485°C , et on utilise les paramètres de la loi d'Arrhénius donnés dans le tableau 4.2. Dans ce cas, la pression de pore à l'état stationnaire est plus élevée que p_∞ (voir par exemple l'équation 8.56). L'accélération du glissement est stoppée lorsque la réaction se produit, et reprend dès que celle-ci se termine, c'est-à-dire lorsqu'il ne reste plus de lizardite dans la zone de cisaillement (figure 4.12, traits pointillés noirs). La durée de cette stabilisation temporaire est donc contrôlée par le paramètre \mathcal{P} , soit par la quantité de minéral à déshydrater (paramètre m_0) ou par la compaction (paramètre ξ).

Le cas $\mathcal{D} > 0$ peut aussi être étudié. Il correspond à une grande rigidité G , combinée à une large zone de glissement h ou un faible facteur de pressurisation thermique Λ . En l'absence de réaction, le système est stable. La réaction de déshydratation, au moment où elle débute, induit une déstabilisation temporaire qui dure tant que le réactif n'est pas épuisé (figure 4.13). Cette déstabilisation consiste en une accélération rapide de la vitesse de glissement jusqu'à une vitesse de quelques mètres par an, soit deux ordres de grandeur au delà du chargement lointain. Dans ce cas, l'élévation de pression de fluide est due principalement à la pressurisation chimique. Le pic de pression de pore est contrôlé par la valeur de \mathcal{P} .

La situation stable, où $\mathcal{D} > 0$, peut être très intéressante dans un contexte géologique légèrement différent, celui d'une zone de subduction. Les paramètres choisis pour cette configuration sont reportés dans le tableau 4.4. La profondeur est de 35 km, ce qui correspond à une pression lithostatique de l'ordre de 1 GPa, et une pression hydrostatique de 350 MPa. La température ambiante initiale est de 450°C , ce qui simule un gradient géothermique froid. La masse initiale d'eau libérable par la réaction de déshydratation de la lizardite est de $m_0 = 400 \text{ kg m}^{-3}$ (voir la section 4.4). En rappelant l'expression de la vitesse de glissement, obtenue par combinaison des équations

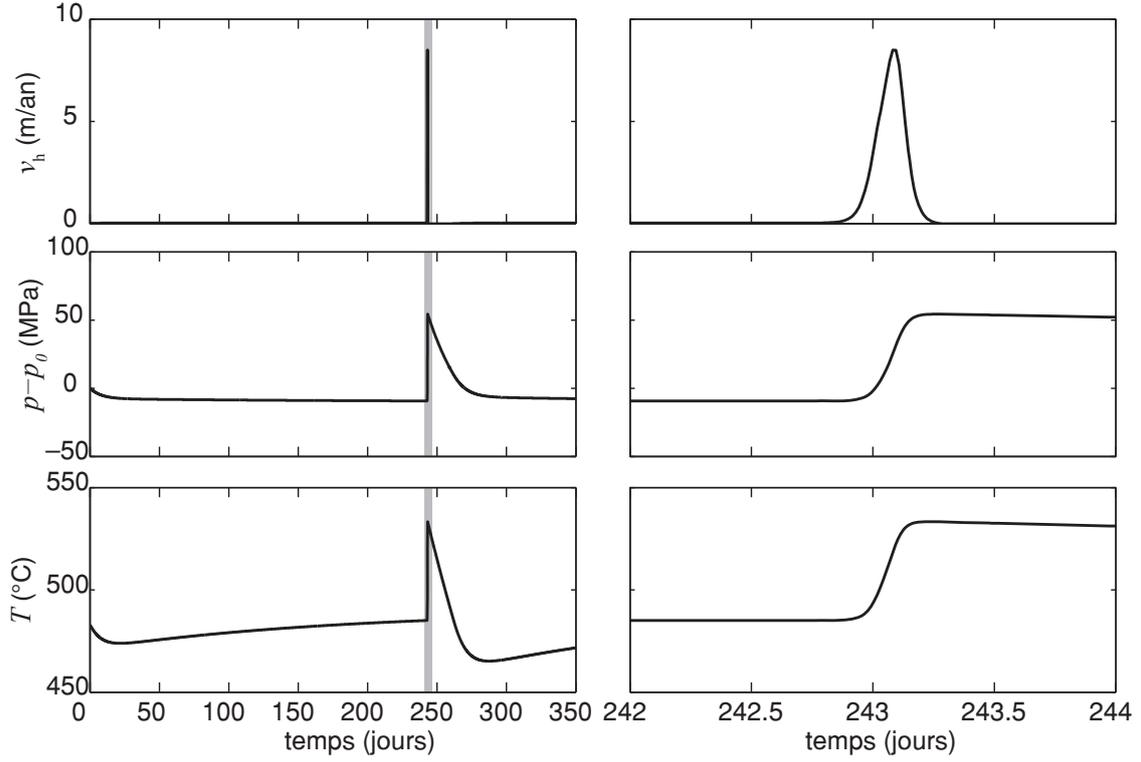


FIGURE 4.13. | Déstabilisation temporaire par la déshydratation. Vitesse de glissement, pression de pore et température pour le cas $\mathcal{D} > 0$ (stable sans réaction). La déshydratation induit un pic de vitesse. La partie gauche de la figure est un agrandissement de la zone grisée, pendant l'instabilité. La durée du phénomène est de moins d'un jour.

4.32 and 4.36,

$$u = \frac{1}{\mathcal{D}} \left(1 + \frac{\mathcal{A}}{\delta} (\sqrt{\varepsilon}(\pi_\infty - \pi) + (\theta_\infty - \theta) + \delta(\mathcal{T} + \mathcal{P})\partial_t \mu) \right), \quad (4.70)$$

on peut estimer le changement de vitesse de glissement Δu à l'initiation de la réaction,

$$\Delta u = \frac{\mathcal{A}}{\mathcal{D}} (\mathcal{T} + \mathcal{P}) \partial_t \mu. \quad (4.71)$$

Dans l'exemple de la figure 4.14, on observe effectivement que l'initiation de la réaction correspond à une accélération temporaire du glissement jusqu'à $1,8 \text{ m an}^{-1}$, pendant environ 2 jours. Cette accélération est là encore principalement contrôlée par le paramètre \mathcal{P} . À partir de l'estimation de la vitesse, on peut remonter au glissement accumulé Δd pendant l'événement transitoire :

$$\Delta d = \frac{\mathcal{A}}{\mathcal{D}} (\mathcal{T} + \mathcal{P}) \Delta \mu, \quad (4.72)$$

où $\Delta \mu$ est l'incrément d'avancement de la réaction durant l'événement. En considérant que la température reste proche de la température d'équilibre de la réaction, la cinétique réactionnelle peut être approchée par une constante $\langle \partial_t \mu \rangle$ sur la durée t . Ainsi, $\Delta \mu$ peut être approché par $\Delta \mu \sim \langle \partial_t \mu \rangle t \propto t$.

Paramètre	Valeur	Unité
σ_n	10^9	Pa
m_0	400	kg m^{-3}
h	10^{-1}	m
p_∞	$350 \cdot 10^6$	Pa
T_∞	450	$^\circ\text{C}$
α_{th}	10^{-6}	m^2s^{-1}
α_{hy}	10^{-6}	m^2s^{-1}
Λ	$0,3 \cdot 10^6$	$\text{Pa } ^\circ\text{C}^{-1}$
$\Delta_r H^0$	500	kJ kg^{-1}
ξ	0,8	
ε	1	
δ	10^{-5}	
\mathcal{P}	8	
\mathcal{T}	-0,02	
\mathcal{B}	0,5	

TABLE 4.4. | Paramètres correspondant à un contexte de subduction. La profondeur est de 35 km. Les roches dans la zone de faille sont formées par une serpentinite, d'où la très grande valeur de m_0 .

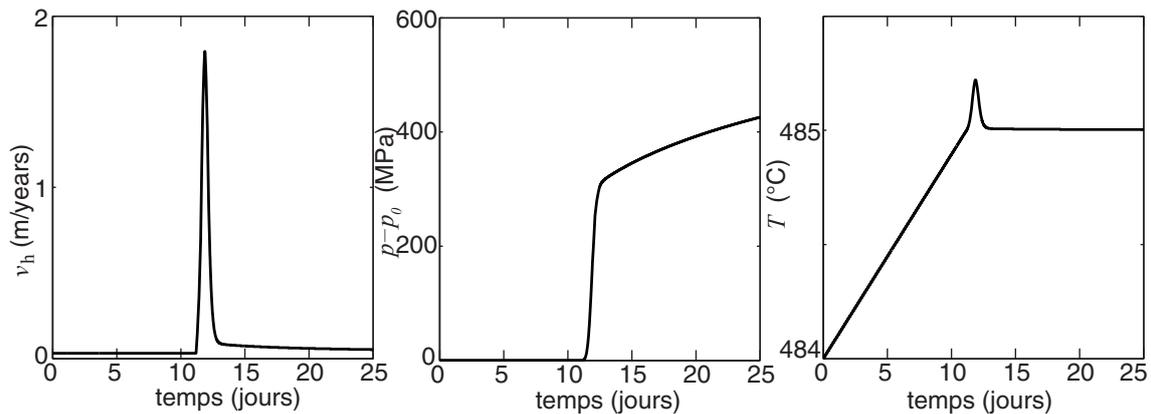


FIGURE 4.14. | Accélération temporaire à l'initiation de la réaction. Ici on a $\mathcal{P} > 0$ (stable sans réaction). Les autres paramètres sont reportés dans le tableau 4.4. Le mouvement de la faille est toujours stable, mais l'initiation de la réaction nécessite un ajustement temporaire des profils de pression et de température, ce qui induit une accélération du glissement.

La magnitude M de l'événement temporaire, pour une surface de glissement S , est alors donnée par

$$M = G(\Delta d)S \propto t. \quad (4.73)$$

Cette loi d'échelle est en réalité celle déterminée par [Ide et al. \(2007\)](#) à partir de données sismologiques liées aux glissements lents. L'explication donnée par [Ide et al. \(2007\)](#) pour cette loi est fondée sur un modèle phénoménologique de diffusion. L'approche développée ici est très différente, dans le sens où cette loi se dégage d'un modèle physique fondé sur les interactions entre échauffement frictionnel, pressurisation des fluides et réactions de déshydratation. Ces processus physico-chimiques ont été utilisés pour expliquer certains glissements lents et silencieux observés

dans la zone de subduction des Cascades (Preston *et al.*, 2003). La magnitude estimée par la relation 4.73 provient cependant d'un modèle unidimensionnel ; une extension du modèle en 2D ou 3D serait nécessaire pour confirmer le calcul avec certitude.

La condition de stabilité 4.62 peut être utilisée pour définir une rigidité critique du milieu de chargement, à laquelle le système de faille passe de stable à instable. Un paramètre intéressant qui intervient dans la condition de stabilité est le paramètre de dilataance/compaction ξ , qui est le rapport entre volume poreux créé et volume de fluide libéré par la réaction. En considérant les fortes contraintes moyennes en profondeur dans la croûte, il est très probable que le volume poreux créé soit fortement compacté durant la déshydratation (voir le chapitre 3). Dans ce cas, la valeur de ξ peut être proche de zéro, si la porosité créée est immédiatement compactée. Cette notion de simultanéité pose problème ici, car une description plus complète nécessiterait une loi de compaction dépendante de la pression effective mais aussi du temps ; on a vu en effet dans le chapitre 3 que la compaction se poursuit même après la fin de la réaction à proprement parler. Dans tous les cas, une faible valeur de ξ entraîne une augmentation de l'effet de pressurisation chimique, et donc le système devient moins stable. La rigidité critique est donc encore plus faible.

Notons ici que les événements de glissements lents n'apparaissent que dans le cas $\mathcal{D} > 0$, c'est-à-dire pour des valeurs très faibles de \mathcal{A} . Cela correspond à une rigidité anormalement élevée pour le milieu élastique de chargement. Ce cas théorique pourrait être régularisé en prenant en compte un cas stable pour lequel la friction a une dépendance positive en vitesse de glissement (*velocity strengthening*). Cette condition pourrait être rencontrée dans le contexte d'une zone de subduction ; dans ce cas, le phénomène de déshydratation serait un bon candidat pour expliquer les événements de glissement lents et profonds reportés par de nombreux travaux sismologiques et géodésiques (par exemple Hirose *et al.*, 1999; Obara *et al.*, 2004; Douglas *et al.*, 2005; Ito *et al.*, 2007).

4.9. Conclusions

Les calculs et résultats numériques présentés dans ce chapitre montrent l'importance de premier ordre des réactions de déshydratation sur la stabilité et le régime thermique des failles. Dans un premier temps, nous avons vu que l'épaisseur en déshydratation à long terme peut être extrêmement faible et pourtant modifier drastiquement le comportement thermique, en imposant une température proche de la température d'équilibre de la réaction dans la zone de glissement. En effet, le caractère endothermique de la réaction de déshydratation entraîne un équilibre entre l'avancement de la réaction, qui consomme de l'énergie, et l'énergie disponible par échauffement frictionnel. Nous verrons dans les chapitres 5 et 6 que cette observation est toujours vérifiée dans le cas de glissements très rapides pendant la phase cosismique (voir aussi Sulem & Famin, 2009).

Cet effet de limitation de la température a été observé systématiquement dans les calculs. Étant lié à la réaction chimique, la quantité de minéral à déshydrater a une importance primordiale dans l'efficacité de ce phénomène. On peut donc se demander si et comment la quantité de minéraux hydratés peut être entretenue à long terme, au cours du cycle sismique, dans une faille crustale. Un élément important ici est l'épaisseur très mince affectée par la déshydratation : après un séisme, le glissement peut se localiser sur une autre zone qui pourra alors contenir une forte concentration en minéraux hydratés. De plus, dans la croûte supérieure la plupart des failles contiennent une grande quantité d'argiles et de phyllosilicates hydratés, comme en témoignent les études sur des forages au travers de la faille d'Aegion (Sulem *et al.*, 2004), San Andreas (Solum *et al.*, 2006) et Chelung-Pu (Hirono *et al.*, 2008). Ces minéraux peuvent provenir d'un métamorphisme de subsurface activé par

des circulations de fluides. C'est un mécanisme qui pourrait entretenir un fort contenu en minéraux hydratés au cours du cycle sismique.

Dans les zones de subduction, où la croûte océanique comporte une très grande quantité de serpentines, les réactions de déshydratation pourraient expliquer les instabilités lentes et temporaires, qui sont caractérisées par une linéarité entre magnitude et temps de rupture.

Dans ce travail, nous avons étudié la nucléation en ne prenant en compte que les couplages entre échauffement frictionnel, pression de fluide et réactions chimiques. Une description plus complète devra prendre en compte les dépendances intrinsèques du coefficient de friction avec le glissement, la vitesse de glissement et le changement de phase. En effet, les serpentines sont connues pour avoir un comportement de durcissement en vitesse (*velocity strengthening*), qui normalement impose la stabilité du glissement (voir par exemple [Scholz, 2002](#)). De plus, la déshydratation de la serpentine a tendance à induire la production d'olivine de très petite taille, ce qui peut avoir une forte influence sur la friction du matériau (voir par exemple [Rutter & Brodie \(1988\)](#)). La déshydratation, notamment si la température ambiante est proche de la température de réaction, peut-elle déstabiliser le glissement y compris dans ces conditions ? Les interactions entre métamorphisme et nucléation des tremblements de terre reste en tous cas un problème ouvert.

Chapitre 5.

Couplage déshydratation–mécanique pendant le glissement sismique : théorie

Les Érudits de l'Institut calculent couramment le poids d'une seule goutte d'eau. Devons-nous considérer cela comme bien ou mal ?

(Vance, 1984)

L'ANALYSE DE STABILITÉ d'un système de faille contenant des minéraux en déshydratation a permis de mettre en évidence, dans la phase de nucléation, l'importance des réactions chimiques endothermiques sur le régime thermique du glissement et sur la génération de séismes. On peut à présent se demander si ces réactions jouent aussi un rôle durant la phase cosismique elle-même, lorsque le glissement atteint des vitesses de l'ordre de 1 m s^{-1} . La question clé ici est la cinétique des réactions par rapport aux temps caractéristiques des autres phénomènes qui influencent le comportement mécanique : diffusion thermique et hydraulique, échauffement frictionnel. Dans ce chapitre, nous allons reprendre le système d'équation trouvé dans le chapitre 4, et déterminer les facteurs thermodynamiques et chimiques qui influencent le comportement thermo-mécanique de la faille lors d'un glissement à vitesse élevée.

5.1. Introduction

Une des questions importantes concernant la mécanique du glissement sismique est la répartition de l'énergie mécanique dissipée sur le plan de faille. Une partie de l'énergie est rayonnée sous forme d'ondes élastiques, mais une grande partie est convertie en chaleur. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, les faibles anomalies thermiques et la rareté des pseudotachylytes dans les failles ont conduit de nombreux auteurs à suggérer que la présence de fluides pourrait empêcher l'élévation de la température pendant le glissement cosismique (voir notamment les travaux précurseurs de Goguel, 1969; Sibson, 1973; Lachenbruch, 1980). Cette idée a conduit à ce qu'on appelle le phénomène de pressurisation thermique, que nous avons déjà étudié en détails dans le chapitre 4, dans le cas d'un glissement lent. Ce phénomène prend toute son importance de façon *transitoire* lors d'un glissement rapide, car il permet une forte réduction de la contrainte de cisaillement sur la faille, et donc une relativement faible élévation de la température (voir notamment Lachenbruch, 1980; Mase & Smith, 1985; Andrews, 2002; Rice, 2006; Rempel & Rice, 2006; Sulem *et al.*, 2007).

D'un autre côté, de nombreuses études expérimentales du glissement rapide ont pu mettre en évidence de façon claire que des réactions de décomposition thermique et de déshydratation peuvent avoir lieu durant la phase cosismique (Hirose & Bystricky, 2007; Han *et al.*, 2007b,a; Brantut *et al.*,

2008; Han *et al.*, 2010). Ces résultats ont été partiellement confirmés par des études de terrain sur des failles actives, notamment par la présence d'anomalies de composition minéralogiques dans la gouge de faille de Chelung-Pu (Hirono *et al.*, 2008; Hamada *et al.*, 2009) et des preuves de dégazages de CO₂ observées dans la faille de Nojima (Famin *et al.*, 2008).

Ces réactions pourraient donc se produire durant la phase cosismique, mais leur rôle thermo-hydro-mécanique n'est pour l'instant pas bien connu. Ici, nous allons reprendre le modèle présenté dans le chapitre 4, et l'adapter au cas d'un glissement très rapide (de l'ordre du mètre par seconde) à *vitesse constante*. Le système est résolu de façon analytique dans un cas simple adiabatique, non drainé. Puis, on s'intéresse au problème de la cinétique réactionnelle et en particulier à la détermination de paramètres cinétiques réalistes pour des réactions se produisant à temps très courts. Enfin, un modèle numérique est utilisé afin d'étudier séparément tous les paramètres physico-chimiques et leur rôle dans le comportement thermo-mécanique de la faille pendant un séisme.

5.2. Formulation du problème

Le système physique est très proche de celui défini dans le chapitre 4, et est en réalité plus simple. Ici on ne s'intéresse pas à la dynamique proprement dite du glissement, donc on impose une vitesse de glissement constante V aux bords de la bande de cisaillement. Les étapes pour déterminer les équations qui gouvernent la pression de fluide p et la température T sont strictement identiques au cas développé dans le chapitre précédent. Avec les mêmes notations on obtient donc :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = f(\sigma_n - \langle p \rangle) \frac{V}{h\rho C} \mathcal{H}(h - |y|) + \alpha_{th} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + m_0 \frac{\Delta_r H_T}{\rho c} \frac{\partial \mu}{\partial t}, \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \Lambda \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{\rho_f \beta^*} \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho_f \frac{k_f}{\eta_f} \frac{\partial p}{\partial y} \right) + (1 - \xi) \frac{m_0}{\rho_f \beta^*} \frac{\partial \mu}{\partial t}, \quad (5.2)$$

avec $\mathcal{H}(\cdot)$ la fonction de Heaviside, qui vaut 0 pour les réels négatifs et 1 pour les réels positifs. Ici, les conditions aux limites sont simplement un gradient de pression de fluide nul au centre de la zone de glissement, $(\partial p / \partial y)(y = 0) = 0$. Les conditions lointaines ne sont jamais atteintes car on s'intéresse seulement aux phénomènes transitoires à l'initiation du glissement rapide.

On rappelle que

$$\Lambda = \frac{\lambda_f - \lambda_n}{\beta_f + \beta_n}, \quad (5.3)$$

$$\beta^* = n(\beta_f + \beta_n), \quad (5.4)$$

où β_n la compressibilité des pores, λ_n l'expansion thermique des pores, β_f la compressibilité du fluide et λ_f son coefficient d'expansion thermique.

On peut faciliter la lecture du système d'équation en définissant

$$\Delta T^d = \frac{m_0 \Delta_r H_T}{\rho c}, \quad (5.5)$$

qui est le changement de température virtuel induit par l'effet endothermique de la réaction, et

$$\Delta p^d = (1 - \xi) \frac{1}{\beta^*} \frac{m_0}{\rho_f}, \quad (5.6)$$

qui est le saut de pression virtuel associé au changement positif de volume total lié à la réaction.

Ce système d'équation est très général, et s'applique à toutes les réactions de décomposition thermique (par exemple la décarbonatation, cf. [Sulem & Famin \(2009\)](#)) et de déshydratation. Afin de simplifier la résolution de ce système, on fait l'hypothèse que seule la zone de glissement d'épaisseur h subit la réaction de déshydratation. Cela est justifié par le fait que (1) la pressurisation thermique induit systématiquement des températures élevées au centre de la bande de cisaillement, et (2) les fortes déformations et la réduction de taille de grains induites par la glissement à haute vitesse peuvent faciliter les réactions de déshydratation ([Makó *et al.*, 2001](#); [Horváth *et al.*, 2003](#)).

Dans la suite, nous allons négliger la contribution indirecte de la variation irréversible de porosité, dans le calcul des changements de capacité de stockage β^* . Cette approximation sera discutée dans la suite du texte.

5.3. Paramètres représentatifs

L'ensemble des paramètres qui interviennent dans les équations [5.1](#) et [5.2](#) peuvent être contraints par des données de terrain et de laboratoire. Afin de garder un certain degré de généralité, nous allons déterminer des valeurs moyennes typiques pour une zone de faille à la profondeur de 7 km environ, contenant des minéraux hydratés comme des argiles ou plus généralement des phyllosilicates hydratés. Les valeurs sont récapitulées dans les tableaux [5.2](#) et [5.1](#). Ces valeurs de paramètres correspondent à des zones de gouges de faible porosité et de faible perméabilité, telles qu'on peut les observer sur la Median Tectonic Line (Japon) ([Wibberley, 2002](#); [Wibberley & Shimamoto, 2003](#); [Brantut *et al.*, 2008](#)) ou la faille de Hanaore (Japon) ([Noda & Shimamoto, 2005](#)).

L'épaisseur de la zone de glissement est fixée à 1 mm, ce qui correspond à une zone de cisaillement très localisée. La porosité initiale est de $n = 0,05$, et la perméabilité nominale est de $k_f = 10^{-20} \text{ m}^2$. Les expansions thermiques et compressibilités du milieu poreux sont reprises de [Rice \(2006\)](#), et correspondent à une zone de cisaillement endommagée. La dépendance de ces paramètres avec la température et la pression effective n'est pas prise en compte ici. Le coefficient de friction est fixé à 0,4 ([Noda & Shimamoto, 2005](#)), ce qui rend compte de la valeur mesurée sur des gouges argileuses de la Median Tectonic Line ([Brantut *et al.*, 2008](#)) et de la faille de Nojima ([Mizoguchi, 2005](#)). D'après les travaux expérimentaux récents sur la friction à haute vitesse, il serait raisonnable de laisser le coefficient de friction varier au cours du glissement, et suivant la vitesse de glissement elle-même (voir par exemple [Sone & Shimamoto, 2009](#)). Cependant, des lois rhéologiques fiables ne sont toujours pas disponibles pour simuler un tel phénomène, et ces problèmes sont trop vastes et controversés pour être abordés ici.

Les propriétés de l'eau sont soit fixées à leur valeur initiale en profondeur (pour le calcul analytique développé dans la partie [5.4](#)), ou calculées en fonction de la pression p et de la température T grâce aux programmes GEOTAB ([Berman, 1991](#)) et à la base de données IAPWS-IF97¹.

Outre le jeu de paramètres physiques pour les roches de la faille, ce modèle utilise aussi des paramètres chimiques et minéralogiques. Étant donné la rareté des données de terrain ou de laboratoire disponibles, on choisit un ensemble de paramètres qui correspond à une gouge comportant une part importante de phyllosilicates hydratés (par exemple de la kaolinite, ou de la lizardite). Nous étudierons de façon extensive la dépendance des solutions du modèle en fonction de ces paramètres. On se reportera au paragraphe [4.4](#) pour les détails à propos du choix des valeurs. Le contenu en eau

1. International Association for the Properties of Water and Steam, Industrial Formulation 1997

Paramètre	Symbole	Valeur	Unité
Coefficient de Friction	f	0,4	
Capacité thermique volumique	ρC	2,7	MPa °C ⁻¹
Expansion thermique des pores	λ_n	0,02 10 ⁻³	°C ⁻¹
Compressibilité des pores	β_n	2,49 10 ⁻⁹	Pa ⁻¹
Expansion thermique de l'eau	λ_f	1,21 10 ⁻³	°C ⁻¹
Compressibilité de l'eau	β_f	0,88 10 ⁻⁹	Pa ⁻¹
Densité de l'eau	ρ_f	800	kg m ⁻³
Vitesse de glissement	V	1	m s ⁻¹
Contrainte normale	σ_n	196	MPa
Pression de pore initiale	p_0	70	MPa
Température initiale	T_0	210	°C
Épaisseur zone de glissement	h	1	mm
Porosité	n	0,05	
Température seuil	T_c	450	°C
Enthalpie de réaction	$\Delta_r H_T$	500	kJ kg ⁻¹
Masse de fluide libéré	m_0	100	kg m ⁻³
Volume relatif de vides créé	ξ	0,8	
Temps carac. de pressurisation thermique	t_{tp}	0,0192	s
Initiation de la réaction	t_c	1,19 t_{tp}	s
Temps carac. de la cinétique contrôlée par l'énergie	t_e	0,044 t_{tp}	s
Changement de température virtuel	ΔT^d	-17,9	°C
Changement de pression virtuel	Δp^d	148	MPa

TABLE 5.1. | Données utilisées pour le modèle adiabatique, non drainé. Les valeurs constantes pour la compressibilité et l'expansion thermique des pores proviennent de [Rice \(2006\)](#).

potentiellement libérable par la réaction est fixé à $m_0 = 100 \text{ kg m}^{-3}$, et le rapport ξ entre volume de fluide libéré et volume de vides créés est fixé à 0,8. La température d'initiation de la réaction T_c est fixée à 500°C. Notons ici que cette température *n'est pas* la véritable température d'équilibre de la réaction, mais doit plutôt être vue ici comme la température à partir de laquelle la réaction chimique commence significativement. C'est pourquoi, contrairement au cas du glissement lent, on a en général $T_c > T_{eq}$: la température du système doit excéder légèrement la température d'équilibre pour que la vitesse de réaction soit significative à l'échelle de temps du glissement sismique. Cette discussion sera développée dans le paragraphe 5.5. La variation d'enthalpie par unité de masse $\Delta_r H_T$ est de l'ordre de 500 kJ kg⁻¹. Pour les cas d'une réaction très endothermique, comme par exemple la déshydroxylation de la kaolinite ($\sim 1000 \text{ kJ mol}^{-1}$, cf. [L'vov & Ugol'kov \(2005\)](#)), cette valeur peut être plus forte. Afin d'étudier le spectre le plus large possible, on s'autorisera à des variations d'un ordre de grandeur à partir de la valeur typique de 500 kJ kg⁻¹. Bien entendu, dans un cas particulier précis il est possible d'obtenir une valeur fixe de ce paramètre, en utilisant par exemple la base de donnée GEOTAB ([Berman, 1991, 2007](#)).

5.4. Solutions du problème adiabatique, non drainé avec cinétique constante

Afin d'estimer simplement le comportement du système de faille, nous allons tout d'abord déterminer les solutions dans le cas où les transports de chaleur de fluide sont négligeables (cas adiabatique, non drainé). Cette situation correspond aux premiers temps du glissement, lorsque les flux de fluide et de chaleur sont encore négligeables aux bords de la zone de glissement. Le cas du couplage thermo-hydro-mécanique sans réaction de déshydratation a été résolu explicitement par [Lachenbruch \(1980\)](#), qui donne la solution pour la pression de pore et la température

$$T(t) = T_0 + \frac{\sigma_n - p_0}{\Lambda} \left(1 - e^{-t/t_p}\right), \quad (5.7)$$

$$p(t) = \sigma_n - (\sigma_n - p_0)e^{-t/t_p}, \quad (5.8)$$

où $t_p = \rho Ch / (\Lambda fV)$ est le temps caractéristique de la pressurisation thermique. Étant donné la vitesse de glissement, ce temps correspond aussi à une distance caractéristique. On remarque ici qu'il n'existe aucune dépendance spatiale de la solution à l'intérieur de la bande, donc on a rigoureusement $T = \langle T \rangle$ et $p = \langle p \rangle$. Dans le cas qui nous intéresse ici, cette solution reste valable tant que la température T reste inférieure au seuil T_c , à partir duquel la réaction débute. Cet instant correspond au temps t_c , et à la pression de pore $p_c = p_0 + \Lambda(T_c - T)$.

5.4.1. Réaction sous contrôle thermodynamique

Afin de décrire le comportement du système lorsque la réaction se produit, nous avons besoin d'une loi cinétique. Une première hypothèse consiste à considérer qu'à partir du temps t_c , toute l'énergie mécanique dissipée dans la zone de cisaillement est convertie en chaleur latente de réaction. Cette dissipation n'induit donc plus d'élévation de température. Pour simplifier les notations, dans la suite nous allons utiliser une échelle de temps décalée $t^* = t - t_c$. En condition adiabatique, l'avancement de la réaction peut alors être écrit

$$\frac{\partial \mu}{\partial t^*} = -\frac{fV(\sigma_n - p)}{\rho Ch \Delta T^d}. \quad (5.9)$$

Le système d'équations différentielles devient alors

$$\frac{\partial T}{\partial t^*} = 0, \quad (5.10)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t^*} = \Delta p^d \left(-\frac{fV(\sigma_n - p)}{\rho Ch \Delta T^d} \right), \quad (5.11)$$

qui peut être résolu directement pour donner

$$T(t^*) = T_c, \quad (5.12)$$

$$p(t^*) = (\sigma_n - p_c)e^{-t^*/t_e}, \quad (5.13)$$

$$\mu(t^*) = \frac{\sigma_n - p_c}{\Delta p^d} \left(1 - e^{-t^*/t_e}\right), \quad (5.14)$$

où $t_e = -t_p \Lambda \Delta T^d / \Delta p^d$ est le temps caractéristique de la cinétique de réaction.

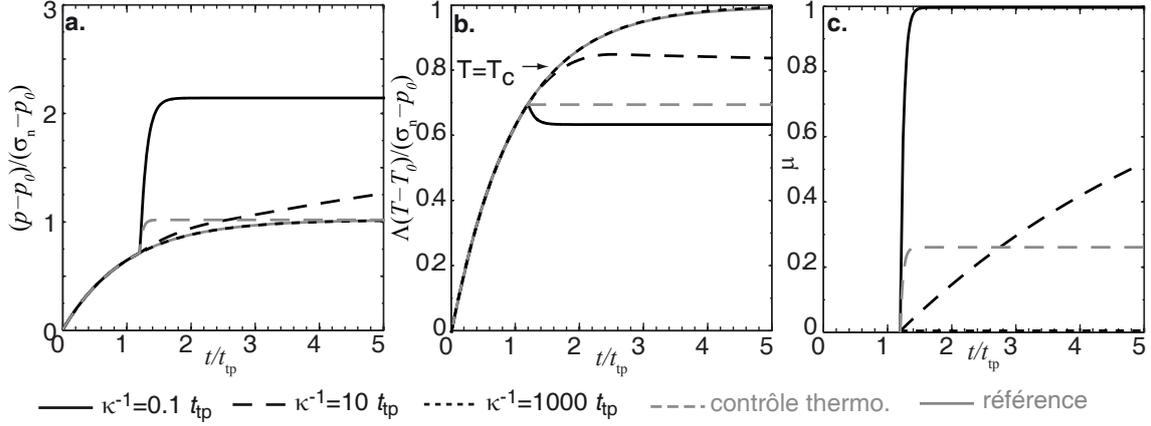


FIGURE 5.1. | Solutions pour le cas adiabatique, non drainé avec cinétique constante. **a.** Pression de pore normalisée par $\sigma_n - p_0$. **b.** Température normalisée par $(\sigma_n - p_0)/\Delta$. **c.** Avancement de la réaction.

La comparaison du temps caractéristique t_e avec le temps t_{tp} permet d'estimer directement l'importance relative du phénomène de déshydratation par rapport au phénomène de pressurisation thermique. Avec les paramètres donnés dans le tableau 5.1, on obtient $t_e/t_{tp} \sim 10^{-2}$, ce qui signifie que la réaction progresse beaucoup plus vite que le phénomène de pressurisation thermique. Dans ce cadre là, la réaction serait donc un processus non négligeable.

La figure 5.1 présente l'évolution de la pression de pore, de la température et de l'avancement de la réaction au cours du temps pour le cas d'une réaction contrôlée par la thermodynamique (courbes pointillées grises). On observe que la réaction est extrêmement rapide, et sature à un certain avancement $\mu_{\max} = (\sigma_n - p_c)/\Delta p^d$. La température reste constante, et la pression de fluide tend asymptotiquement vers la contrainte normale σ_n .

Le temps caractéristique de la cinétique réactionnelle t_e calculé à partir du bilan énergétique est certainement beaucoup trop court par rapport à la réalité. Il est donc nécessaire de prendre en compte un contrôle cinétique de la réaction.

5.4.2. Réaction sous contrôle cinétique

On peut faire l'hypothèse d'une cinétique de premier ordre pour décrire l'avancement de la réaction :

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} = (1 - \mu)\kappa, \quad (5.15)$$

avec κ la constante cinétique exprimée en s^{-1} .

Sans faire de calcul, on peut remarquer que si $1/\kappa \gg t_{tp}$, c'est-à-dire si la réaction est beaucoup plus lente que le phénomène de pressurisation thermique, alors on peut négliger le couplage chimique à l'échelle du glissement rapide. Au contraire, si $1/\kappa \lesssim t_{tp}$, les deux phénomènes doivent être pris en compte.

L'équation 5.15, peut être résolue analytiquement, ce qui donne

$$\mu(t^*) = 1 - e^{-t^*/t_r}, \quad \text{donc} \quad \frac{\partial \mu}{\partial t}(t^*) = \kappa e^{-t^*/t_r}, \quad (5.16)$$

avec $t_r = 1/\kappa$, et le système différentiel formé par les équations 5.1 et 5.2 devient

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{Vf(\sigma_n - p)}{\rho ch} + \Delta T^d \kappa e^{-t^*/t_r}, \quad (5.17)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \Lambda \frac{\partial T}{\partial t} + \Delta p^d \kappa e^{-t^*/t_r}. \quad (5.18)$$

La solution de ce système est

$$\begin{aligned} T - T_c &= \left(\frac{\sigma_n - p_c}{\Lambda} + \frac{\Delta T^d + \Delta p^d / \Lambda}{t_r / t_{tp} - 1} \right) \left(1 - e^{-t^*/t_{tp}} \right) \\ &+ \left(\Delta T^d + \frac{\Delta T^d + \Delta p^d / \Lambda}{t_{tp} / t_r - 1} \right) \left(1 - e^{-t^*/t_r} \right), \end{aligned} \quad (5.19)$$

$$\sigma_n - p = (\sigma_n - p_c) e^{-t^*/t_{tp}} + \frac{\Lambda \Delta T^d + \Delta p^d}{t_r / t_{tp} - 1} \left(e^{-t^*/t_{tp}} - e^{-t^*/t_r} \right). \quad (5.20)$$

Une série d'exemples est représentée sur la figure 5.1, pour différentes valeurs de $t_r = \kappa^{-1}$, allant de $10^{-1}t_{tp}$ à $1000t_{tp}$. Les équations 5.19 et 5.20 montrent bien l'importance relative des temps caractéristiques t_{tp} et t_r . Si $t_{tp} \ll t_r$, la réaction de déshydratation peut être négligée, et les équations peuvent être simplifiées pour donner le système 5.7 et 5.8. Cet exemple correspond aux courbes pointillées noires de la figure 5.1, dans le cas où $t_r = 10^3 t_{tp}$: il n'y a aucune différence quantitative entre la solution de référence sans réaction et la solution avec réaction.

Si la réaction est plus rapide, par exemple si $t_r = 10t_{tp}$ (tirets noirs sur la figure 5.1), la réaction induit une augmentation progressive de la pression de fluide ainsi qu'une stabilisation de la température à un niveau proche de T_c . La pression de pore augmente au-delà de σ_n , ce qui montre la possibilité de l'existence de surpressions fluides dans la zone de glissement (liquéfaction)².

Dans le cas où $t_r \ll t_{tp}$, la déshydratation est le mécanisme dominant et le système peut être simplifié pour donner

$$T - T_c \sim \Delta T^d (1 - e^{-t^*/t_r}), \quad (5.21)$$

$$p - p_c \sim (\Lambda \Delta T^d + \Delta p^d) (1 - e^{-t^*/t_r}). \quad (5.22)$$

Dans cette situation, la pression de pore maximale est donnée par $\Delta p^d + \Lambda \Delta T^d$, ce qui n'implique pas la contrainte normale σ_n . La pression de fluide peut donc augmenter au-delà et la zone de glissement est donc en surpression. Ceci est illustré sur la figure 5.1(a). Ces surpressions peuvent à leur tour induire de l'hydrofracturation, ce qui peut modifier fortement les propriétés de transport de la zone de faille. Ces processus ne sont pas étudiés ici, mais ils sont une des conséquences probables de la déshydratation rapide pendant un séisme.

Comme on l'a vu dans le chapitre précédent, le caractère endothermique des réactions de déshydratation implique $\Delta T^d < 0$. Au vu de l'équation 5.21, illustrée par la figure 5.1(b), au cours de la réaction la température décroît rapidement jusqu'à $T_s + \Delta T^d$. Cette situation peut induire une contradiction, dans la mesure où la température peut alors descendre sous la température d'équilibre de la réaction. Physiquement, la réaction absorbe plus d'énergie que celle disponible par l'échauffement frictionnel. Cela montre l'importance de la prise en compte à la fois du contrôle *thermodynamique* et du contrôle *cinétique* de la réaction.

2. Dans ce cas, la branche où la pression de pore est supérieure à la contrainte normale est calculée sans échauffement frictionnel.

5.4.3. Bilan et limites du modèle

Les calculs fondés sur le modèle simplifié adiabatique, non drainé avec cinétique constante permettent d'ors et déjà d'établir plusieurs types de comportement du système : (1) lorsque la réaction est lente par rapport à la pressurisation thermique, elle peut être négligée ; (2) lorsque la réaction se produit sur un temps caractéristique proche de celui de la pressurisation thermique, elle doit être prise en compte. Dans ce cas, deux situations apparaissent :

- si la cinétique et la variation d'enthalpie sont relativement faibles, la déshydratation provoque une augmentation de la pression de pore qui peut potentiellement dépasser la contrainte normale, alors que la température reste proche de la température de réaction ;
- si la cinétique est rapide et la variation d'enthalpie est grande, la vitesse de réaction est contrôlée par la quantité d'énergie disponible dans le système (contrôle thermodynamique). Dans ce cas, la température est bornée par la température de réaction et un équilibre transitoire se produit entre l'énergie mécanique dissipée sur la faille et la chaleur latente de réaction.

La combinaison de ces différents cas permet d'écrire une forme générale de la cinétique réactionnelle comme

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} = \min \left\{ (1 - \mu) \kappa, -\frac{1}{m_0 \Delta_r H_T} \frac{fV(\sigma_n - \langle p \rangle(t))}{h} \right\}. \quad (5.23)$$

Ainsi, une valeur élevée de la variation d'enthalpie $m_0 \Delta_r H_T$ a tendance à favoriser une cinétique contrôlée par la quantité d'énergie disponible, ce qui ralentit la réaction de déshydratation. On voit ici l'importance de l'épaisseur de la zone de glissement h , car elle contrôle l'élévation de température par échauffement frictionnel. Si l'épaisseur h est élevée, l'importance relative de la déshydratation par rapport à la pressurisation thermique est forte.

Un des éléments essentiels de la cinétique réactionnelle, et donc du comportement mécanique, est la constante κ . Jusqu'à présent nous avons utilisé une valeur constante de κ , mais cette hypothèse doit être relâchée afin d'étudier un comportement plus réaliste du système.

5.5. Valeurs réalistes de cinétique réactionnelle

La dépendance de la constante cinétique κ par rapport à la température s'écrit grâce à la loi d'Arrhénius

$$\kappa(\langle T \rangle) = \kappa_c \exp \left(\frac{E_a}{R} \left(\frac{1}{T_c} - \frac{1}{\langle T \rangle} \right) \right), \quad (5.24)$$

avec E_a l'énergie d'activation, κ_c la constante cinétique à la température T_c et R la constante des gaz parfaits. La température moyenne dans la zone de glissement $\langle T \rangle$ peut alors dépasser temporairement la température d'initiation T_c car la réaction n'est pas instantanée et le terme d'échauffement frictionnel $(f(\sigma_n - \langle p \rangle)V)/(h\rho C)$ peut être plus grand que le puits d'énergie chimique $(m_0 \Delta_r H_T)/(\rho C)(\partial \mu / \partial t)$. Cette élévation de la température au-delà de la température seuil induit une accélération de la vitesse de réaction. La loi d'Arrhénius est généralement valide proche de l'équilibre ; une description plus complète de la cinétique devrait inclure la dépendance positive en température de l'énergie d'activation E_a (c'est-à-dire l'écart à l'équilibre du système chimique). Cette dépendance n'est pas incluse dans le modèle, ce qui implique que l'estimation de la cinétique est en réalité une limite *inférieure*. La validité de notre approximation pourra être testée a posteriori en vérifiant que l'écart $\langle T \rangle - T_c$ reste faible.

Il est fondamental de discuter ici le choix des valeurs des paramètres E_a et κ_c qui seront utilisées dans les calculs. Nous allons utiliser des valeurs obtenues en laboratoire dans des conditions proches de l'équilibre et pour des taux de chauffage beaucoup plus lents que ceux d'une faille en glissement rapide. Ces paramètres correspondent donc à des limites *inférieures* pour la cinétique des réactions qui peuvent se produire dans les conditions d'un glissement rapide à haute pression. Dans le cas de la déshydratation de la lizardite (expériences sur poudres) à pression effective nulle, la constante de réaction à 550°C est de l'ordre de 10^{-4} s^{-1} , et l'énergie d'activation est de 429 kJ mol^{-1} (Llana-Fúnez *et al.*, 2007). Pour la déshydroxylation de la kaolinite, les travaux de Kissinger (1956) donnent $\kappa(T = 500^\circ\text{C}) \approx 2.05 \cdot 10^{-4} - 4.42 \cdot 10^{-1} \text{ s}^{-1}$ et $E_a \approx 100 - 167 \text{ kJ mol}^{-1}$, selon la qualité des cristaux et le taux de chauffage. Une étude plus récente sur la kaolinite par Bellotto *et al.* (1995) donne $\kappa(T = 500^\circ\text{C}) \approx 8.8 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ et $E_a \approx 160 \text{ kJ mol}^{-1}$. Pour la déshydratation du talc (Bose & Ganguly, 1994), on peut déterminer $\kappa(T = 800^\circ\text{C}) \approx 1.5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, avec $E_a \approx 372 \text{ kJ mol}^{-1}$. Dans leur étude, Bose & Ganguly (1994) montrent que la vitesse de réaction est d'autant plus élevée que la taille de grains est faible. Ils indiquent en outre que les réactions de déshydratation des phyllosilicates suivent un mécanisme de nucléation et de croissance hétérogène dont l'énergie d'activation est de l'ordre de $325 - 400 \text{ kJ mol}^{-1}$. De plus, de nombreuses études ont permis de déterminer les cinétiques réactionnelles de déshydratation de la kaolinite (par exemple Yeskis *et al.*, 1985; Klevtsov *et al.*, 1988; Castelein *et al.*, 2001; Horváth *et al.*, 2003), de la serpentinite (par exemple Cattaneo *et al.*, 2003; Candela *et al.*, 2007) et de la montmorillonite (par exemple Huang *et al.*, 1994; Bray *et al.*, 1998; Bray & Redfern, 1999). Ces travaux ne présentent pas systématiquement des paramètres cinétiques sous une forme utilisable directement dans le modèle. Cependant, toutes les données expérimentales montrent que des taux de chauffage importants induisent un démarrage de la réaction à plus haute température et une cinétique plus rapide. En particulier, Huang *et al.* (1994) montre que la durée de déshydratation de la montmorillonite est de l'ordre de quelques minutes ; elle peut même être encore plus rapide pour le relargage de l'eau interfoliaire (Bray & Redfern, 1999). Les travaux de Candela *et al.* (2007) montrent aussi que l'échelle de temps pour la réaction depuis le chrysotile à la forsterite est de l'ordre de 1 à 10 minutes lorsque la température est de quelques centaines de degrés supérieure à la température d'équilibre.

Dans le but d'estimer l'importance potentielle des phénomènes de déshydratation pendant les tremblements de terre, on peut comparer les temps caractéristiques de réaction au temps caractéristique du glissement sismique, qui est de l'ordre de la seconde. À partir de la loi d'Arrhénius, (équation 5.24), on peut calculer la température à laquelle la constante cinétique κ devient proche de 1 s^{-1} . Cette température est représentée graphiquement sur la figure 5.2 en fonction de l'énergie d'activation E_a et de la température d'équilibre T_c , pour une valeur constante moyenne de $\kappa_c = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Cette figure montre que les réactions de déshydratation peuvent durer environ 1 seconde à la température de 900°C pour la kaolinite, à environ 1100°C pour le talc et environ 670°C pour la lizardite.

Dans la suite, la constante cinétique κ sera calculée à partir de la loi d'Arrhénius (équation 5.24) en utilisant des valeurs moyennes de $\kappa_c = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ et $E_a = 300 \text{ kJ mol}^{-1}$. Ces valeurs sont typiques pour la déshydratation des phyllosilicates hydratés. Notons qu'à partir d'ici, la température T_c peut être considérée comme la température d'équilibre de la réaction, car l'excès de température est directement pris en compte par la loi d'Arrhénius.

Paramètre	Symbole	Valeur	Unité
Coefficient de Friction	f	0,4	
Capacité thermique volumique	ρC	2,7	MPa °C ⁻¹
Diffusivité thermique	α_{th}	1	mm ² s ⁻¹
Expansion thermique des pores	λ_n	0,02 10 ⁻³	°C ⁻¹
Compressibilité des pores	β_n	2,49 10 ⁻⁹	Pa ⁻¹
Expansion thermique de l'eau	λ_f	†	°C ⁻¹
Compressibilité de l'eau	β_f	†	Pa ⁻¹
Densité de l'eau	ρ_f	†	kg m ⁻³
Viscosité de l'eau	η_f	‡	Pa s
Vitesse de glissement	V	1	m s ⁻¹
Contrainte normale	σ_n	196	MPa
Pression de pore initiale	p_0	70	MPa
Température initiale	T_0	210	°C
Épaisseur zone de glissement	h	1	mm
Porosité	n	0,05	
Permeabilité	k	10 ⁻²⁰	m ²
Température seuil	T_c	500	°C
Constante de réaction à T_c	κ_c	10 ⁻⁴	s ⁻¹
Enthalpie de réaction	$\Delta_r H_T$	500	kJ kg ⁻¹
Masse de fluide libéré	m_0	100	kg m ⁻³
Volume relatif de vides créé	ξ	0,8	
Énergie d'activation	E_a	300	kJ mol ⁻¹

TABLE 5.2. | Données utilisées dans le modèle numérique. Les valeurs constantes pour la compressibilité et l'expansion thermique des pores proviennent de [Rice \(2006\)](#). †Propriétés thermodynamiques de l'eau calculées à partir du logiciel GEOTAB. ‡Viscosité de l'eau calculée à partir d'un ajustement polynomial des données IAPWS-IF97.

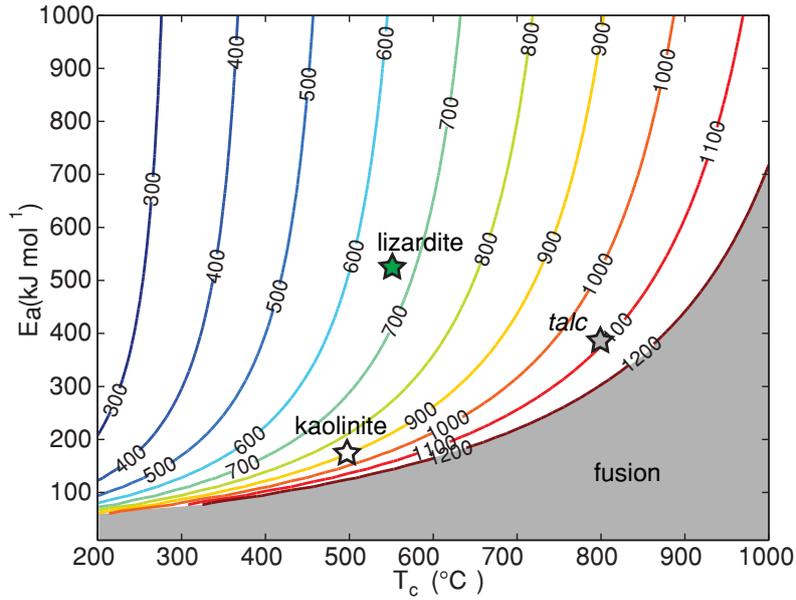


FIGURE 5.2. | Température à laquelle la cinétique réactionnelle est de l'ordre de une seconde. Ici on a $\kappa_c = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Ce calcul suit la loi d'Arrhénius (équation 5.24). Les données proviennent de [Bellotto *et al.* \(1995\)](#); [Llana-Fúnez *et al.* \(2007\)](#); [Bose & Ganguly \(1994\)](#). La température de fusion est fixée à 1200°C .

5.6. Solutions numériques tenant compte des transports

Afin de rendre compte du comportement du système de façon plus réaliste, il est important de prendre en compte les transports de chaleur et de fluide. Dans ce cas, la résolution du système peut se faire numériquement. On rappelle les équations 5.1 et 5.2 :

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} &= f(\sigma_n - \langle p \rangle) \frac{V}{h\rho C} + \alpha_{th} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + m_0 \frac{\Delta_r H_T}{\rho C} \frac{\partial \mu}{\partial t}, \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= \Lambda \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{\rho_f \beta^*} \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho_f \frac{k}{\eta_f} \frac{\partial p}{\partial y} \right) + (1 - \xi) \frac{m_0}{\rho_f \beta^*} \frac{\partial \mu}{\partial t}. \end{aligned}$$

La vitesse de réaction est calculée en prenant le minimum entre la constante cinétique $\kappa(\langle T \rangle)$ et le taux d'énergie disponible. Afin de prendre en compte la diffusion thermique, l'équation 5.23 doit être modifiée de la façon suivante :

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} = \min \left\{ (1 - \mu) \kappa(\langle T \rangle(t)), -\frac{1}{m_0 \Delta_r H_T} \left(\frac{fV(\sigma_n - \langle p \rangle(t))}{h} + \alpha_{th} \rho C \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \right\}. \quad (5.25)$$

Le dernier terme correspond en fait à $-(1/\Delta T^d)(\partial T/\partial t)$, ce qui signifie que dans ce cas toute l'énergie dissipée sert à l'avancement de la réaction.

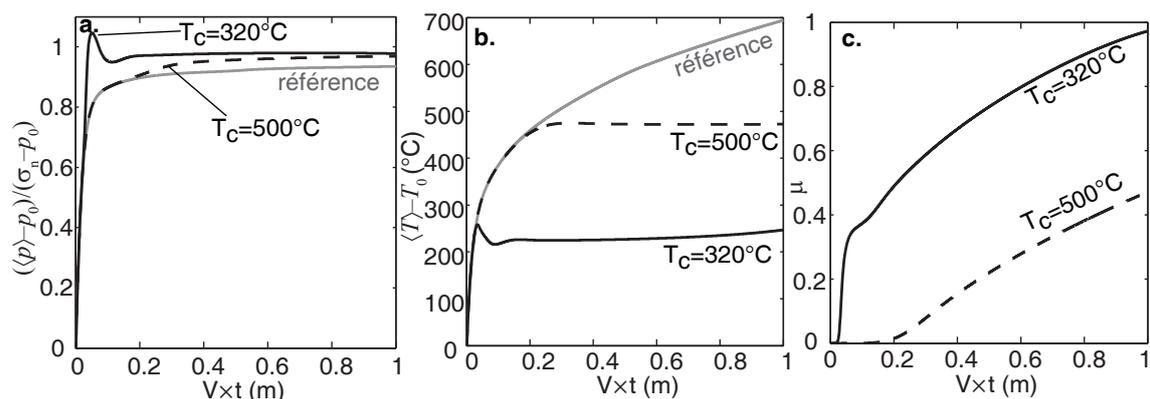


FIGURE 5.3. | Simulations numériques incluant les transports de fluide et de chaleur : effet de la température seuil T_c . Pression de fluide (a), température (b) et avancement de la réaction (c) dans la zone de glissement. La courbe de référence est celle sans réaction. Les paramètres utilisés sont récapitulés dans le tableau 5.2. Dans le cas où la température d'initiation de la réaction est faible ($T_c = 320^\circ\text{C}$), la réaction induit une surpression.

5.6.1. Stratégie numérique

La solution du système est déterminée par un schéma de différences finies implicites, avec pas de temps constants et pas d'espaces variables. Les détails techniques sont donnés dans l'annexe 8.10.4. Seul un demi-espace est modélisé, avec des conditions de flux nuls aux bords. La taille de gille est suffisamment large pour éviter les effets de bords (l'espace est donc infini vers les y positifs). Les dépendances des propriétés thermodynamiques de l'eau avec la pression et la température sont prises en compte. Les valeurs de paramètres utilisées sont récapitulées dans le tableau 5.2.

5.6.2. Résultats numériques

La figure 5.3 montre deux exemples représentatifs de l'évolution de la pression de pore, de la température et de l'avancement de la réaction dans la zone de glissement pour deux valeurs de température seuil T_c . Dans le cas où $T_c = 500^\circ\text{C}$, qui correspond par exemple à la déshydratation de la kaolinite, la réaction induit une faible augmentation de la pression de pore et ralentit fortement l'augmentation de température. Ce comportement est très proche de celui décrit dans le cas adiabatique, non drainé. Cependant, la cinétique réactionnelle est très différente. Ici, on a fixé la constante cinétique initiale à $\kappa_c = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, mais la valeur de κ évolue avec la température. La cinétique est donc plus rapide à mesure que la température augmente, ce qui induit un effet non négligeable de la réaction chimique.

L'accélération de la vitesse de réaction avec l'élévation de température empêche celle-ci de s'écarter fortement de la température d'initiation T_c . En effet, l'écart moyen au cours de la réaction est d'environ 180°C . Sur la figure 5.3(c) on observe que la vitesse de réaction est initialement assez lente, puis accélère à partir de $t \sim 0,2 \text{ s}$, ce qui correspond au moment où l'excès de température est suffisant pour induire une forte augmentation de $\kappa(t)$. À partir de là, le glissement continue à température quasiment constante. Il y a un équilibre transitoire entre énergie mécanique de friction et l'énergie consommée par la réaction.

Si la température d'équilibre est plus faible, par exemple $T_c = 320^\circ\text{C}$ pour la déshydratation d'une

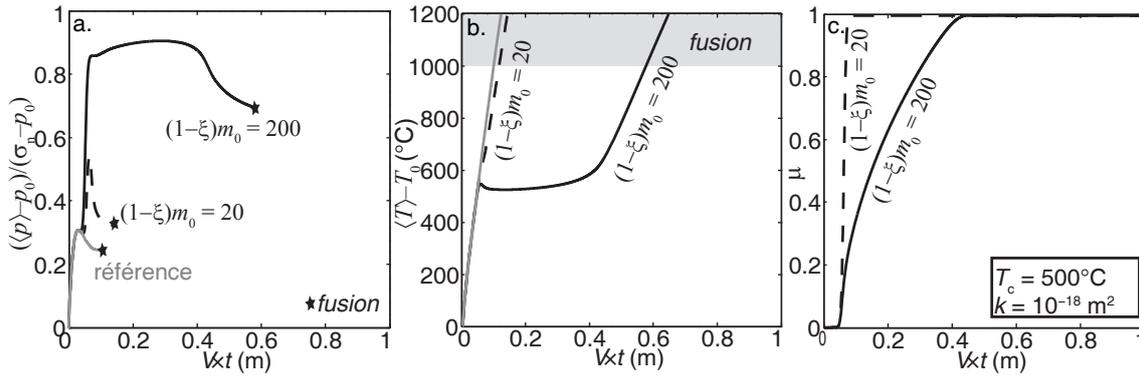


FIGURE 5.4. | Simulations numériques pour des roches perméables. Ici on a $k=10^{\gg 18} \text{ m}^2$. Pression de fluide (a), température (b) et avancement de la réaction (c) dans la zone de glissement. Pour une faible quantité de minéral à déshydrater (faible valeur de m_0), la réaction induit un bref pic de pression de pore mais ne change pas significativement l'évolution de la température. Si la roche contient une grande quantité de minéral à déshydrater (m_0 élevée), la réaction induit une augmentation temporaire de pression de pore qui se maintient à un niveau élevé jusqu'à ce que la réaction se termine. Pendant la réaction, la température reste quasiment constante à une valeur proche de T_c .

smectite, la pression de pore augmente très brusquement à l'initiation de la réaction, et dépasse temporairement la contrainte normale. Une telle surpression est rendue possible par le dépassement de la température d'équilibre, qui peut être vu comme une réserve d'énergie additionnelle pour faire progresser la réaction. Cette énergie peut être utilisée y compris lorsque l'échauffement frictionnel devient nul. Ensuite, la pression de pore diminue pour atteindre une valeur proche de p_n ; elle reste élevée pendant la réaction. Là encore, la température reste proche de T_c . La vitesse de réaction est initialement très rapide, puis ralentit fortement au moment de la surpression. Ensuite, le contrôle est principalement énergétique et toute l'énergie dissipée sert à faire progresser la réaction au lieu d'augmenter la température.

La figure 5.4 montre des simulations pour des roches de plus forte perméabilité, $k = 10^{\gg 18} \text{ m}^2$. Au delà de 1200 C, on considère que la roche commence à fondre et les calculs ne sont plus valables. Notons que la courbe de pression de pore pour la référence sans réaction n'est pas monotone : cela est dû aux variations des propriétés de l'eau avec la température. Si la quantité de minéral à déshydrater est faible, la réaction est quasiment instantanée et provoque un pic de pression de pore. Lorsque la réaction est finie, la pression de pore diminue rapidement par diffusion. Le comportement thermique n'est pas significativement modifié. Pour une plus grande quantité de minéral à déshydrater, on observe que la réaction de déshydratation induit aussi un pic de pression de pore, mais celle-ci reste élevée durant la réaction. Cela est dû au fait que le terme source de fluide est du même ordre de grandeur que le terme de diffusion. Dans ce cas, la pressurisation est uniquement d'origine *chimique*. C'est une observation importante car cela implique que même les roches de perméabilité relativement forte peuvent être lubrifiées par les fluides provenant d'une déshydratation, alors que la pressurisation thermique n'est pas efficace. Durant la réaction, la température reste stable et proche de T_c tant que la réaction n'est pas terminée. Le comportement thermique est donc radicalement modifié par rapport au cas sans réaction.

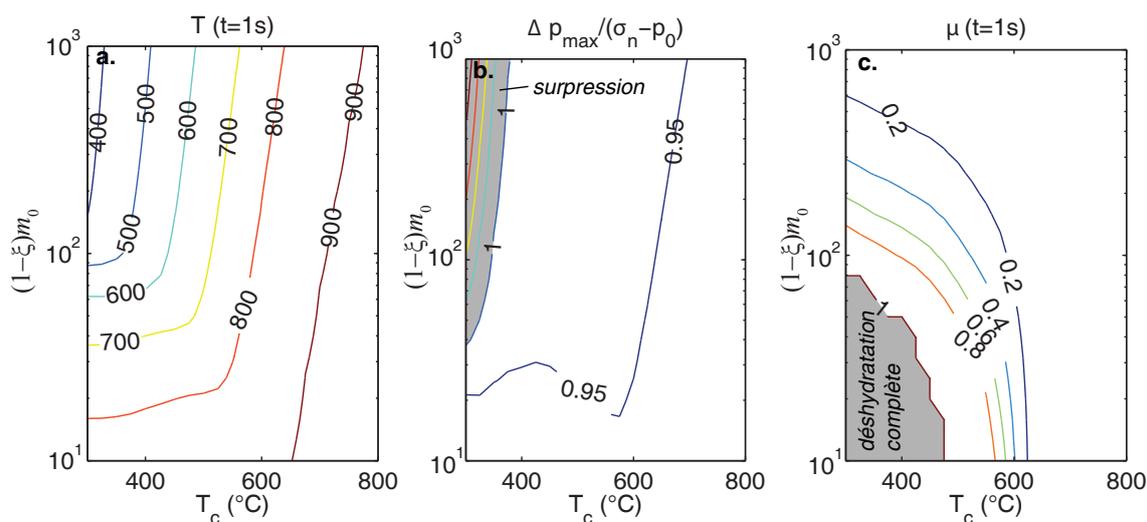


FIGURE 5.5. | Valeurs de température (a) et d’avancement de la réaction (c) à 1 s de glissement, et augmentation maximale de pression de pore (c) en fonction de la quantité de minéraux à déshydrater et de la température d’équilibre de la réaction. Les surpressions apparaissent à faibles valeurs de T_c et fortes quantités à déshydrater. Dans les cas où la réaction n’est pas terminée après 1 s de glissement, la température est toujours proche de la température d’équilibre.

5.6.3. Effet des paramètres chimiques

On s’intéresse maintenant à l’importance relative des divers paramètres liés à la réaction chimique elle-même : la température d’équilibre T_c , la variation d’enthalpie $\Delta_r H_T$, la constante cinétique κ_c et l’énergie d’activation E_a . Cette étude paramétrique va nous permettre de dégager les tendances générales du comportement mécanique pour toute la gamme possible de minéraux hydratés que peuvent contenir les roches de failles. Sauf changement explicite, l’ensemble des simulations est effectué avec les paramètres reportés dans le tableau 5.2.

La figure 5.5 montre l’effet de la température d’équilibre T_c dans la gamme 300°C–800°C, pour différentes valeurs du paramètre $(1 - \xi)m_0$, sur la température et l’avancement de la réaction atteints après 1 s de glissement, et la pression de pore maximale Δp_{\max} normalisée par $\sigma_n - p_0$. On observe que si peu de réactant est disponible et si T_c est faible, la réaction est déjà entièrement complétée après 1 s de glissement. Plus la réaction se termine tôt, plus la température peut ensuite remonter dans la suite du glissement. Si la quantité de minéraux à déshydrater est plus importante ou si la réaction démarre à plus haute température, la réaction n’est pas encore terminée après seulement 1 s de glissement, et donc la température finale est encore proche de la température de réaction (l’écart est en moyenne de 100 à 150°C). Si la température de réaction est faible et si une grande quantité de réactif est disponible, des surpressions fluides sont possibles, ce qui est cohérent avec les observations de la figure 5.3. Ceci est dû au fait que la pression de fluide est encore faible lorsque la réaction débute : la vitesse de réaction n’est donc pas bornée par la quantité d’énergie disponible mais par sa cinétique intrinsèque, ce qui permet théoriquement d’atteindre des valeurs élevées de pression de pore.

De façon similaire, la figure 5.6 présente la dépendance des solutions par rapport au changement d’enthalpie $\Delta_r H_T$ de la réaction. Dans la gamme proche de la valeur typique de 500 kJ kg⁻¹, le

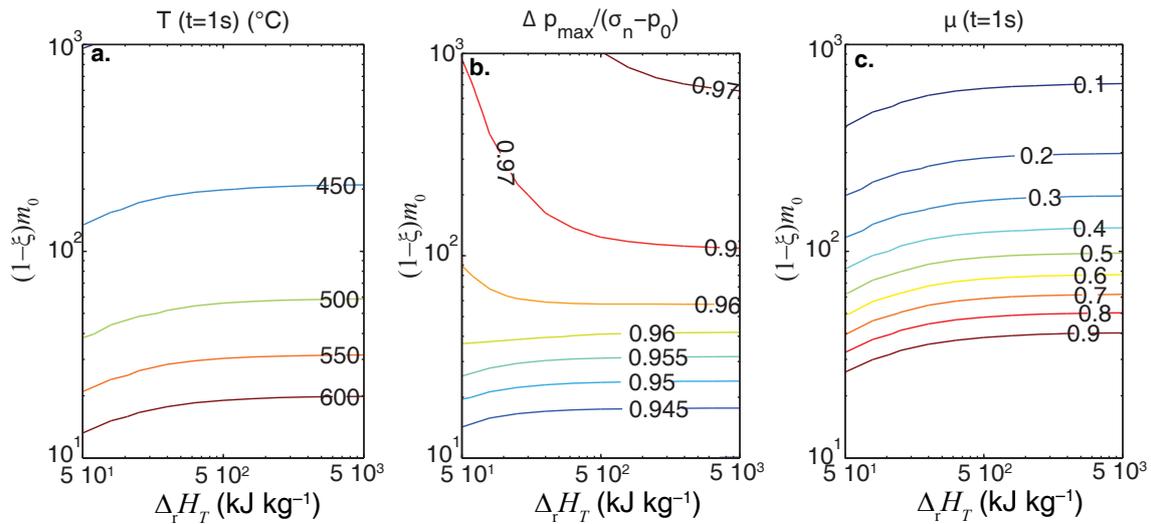


FIGURE 5.6. | Valeurs de température (a) et d’avancement de la réaction (c) à 1 s de glissement, et augmentation maximale de pression de pore (c) en fonction de la quantité de minéraux à déshydrater et de la variation d’enthalpie de la réaction. Dans la gamme autour de la valeur typique de 500 kJ kg^{-1} , les changements de $\Delta_r H_T$ ont peu d’effet sur le comportement thermo-mécanique de la faille.

comportement du système ne change pas. C’est une observation importante car cela implique un certain degré de généralité quant au comportement du système : toutes choses égales par ailleurs, la valeur particulière du changement d’enthalpie de la réaction n’est pas un paramètre critique, et l’effet de limitation de la température est toujours attendu.

La figure 5.7 montre l’effet de la cinétique réactionnelle à travers le paramètre κ_c , pour une gamme très vaste allant de 10^{-15} à 10^0 s^{-1} . Ce paramètre est en effet très peu contraint par les données de laboratoire car aucune expérience ne peut être réalisée à des taux de chauffages tels que ceux subis par une faille en glissement rapide (de l’ordre de 100°C par seconde au moins). Lorsque $\kappa_c > 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ et pour des faibles quantités de réactif, la déshydratation est déjà terminée après 1 s de glissement. Si $\kappa_c < 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, la figure 5.7(c) montre que la réaction ne progresse pas de façon significative : son effet est donc négligeable. Dans ce cas, la température augmente très largement au-dessus de la température de réaction (écart de l’ordre de 400°C ou plus). Le système est donc très instable et seul le contrôle cinétique de la réaction empêche sa progression. Cette situation a cependant peu de chance d’être rencontrée dans la réalité, car les valeurs du paramètre κ_c données dans le paragraphe 5.5 sont en général toutes supérieures à 10^{-6} s^{-1} . De plus, un écart de température important avec la température d’équilibre implique une accélération de la cinétique d’autant plus forte que l’énergie d’activation est en général aussi une fonction croissante de la température. Cette dépendance n’étant prise en compte ici, les estimations de la figure 5.7 sont plutôt des limites inférieures de la cinétique.

L’importance de l’énergie d’activation est illustrée sur la figure 5.8. Si $E_a < 10^2 \text{ kJ mol}^{-1}$, la vitesse de réaction est faiblement dépendante de la température, ce qui la ralentit fortement : à 1 m de glissement, l’avancement est toujours inférieur à 20% alors que la température est déjà de 300°C supérieure à la température d’équilibre. Là encore, cette situation semble peu réaliste et met en lumière la limitation du modèle qui ne prend pas en compte la dépendance en température

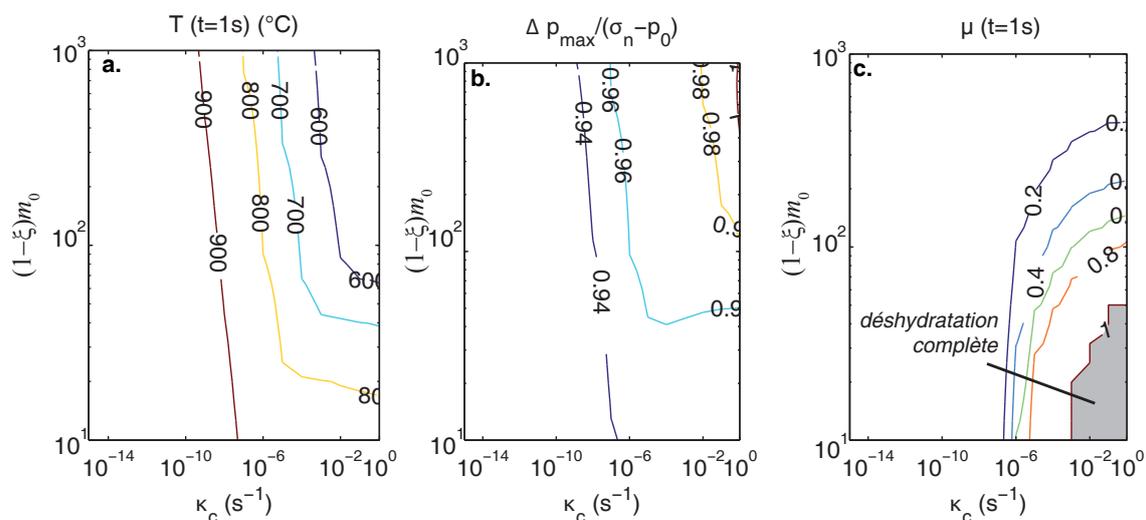


FIGURE 5.7. | Valeurs de température (a) et d'avancement de la réaction (c) à 1 s de glissement, et augmentation maximale de pression de pore (c) en fonction de la quantité de minéraux à déshydrater et de la cinétique de la réaction. Si la constante cinétique est très faible, de 10⁻¹⁵ à 10⁻⁶ s⁻¹, l'effet de la réaction est négligeable et la température peut augmenter largement au-dessus de la température d'équilibre de la réaction. Au contraire, une cinétique très rapide entraîne une forte limitation de la température et une forte pression de pore durant la réaction.

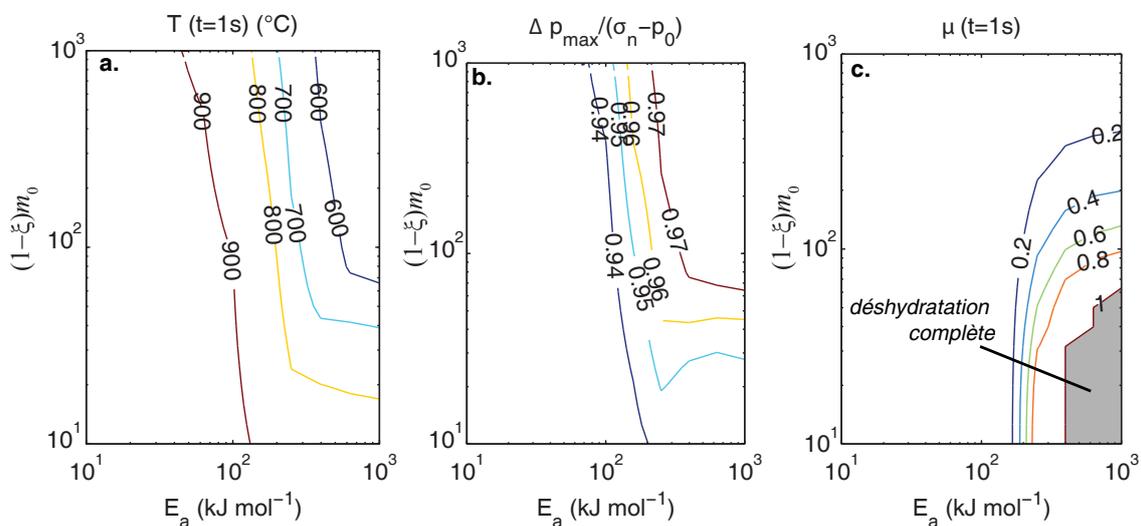


FIGURE 5.8. | Valeurs de température (a) et d'avancement de la réaction (c) à 1 s de glissement, et augmentation maximale de pression de pore (c) en fonction de la quantité de minéraux à déshydrater et de l'énergie d'activation de la réaction. L'énergie d'activation influence fortement le comportement du système. Pour une faible E_a , l'écart de température par rapport à T_c est très large (plus de 350°C) et la réaction reste très lente.

de E_a . Si l'énergie d'activation est de plusieurs centaines de kilojoules par moles, ce qui semble plus proche des données expérimentales, la température est alors efficacement limitée à des valeurs proches de T_c pendant toute la réaction.

5.6.4. Effet des paramètres physiques

Des paramètres comme la perméabilité, l'épaisseur de la zone de glissement ou la profondeur à laquelle le glissement se produit peuvent aussi changer le comportement du système. L'effet de la perméabilité a déjà été discuté précédemment à partir de la figure 5.4.

La figure 5.9 montre l'effet d'une variation de l'épaisseur de la zone de glissement h , pour des valeurs allant de 10^{-4} à 10^{-2} m, sur la pression de fluide, la température et l'avancement de la réaction. Une zone de glissement très mince induit une déshydratation rapide, car l'échauffement frictionnel est alors très élevé. En revanche, la masse totale d'eau libérée par la réaction est plus faible et l'effet sur la pression de pore est donc relativement limité (pas de surpressions). L'effet de la réaction sur la température est important, car on observe un écart non négligeable, d'environ 150°C , avec le cas sans réaction même après la fin de la réaction. Pour une épaisseur h plus large, autour de 1 cm, l'effet de la réaction est négligeable car la température ne dépasse pas significativement la température de réaction T_c .

Enfin, on s'intéresse à l'effet de la profondeur à laquelle le glissement se produit, c'est-à-dire aux conditions initiales de pression et de température. La figure 5.10 présente la température et l'avancement de la réaction après 1 s de glissement ainsi que le saut de pression maximal, pour différentes valeurs de $(1 - \xi)m_0$ et de profondeur. Si celle-ci est grande, la température initiale est proche du seuil T_c , ce qui augmente considérablement l'effet de la réaction sur la pression de pore et favorise la possibilité de surpressions. En outre, une grande profondeur tend à induire des fortes élévations de température, jusqu'à la fusion (soit une température moyenne au dessus de 1200°C). Cette observation est cohérente avec les résultats de [Rempel & Rice \(2006\)](#), qui montrent que l'augmentation de température au cours de la pressurisation thermique est directement proportionnelle à $\sigma_n - p_0$. Dans cette situation, la déshydratation se produit très rapidement et est terminée en moins d'une seconde de glissement ; elle n'empêche pas la fusion, mais la retarde.

5.7. Discussion

5.7.1. Conséquences géophysiques

Les résultats présentés dans ce chapitre ont d'importantes implications. Tout d'abord, nous avons vu que la déshydratation permet une pressurisation efficace lorsque le matériau contient une quantité suffisante de minéraux réactifs ($m_0 \gtrsim 100 \text{ kg m}^{-3}$). Dans plusieurs failles crustales de subsurface, comme San Andreas (États-Unis) ou Aegion (Grèce), cette quantité peut être estimée entre 20 et 250 kg m^{-3} (calcul effectué à partir des données de [Brantut *et al.* \(2008\)](#)). Lorsque la réaction de déshydratation progresse, la température reste proche de la température d'équilibre de la réaction. Cet effet, lié à la nature endothermique de la réaction, a déjà été observé dans le chapitre 4 pour les glissements lents. Le fait qu'il soit aussi important à forte vitesse de glissement est dû à la rapidité avec laquelle les réactions de déshydratation se produisent. Cela a une conséquence très importante : *la déshydratation peut empêcher la fusion*, ou au moins la retarder de façon significative durant un tremblement de terre. Notons tout de même que la déshydratation n'intervient que si la

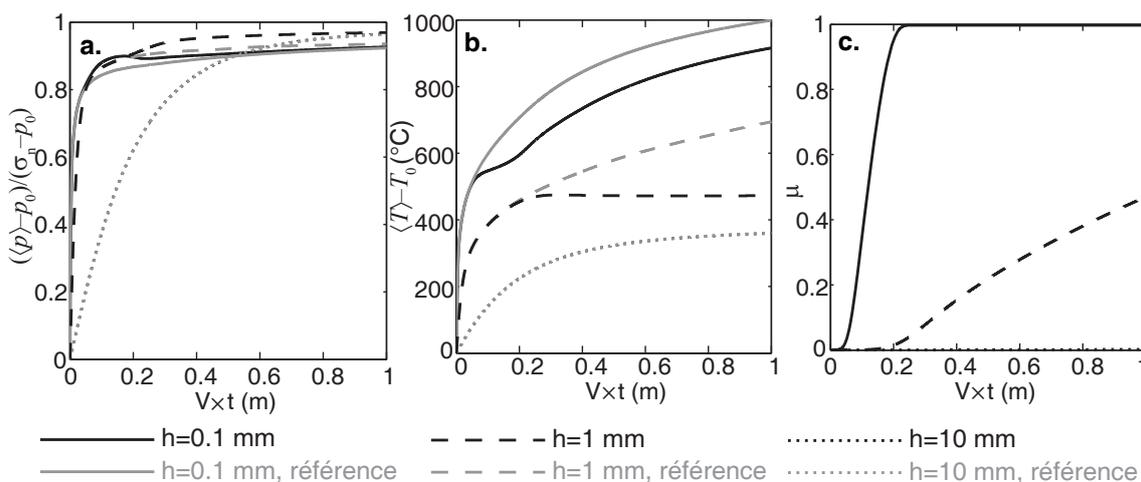


FIGURE 5.9. | Effet de l'épaisseur de la zone de glissement. Pression de fluide (a), température (b) et avancement de la réaction (c) dans la zone de glissement. Les paramètres utilisés sont reportés dans le tableau 5.2.

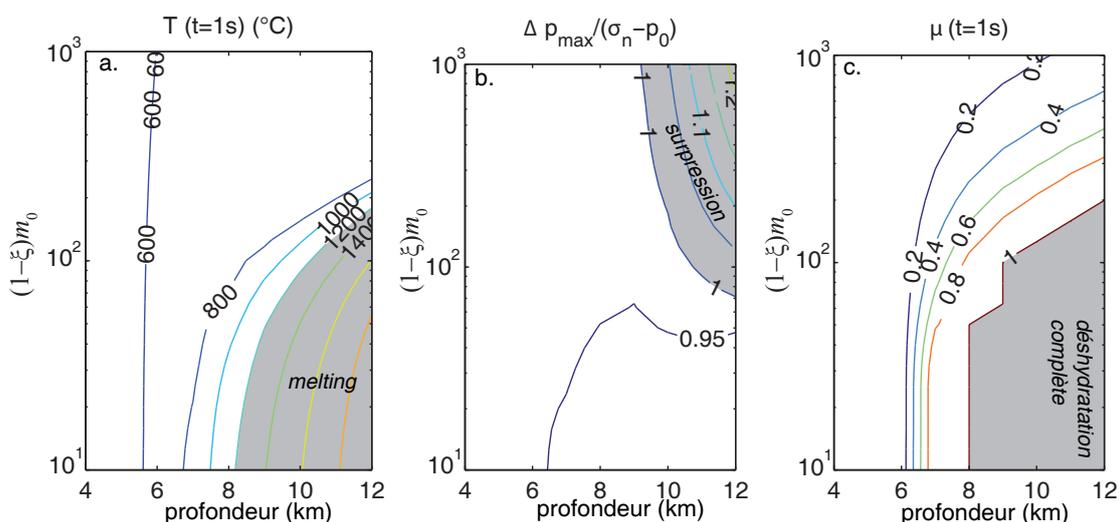


FIGURE 5.10. | Valeurs de température (a) et d'avancement de la réaction (c) à 1 s de glissement, et augmentation maximale de pression de pore (b) en fonction de la quantité de minéraux à déshydrater et de la profondeur de la faille. La température de fusion est fixée à 1200°C . Une variation de la profondeur correspond à un changement des conditions initiales de pression et de température. À grande profondeur, l'élévation de température est élevée et peut conduire à la fusion.

température augmente suffisamment, ce qui n'est pas le cas lorsque la pressurisation thermique est très efficace (cas non drainé par exemple), et si la cinétique réactionnelle n'est pas suffisamment rapide ($\kappa_c < 10^{-6} \text{ s}^{-1}$). Une conséquence intéressante de l'effet du blocage de la température apparaît si la roche de la faille contient plusieurs types de minéraux hydratés : la température peut alors évoluer par paliers, chacun correspondant à un type de réaction. Dans ce cas, la fusion ne pourra commencer que si la majorité des minéraux hydratés ont réagi.

Lorsque la température de réaction est proche de la température initiale ($T_c - T_0 \lesssim 150^\circ\text{C}$), la pression de pore peut augmenter au-delà de la contrainte normale, ce qui n'est pas possible dans le cas de la pressurisation thermique classique. Dans ce cas, la résistance de la faille devient nulle. De plus, la pression effective négative peut entraîner des phénomènes de fracturation hydraulique, ce qui peut endommager la zone de faille. Les températures de réactions faibles correspondent généralement à des argiles de subsurface, comme les smectites, montmorillonites ou illite. Il est à noter aussi que la réduction de taille de grain et l'action mécanique de minéraux inertes comme le quartz peuvent abaisser la température de réaction (Makó *et al.*, 2001; Horváth *et al.*, 2003), ce qui amplifie le pic de pression de pore au moment de la réaction.

Dans les roches de perméabilité élevée, où la pressurisation thermique classique est peu efficace, nous avons vu qu'un phénomène de *pressurisation chimique* peut se produire et lubrifier efficacement la faille. Une fois la réaction terminée dans la zone de glissement, la pression de fluide chute par diffusion. Cela correspond à une augmentation de résistance de la faille : l'évolution de la traction n'est donc pas monotone. Le fin de la réaction peut ainsi être vue comme une barrière frictionnelle qui pourrait stopper le glissement sismique. Là encore, cet effet est nouveau par rapport à la pressurisation thermique, qui induit toujours une évolution monotone de la traction lorsque la vitesse de glissement est constante.

Les résultats numériques démontrent l'importance fondamentale de l'épaisseur de la zone de glissement. Elle contrôle le taux de chauffage et la température maximale atteinte par la faille. Pour des épaisseurs fines, les réactions de déshydratation sont très rapides mais la pression de pore et la température ne sont pas significativement modifiées. Le modèle présenté ici est limité dans le sens où la réaction ne peut se produire que dans la zone de glissement : la déshydratation dans les zones adjacentes pourrait limiter plus efficacement la température et augmenter la pression si la diffusion est suffisamment rapide. Cependant, il est peu probable que l'estimation change radicalement une fois ces modifications prises en compte. Si l'épaisseur h est plus large, l'effet de la déshydratation peut être potentiellement très important, mais en général la pressurisation thermique limite assez efficacement la température dans cette situation.

D'après la figure 5.10, la profondeur à laquelle le tremblement de terre se produit contrôle radicalement le comportement thermo-hydro-mécanique de la faille, en particulier la création de surpression et la fusion. Les réactions sont rapides à forte profondeur, ce qui favorise les surpressions et la liquéfaction. Dans les simulations, la température de la réaction est fixée à 500°C , mais il est vraisemblable que le type de minéraux hydratés (et donc leurs températures de réaction) dépende lui aussi de la profondeur : en subsurface on peut trouver des argiles comme les smectites, alors qu'en profondeur des minéraux comme les serpentines ou les chlorites peuvent être prédominants. On peut donc imaginer que toute une gamme de minéraux, et donc de seuils de température, existent en un point donné de la faille. L'effet de la réaction dépend surtout de l'écart entre température de réaction et température initiale, c'est le premier minéral (en quantité suffisante) à subir une déshydratation qui va contrôler le comportement thermo-mécanique de la faille.

5.7.2. Limites du modèle

Excepté pour la forme de la loi cinétique, le modèle développé ici ne repose pas sur une réaction chimique particulière. Des modifications simples peuvent être entreprises afin de prendre en compte la libération d'eau interfoliaire dans les argiles de type illite–smectite, ou la libération de CO_2 lors de la décomposition thermique des carbonates. En effet, le cadre théorique est très similaire à celui

développé dans ce cas précis par [Sulem & Famin \(2009\)](#), et la décarbonatation lors d'un séisme a déjà été observée sur le terrain ([Famin *et al.*, 2008](#)). La principale différence avec la déshydratation concerne alors les propriétés du fluide (compressibilité, viscosité, etc).

Il est difficile de déterminer un jeu de paramètres pertinent et précis pour le modèle. D'une part, si l'on considère une réaction chimique précise, le changement d'enthalpie et dans une certaine mesure la température d'équilibre peuvent être déterminées de façon univoque à partir d'une base de données thermodynamique. D'autre part, les paramètres cinétiques sont très incertains et aucune donnée fiable à taux de chauffage très rapide n'existe. L'étude de l'importance des paramètres κ_c et E_a met en évidence le fait que les réactions doivent être initialement assez rapides et très dépendantes de la température pour produire des effets significatifs. Les valeurs de la littérature utilisées ici (voir le paragraphe 5.5) semblent indiquer que la plupart des réactions de déshydratation entrent dans cette catégorie, mais il serait souhaitable de modéliser en détail la cinétique et la thermodynamique des réactions, et notamment la dépendance de la cinétique à l'écart à l'équilibre $\Delta_r G$, afin de s'assurer de la pertinence des résultats du modèle.

La perméabilité et la capacité de stockage de la roche de la faille ont été considérées comme constantes. Les valeurs utilisées correspondent à des mesures statiques, à pression et température données (voir par exemple [Wibberley & Shimamoto, 2003](#)). Or la déformation est connue pour avoir des effets importants sur ces propriétés : il est très vraisemblable qu'elles peuvent fortement changer au cours d'un glissement très rapide, en particulier à cause des changements de tortuosité et de la dilatance. Des études de laboratoires sont nécessaires afin de déterminer ces propriétés de façon dynamique.

Les simulations ont été réalisées à vitesse de glissement constante $V = 1 \text{ m.s}^{-1}$. Les résultats ne dépendent pas seulement du glissement cumulé $V \times t$, mais aussi de la vitesse elle-même. Par exemple, les pertes de chaleur par diffusion sont réduites pour des vitesses de glissement très rapides. Un moyen simple d'estimer cet effet et de remarquer que la vitesse de glissement apparaît systématiquement liée à l'épaisseur h dans le taux de déformation V/h . Ainsi, en première approximation une variation de V peut être compensée par une variation en sens opposé de h . Cet aspect mathématique est cependant limité car la vitesse de glissement est extrêmement variable au cours d'un glissement sismique. Ce type de variation n'a pas été prise en compte ici.

Enfin, le changement de porosité au cours de la réaction n'a pas été reporté sur la valeur de la capacité de stockage β^* . Une augmentation de porosité implique habituellement une augmentation de la capacité de stockage et donc une baisse de la diffusivité hydraulique $\alpha_{hy} = k/(\eta_f \beta^*)$. Cependant, le changement de porosité reste assez limité (on peut passer de quelques pourcents à quelques dizaines de pourcents) et ne peut pas changer la diffusivité de plus d'un ordre de grandeur au total. De plus, la porosité et la perméabilité sont en général reliées par des lois de type $k \propto n^x$, pour x de 3 à 25 ([David *et al.*, 1994](#)) : donc l'effet premier d'un changement de porosité serait plutôt une augmentation de la diffusivité. La quantification précise de ces effets dépend fortement du modèle particulier choisi pour la relation perméabilité–porosité (à travers l'exposant x), et j'ai souhaité éviter d'ajouter un degré supplémentaire d'incertitude dans le modèle par le biais d'une relation empirique finalement assez peu contrainte. D'une façon générale, ces effets sont difficiles à prendre en compte, sont « modèle–dépendant » et il est dangereux de raisonner intuitivement pour prédire leurs effets.

Malgré toutes les simplifications effectuées, le nombre de paramètres indépendants reste assez élevé. Les plus importants sont malheureusement ceux qui sont le moins bien contraints par les données de expérimentales et de terrain, comme l'épaisseur de la zone de glissement ou la cinétique

réactionnelle. De plus, ces paramètres ne sont pas constants le long d'une faille, et le comportement mécanique de celle-ci peut donc varier sensiblement d'un endroit à un autre. Cela met en évidence l'importance de la collecte d'un grand nombre de données sur des failles naturelles, ce qui permettrait d'estimer avec plus de précision le comportement mécanique moyen de ces failles pendant un glissement sismique. Cette approche reste cependant limitée dans la mesure où les mesures de propriétés physiques « post-mortem » peuvent ne pas être représentatives des valeurs in situ durant une déformation rapide.

5.8. Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons vu comment les réactions de déshydratation peuvent modifier le comportement thermo-hydro-mécanique d'une faille pendant un glissement cosismique. Cette sorte de *métamorphisme cosismique* a pu être observé expérimentalement (Han *et al.*, 2007b,a; Hirose & Bystricky, 2007; Brantut *et al.*, 2008; Han *et al.*, 2010), et sur le terrain (Hirono *et al.*, 2008; Famin *et al.*, 2008; Hamada *et al.*, 2009). Les deux effets principaux sont

- la limitation de la température sur le plan de faille,
- la pressurisation rapide de la zone de glissement.

Ces effets sont d'autant plus marqués que la température de réaction est proche de la température initiale de la faille avant le séisme. Cette situation peut être rencontrée dans un contexte de subduction, où la température en profondeur peut être assez proche de la température de déshydratation des serpentines comme la lizardite (voir par exemple le tableau 4.4). Ce mécanisme de pressurisation chimique pourrait expliquer la relative rareté des pseudotachylytes dans la nature : la roche ne peut atteindre sa température de fusion que si les minéraux hydratés ont entièrement réagi. Le fait que la pressurisation chimique puisse être efficace y compris dans des roches de forte perméabilité, dans lesquelles la pressurisation thermique classique n'est pas efficiente, fait de ce mécanisme un nouveau phénomène d'affaiblissement dynamique indépendant. Sa modélisation nécessite cependant un grand nombre de données expérimentales et de terrain, et en particulier la composition minéralogique de la roche. Dans ce cadre là, on ne peut donc pas considérer les roches des zones de failles comme toutes identiques d'un point de vue mécanique : chaque zone de faille est un cas particulier qu'il convient de documenter précisément si l'on souhaite en déterminer le comportement mécanique lors d'un tremblement de terre.

Chapitre 6.

Couplage déshydratation–mécanique pendant le glissement sismique : expériences

Mieux vaut une bribe de connaissance anticipée qu'un long discours après coup...

(Vance, 1984)

LES RÉACTIONS DE DÉSHYDRATATION, de par leur caractère fortement endothermique, constituent un tampon thermique très efficace à la fois durant la phase de nucléation et durant la phase de glissement cosismique. Dans le chapitre 5, nous avons vu comment cet effet peut être pris en compte dans un modèle de pressurisation thermique ; un des points faibles d'un tel modèle est l'absence de données fiables de cinétiques réactionnelles pour des forts taux de chauffage, tels que ceux subis par une faille pendant un séisme. Un moyen indépendant de déterminer si l'effet des déshydratations est important durant un glissement rapide est de tester expérimentalement cette hypothèse. Dans ce chapitre nous allons illustrer l'effet thermique des déshydratations prédit par le modèle, grâce à des expériences de friction à haute vitesse sur le gypse. L'ensemble de ce travail a été réalisé en collaboration avec Toshihiko Shimamoto et Raehee Han au Département de Sciences de la Terre de l'Université d'Hiroshima (Japon).

6.1. Introduction

L'étude expérimentale du glissement sismique a longtemps reposé sur les mouvements de *stick-slip*, qui permettent à petite échelle d'observer la dynamique de la rupture dans les roches. Cependant, les quantités de déplacement et les vitesses de glissement atteintes lors du *stick-slip* sont au maximum de l'ordre du millimètre et du centimètre par seconde respectivement, ce qui est plusieurs ordres de grandeurs inférieur à ceux des véritables tremblements de terre. Dans une certaine mesure, cette différence d'échelle n'est pas nécessairement un obstacle à la compréhension car les processus de rupture et les caractéristiques des roches comme la rugosité possèdent une invariance d'échelle (par exemple Scholz, 1988; Ohnaka, 2003). Mais cette invariance d'échelle ne s'applique pas à tous les processus faisant intervenir la chaleur, et en particulier l'échauffement frictionnel. Le glissement à haute vitesse peut être étudié expérimentalement, indépendamment de la dynamique du *stick-slip*, grâce à des appareils de cisaillement annulaire développés initialement par Shimamoto & Tsutsumi (1994). Cette technique a permis de reproduire et surtout d'étudier *quantitativement* la génération de pseudotachylytes dans les roches ignées (Tsutsumi & Shimamoto, 1996, 1997a,b; Hirose & Shimamoto, 2005; Di Toro *et al.*, 2006). Plus récemment, cet appareil a permis l'étude des propriétés frictionnelles de gouges de faille naturelles, qui ont permis de mettre

évidence la quasi-universalité du comportement d'affaiblissement lors des glissements à haute vitesse, même si le mécanisme physique de cet affaiblissement est encore mal connu (Mizoguchi *et al.*, 2007; Brantut *et al.*, 2008; Mizoguchi *et al.*, 2009; Boutareaud *et al.*, 2010; Sone & Shimamoto, 2009). Enfin, dans l'optique de ce chapitre, des expériences ciblées sur des roches contenant des minéraux thermiquement instables ont mis en évidence

- la déshydratation de phyllosilicates comme la lizardite (Hirose & Bystricky, 2007) et la kaolinite (Brantut *et al.*, 2008),
- la décarbonatation de minéraux carbonatés comme la calcite (Han *et al.*, 2007b, 2010) et la sidérite (Han *et al.*, 2007a).

Cependant, ces expériences n'ont pas reporté de façon claire un quelconque effet de ces réactions sur le comportement thermique du matériau, alors que cet effet est clairement prédit par la théorie (voir le chapitre 5 et Sulem & Famin (2009)). Une des raisons probable est l'écart important entre la température ambiante initiale et la température de réaction, environ 500°C pour les phyllosilicates et 900°C pour les carbonates. Cet écart important implique que la réaction n'apparaît qu'assez tard durant le glissement, et que la réaction ne peut se faire que très partiellement, au niveau de la zone de glissement.

Dans ce chapitre, nous allons voir des résultats d'expériences effectuées dans un appareil de friction annulaire sur des blocs de gypse de Volterra, au cours desquelles la température est systématiquement mesurée le long de la zone de glissement. La température de réaction du gypse se situant autour de 100°C, l'écart avec la température ambiante est relativement faible ; on s'attend donc à un effet important de la réaction de déshydratation sur l'évolution thermique de la roche pendant le glissement. Cette situation peut être considérée comme analogue à celle des serpentinites en profondeur dans une zone de subduction, où la température ambiante n'est que d'une centaine de degrés en dessous de leur température de réaction.

Les expériences ne permettent pas pour l'instant de confiner les fluides dans l'échantillon et de mesurer simultanément leur pression. La série présentée ici a été réalisée avec des échantillons secs, à l'air libre. On ne s'attend donc pas à priori à observer l'effet de pressurisation chimique de façon significative durant le glissement à haute vitesse.

Outre les données thermo-mécaniques, nous allons étudier en détail l'évolution microstructurale des échantillons au cours du glissement, ainsi que leur évolution minéralogique grâce à des mesures de diffraction des rayons x (DRX). Enfin, un bilan d'énergie est estimé afin de départager l'énergie mécanique dissipée sur le plan de faille en chaleur et chaleur latente de réaction.

6.2. Dispositif Expérimental

Les expériences ont été conduites dans un appareil de friction à haute vitesse à l'Université d'Hiroshima (Japon) (Shimamoto & Hirose, 2006; Togo *et al.*, 2009). Les détails du dispositif sont donnés dans l'annexe 8.11.1.

Tous les tests ont été menés sur des échantillons de gypse de Volterra, à la contrainte normale de 1 MPa, et pour une vitesse de glissement effective de $1,3 \text{ m s}^{-1}$ (voir équation 8.91). Deux types de géométries ont été testées, (1) des paires de cylindres pleins de diamètre externe 24,95 mm, et (2) des paires de cylindres creux de diamètre externe 24,95 mm et de diamètre interne 15 mm. En raison de la géométrie cylindrique des échantillons, les données sont interprétées en termes de glissement et vitesse de glissement équivalents (Shimamoto & Tsutsumi, 1994; Hirose & Shimamoto, 2005), avec l'hypothèse d'une contrainte de cisaillement constante sur le plan de glissement (voir l'annexe

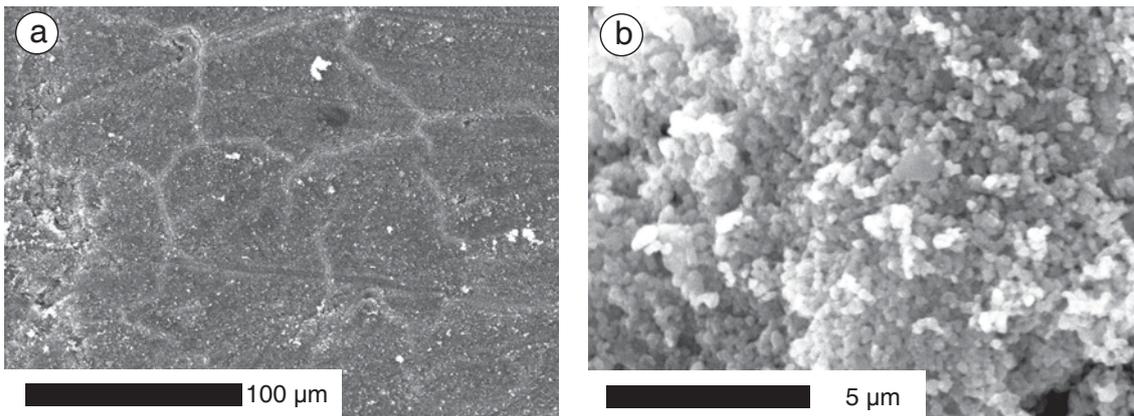


FIGURE 6.1. | Images MEB de la surface de glissement avant le test de friction. Les surfaces sont rôdées à faible vitesse de glissement pendant quelques heures, puis nettoyées de la gouge qui s'est formée. On voit apparaître, dès cette étape, une surface globalement lisse (a) sur laquelle sont parsemés des grains de taille sub-micrométrique (b).

8.11.3).

Les tests ont été effectués à température et pression initiales ambiantes, en conditions initialement sèches. L'atmosphère entourant le dispositif n'est pas confinée. La température dans les blocs de gypse est mesurée grâce à deux thermocouples de type K, localisés respectivement à 0,7 mm (TC1) et 1,9 mm (TC2) de la surface de glissement dans les échantillons creux, ou à 0,9 mm et 4,5 mm de la surface dans les échantillons pleins (figure 6.2(d–e)). Dans le cas des cylindres pleins, la position précise de l'extrémité des thermocouples ne peut pas être mesurée ; la position donnée ici est indicative, à la précision de $\pm 0,2$ mm. Le contact thermique entre les thermocouples et le bloc de gypse est assuré par une colle céramique haute température. L'humidité autour de l'échantillon est mesurée grâce à un capteur d'humidité capacitif fixé sur la partie stationnaire du dispositif, à environ 2 cm de la surface de glissement. L'atmosphère n'étant pas confinée, cette mesure permet seulement d'estimer qualitativement la libération d'eau au cours de l'expérience.

Avant chaque test, les deux cylindres sont mis en contact à faible pression (moins d'un bar), et on impose une rotation à faible vitesse (quelques tours/minutes) afin d'obtenir le meilleur contact possible entre les deux surfaces. Ce processus dure quelques heures. Ensuite, la surface est nettoyée afin de retirer la gouge qui s'est formée. L'état de surface à l'issue de cette étape préliminaire a été examiné en microscopie électronique à balayage (figure 6.1). On observe la présence d'une surface assez lisse mais parsemée de grains de taille inférieure au micron.

6.3. Résultats

6.3.1. Comportement Thermo-mécanique

Le comportement frictionnel typique des échantillons formés par des cylindres pleins consiste en un premier pic de friction, de l'ordre de 0,6, suivi d'une forte décroissance jusqu'à environ 0,2 ou moins au cours du premier mètre de déplacement cumulé (figure 6.2(a)). Le coefficient de friction augmente ensuite jusqu'à un second pic à la valeur de 0,4 environ, sur un déplacement de quelques mètres. Finalement, la friction diminue progressivement au cours des dizaines de mètres

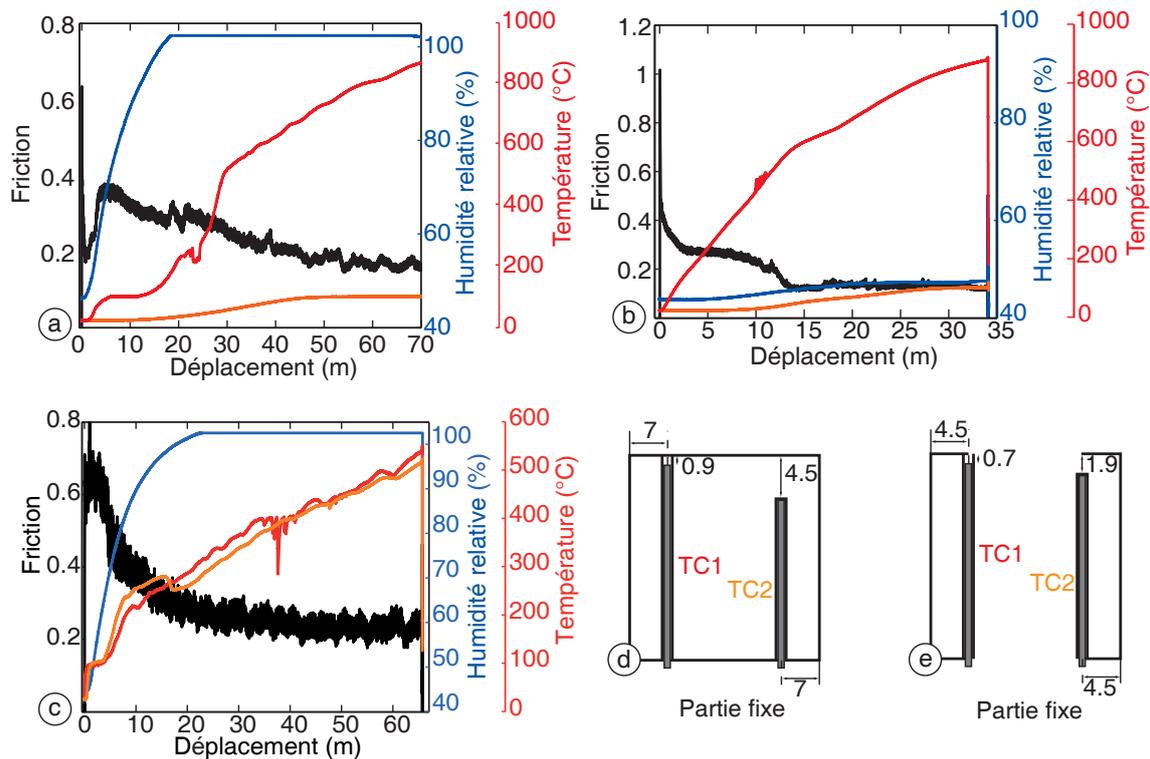


FIGURE 6.2. | Comportement thermo-mécanique typique du gypse de Volterra en friction à haute vitesse. Les tests sont effectués à la contrainte normale de 1 MPa, et à la vitesse constante de $1,3 \text{ m s}^{-1}$. Les courbes noires représentent le coefficient de friction, les courbes bleues donnent l'humidité relative, les courbes rouges et oranges donnent la température mesurée respectivement par TC1 et TC2 (d,e). **a.** Expérience sur cylindre plein. **b.** Deuxième test consécutif après refroidissement de l'échantillon. **c.** Expérience sur cylindre creux.

de glissement qui s'ensuivent. La valeur finale, après un déplacement cumulé de 70 m, est de 0,2. On détecte une augmentation d'humidité dans l'air ambiant à partir de 0,5 m de glissement ; le détecteur sature à 100% d'humidité à partir de 16,5 m de glissement. La température mesurée par TC1 (le thermocouple le plus proche de la surface de glissement) augmente rapidement à partir de 1,2 m de glissement, et plafonne à 100°C à partir de 5,8 m. Elle reste constante sur environ 6 m de déplacement cumulé, puis reprend son augmentation pour finir à plus de 900° à la fin de l'expérience. Parallèlement, la température mesurée par TC2 à 5 mm de la surface de friction augmente très lentement à partir d'un glissement de 8 m, atteint la valeur de 100°C à partir de 50 m et reste bloquée à cette valeur jusqu'à la fin de l'expérience.

À la fin de ce test, l'échantillon est laissé en place, toujours à contrainte normale de 1 MPa et à température ambiante jusqu'à son refroidissement complet. Après quelques heures, on répète le test. Le comportement frictionnel consiste alors en un unique pic de friction, à la valeur de 1,0, suivi d'un affaiblissement jusqu'à la valeur de 0,25 sur une distance caractéristique de 3 m environ ; enfin, l'affaiblissement se poursuit à partir de 13 m de glissement et la friction atteint une valeur constante de 0,15 (figure 6.2(b)). La température mesurée par TC1 augmente de façon continue et monotone pour atteindre la valeur de 900°C à 34 m de glissement. La température mesurée par

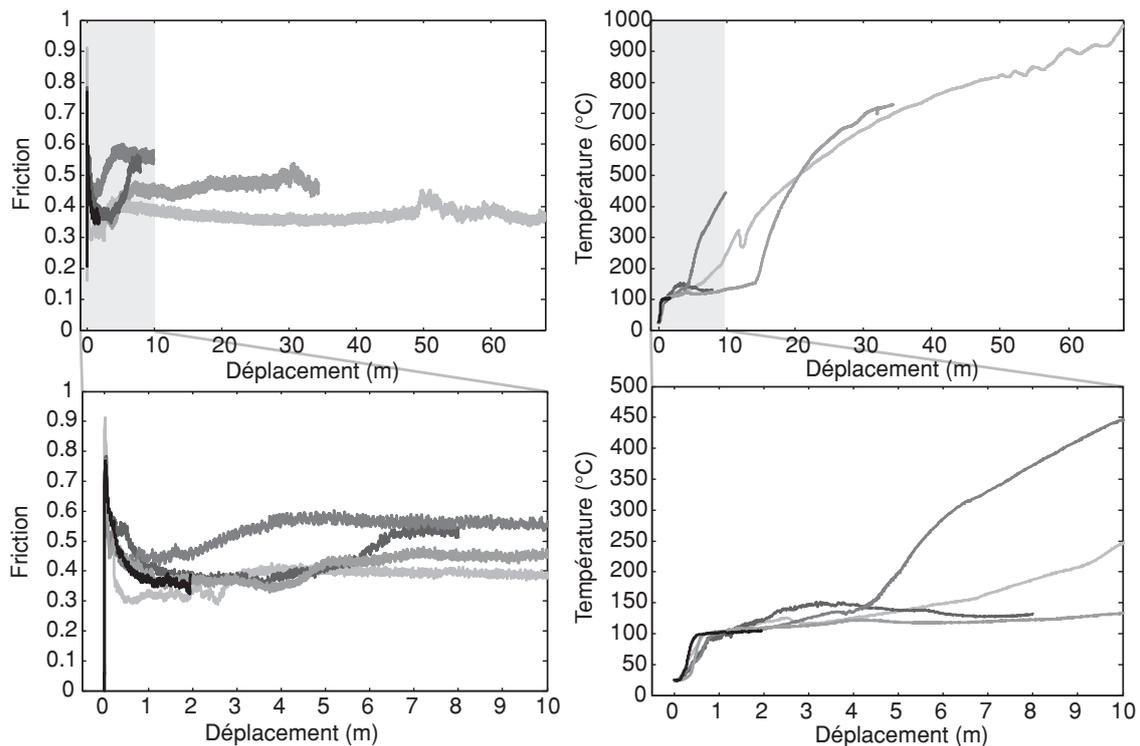


FIGURE 6.3. | Comportement thermo-mécanique du gypse de Volterra pour différents glissements cumulés. La reproductibilité n'est pas quantitative, mais le même comportement qualitatif est systématiquement observé. La température est bloquée à environ 100 C sur un glissement de 4 à 10 m. Le coefficient de friction n'est pas monotone et comporte deux phases d'affaiblissement successives.

TC2 augmente lentement pour atteindre 100 C à partir de 25 m de glissement, et reste à nouveau bloquée à cette valeur jusqu'à la fin de l'expérience. L'humidité commence à augmenter à partir de 5 m de glissement, mais cette augmentation est très lente : on passe de 43,8% au début du test à seulement 47,3% à la fin du test.

Les tests effectués sur des cylindres creux, dont un exemple est montré sur la figure 6.2(c), ont un comportement thermique similaire. Le comportement frictionnel est légèrement différent, car il ne comporte pas le premier épisode d'affaiblissement brutal, mais seulement un affaiblissement lent tout au long de l'expérience.

Les tests sur cylindres pleins ont été reproduits cinq fois, et stoppés à des glissements cumulés de 2, 8, 10, 35 et 68 mètres. Les courbes de friction et de température (thermocouple TC1, placé à environ 1 mm de la surface de glissement) sont données sur la figure 6.3. Le comportement frictionnel et thermique observé sur la figure 6.2(a) est qualitativement reproductible, en particulier on note systématiquement une évolution non monotone de la friction avec un second pic après environ 5 m de glissement. Parallèlement, la température est initialement constante aux alentours de 100 C durant les 5 à 10 premiers mètres de glissement. Cette série de tests permet d'accéder à l'évolution morphologique et microstructurale des échantillons à différentes étapes du glissement.

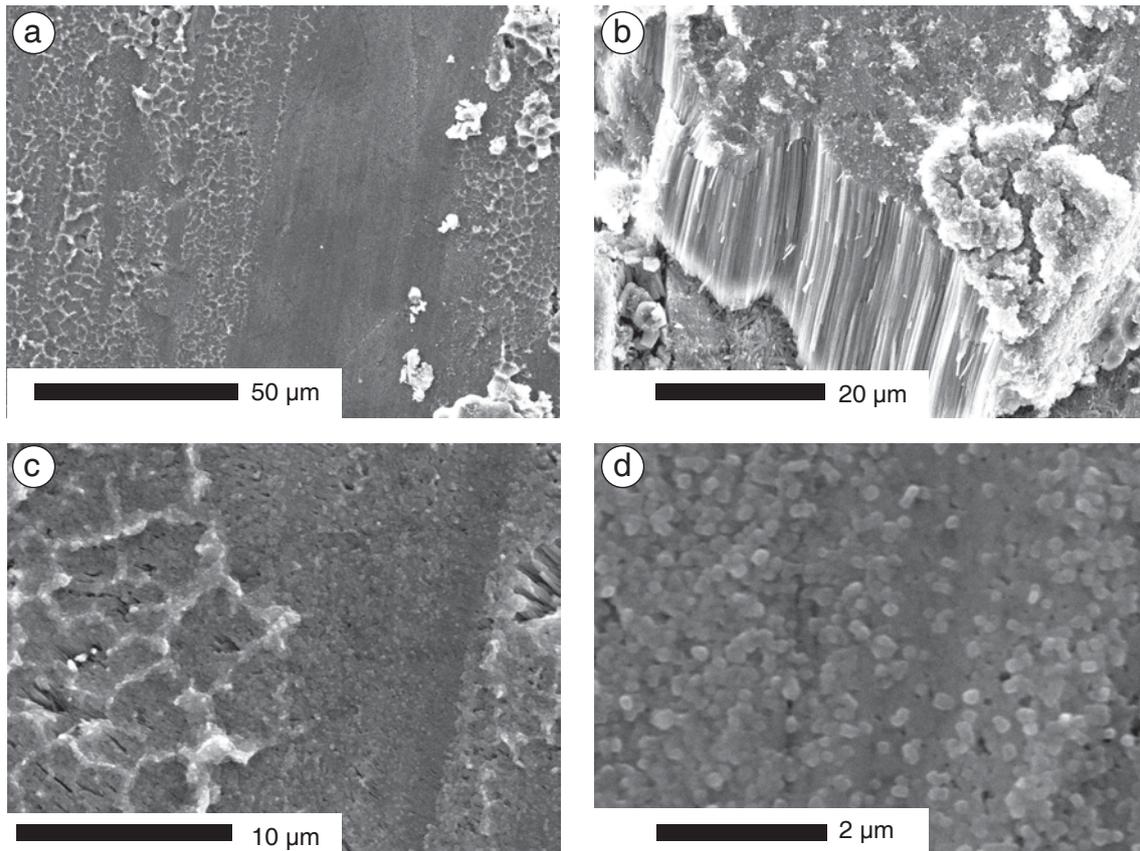


FIGURE 6.4. | État de surface après 2 m de glissement. On observe des figures de dessiccation (a–c), ce qui indique la présence probable d’eau liquide sur la surface dans les premiers instants de l’expérience. L’image b montre une texture fibreuse typique de la bassanite. La surface apparemment lisse à grande échelle est en réalité constituée de grains de diamètre 100 nm environ (d).

6.3.2. Analyse de la Surface de Glissement

Après les expériences, les deux cylindres sont séparés et l’un des deux est utilisé pour observer la surface de la zone de glissement. La figure 6.4 montre l’état de surface après 2 m de glissement. On observe une surface assez lisse, avec de nombreuses marques de dessiccation (a–c) qui indiquent la présence probable d’eau liquide sur la surface de glissement. Ces structures ne sont pas retrouvées lorsque le glissement est plus important (voir la figure 6.5, et ne peuvent donc pas être attribuées seulement à de la condensation lors du refroidissement de l’échantillon. À certains endroits, des blocs arrachés laissent entrevoir en coupe une texture fibreuse, typique de la bassanite (b). La surface en général formée d’un ensemble de grains très fins, d’un diamètre moyen de l’ordre de 100 nm (d). Ces grains ne semblent pas significativement différents de ceux trouvés sur la surface *avant* le test, après la phase de rodage (figure 6.1).

La figure 6.5 montre l’état de surface après 60 m de glissement. La surface est constituée d’un assemblage de grains soudés dont la taille varie de 5 à 20 μm de diamètre. Proche du centre du cylindre, l’assemblage peut être assez lâche et laisser une certaine porosité (a). Aux bords de l’échantillon, l’assemblage est très compact ; sur la surface, des grains et amas de grains de taille micromé-

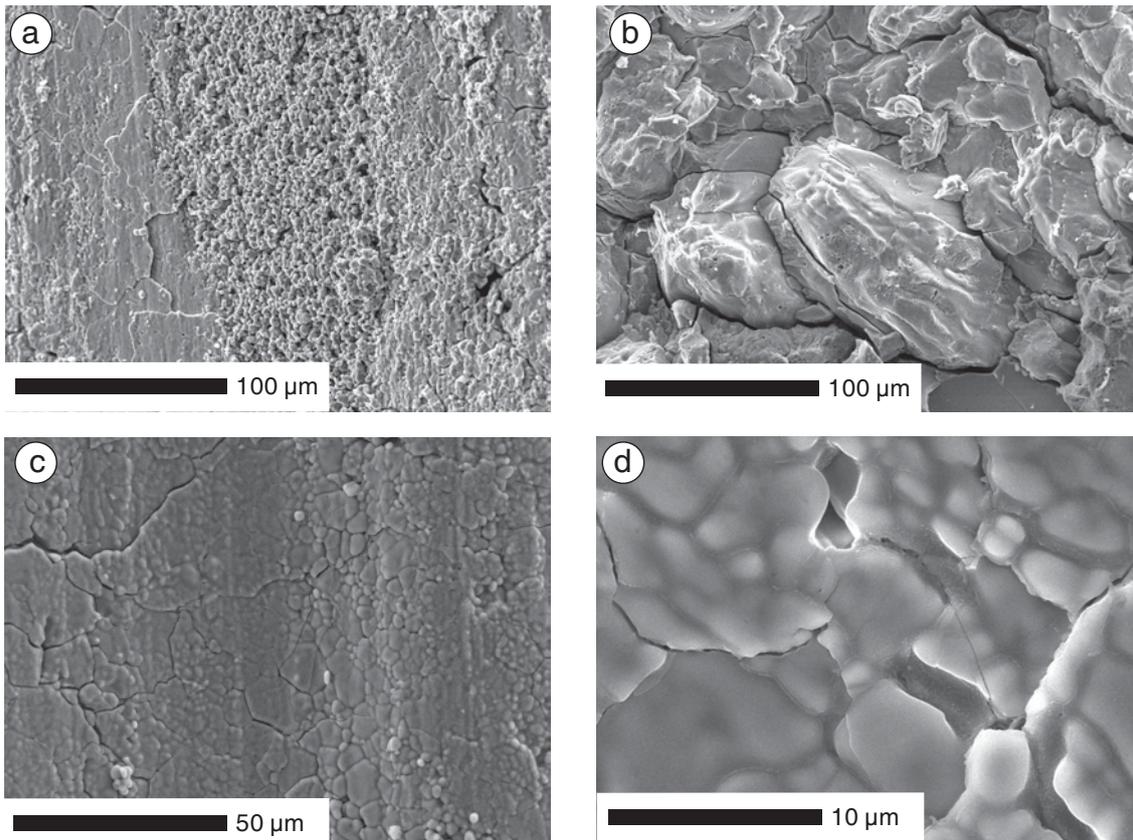


FIGURE 6.5. | État de surface après 60 m de glissement. Proche du centre du cylindre (a), la surface est constituée par des grains de taille micrométrique soudés entre eux. L'image b montre la texture sous la surface de glissement à une position proche du bord de l'échantillon, là où la vitesse de glissement et la température sont plus élevées. On observe des grains jointifs d'une centaine de micromètres. La surface de glissement (c–d) est très lisse, et formée de grains soudés. Des amas de grains de taille micrométriques sont observés par dessus la surface.

trique sont observés (c). Sous la surface, on observe des grains de grande taille, environ $100\ \mu\text{m}$, parfaitement jointifs. Ce type de microstructure peut être dû à de la recristallisation et de la croissance cristalline à haute température.

6.3.3. Évolution Microstructurale et Chimique

Les échantillons sont ensuite forés à partir de la surface de glissement par étapes de $500\ \mu\text{m}$, et la poudre de forage est collectée et analysée par DRX. L'ensemble de ces données est représenté sur la figure 6.6. À 2 m de glissement, seul le gypse est présent et identifiable, mais on détecte un pic pouvant appartenir à l'anhydrite ou à la bassanite. À 8 m de glissement, la tranche de 0 à 0,5 mm contient un mélange de gypse et de bassanite, et probablement une quantité non nulle d'anhydrite, identifiée par son pic principal autour de $25,5^\circ$ (2θ). Cependant, ce seul pic ne permet pas d'affirmer avec certitude la présence d'anhydrite. En revanche, à 10 m de glissement la tranche de 0 à 0,5 mm est constituée essentiellement d'anhydrite. Puis, de 0,5 à 1 mm, la bassanite

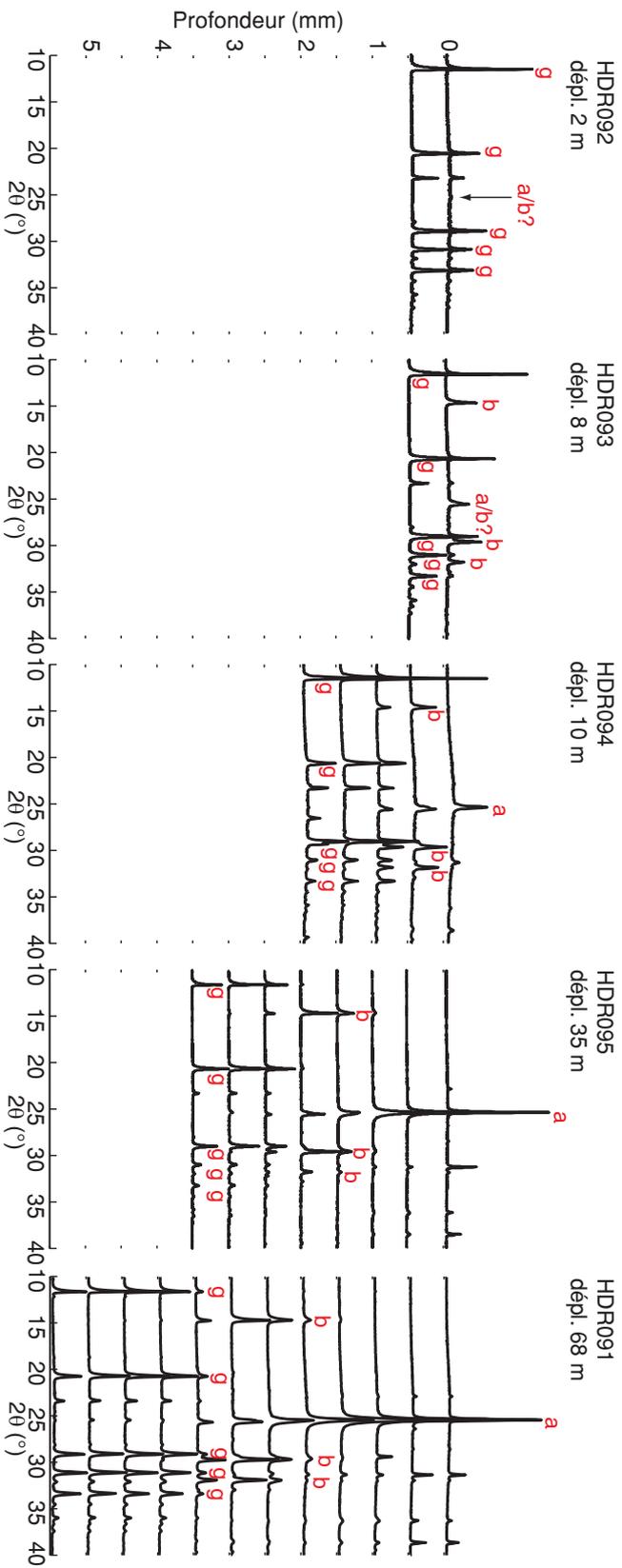


FIGURE 6.6. | Spectres de diffraction des rayons x en fonction de la profondeur. Chaque spectre correspond à l'analyse de la poudre provenant d'une épaisseur de 500 μm . La notation (a) correspond à des pics d'anhydrite, (b) de bassanite et (g) de gypse. À 2 m de glissement, le gypse est majoritairement présent mais on détecte dans la partie supérieure un pic qui appartient vraisemblablement à la bassanite ou à l'anhydrite. Lorsque la quantité de glissement augmente, les zones supérieures, proches de la surface de glissement, sont formées d'anhydrite en surface, puis d'un mélange anhydrite et bassanite, et enfin d'un mélange de gypse et de bassanite. Les transitions entre des zones de compositions différentes ne peuvent pas être résolues à cause de la précision du forage et de l'épaisseur des tranches analysées. Dans les parties contenant majoritairement du gypse, on peut détecter un pic caractéristique de l'anhydrite mais il est probable qu'il soit dû à la contamination provenant des couches superficielles lors du forage.

Expérience	Dépl. cumulé (m)	Épaisseur déshydratée (min–max) (mm)	Énergie mécanique (MJ m ⁻²)	Enthalpie de réaction (MJ m ⁻²)	Enthalpie de réaction + vaporisation (MJ m ⁻²)
HDR92	2	0,155 (0–0,3)	0,732	0,070	0,408
HDR93	8	0,613 (0,16–1,125)	3,376	0,278	1,612
HDR94	10	1,122 (0,11–1,73)	5,495	0,508	2,950
HDR95	35	2,871 (2,16–3,43)	15,549	1,301	7,548
HDR91	68	5,083 (4,05–5,90)	25,143	2,303	13,364

TABLE 6.1. | Résumé des mesures d'épaisseur et d'énergie pour différents déplacements cumulés. L'épaisseur déshydratée moyenne est calculée comme le rapport entre la surface mesurée par analyse d'image et le diamètre de l'échantillon. Les valeurs minimales et maximales sont directement mesurées sur l'image. L'énergie mécanique totale est calculée comme l'intégrale de la contrainte de cisaillement sur le déplacement cumulé. Les chaleurs latentes de réactions sont calculées à partir des équations 6.1 et 6.2.

et l'anhydrite sont présents. De 1 à 1,5 mm, l'échantillon est constitué d'un mélange de gypse et de bassanite. Enfin, à partir de 1,5 mm, seul le gypse est présent. Dans l'échantillon déformé jusqu'à 35 m de glissement, les couches de 0 à 1 mm sont constituées uniquement d'anhydrite. De 1 à 2 mm, on observe un mélange de bassanite et d'anhydrite ; de 2 à 3 mm, l'échantillon est constitué d'un mélange de bassanite et de gypse, et à partir de 3 mm il contient essentiellement du gypse. Enfin, à 68 m de glissement, les couches de 0 à 2 mm de profondeur ne sont constituées que d'anhydrite. La bassanite apparaît significativement à partir de 2 mm, et constitue un part important de la composition minéralogique jusqu'à 3,5 mm. Au-delà, le gypse est le principal constituant.

Ces séquences de composition minéralogiques en fonction de la profondeur et pour différentes quantités de glissement cumulé sont en accord avec la séquence de la réaction de déshydratation du gypse (équations 3.1 et 3.2). C'est une preuve claire que la déshydratation se produit durant un événement de glissement rapide, et ce dès les premiers mètres de glissement.

Afin de mesurer avec plus de précision les épaisseurs déshydratées au cours du glissement, des lames minces sont réalisées et observées en microscopie optique. L'évolution microstructurale est présentée sur la figure 6.7. Sur les microphotographies, le gypse apparaît translucide alors que la bassanite et l'anhydrite ont des couleurs foncées. À l'évidence, l'épaisseur déshydratée varie le long de l'échantillon en fonction de la position par rapport à l'axe de rotation. Afin de déterminer une épaisseur moyenne, on mesure par analyse d'image la surface de la zone déshydratée, et on divise cette surface par le diamètre de l'échantillon. L'épaisseur ainsi mesurée est reportée sur le tableau 6.1. La transition entre le gypse et la bassanite est franche, comme on peut le voir sur l'image 6.7(f). L'épaisseur de cette zone de transition varie entre quelques dizaines de microns à 2 m de glissement et quelques centaines de microns pour des glissements plus élevés. Dans les échantillons déformés sur des glissements très longs, on observe des zones d'anhydrite recristallisée proches de la surface (figure 6.7(g)). Ces zones sont localisées aux endroits les plus chauds lors de l'expérience, c'est-à-dire à une certaine distance du centre, où la vitesse de glissement est élevée, et en retrait par rapport au bord de l'échantillon où les pertes de chaleurs sont élevées. Il est important de noter que ces zones ne sont pas réellement déformées, la zone de glissement elle-même étant en surface, mais plutôt chauffées statiquement à proximité de la surface de glissement.

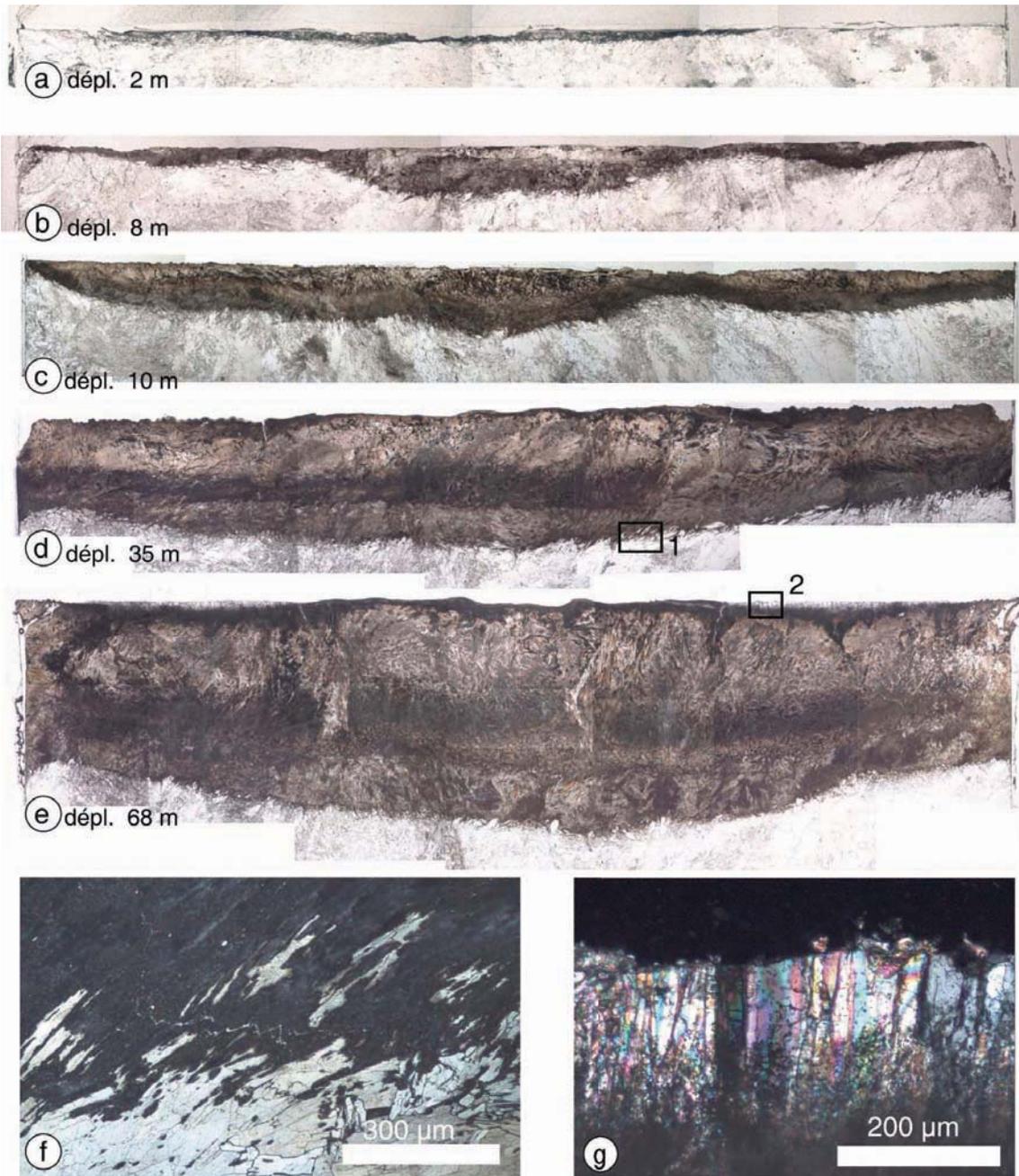


FIGURE 6.7. | Microphotographies des lames minces d'échantillons à différents glissements cumulés. Expériences effectuées à une contrainte normale de 1 MPa, et une vitesse équivalente de $1,3 \text{ m s}^{-1}$, et pour des déplacements de 2 m (a), 8 m (b), 10 m (c), 35 m (d) et 68 m (e). La largeur de l'image est de 24,95 mm. La surface de glissement est située vers le haut de chaque image, et l'axe de rotation est au centre. L'image f est un grossissement de la zone 1 qui montre le front de déshydratation. L'image g est un grossissement de la zone 2 qui montre la recristallisation et la croissance cristalline de l'anhydrite proche de la zone de glissement.

6.4. Bilan Énergétique de la Déformation

À partir des mesures d'épaisseurs déshydratées, on peut estimer l'énergie nécessaire (sous forme de chaleur latente) à la déshydratation pour les différents tests. L'enthalpie de la réaction de déshydratation du gypse vers l'anhydrite est de $\Delta_r H^0 = 16,92 \text{ kJ mol}^{-1}$ si l'eau reste sous la forme liquide (Robie *et al.*, 1979). L'enthalpie du changement de phase de deux moles d'eau liquides vers de la vapeur est de $L_{\text{vap}} = 81,252 \text{ kJ}$ par mole de gypse. On néglige ici la dépendance de $\Delta_r H$ à la température. On considère le matériau initial comme du gypse pur et non poreux. Pour une demi-épaisseur déshydratée $\langle h \rangle$, l'énergie E_c consommée par la réaction par unité de surface est de

$$E_c = 2 \frac{\langle h \rangle}{V_{\text{gypsum}}} \Delta_r H^0, \quad (6.1)$$

$$E_c^* = 2 \frac{\langle h \rangle}{V_{\text{gypsum}}} (\Delta_r H^0 + L_{\text{vap}}), \quad (6.2)$$

où V_{gypsum} le volume molaire du gypse, et E_c^* la somme de l'énergie de réaction et du changement de phase de l'eau. Les valeurs de E_c et E_c^* sont respectivement des bornes inférieures et supérieures pour la valeur réelle de l'énergie prise par la réaction et le changement de phase. En effet, nous avons vu qu'il existait toute une gamme intermédiaire entre la transformation complète en anhydrite et eau vapeur et la transformation en bassanite et eau liquide. L'enthalpie de la réaction du gypse vers la bassanite n'est pas significativement différente de celle vers l'anhydrite. C'est l'enthalpie du changement de phase de l'eau qui constitue le puit de chaleur principal dans cette réaction (et dans les réactions de déshydratation en général).

D'autre part, l'énergie mécanique totale W dissipée par la friction par unité de surface peut être calculée directement à partir des mesures de contraintes et de déplacement, comme

$$W = \int_0^D \tau(\delta) d\delta, \quad (6.3)$$

où δ est le déplacement et D le glissement total cumulé. La relation entre E_c , E_c^* et W est représentée sur la figure 6.8. Le rapport E_c/W est constant et vaut environ 9%, et le rapport E_c^*/W vaut 52%. Cela montre qu'une quantité importante d'énergie mécanique est consommée par la déshydratation et surtout, ici, la vaporisation, ce qui limite efficacement la température de la surface de glissement.

6.5. Discussion et conclusions

Le comportement frictionnel du gypse semble fortement corrélé aux transformations minéralogiques et physiques au niveau de la surface de glissement (voir la différence entre les deux tests successifs sur la figure 6.2(a–b)). La résistance est très faible dans les premiers mètres de glissement pour les échantillons pleins, mais les tests sur cylindres creux ne montrent pas ce comportement. Dans cette configuration, la distance d'évacuation du fluide est très faible, au maximum de 5 mm, alors qu'elle est beaucoup plus importante dans le cas des cylindres creux (12,5 mm entre le centre et la périphérie). On peut donc vraisemblablement attribuer la phase d'affaiblissement initiale à la présence d'eau liquide. Il est impossible à ce stade de distinguer quel est le processus associé au fluide responsable d'un tel affaiblissement. L'eau peut en effet avoir un effet *physique*, par l'intermédiaire de la pression. Dans cette hypothèse, l'affaiblissement observé serait dû à la pressurisation

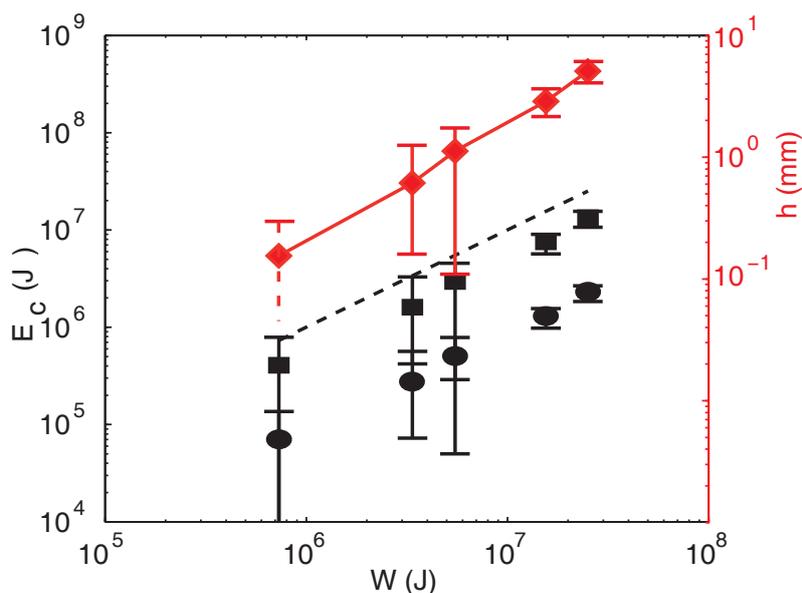


FIGURE 6.8. | Bilan énergétique du glissement. Comparaison entre énergie chimique, épaisseur déshydratée et énergie mécanique dissipée sur le plan de glissement. Les cercles correspondent à la limite inférieure de l'enthalpie de réaction, sans changement de phase de l'eau. Les rectangles correspondent à la borne supérieure de l'énergie chimique, avec changement de phase total de l'eau liquide vers l'eau vapeur. La ligne pointillée correspond à la droite de pente 1.

chimique telle qu'elle a été détaillée dans le chapitre 5. L'eau peut aussi avoir un effet *chimique*, en modifiant les propriétés intrinsèques de la surface de glissement. La phase de durcissement qui suit le premier affaiblissement pourrait être expliquée par le drainage de la zone de glissement ou la conversion de toute l'eau liquide en eau sous forme de vapeur. À l'issue de cette étape, la zone de glissement est alors composée de bassanite ou d'anhydrite, dont les propriétés frictionnelles ne sont pas nécessairement les mêmes que celles du gypse. C'est donc le changement de lithologie et le drainage au cours du glissement qui serait responsable de l'évolution non monotone de la friction du matériau. En revanche, aucune hypothèse fiable ne peut être formulée pour expliquer l'adoucissement lent observé dans la phase finale des expériences. Une des pistes pourrait être l'effet de la taille des grains (voir à ce sujet [Han et al., 2010](#)).

Les observations microstructurales montrent une trace claire des réactions de déshydratation dans les échantillons post-mortem. Cela suggère que de tels phénomènes pourraient laisser des traces géologiques après un tremblement de terre. Les changements minéralogiques dans la gouge de la faille de Chelung-Pu (Taiwan) reportés par [Hirono et al. \(2008\)](#) semblent confirmer cette hypothèse. Cependant, la question de la préservation à l'échelle des temps géologique se pose, en raison des processus de réhydratations possibles. La trace minéralogique pourrait donc être perdue. En revanche, les figures de recristallisation et de croissance cristalline de l'anhydrite pourraient être plus stables à long terme.

Les observations expérimentales de ce chapitre montrent la possibilité de déshydratations à grande échelle au cours de la friction à haute vitesse. Le plateau de température dans la zone de glissement peut être expliqué par le caractère endothermique des réactions de déshydratation du gypse. Le calcul du bilan énergétique confirme cette hypothèse, en montrant que la part d'énergie

mécanique convertie en énergie chimique peut aller jusqu'à 50%. Les indices de présence d'eau liquide dans les premiers mètres de glissement semblent indiquer que le tampon thermique est réalisé par l'équilibre liquide–vapeur de l'eau libérée par la réaction. La cinétique de la réaction est donc suffisamment rapide pour fournir de l'eau liquide de façon continue lors de la friction. Une fois toutes l'eau libérée et transformée en vapeur, la température peut augmenter à nouveau et n'est plus limitée.

Un point important est la part majoritaire (83%) de la chaleur latente de la transition liquide–vapeur de l'eau dans le bilan énergétique. On peut ainsi légitimement se demander si l'effet thermique observé ici n'est pas restreint aux réactions de basse température, au cours desquelles l'eau peut changer de phase. Au-delà d'une pression de 23 MPa et d'une température de 647°K, l'eau est à l'état supercritique. Ainsi, les réactions de déshydratation qui se produisent à ces conditions vont entraîner le passage de l'eau structurale directement à l'état supercritique, en une seule étape. Cela explique les enthalpies de réaction élevées pour les réactions de déshydratation des phyllosilicates, de 100 kJ mol⁻¹ à 1000 kJ mol⁻¹ (Robie *et al.*, 1979). L'effet thermique observé ici peut donc être généralisé, à la condition que la cinétique réactionnelle soit suffisamment rapide. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 5, le faible écart entre la température initiale et la température de réaction assure une cinétique très rapide en raison (1) de la grande quantité d'énergie mécanique disponible et (2) de la dépendance en température de la cinétique par le biais de la loi d'Arrhénius. Le cas du gypse est donc un bon analogue des minéraux hydratés comme les serpentines et les argiles, qui sont couramment observés dans les zones de faille (par exemple Sulem *et al.*, 2004; Solum *et al.*, 2006; Hirono *et al.*, 2008).

La compréhension des phénomènes thermiques pendant les glissements sismiques nécessite une caractérisation complète des roches des zones de failles, tant du point de vue des propriétés physiques que de la minéralogie ou de la texture. Le comportement mécanique des roches pendant les séismes semble en effet très dépendant des détails de ces propriétés et des couplages thermo-hydro-mécaniques et chimiques. Les résultats présentés dans ce chapitre mettent en évidence de façon claire l'existence d'un *métamorphisme cosismique*. Ce métamorphisme est d'autant plus complexe qu'il est indissociable de l'évolution des propriétés mécaniques de la roche pendant le glissement. La particularité du cas des déshydratations mis en avant ici est l'absorption d'une part non négligeable de l'énergie mécanique dissipée sur le plan de faille. Cet effet de premier ordre pourrait expliquer l'absence d'anomalies de flux de chaleur à l'aplomb des failles crustales (Lachenbruch & Sass, 1980) et la rareté des pseudotachylytes dans la nature.

Chapitre 7.

Conclusion

À quoi bon faire des plans ? Le soleil peut s'éteindre demain.

(Vance, 1984)

LE GYPSE DE VOLTERRA apparaît à présent comme un matériau idéal à la fois pour les études de mécanique des roches à la transition fragile–ductile, et surtout pour les études des couplages thermo-hydro-mécaniques et chimiques lors des réactions de déshydratation. Dans ce chapitre je vais synthétiser les points forts de l'ensemble de ce travail, et donner les pistes qui permettraient une meilleure compréhension de chaque phénomène entr'aperçu au cours de cette thèse.

7.1. Complexité et variété des séismes

L'étude du comportement du gypse, au départ dans des conditions simples (chapitre 2), a permis de dévoiler la possibilité inattendue de nucléer des ruptures dynamiques à la transition fragile-ductile. Ces ruptures, lentes à faible température, sont associées à une localisation de la déformation dans des bandes de cisaillement. Les phénomènes de plasticité intracristalline, et leur interaction avec les processus fragiles (comme le clivage) semblent responsables de ce comportement particulier. Si tel est le cas, il est vraisemblable que d'autres types de roches puissent montrer un comportement similaire. Cette vision de la transition fragile–ductile est intimement liée à celle de la transition sismique–asismique, car on a cherché à expliquer le comportement en termes de processus. On aurait pu, dans une optique plus phénoménologique, utiliser une loi de friction à variables d'état et identifier des paramètres « constitutifs » afin d'expliquer les données de *stick-slip*. Cependant, l'utilisation d'une telle loi occulte les processus physiques individuels. La compréhension de ceux-ci est pourtant fondamentale si l'on veut être capable de prédire le comportement des roches en profondeur, car elle permet une modélisation sans extrapolation.

Les tests de déshydratation du gypse sous pression ont mis en évidence des phénomènes observables de premier ordre. Tout d'abord, une forte compaction associée à des émissions acoustiques ; d'autre part, une forte chute des vitesses d'ondes P et S et une diminution étonnante du coefficient de Poisson. L'origine principale de ce comportement est le changement de volume solide de la réaction de déshydratation, qui crée une porosité qui peut ensuite se compacter. La combinaison de l'évolution de la porosité avec le remplacement du gypse par la bassanite permet d'expliquer de façon satisfaisante la diminution des vitesses d'ondes et du module de Poisson. Ces observations, une fois transposées à des cas de terrain, sont d'une importance capitale dans l'interprétation des résultats de tomographie sismique. La forte compaction associée à l'effondrement de la porosité fait que les roches en déshydratation ne peuvent supporter la charge qui leur est imposée. Elles constituent donc des maillons faibles au sein d'un massif en subduction ou en subsidence. On voit

ici que les déshydratation peuvent avoir un effet très important y compris en conditions drainées, où le fluide a finalement un rôle mineur. Par extension, ce genre de comportement peut très certainement être rencontré dans des roches dont les minéraux subissent un changement de phase à changement de volume négatif. On pense notamment ici à l'éclogitisation des roches basiques en subduction, ainsi qu'aux différents changements de phases de l'olivine dans le manteau profond. Des expériences en cours sur des analogues semblent en effet montrer la nucléation d'instabilités à haute pression et haute température pendant les transitions de type olivine-wadsleyite. Toute une partie de la sismicité des zones de subduction et de la séismes profonds pourrait donc être initiée par des changements de phases, le processus majeur étant le changement de volume solide des transformations.

L'analyse théorique et la modélisation des couplages thermo-hydro-mécaniques et chimiques dans les zones de failles a pu mettre en avant le rôle potentiellement important des réactions de déshydratation sur les instabilités menant aux séismes, et sur la dynamique des séismes : elles sont génératrices d'instabilités, et limitent très efficacement la température des failles (effet endothermique). Un moyen de tester ces résultats est de les comparer à des observations sismologiques. Dans le cas des instabilités temporaires liées aux réactions, l'estimation d'une loi d'échelle pour les magnitudes permet au moins de s'assurer que le modèle n'est pas en contradiction totale avec les observations. Cependant, il est extrêmement difficile de tirer des conclusions définitives au vu des nombreuses simplifications faites dans les calculs. La modélisation permet seulement de mettre en lumière des pistes de réflexion, mais la difficulté des calculs et l'absence de données fiables ne permet aucune prédiction.

Les expériences de friction à haute vitesse apportent quant à elles des conclusions plus définitives. Elles démontrent clairement l'effet de limitation de la température le long des failles lors des réactions de déshydratation, phénomène déjà pressenti grâce à la modélisation. Seul l'effet thermique peut être testé en laboratoire pour l'instant, car il semble extrêmement difficile de confiner les échantillons et de mesurer l'évolution de la pression de fluide dans la faille pendant le glissement. D'une façon plus générale, les expériences et les calculs mettent en relief l'influence de la lithologie et de la chimie des roches sur leur comportement mécanique, même à très courte échelle de temps.

Tout au long de mon travail, j'ai tenté, à chaque fois qu'il en était possible, de relier des observations expérimentales et des analyses théoriques à la mécanique de la source « sismique ». Une des originalité de l'approche développée ici est que cette étape d'interprétation des résultats en terme « sismologiques » n'est pas née d'une intuition *à priori*, mais provient directement d'un besoin d'explication des résultats eux-mêmes. En d'autres termes, je n'ai pas cherché à l'avance à reproduire un type de séisme particulier ou à expliquer une observation sismologique précise. Ces explications sont plutôt nées des conséquences des résultats eux-mêmes. Il est important de noter ici que c'est la combinaison de mesures de bonne qualité, en très grand nombre et surtout complémentaires les unes par rapport aux autres qui a permis d'envisager les processus dans leur ensemble.

D'une façon plus générale, les expériences et le modèles développés au cours de mon travail ont mis en évidence une grande complexité et une grande variété d'instabilités sismiques, depuis les séismes « normaux » jusqu'aux séismes lents et silencieux. Ces variétés exotiques pourraient bien être des éléments fondamentaux dans la dynamique des zones de subduction.

7.2. Perspectives

Les interactions entre mécanismes fragiles et plastiques, bien étudiées dans le domaine de la métallurgie, sont encore peu connues dans les minéraux, tant d'un point de vue expérimental que d'un point de vue théorique. La marge de progression est donc très large. En particulier, il semble nécessaire d'explorer la transition fragile–ductile sur différents matériaux autre que le gypse, notamment les serpentinites et les roches carbonatées. Ces deux roches représentent deux extrémités intéressantes. Les serpentinites sont des roches dont le comportement est assez peu connu et pourtant il semble qu'elles concentrent une grande part de la déformation de la croûte océanique dans les zones de subduction. Les calcaires sont quant à eux un des composants majeurs de la croûte terrestre, et de nombreuses failles en traversent des massifs. L'intérêt d'étudier cette classe de roches est la bonne connaissance des mécanismes plastiques du carbonate de calcium, ce qui permet une meilleure compréhension des interactions possibles avec les processus de fracturation.

L'étude des déshydratations et de leur influence sur le comportement mécanique des roches est un domaine actuellement très actif. Étant donné la complexité de ces phénomènes, de nombreuses études expérimentales sont encore nécessaires afin de comprendre et surtout de prévoir le comportement des matériaux qui peuvent se déshydrater sous l'effet de la température. Le point clé qui devrait permettre de relier à la fois les processus mécaniques et chimiques est l'évolution des propriétés de transport de la roche au cours de la réaction. En particulier, la caractérisation de la compétition entre création de porosité et compaction, et leurs effets sur la perméabilité semble la difficulté principale dans la prédiction du comportement. Sans ces informations, l'établissement d'un modèle physique prédictif reste une mission impossible, a fortiori si l'on souhaite appliquer un tel modèle dans un cas naturel. Afin d'éviter trop d'imbrications de phénomènes dans les expériences, on peut tenter d'abord de séparer les effets chimiques des effets mécaniques, en étudiant par exemple l'enveloppe de rupture de roches partiellement déshydratées, puis d'augmenter la complexité en répétant des tests de fluage, similaires à celui présenté dans le chapitre 3. Dans tous les cas, il est essentiel d'effectuer un nombre important de mesures simultanées au cours d'un même test, afin d'obtenir une vue globale des processus.

À propos des mécanismes de nucléation des séismes, l'étude théorique présentée dans le chapitre 4 peut être étendue au cas des matériaux dont le coefficient de friction augmente avec la vitesse de glissement, qui sont normalement stables. Cela permettrait de tester le comportement déstabilisateur des réactions de déshydratation. De plus, l'incorporation de données expérimentales concernant l'effet des réactions sur les propriétés de transport et la compaction ou dilatance pourrait apporter plus de réalisme au modèle proposé. En revanche, la simulation du cycle sismique complet semble pour l'instant hors de portée, car il n'existe aucune hypothèse concernant la réhydratation des minéraux dans les zones de faille après le passage d'une rupture. Dans tous les cas, il est vraisemblable que l'ajout de nouveaux processus dans le modèle apporte encore plus de complexité et au final pose plus de question qu'il n'en résout.

Le dispositif expérimental utilisé dans les expériences des chapitres 2 et 3 a démontré son efficacité et sa versatilité. C'est la première fois qu'une étude utilisant les émissions acoustiques a pu être menée sous pression et température, avec ce degré de précision¹. L'existence même d'une telle machine ouvre des nouvelles voies de recherche, et permet d'imaginer des expériences autrefois impensables. Cela met en avant l'importance, dans le développement d'un projet expérimental, de

1. Les quelques travaux à température élevée en presse multi-enclumes ou presse de Paterson permettent seulement de compter les EA mais pas de les localiser.

créer la meilleure machine possible sans nécessairement penser à priori à son utilisation immédiate. D'ailleurs, toutes les possibilités de la presse triaxiale de l'ÉNS n'ont pas encore été testées. En particulier, elle accueille un double réseau de pression de pore, qui permettrait la circulation, le mélange et la réaction de fluides dans l'échantillon. Des améliorations immédiates peuvent être envisagées, comme la fabrication d'un four interne permettant de chauffer plus vite, ou l'ajout d'un capteur de force interne pour mesurer la contrainte axiale au plus près de l'échantillon. Parallèlement, le dispositif de friction à haute vitesse (chapitre 6) a lui-aussi permis des avancées définitivement nouvelles dans le domaine de la friction des matériaux et de la mécanique des failles. Cette technologie, somme toute très récente, est appelée à se développer et déjà de nouvelles machines, plus stables et plus précises, sont en construction. Là encore, toutes les possibilités n'ont pas encore été explorées, notamment la capacité à imposer une pression de fluide et une température de manière indépendante. Cette nouvelle génération de machines va sans doute permettre de ré-explore et de mieux comprendre le comportement mécanique des roches et la dynamique des ruptures sismiques.

Chapitre 8.

Annexes

En toute innocence, j'ai oublié la question.

(Vance, 1984)

8.1. Presse Tri-Axiale

8.1.1. Caractéristiques Générales

L'appareil de déformation utilisé dans les expériences tri-axiales est le modèle ST1000/200 conçu par Sanchez Technologies, et acheté par la Laboratoire de Géologie de l'École Normale Supérieure à l'automne 2007. Un schéma complet du dispositif est montré sur la figure 8.1. Les pressions axiales et radiales sont appliquées par deux pompes volumétriques servo-controlée, qui permettent un contrôle en volume, débit ou pression (précision de $\pm 10^{-3}$ MPa). Les expériences peuvent être menée à taux de déformation constant en imposant un débit de sortie constant à la pompe qui contrôle de piston axial. La contrainte radiale maximale est de 100 MPa, la force axiale maximale est de 800 kN, soit environ 680 MPa sur un échantillon de 40 mm de diamètre. Les contraintes axiales et radiales sont complètement indépendantes. La contrainte axiale est calculée à partir de la mesure de la pression derrière le piston et du rapport des surfaces derrière et devant le piston. Afin d'assurer un état toujours compressif dans l'échantillon, la contrainte axiale est toujours maintenue légèrement supérieure à la pression radiale : la contrainte différentielle est de 0.5 à 1.5 MPa au minimum.

Le raccourcissement axial est mesuré par trois capteurs à courants de Foucault. La mesure étant externe, elle est corrigée de l'élasticité de l'assemblage des embases et du piston. Pour cela, une calibration a été effectuée sur un échantillon d'aluminium AU4G équipé de jauges de déformation. La différence entre la déformation totale mesurée de façon externe et des mesures internes par les jauges permet de déduire un module élastique équivalent de la presse de 38 GPa environ. La déformation totale enregistrée par la mesure externe est donc corrigée de cette déformation élastique équivalente à une contrainte différentielle donnée.

Le système de chauffage est externe, et consiste en une feuille de silicone équipée de résistances chauffantes, qui entoure la cellule de confinement. À cause du large volume d'huile (environ 5 L) et de la taille des pièces à chauffer, le taux de chauffage maximum est de $0,3^{\circ}\text{C min}^{-1}$ seulement. L'avantage de cette configuration est l'homogénéité du champ de température dans le système. La température est mesurée avec deux thermocouples, un plongé dans l'huile de confinement et un autre au contact de l'embase basse. L'écart de température entre ces deux mesures est de 10°C environ lors des phases de chauffe, ce que l'on peut attribuer à la diffusion thermique dans la machine.

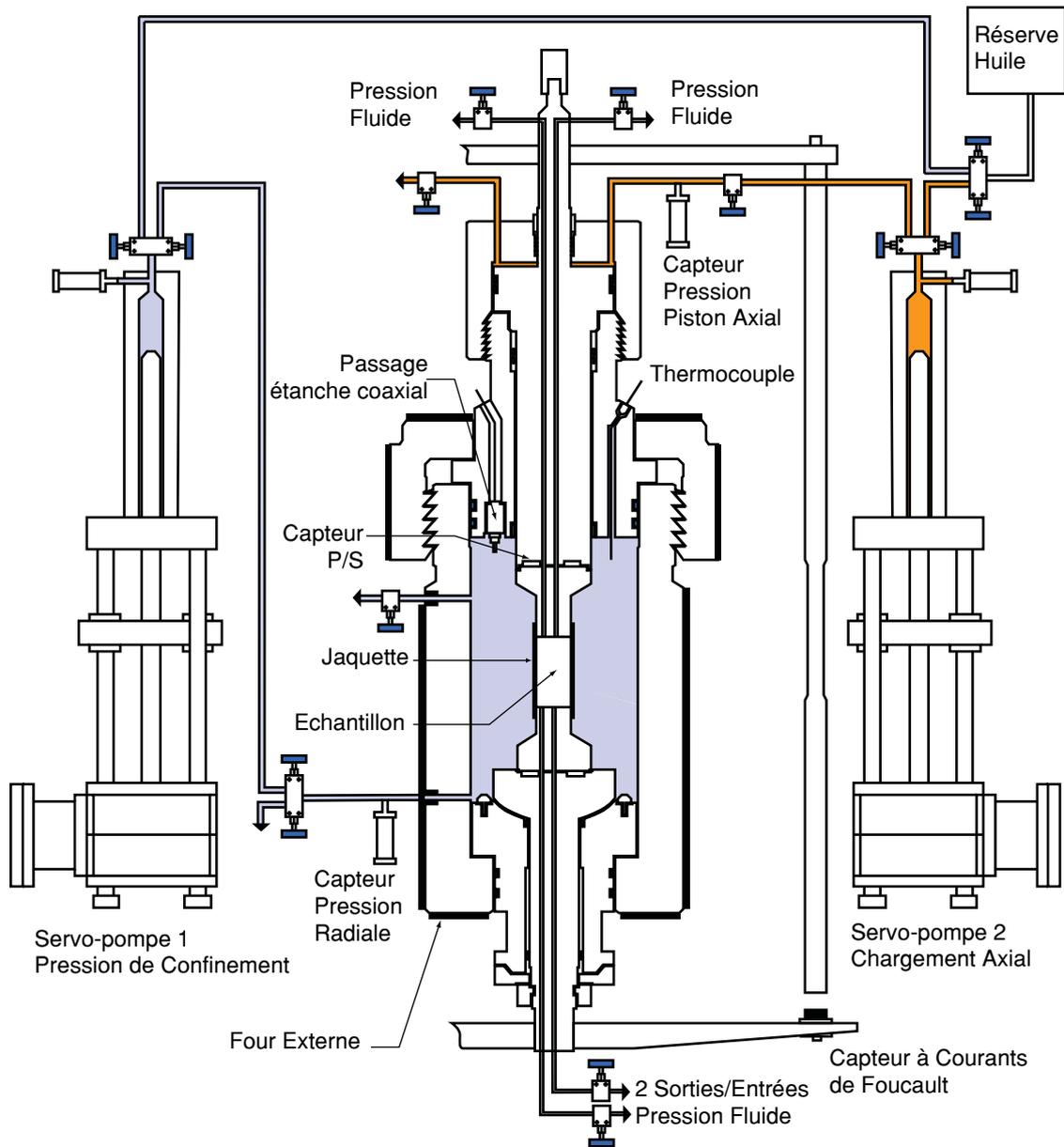


FIGURE 8.1. | Schéma de la presse tri-axiale ST1000/200. La pression radiale est appliquée et mesurée par la pompe 1. La déformation est appliquée par l'intermédiaire d'un piston indépendant, contrôlé par la pompe 2. Le raccourcissement axial est mesuré de façon externe par trois capteurs à courants de Foucault, et est ensuite corrigée de l'élasticité de l'assemblage. La température est appliquée par un four externe, et mesurée à deux endroits : dans l'huile de confinement, et sous l'embase basse (non représenté sur la figure). La partie supérieure contient 16 passages étanches coaxiaux, et 18 passages étanches unifilaires (non représentés). Des capteurs piézoélectriques P et S sont collés derrière les embases pour mesurer les vitesses d'ondes verticalement. Deux réseaux de pression de fluides indépendants peuvent être connectés à l'échantillon.

La particularité de cet appareil consiste en la présence de 16 passages étanches coaxiaux de marque Kemlon, et de 18 passages étanches unifilaires. Ces nombreuses connections, de grande qualité électrique, permettent de positionner jusqu'à 16 capteurs acoustiques et 9 jauges de déformation. Ces dernières sont connectées à un système d'enregistrement de jauges de déformation HBM. Le système d'enregistrement acoustique est détaillé dans l'annexe 8.4.

8.1.2. Système de Pression de Pore

Le sorties de pression de pore peuvent être connectées à un système de régulation de pression, de débit ou de volume. L'équipement utilisé est une double pompe « seringue » *Quizix 20k*, pouvant imposer une pression jusqu'à 120 MPa environ. Cette pompe est formée de deux pistons qui peuvent fonctionner soit de manière couplée soit de manière indépendante.

Durant les expériences de déshydratation (voir le chapitre 3), les pompes sont connectées entre elles et aux deux points d'entrée du réseau de pression fluide. La régulation est effectuée en pression. Les pompes se relaient, soit dans le sens de réception si du fluide est expulsé de l'échantillon, soit dans le sens d'envoi si la pression de pore dans l'échantillon a tendance à chuter. Le volume total envoyé dans le réseau de pore est enregistré par le logiciel de contrôle. La précision de la mesure est de l'ordre de 1 kPa pour la pression et de 1 μ L pour les volumes.

8.1.3. Préparation et Mise en Place des Échantillons

Les échantillons sont d'abord forés dans la masse au diamètre de 40 mm. Les cylindres sont ensuite rectifiés à la précision de 10 μ m pour obtenir des faces le plus parallèles possibles. Leur longueur moyenne est de 85 mm. Ils sont mis à sécher à 40°C sous vide pendant plusieurs semaines avant d'être utilisés.

Une jaquette de 12,5 cm de long est utilisée pour isoler l'échantillon de l'huile de confinement. Pour les expériences effectuées à température ambiante et jusqu'à 70°C, on utilise des jaquettes en gomme de néoprène. Au-delà, le matériau utilisé est le viton. La jaquette est percée de trous de 7 mm de diamètre, positionnés en utilisant un guide en laiton. Les capteurs piézoélectriques sont collés sur la surface de l'échantillon avec de la colle cyanoacrylate, puis l'étanchéité est assurée par une colle souple et non fragile (Loctite Hysol). Dans certaines expériences, des jauges de déformation sont collées directement sur la surface de l'échantillon et les fils sont sortis par un trou supplémentaire dans la jaquette. Il s'est avéré que la colle utilisée pour l'étanchéité peut servir jusqu'à la température de 150°C et une pression externe de 55 MPa si deux couches sont appliquées.

Un exemple de positionnement des capteurs est donné sur la figure 8.2. Ils sont distribués sur cinq étages, espacés verticalement de 17 mm, l'étage central étant situés à la moitié de l'échantillon. Chaque étage comporte quatre capteurs disposés à 90° les uns des autres. Deux étages successifs sont à 45° l'un de l'autre, afin d'assurer la couverture la plus complète possible de la roche. Le système de coordonnées est Nord-Est-Profondeur, l'origine étant fixée au centre de l'échantillon.

Lorsque les expériences sont effectuées à pression de pore non nulle, les échantillons sont préparés à sec et saturés directement dans la machine, lorsque la pression de confinement est à environ 10 MPa.

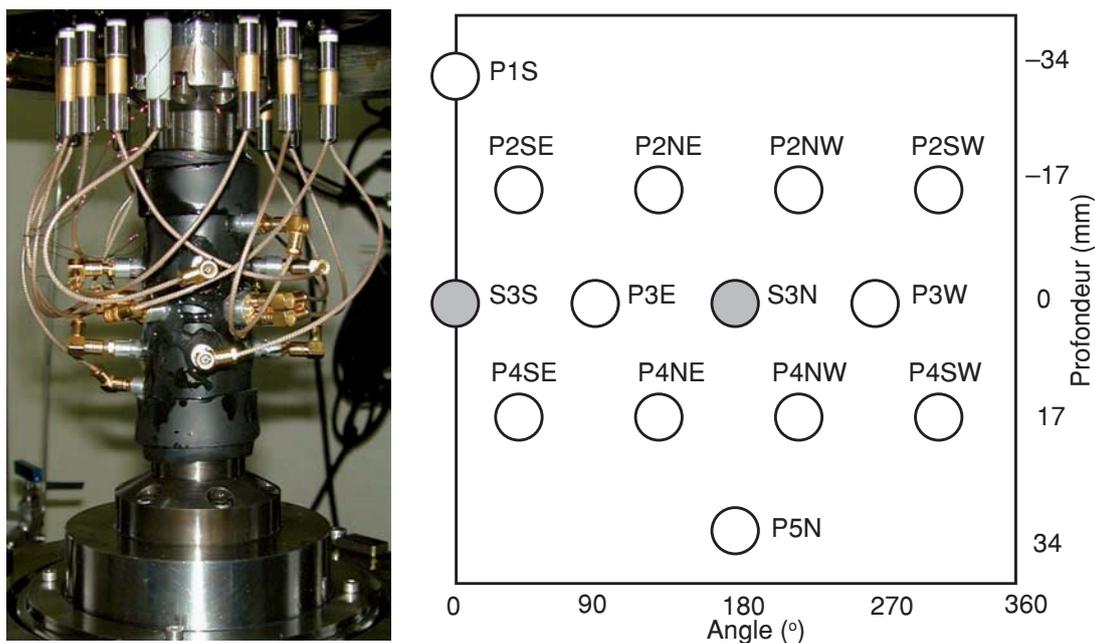


FIGURE 8.2. | Photographie d'un échantillon monté, et carte des capteurs acoustiques. Dans toutes les expériences, au moins une paire de capteurs S_h ou S_v à l'étage central est utilisée. La l'arrangement exact des capteurs peut changer suivant l'expérience, mais leur configuration spatiale ne change pas.

8.1.4. Corrections Thermiques

L'évolution du champ de température dans la machine et dans l'échantillon introduit des complexités dans la mesure de la déformation et des volumes de fluides. L'élévation de la température induit en effet une dilatation thermique de l'assemblage du piston et des embases. La mesure du raccourcissement étant externe, elle enregistre cette dilatation, qu'il s'agit de corriger afin de remonter à la déformation inélastique de l'échantillon lui-même. La mesure de l'extension entre 50°C et 80°C permet de calculer par régression linéaire un coefficient de dilatation thermique axial ; toutes les mesures de déformations présentées dans la suite sont corrigées de cet effet en fonction de la température. De façon similaire, l'élévation de température entre une augmentation du volume de fluide dans le réseau de pore (dont le volume total dépend du volume des tubes et de la porosité de l'échantillon). Cet effet est de l'ordre de 0,25 mL entre 25°C et 110°C, ce qui est négligeable comparé au volume total d'eau libéré par l'échantillon pendant la réaction. Cette correction n'est donc pas prise en compte.

8.2. Calcul de l'avancement de la réaction

À partir des données de compaction volumique, de température et de volume de fluide rejeté il est possible, moyennant quelques hypothèses simples, de retrouver l'évolution de l'avancement de la réaction de déshydratation.

D'après la stœchiométrie de la réaction 3.1, lorsque la réaction se produit, la masse totale d'eau

dans le réseau de pore m_{tot} augmente de

$$dm_{\text{tot}} = \frac{3}{2} \frac{M_{\text{water}}}{M_{\text{gypsum}}} \rho_{\text{gypsum}} V_{\text{sample}} (1 - n_0) d\xi, \quad (8.1)$$

où M_{water} et M_{gypsum} sont respectivement les masses molaires de l'eau et du gypse, ρ_{gypsum} est la densité du gypse, V_{sample} le volume initial de l'échantillon, n_0 sa porosité initiale, et ξ dénote l'avancement de la réaction. L'équation 8.1 correspond à l'augmentation *théorique* de la masse de fluide dans l'échantillon due à la réaction. Dans la suite, on néglige la porosité initiale de l'échantillon qui est très faible, $n_0 \sim 0$.

Par ailleurs, on peut écrire de façon générale la masse de fluide totale de le réseau de pore

$$m_{\text{tot}} = \rho_f(T_0) V_Q + \rho_f(T) (V_{\text{pore}} + V_{\text{tubing}}), \quad (8.2)$$

où $\rho_f(T_0)$ est la densité de l'eau à température ambiante (dans la pompe de pression de pore), $\rho_f(T)$ la densité de l'eau à la température de la presse, V_{pore} est le volume de la porosité et V_{tubing} le volume d'eau dans les tubes de raccordement internes (passages dans le piston notamment). À partir de l'expression 8.2, on écrit l'incrément de volume total

$$\begin{aligned} dm_{\text{tot}} &= \rho_f(T_0) dV_Q + \rho_f(T) V_{\text{sample}} dn + n V_{\text{sample}} d\rho_f + \rho_f(T) dV_{\text{tubing}} + V_{\text{tubing}} d\rho_f, \\ &= \rho_f(T_0) dV_Q + \rho_f(T) V_{\text{sample}} \left(dn_c + \frac{\partial n}{\partial \xi} d\xi \right) \\ &\quad + \left(V_{\text{sample}} \left(\rho_f(T) \frac{\partial n}{\partial T} + n \frac{\partial \rho_f}{\partial T} \right) + \rho_f(T) \frac{\partial V_{\text{tubing}}}{\partial T} + V_{\text{tubing}} \frac{\partial \rho_f}{\partial T} \right) dT. \end{aligned} \quad (8.3)$$

Ici on voit apparaître l'incrément de porosité dn_c dû à la compaction seule, la variation de porosité $(\partial n)/(\partial \xi) d\xi$ dû au changement de volume solide de la réaction, ainsi que des termes dérivés par rapport à la température qui correspondent aux différentes expansions thermiques de matériaux (tubes, échantillon). Dans la suite, on néglige ces termes qui sont négligeables en comparaison des termes de compaction et de création de porosité par la réaction. Cette approximation implique

$$dm_{\text{tot}} \approx \rho_f(T_0) dV_Q + \rho_f(T) V_{\text{sample}} \left(dn_c + \frac{\partial n}{\partial \xi} d\xi \right). \quad (8.4)$$

On peut exprimer le changement de porosité induit par la réaction grâce aux volumes molaires des phases et leur stoechiométrie :

$$\frac{\partial n}{\partial \xi} = 1 - \frac{V_{\text{bass}}}{V_{\text{gypsum}}}, \quad (8.5)$$

où V_{bass} est le volume molaire de la bassanite et V_{gypsum} celui du gypse. On néglige la dépendance de ces volumes en fonction de la température.

La combinaison des équations 8.1, 8.4 et 8.5 permet d'obtenir l'avancement de la réaction en fonction de l'incrément de volume de la pompe et de la compaction solide :

$$d\xi = \left[\rho_f(T_0) \frac{dV_Q}{V_{\text{sample}}} + \rho_f(T) dn_c \right] / \left[\frac{3}{2} \frac{M_{\text{water}}}{M_{\text{gypsum}}} \rho_{\text{gypsum}} - \rho_f(T) \left(1 - \frac{V_{\text{bass}}}{V_{\text{gypsum}}} \right) \right]. \quad (8.6)$$

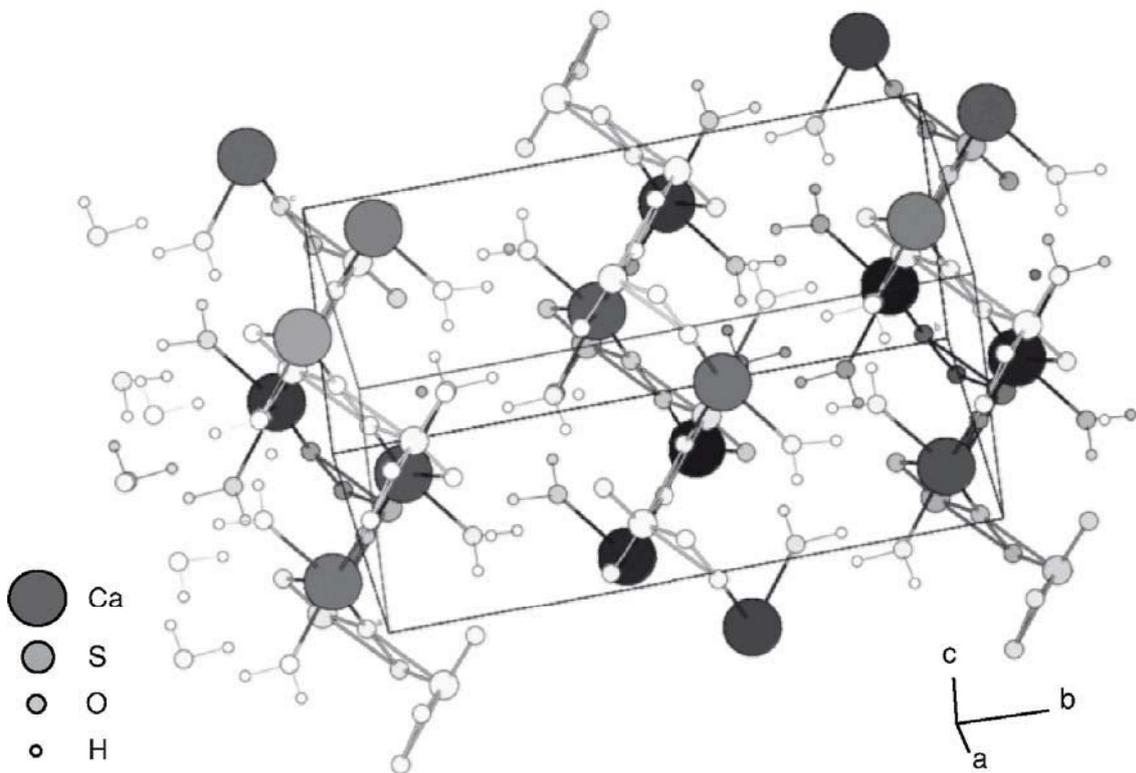


FIGURE 8.3. | Représentation des positions atomiques dans les cristaux de gypse. La symétrie est monoclinique. Les molécules d'eau sont situées le long des plans (010) et forment des liaisons hydrogène. Ces plans sont donc faiblement liés, ce qui explique le clivage du gypse et sa structure en feuillets. Les données cristallographiques viennent de [Schofield *et al.* \(1996\)](#).

8.3. Gypse de Volterra

Le gypse est un sel hydraté de formule $\text{CaSO}_4(\text{H}_2\text{O})_2$, qui cristallise dans une géométrie monoclinique. La figure 8.3 présente l'agencement des atomes au sein du cristal (les données cristallographiques proviennent de [Schofield *et al.* \(1996\)](#)). Il présente un clivage parfait le long des plans (010), là où se trouvent les molécules d'eau qui forment des liaisons hydrogènes entre les feuillets. Sa densité est de 2305 kg m^{-3} .

Le gypse de Volterra est une roche évaporitique provenant des carrières de la ville de Volterra, dans la province de Pise en Toscane, Italie. Cette roche est constituée à 99% de gypse. Elle se présente sous la forme d'un polycristal translucide, appelé parfois albâtre¹. La figure 8.4 montre un échantillon de gypse de Volterra intact, avant déformation. La taille de grain est assez variable, de quelques dizaines jusqu'à une centaine de microns. La porosité initiale, mesurée par double pesée, est d'environ 0,3%.

Les vitesses d'ondes P et S à pression et température ambiantes ont été mesurées sur un bloc intact. Selon la direction de propagation et la position de la mesure, la vitesse d'onde P varie de 5 à $5,5 \text{ km s}^{-1}$, avec une moyenne de $5,25 \text{ km s}^{-1}$. L'anisotropie (ou l'hétérogénéité) élastique est

1. Cette dénomination peut entraîner la confusion car elle désigne aussi parfois des carbonates

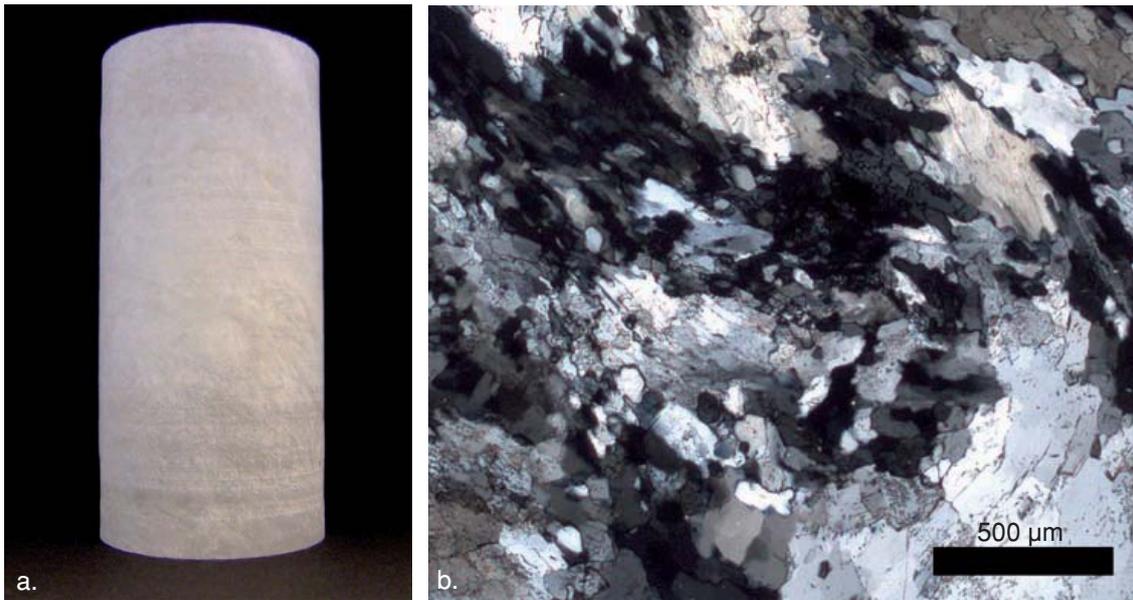


FIGURE 8.4. | Photographie (a) et microstructure (b) d'un échantillon de gypse de Volterra intact. Sur la photo **a.**, l'échelle est donnée par l'échantillon qui mesure 85 mm de long et 40 mm de diamètre. L'image **b.** est prise au microscope optique en lumière polarisée analysée. La taille de grain est extrêmement variable d'un endroit à un autre de l'échantillon, et varie de quelques dizaines à plusieurs centaines de microns.

donc en général inférieure à 5%.

8.4. Système d'Enregistrement Acoustique

8.4.1. Capteurs

Les capteurs piézoélectriques utilisés dans ce travail sont constitués d'un cristal de zirconate de plomb (PI ceramic PI1255) encapsulé dans un boîtier d'aluminium (figure 8.5). Ce boîtier a une surface courbe qui épouse la courbure de l'échantillon (20 mm de rayon). Il renferme un cristal piézoélectrique, dont la base constitue la masse électrique et est en contact avec le boîtier lui-même. La surface supérieure du cristal est en contact électrique et mécanique avec un piston de laiton, entouré d'une gaine de Teflon. Le boîtier est refermé par un chapeau sur lequel est vissé une prise coaxiale. Le capteur est donc très bien protégé du bruit électronique environnant.

Les cristaux piézoélectriques peuvent être polarisés perpendiculairement à la surface de contact : cela permet d'enregistrer les ondes de compression (capteurs P). Ces cristaux sont cylindriques, de 4 mm de diamètre et de 2 mm d'épaisseurs, leur fréquence de résonance est située autour de 1 MHz. Ils ne sont pas collés, leur contact est assuré par le serrage du chapeau. Les cristaux polarisés parallèlement à la surface de contact permettent de fabriquer des capteurs d'ondes de cisaillement (S_v ou S_h). Ces cristaux sont des parallélépipèdes de dimensions 5×5 mm. Ils sont alors collés à l'époxy conductrice pour assurer un couplage mécanique optimal.

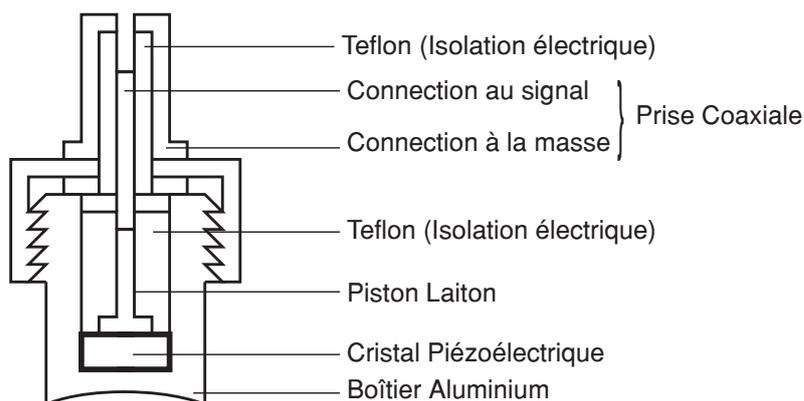


FIGURE 8.5. | Schéma d'un capteur piézoélectrique. Les contacts électriques sont assurés mécaniquement lors du serrage de la partie haute du boîtier. La surface inférieure des capteurs S est collée au boîtier par une époxy conductrice. Aucune colle ni soudure n'est utilisée pour les capteurs P.

8.4.2. Mesures Passives et Actives

Le système d'enregistrement des émissions acoustiques et de mesures de vitesse d'ondes est présenté sur la figure 8.6. Les câbles connectés aux passages étanches coaxiaux sont reliés à des boîtiers pulseurs/amplificateurs haute fréquence (de 40 à 60 dB). Ces boîtiers présentent une voie d'entrée avec alimentation et deux voies de sortie amplifiées de façon indépendante. Une des sorties est connectée à un système d'enregistrement continu qui échantillonne le signal à 4 MHz et le stocke à la volée sur des disques durs (quatre disques durs pour quatre canaux chacun). La deuxième sortie est reliée à un système de logique qui détermine, à partir de paramètres d'entrée définis par l'utilisateur, le type de signal à enregistrer. Ces paramètres d'entrée sont (1) une amplitude (en mV) qui correspond à un seuil de détection pour chaque capteur, et (2) un nombre de canaux au delà duquel le système acceptera le signal en tant qu'événement acoustique. Des oscilloscopes électroniques sont alors déclenchés, et les signaux sont enregistrés. La longueur totale du signal peut varier de quelques milliers de points à une centaine de milliers. La fréquence d'échantillonnage des oscilloscopes est de 50 MHz.

Outre ce système d'enregistrement passif, on peut aussi utiliser les capteurs comme source afin de mesurer activement les vitesses d'onde. La voie d'entrée des boîtiers amplificateurs permet d'envoyer un signal haute fréquence, d'une amplitude de plusieurs centaines de volts, sur chaque capteur. Lors d'un pulse, un signal logique est envoyé sur les autres canaux afin de déclencher l'enregistrement, et de connaître le temps origine de l'événement. Cette opération est répétée pour chaque canal afin de couvrir la totalité des paires de capteurs possibles.

Les mesures actives et passives en déclenchement se font par l'intermédiaire du logiciel Insite (ASC Ltd.), qui permet de contrôler le boîtier de pulse (voltage, temps de récurrence des mesures) et le boîtier de logique de détection (seuils, nombre de capteurs à utiliser, longueurs de formes d'onde, etc). Ce logiciel permet d'afficher en temps réel les signaux reçus, et de veiller au bon fonctionnement de l'expérience. Les mesures passives continues se font par l'intermédiaire du logiciel eXtream (ASC Ltd.), qui contrôle les quatre ordinateurs contenant les disques durs d'enregistrement. Ce logiciel ne permet pas de visualisation en temps réel, et les mesures sont donc à l'aveugle avant le dépouillement des données.

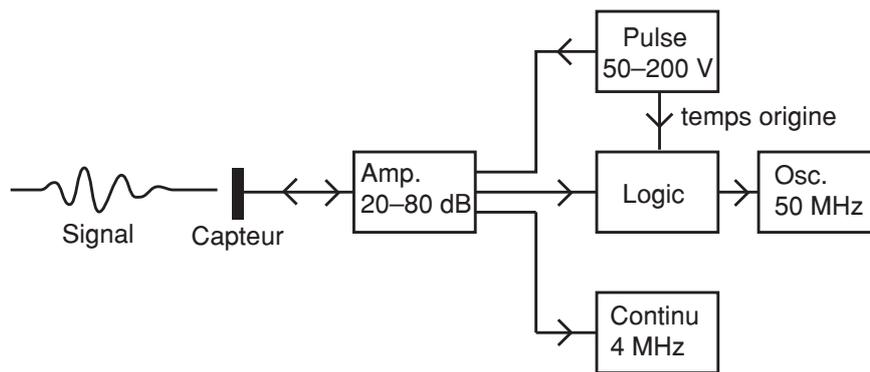


FIGURE 8.6. | Schéma de principe des enregistrements acoustiques. En mode passif, les ondes élastiques sont converties en tension électrique par les capteurs, le signal est amplifié et enregistré en continu par le Mini Richter System. Si les signaux vérifient des conditions d'amplitude suffisantes ils sont aussi enregistrés par morceaux grâce à des oscilloscopes numériques. En mode actif, chaque capteur est soumis à une forte tension qui envoie une onde mécanique dans l'échantillon et est enregistré par les autres canaux.

8.5. Mesures de Vitesses d'Ondes : Traitement des Signaux

En utilisant la procédure de mesure active avec 16 capteurs, on obtient 15×16 signaux indépendants. Le temps origine de chaque pulse est enregistré et donc connu. Les temps d'arrivée d'ondes S sont pointées manuellement. Les temps d'arrivée d'onde P sont pointées automatiquement, par la procédure suivante. Il faut au préalable définir le nombre de points d'une fenêtre avant N_{front} , et une fenêtre arrière N_{back} . À chaque point du signal S_i , on calcule le rapport entre la norme du signal dans la fenêtre avant et la norme dans la fenêtre arrière, soit le rapport

$$R_i = \sqrt{\frac{\frac{1}{N_{\text{front}}} \sum_{k=i}^{N_{\text{front}}} S_k^2}{\frac{1}{N_{\text{back}}} \sum_{k=i-N_{\text{back}}}^i S_k^2}}. \quad (8.7)$$

Ensuite, la détection se fait en choisissant le temps t_i correspondant au maximum de R . Ce processus est résumé sur la figure 8.7. Selon la qualité des signaux, il est parfois nécessaire de filtrer le signal (passe-bas), ou de changer les valeurs de N_{back} et N_{front} .

Une fois les pointages effectués, il est possible d'obtenir directement la vitesse d'ondes à partir du temps de vol et des positions des capteurs. Cependant le résultat de cette technique est très dépendante de la qualité des pointages, et l'on peut voir sur l'exemple de la figure 8.7 que l'arrivée exacte est sans doute un peu avant le résultat du pointé. Afin d'obtenir la meilleure précision possible, on choisit une mesure « maître » dont on va pointer les temps d'arrivée manuellement, avec une qualité supérieure à celle d'un pointage manuel. Cette mesure permet de calculer un ensemble de vitesses de références. Ensuite, les autres événements sont pointés automatiquement. Chaque forme d'onde est coupée autour du temps d'arrivée sur une durée de $5 \mu\text{s}$ environ. Ce morceau de signal est multiplié point par point par une fenêtre « en cloche » de type Hann, afin de régulariser les extrémités à 0 et d'amplifier la forme d'onde au niveau du pointé. Pour une paire de signaux, une

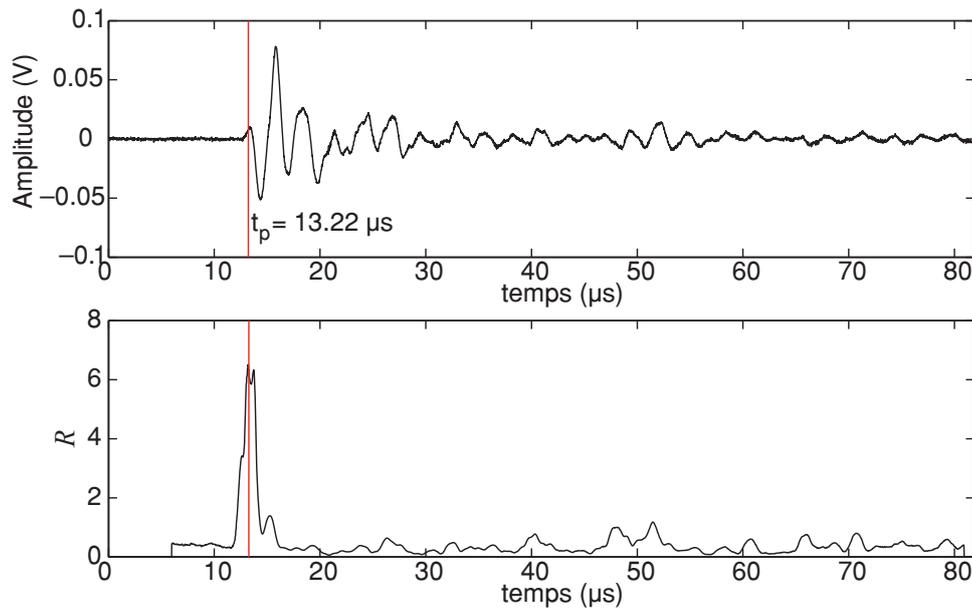


FIGURE 8.7. | Exemple de pointage automatique des ondes P. Le graphe du haut montre un signal brut reçu un capteur, et le graphe du bas est la fonction R calculée par la formule 8.7, en utilisant $N_{\text{front}} = 50$ et $N_{\text{back}} = 300$. L'arrivée de l'onde est bien marquée par le premier pic de R .

référence de temps commune est choisie, et l'on complète les fenêtres par des zéros pour obtenir des signaux découpés du même nombre de points. Ensuite, on effectue la corrélation croisée entre les signaux découpés et traités de la forme d'onde de référence et de la forme d'onde d'intérêt. La position du maximum de la fonction de corrélation croisée indique le décalage du temps d'arrivée (P ou S). Cette méthode permet d'obtenir automatiquement des mesures relatives de vitesses d'ondes P et S, en minimisant les erreurs de pointages². La méthode est résumée graphiquement sur la figure 8.8.

8.6. Localisation des Émissions Acoustiques

8.6.1. Principe

Pour chaque signal d'émission acoustique enregistré, on pointe manuellement le temps d'arrivée de l'onde P (seuls les capteurs P sont utilisés). Certains canaux peuvent être inutilisables si la qualité du signal est trop mauvaise, notamment s'il y a un doute sur le pointage du temps d'arrivée. Si le nombre de temps d'arrivée utilisables est supérieur à 6, on peut localiser l'événement. Si l'on suppose que le matériau est homogène de vitesse V , le temps d'arrivée t_{calc}^i sur le capteur i peut être calculé par la fonction suivante :

$$t_{\text{calc}}^i = t_0 + \frac{1}{V} \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2}, \quad (8.8)$$

où (x, y, z) est la position de l'événement recherchée, t_0 son temps origine, et (x_i, y_i, z_i) est la position du capteur i . Le problème inverse consiste à trouver la position de l'événement sachant les temps

2. La valeur absolue des vitesses peut être cependant entachée de telles erreurs.

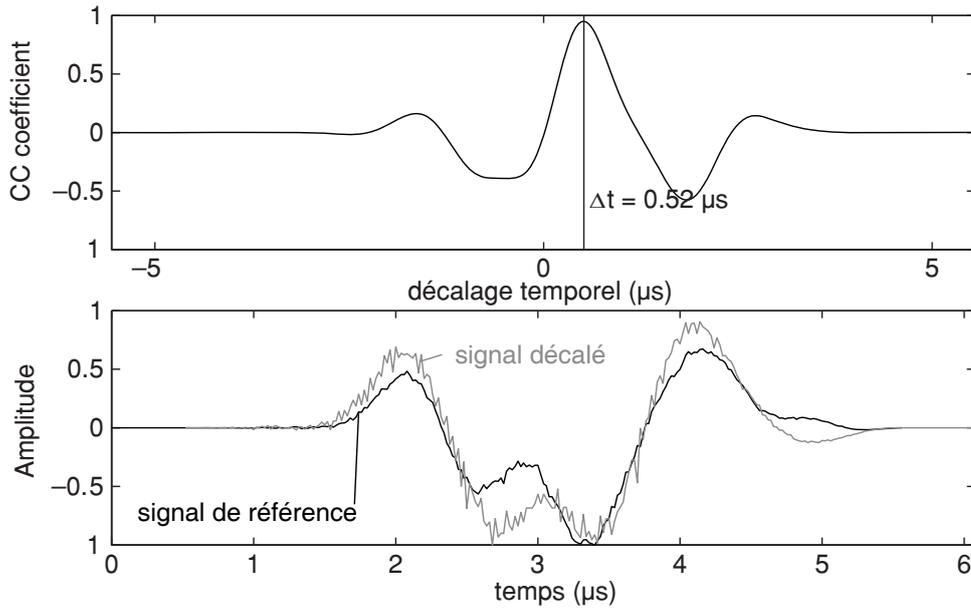


FIGURE 8.8. | Exemple de corrélation croisée. Le graphe du bas montre deux signaux découpés et traités, après le décalage obtenu par l'indice du maximum de la fonction de corrélation croisée (graphe du haut).

d'arrivée observés.

8.6.2. Détermination de la Vitesse d'Onde

La vitesse des ondes est supposée homogène mais n'est pas nécessairement isotrope. On peut prendre en compte simplement un champ de vitesse isotrope transverse, dans l'hypothèse de faible anisotropie, par la formule suivante (Thomsen, 1986) :

$$V = \left(\frac{V_{\parallel} + V_{\perp}}{2} \right) - \left(\frac{V_{\parallel} - V_{\perp}}{2} \right) \cos(\pi - 2\phi), \quad (8.9)$$

où V_{\parallel} est la vitesse le long de l'axe de symétrie, $V_{\perp} = aV_{\parallel}$ est la vitesse dans le plan perpendiculaire à cet axe, ϕ est l'angle de propagation par rapport à l'axe de symétrie. On définit a comme le coefficient d'anisotropie.

On détermine la vitesse d'onde et éventuellement l'indice d'anisotropie par une inversion des données de mesures actives. Les données consistent en un tableau de temps d'arrivées t_{pulse}^{ij} , avec i l'indice du capteur source (position connue \mathbf{x}_i) et j l'indice du récepteur de position \mathbf{x}_j connue elle aussi. En outre, le temps origine t_0 est enregistré donc connu. On fait l'hypothèse que les données sont sous la forme d'une densité de probabilité double exponentielle, de déviation standard $\sigma_{\text{pulse}} = 0,1 \mu s$ et centrée sur la valeur mesurée. L'inversion consiste à calculer la densité de probabilité a posteriori (Tarantola, 2005)

$$p_{\text{pulse}}(V_{\parallel}, a) = \exp \left(- \frac{1}{\sigma_{\text{pulse}}} \left| t_{\text{pulse}}^{ij} - t_0 - \frac{|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|}{V_{\parallel} \left(\frac{1+a}{2} - \cos(\pi - 2\phi_{ij}) \frac{1-a}{2} \right)} \right| \right), \quad (8.10)$$

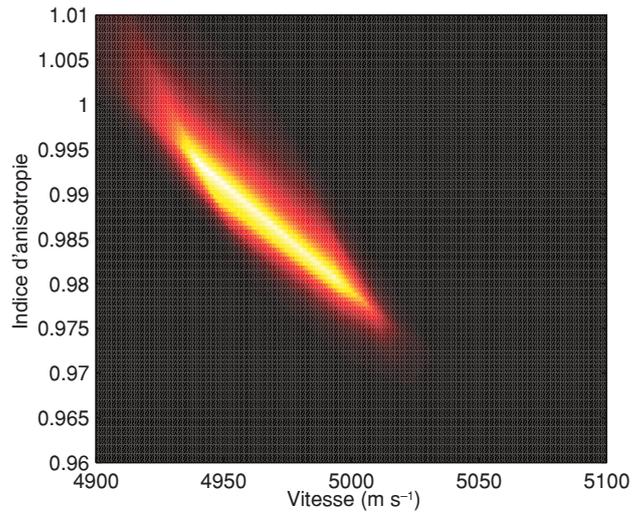


FIGURE 8.9. | Exemple d'inversion de vitesse et d'indice d'anisotropie. Ce graphe est une représentation graphique de la densité de probabilité p_{pulse} (équation 8.10) dans l'espace des paramètres (V, a) . On observe que le maximum est assez étendu, ce qui signifie une corrélation entre les deux paramètres. Les données utilisées sont prises à l'air libre pour l'expérience Vol05.

où ϕ_{ij} est l'angle entre le trajet du point \mathbf{x}_i au \mathbf{x}_j et la verticale (axe de compression). Le maximum de p_{pulse} donne la meilleure combinaison de (V, a) au sens des moindres valeurs absolues. La figure 8.9 montre un exemple d'une telle inversion, à partir des données de l'expérience Vol05 mesurées à l'air libre (avant fermeture de la presse).

8.6.3. Inversion de la Position

Plutôt que d'inverser la position $(x, y, z; t_0)$ de l'événement à partir des temps d'arrivée seuls, il est préférable d'utiliser les différences de temps d'arrivée, afin de ne chercher que la position spatiale (x, y, z) , et d'utiliser des données en nombre plus important. En effet, pour deux capteurs i et j , la différence s'écrit :

$$\Delta t_{\text{calc}}^{ij} = \frac{1}{V} \left(\sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2} - \sqrt{(x - x_j)^2 + (y - y_j)^2 + (z - z_j)^2} \right). \quad (8.11)$$

Pour chaque événement, on calcule le tableau des différences de temps d'arrivée $\Delta t_{\text{obs}}^{ij}$. On fait l'hypothèse d'une erreur $\sigma_{\text{obs}} = 1 \mu\text{s}$ (double exponentielle) sur les différences de temps d'arrivée. La solution de ce problème est la densité de probabilité (Tarantola, 2005) :

$$p_{\text{position}}(x, y, z) = \exp \left(- \sum_{ij} |\Delta t_{\text{calc}}^{ij}(x, y, z) - \Delta t_{\text{obs}}^{ij}| \right). \quad (8.12)$$

Le maximum de p_{position} donne la position la plus probable. Afin d'économiser le temps de calcul, on cherche le maximum de p_{position} par étapes, en discrétisant l'espace de plus en plus finement.

Trois échelles sont utilisées : d'abord un espacement de 5 mm dans tout l'espace, puis de 1,25 mm sur une zone quatre fois plus petite, et enfin de 0,3 mm dans une zone encore quatre fois plus petite. Cette méthode utilise les moindres valeurs absolues et est donc robuste vis à vis des données aberrantes.

La source d'erreur principale vient du modèle homogène de vitesse d'onde que l'on adopte. Pour un jeu de vitesse et de coefficient d'anisotropie donné, on peut estimer l'erreur de localisation en relocalisant les positions des capteurs à partir de données de mesures actives.

8.7. Mécanismes au foyer des émissions acoustiques

Lorsque les signaux acoustiques sont de bonne qualité, c'est-à-dire si l'arrivée d'onde P est nette et très au dessus du niveau de bruit, on peut utiliser les sens et les amplitudes de premier mouvement afin de déterminer le tenseur des moments de la source. En assimilant la source à une fonction delta dans l'espace et le temps (Dirac), les amplitudes \mathbf{u} de premier mouvement d'onde P sont reliées au tenseur des moments \mathbf{m} par l'intermédiaire des composantes de la fonction de Green \mathbf{G} de la façon suivante :

$$\mathbf{u} = \mathbf{G}\mathbf{m}, \quad (8.13)$$

où \mathbf{u} est un vecteur de taille n contenant les valeurs des amplitudes sur n canaux, \mathbf{m} est un vecteur de taille 6 contenant les six composantes du tenseur des moments, et \mathbf{G} est la matrice de taille $6 \times n$ contenant les composantes de la fonction de Green pour la radiation des ondes P dans un milieu homogène et isotrope³. Cette fonction est par exemple donnée dans [Aki & Richards \(2002\)](#).

Les données d'amplitude \mathbf{u} sont corrigées de l'atténuation géométrique du front d'onde, en utilisant la distance source-récepteur qui est connue grâce à la localisation de la source. On corrige aussi la polarité du capteur, qui peut être positive si celui-ci répond par un signal positif à une onde de compression, et réciproquement. En l'absence d'informations supplémentaires, il n'est pas possible de corriger simplement les effets de couplages entre capteurs et roche ; ces corrections sont donc ignorées ici.

L'équation 8.13 est inversée pour déterminer les six éléments de \mathbf{m} . Les incertitudes sur \mathbf{u} sont prises en compte en utilisant le rapport signal sur bruit de chaque canal ; les déviations standards sont reportées sur les valeurs de \mathbf{m} déterminées par l'inversion.

Les solutions sont représentées dans le diagramme $T-k$ ([Hudson *et al.*, 1989](#)), qui permet de séparer les événements selon leurs composantes volumétriques (indice k) et de cisaillement (indice T). Plus précisément, l'indice volumétrique k correspond à la trace normalisée du tenseur des moments, donc aux composantes de changement de volume. L'indice T correspond aux termes déviatoriques normalisés du tenseur de moments, donc aux termes sans changement de volume. Le diagramme 8.10 montre les différents types de sources communs dans le diagramme $T-k$.

8.8. Modèles de milieux effectifs

Il existe de nombreux schémas d'homogénéisation, permettant de calculer à partir de paramètres microstructuraux des propriétés *effectives* d'un milieu hétérogène. En particulier, on s'intéresse à

3. Ici on fait l'hypothèse que les capteurs se situent en champ lointain, ce qui est justifié par l'espacement de plusieurs fois la longueur d'onde du signal entre sources et capteurs.

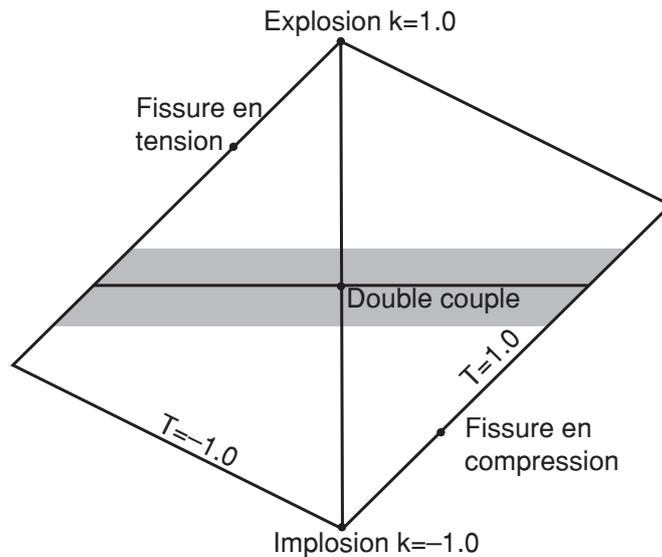


FIGURE 8.10. | Représentation du tenseur des moments en termes de coordonnées (T, k) . Les sources en double couple pur n'ont pas de composantes volumétrique ni déviatorique. Les mécanismes en implosion sont situés dans le domaine $k < 0$, et ceux en explosion sont dans le domaine $k > 0$. La zone grisée correspond aux mécanismes en cisaillement. Modifié de [Hudson *et al.* \(1989\)](#).

l'effet des fissures et des pores sur les propriétés élastiques des roches. On peut trouver une discussion complète sur les différents schémas d'homogénéisation dans le travail de [Guéguen & Kachanov \(to be published\)](#). De façon générale, on cherche à calculer la variation des propriétés élastiques d'un solide contenant des fissures ou des pores par rapport aux propriétés intrinsèques du squelette solide lui-même. Dans cette thèse, deux schémas différents sont utilisés, l'approche non interactive (section 8.8.1), et l'approche différentielle auto-cohérente (section 8.8.2).

8.8.1. Approche Non-Interactive

La première approche utilisée dans ce manuscrit est l'approche *non interactive*. Elle utilise l'hypothèse que les fissures contenues dans le milieu n'interagissent pas entre elles. Cette méthode peut être utilisée avec une bonne précision jusqu'à des densités de fissures de l'ordre de 0,1 ([Grechka & Kachanov, 2006](#)). Le principe est de considérer un solide élastique de souplesse \mathbf{S} (tenseur d'ordre 4), et de décomposer le tenseur de souplesse en un tenseur intrinsèque du solide \mathbf{S}^0 et un tenseur additionnel dû aux fissures $\Delta\mathbf{S}$. Cela se traduit par la relation contrainte-déformation suivante :

$$\varepsilon_{ij} = S_{ijkl} \sigma_{kl} = (S_{ijkl}^0 + \Delta S_{ijkl}) \sigma_{kl}, \quad (8.14)$$

où ε_{ij} est le tenseur d'ordre 2 des déformations, σ_{kl} est le tenseur d'ordre 2 des contraintes. On utilise ici la convention de sommation des indices répétés.

[Sayers & Kachanov \(1995\)](#) utilisent cette approche pour expliciter les souplesses additionnelles $\Delta\mathbf{S}$ dans le cas d'un solide initialement isotrope, contenant des fissures orientées suivant une géométrie transverse isotrope. Le paramètre que l'on cherche à déterminer est le tenseur de densités

de fissures α , qui s'écrit

$$\alpha = \begin{pmatrix} \alpha_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_{33} \end{pmatrix}, \quad (8.15)$$

où les indices indiquent l'orientation de la normale au plan de fissure. Dans le cas de la symétrie transverse isotrope orientée par l'axe 3, les densités de fissures verticales sont $\alpha_{11} = \alpha_{22}$ et la densité de fissures horizontale est α_{33} .

La première étape du calcul est la détermination des modules « intacts » de la roche, E_0 (module d'Young) et ν_0 (module de Poisson). Pour cela, on utilise les données de vitesse d'ondes P et S obtenues à pression de confinement élevée (95 MPa), lorsque la majorité des fissures sont fermées :

$$\nu_0 = \left(\frac{1}{2} \left(\frac{V_p}{V_s} \right)^2 - 1 \right) / \left(\left(\frac{V_p}{V_s} \right)^2 - 1 \right), \quad (8.16)$$

$$E_0 = 2\rho(1 + \nu_0)V_s^2, \quad (8.17)$$

où ρ est la densité du gypse. Avec $V_p = 5500 \text{ m s}^{-1}$, $V_s = 3100 \text{ m s}^{-1}$ et $\rho = 2300 \text{ kg m}^{-3}$ on obtient $E_0 = 5,6 \cdot 10^{10} \text{ Pa}$ et $\nu_0 = 0,27$.

Le problème direct consiste à calculer les vitesses d'ondes théoriques à partir du tenseur de densités de fissures. Pour les roches sèches, [Sayers & Kachanov \(1995\)](#) établissent une relation approchée entre le tenseur de rigidités \mathbf{C} et α :

$$C_{11} + C_{12} = (1/E_0 + \alpha_{33})/D, \quad (8.18)$$

$$C_{11} - C_{12} = 1/((1 + \nu_0)/E_0 + \alpha_{11}), \quad (8.19)$$

$$C_{33} = ((1 - \nu_0)/E_0 + \alpha_{11})/D, \quad (8.20)$$

$$C_{44} = 1/(2(1 + \nu_0)/E_0 + \alpha_{11} + \alpha_{33}), \quad (8.21)$$

$$C_{13} = (\nu_0/E_0)/D, \quad (8.22)$$

$$C_{66} = 1/(2(1 + \nu_0)/E_0 + 2\alpha_{11}), \quad (8.23)$$

où on utilise la notation de Voigt (deux indices) et où

$$D = (1/E_0 + \alpha_{33})((1 - \nu_0)/E_0 + \alpha_{11}) - 2(\nu_0/E_0)^2. \quad (8.24)$$

À partir des constantes de raideur, on peut calculer les vitesses de phase suivant chaque angle de propagation ϕ correspondant à la disposition des capteurs :

$$V_p(\phi) = \left\{ (C_{11} \sin^2 \phi + C_{33} \cos^2 \phi + C_{44} + \sqrt{M}) / (2\rho) \right\}^{1/2}, \quad (8.25)$$

$$V_{sh}(\phi) = \left\{ (C_{11} \sin^2 \phi + C_{33} \cos^2 \phi + C_{44} - \sqrt{M}) / (2\rho) \right\}^{1/2}, \quad (8.26)$$

$$V_{sv}(\phi) = \left\{ (C_{66} \sin^2 \phi + C_{44} \cos^2 \phi) / \rho \right\}^{1/2}, \quad (8.27)$$

avec

$$M = ((C_{11} - C_{44}) \sin^2 \phi - (C_{33} - C_{44}) \cos^2 \phi)^2 + ((C_{13} + C_{44}) \sin(2\phi))^2. \quad (8.28)$$

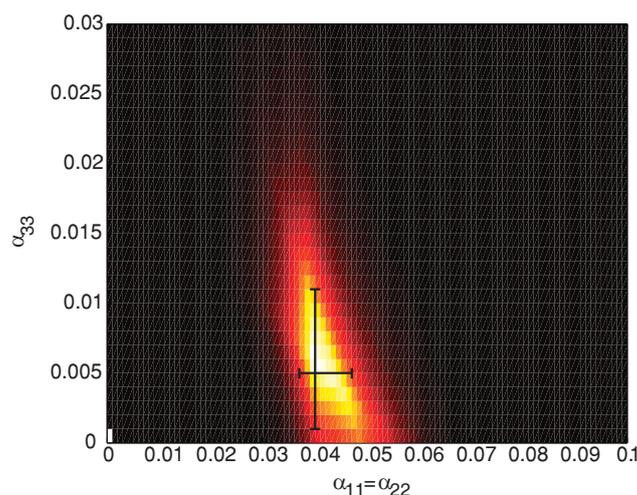


FIGURE 8.11. | Exemple d'inversion de densités de fissures pour le modèle non interactif. Ce graphe est une représentation graphique de la densité de probabilité p (équation 8.29) dans l'espace des paramètres $(\alpha_{11}, \alpha_{33})$. La croix noire montre l'estimation des barres d'erreur, le centré étant la « meilleure » solution $(\alpha_{11}^*, \alpha_{33}^*)$.

Formellement, on obtient une fonction $\mathbf{V}(\alpha_{11}, \alpha_{33})$ qui permet de calculer les données synthétiques.

Dans le cas d'un chemin oblique dans un milieu transverse isotrope, la vitesse d'onde mesurée n'est pas la vitesse de phase mais la vitesse de groupe. Cela peut induire une erreur de l'ordre de 10% dans le calcul des modules élastiques (Sarout, 2006). Cette complexité n'est pas prise en compte dans le processus d'inversion utilisé ici. Étant donnée que la configuration des capteurs est toujours la même d'une expérience à l'autre, le calcul approché permet tout de même une comparaison des expériences entre elles avec une bonne précision.

L'incertitude sur les vitesses observées \mathbf{V}_{obs} est supposée de l'ordre de $\sigma_V = 100 \text{ m s}^{-1}$. On associe à une mesure une densité de probabilité double exponentielle, ce qui permet d'utiliser la norme ℓ_1 qui est robuste vis à vis des données aberrantes (Tarantola, 2005). L'espace des modèles est entièrement exploré et on calcule en chaque point $(\alpha_{11}, \alpha_{33})$ la densité de probabilité

$$p(\alpha_{11}, \alpha_{33}) = \exp\left(-\frac{|\mathbf{V}(\alpha_{11}, \alpha_{33}) - \mathbf{V}_{\text{obs}}|}{\sigma}\right) \quad (8.29)$$

qui est la solution du problème inverse. La position $(\alpha_{11}^*, \alpha_{33}^*)$ correspondant au maximum de p indique la meilleure solution au sens des moindres valeurs absolues. L'erreur moyenne sur la solution est estimée en calculant la gamme de densités de fissures qui maintient p plus grand ou égal à 60% de sa valeur maximale (voir la figure 8.11).

8.8.2. Modèle Différentiel Auto-Cohérent

Cette section est la description détaillée du modèle de milieu effectif différentiel auto-cohérent, développé notamment par Zimmerman (1991); Le Ravalec & Guéguen (1996), utilisé dans le chapitre 3. Ce type de modèle permet la prise en compte des interactions entre cavités de la roche. À partir d'une matrice homogène et isotrope dont les propriétés sont celles du squelette solide de la roche, on ajoute des pores de façon incrémentale et homogénéisant le système à chaque incrément

de porosité. De cette manière, les pores sont ajoutés au fur et à mesure dans la matrice de propriétés effectives, jusqu'à la porosité voulue.

Le squelette solide est considéré comme homogène et isotrope, de module d'incompressibilité K^0 et de module de cisaillement G^0 . On rappelle que le module de Poisson est calculé comme $\nu^0 = (3K^0 - 2G^0)/(6K^0 + 2G^0)$. On fait l'hypothèse que la porosité n'a pas d'orientation préférentielle, ce qui implique que le milieu poreux reste isotrope. Les pores sont supposés sphéroïdaux, caractérisés par leur rapport d'aspect α . Si $\alpha < 1$, les pores sont aplatis, de type « fissure ». Pour $\alpha \sim 1$, les pores sont des sphères (pores ronds). Enfin, le cas $\alpha > 1$ correspond à des pores allongés en aiguille. Pour des sphéroïdes de rapport d'aspect fixé quelconque, le schéma de milieu effectif auto-cohérent permet d'écrire les modules effectifs de compression et de cisaillement (K, G) sous la forme d'une paire d'équations différentielles couplées :

$$\begin{cases} \frac{1}{K} \frac{dK}{d\Phi} = -(1 - \zeta)P_\alpha(\nu, \zeta), \\ \frac{1}{G} \frac{dG}{d\Phi} = -Q_\alpha(\nu, \zeta), \end{cases} \quad (8.30)$$

avec les conditions initiales $K(\Phi = 0) = K^0$ et $G(\Phi = 0) = G^0$. Dans le système 8.30, Φ correspond au paramètre de porosité, relié à la porosité réelle n par la relation

$$n = 1 - \exp(-\Phi), \quad (8.31)$$

ce qui permet de tenir compte du fait que l'introduction d'un nouveau pore dans la matrice effective peut intersecter certains pores déjà présents. Le terme ζ est le paramètre de saturation, qui s'exprime à partir du module effectif K et du module d'incompressibilité du fluide K_f comme $\zeta = K_f/K$. Enfin, les fonctions $P_\alpha(\nu, \zeta)$ et $Q_\alpha(\nu, \zeta)$ correspondent respectivement à la compressibilité et à la souplesse en cisaillement *non drainées* de la porosité. Dans le cas général utilisé ici, ce sont des fonctions complexes de α et ν que l'on peut trouver en détail dans [Kuster & Toksoz \(1974\)](#); [David & Zimmerman \(Submitted\)](#).

Le système d'équations 8.30 peut être résolu numériquement dans le cas général par une méthode de type Runge-Kutta d'ordre 4 (fonction `ode45` de Matlab). On obtient ainsi, formellement, une fonction qui permet de calculer les modules effectifs sachant les modules du squelette solide, de l'eau et la porosité.

Un des problèmes pour appliquer ce modèle au cas du gypse en déshydratation est la connaissance des modules intacts (K^0, G^0) . En effet, la composition minéralogique évolue depuis le gypse pur jusqu'à un mélange entre gypse et bassanite. Il faut donc exprimer les modules (K^0, G^0) en fonction de l'avancement ξ de la réaction. En l'absence totale d'information sur l'organisation spatiale des phases, on utilise la moyenne arithmétique pondérée entre le logarithme des modules (c'est-à-dire la moyenne géométrique des modules), soit

$$K^0(\xi) = (K_{\text{gypsum}}^0)^{(1-\xi)} (K_{\text{bass}}^0)^\xi, \quad (8.32)$$

$$G^0(\xi) = (G_{\text{gypsum}}^0)^{(1-\xi)} (G_{\text{bass}}^0)^\xi. \quad (8.33)$$

Une telle formulation permet logiquement, étant donné l'absence d'information, que la moyenne des inverses de modules $1/K^0(\xi)$ et $1/G^0(\xi)$ (c'est-à-dire des compressibilités) soit cohérente avec la moyenne des modules⁴. Le résultat d'un tel calcul diffère très légèrement des moyennes

4. On se référera à [Tarantola \(2006\)](#) pour plus de détails sur ce type de formulation.

plus classiques de type Voigt-Reuss-Hill, qui n'implique pas la cohérence entre compressibilités et incompressibilités.

De même, la porosité totale et donc la densité moyenne du matériau évoluent au cours de la réaction. L'évolution de la porosité peut être recalculée à partir de l'avancement ξ , du changement de volume solide théorique de la réaction (équation 8.5) et de la compaction mesurée Δn_c :

$$n(\xi(t)) = \left(1 - \frac{V_{\text{bass}}}{V_{\text{gypsum}}}\right) \xi(t) + \Delta n_c(t). \quad (8.34)$$

La masse volumique moyenne est calculée comme

$$\rho(\xi) = [(1 - \xi)\rho_{\text{gypsum}} + \xi\rho_{\text{bass}}](1 - n(\xi)) + \rho_f n(\xi). \quad (8.35)$$

On rappelle l'expression des vitesses d'ondes P et S en fonction de la masse volumique moyenne et des modules effectifs :

$$V_p = \sqrt{\frac{K + (4/3)G}{\rho}}, \quad (8.36)$$

$$V_s = \sqrt{\frac{G}{\rho}}. \quad (8.37)$$

L'ensemble des équations 8.30,8.32,8.33,8.34,8.35,8.36,8.37 permettent d'obtenir formellement une relation entre les vitesses d'ondes P et S et le rapport d'aspect moyen α des pores,

$$(V_p, V_s) = \mathbf{f}_{\xi(t)}(\alpha) \quad (8.38)$$

pour chaque mesure au cours du temps. Notons bien que la fonction \mathbf{f} est donnée par un calcul numérique. On peut utiliser cette relation pour effectuer une inversion du rapport d'aspect au cours de la progression de la réaction dans les deux expériences pour lesquelles $\xi(t)$ a pu être calculé.

Là encore, l'approche suivie est probabiliste (Tarantola, 2005). On fait l'hypothèse d'une densité de probabilité de forme double exponentielle pour les données de vitesse, pour une erreur moyenne $\sigma_v = 50 \text{ m s}^{-1}$. Les valeurs des paramètres utilisées sont reportées dans le tableau 3.2. Pour chaque mesure, on calcule la densité de probabilité a posteriori

$$p_{\text{DEM}}(\alpha) = \exp\left(-\frac{|\mathbf{V}^{\text{obs}} - \mathbf{f}_{\xi(t)}(\alpha)|}{\sigma_v}\right), \quad (8.39)$$

où \mathbf{V}^{obs} est un vecteur contenant les données observées de vitesses d'ondes P et S. La maximum de $p_{\text{DEM}}(\alpha)$ donne le meilleur rapport d'aspect α au sens des moindres valeurs absolues.

8.9. Tomographie

Dans cette section je présente une tentative de tomographie de vitesses d'ondes P pendant une expérience de déshydratation en presse triaxiale. Étant donné les approximations assez fortes effectuées dans les calculs, et le faible de nombre de données, le crédit que l'on peut accorder aux résultats peut être mis en cause ; c'est pourquoi ceux-ci ne sont pas repris dans le texte du chapitre 3, mais seulement présentés ici. Cette partie a surtout pour but de montrer la mise en œuvre de la technique, et de présenter les voies pour en améliorer les résultats.

8.9.1. Principe

À partir d'un ensemble de sources d'EA de positions spatiotemporelles (\mathbf{x}_i, t_i^0) connues, et de mesures de temps d'arrivées d'ondes $P t_{ij}^{\text{obs}}$ sur un ensemble de capteurs (de positions \mathbf{x}_j), il est possible de remonter à la vitesse d'onde le long de son trajet. On se place ici dans l'approximation des rais, ce qui se justifie par le fait que la distance entre sources et capteurs est de plusieurs fois la longueur d'onde du signal mesuré (quelques millimètres). Si l'on note s la coordonnée curviligne le long du rai entre la source i et le capteur j , on a

$$t_{ij} = t_i^0 + \int_{\mathcal{R}_{ij}} p(s) ds, \quad (8.40)$$

où \mathcal{R}_{ij} est le trajet du rai et $p(s)$ la lenteur le long du rai. L'équation 8.40 permet de calculer des observables théoriques, les temps d'arrivée, en fonction des paramètres du modèle physique, le champ de lenteur (ou de façon équivalente, le champ de vitesse). En général, le trajet \mathcal{R}_{ij} dépend du champ de lenteur $p(\mathbf{x})$. Cependant, on peut montrer que les perturbations de $p(\mathbf{x})$ par rapport à un modèle de lenteur initial affectent au premier ordre la perturbation de temps d'arrivée t_{ij} , alors que l'effet dû à la perturbation du trajet n'intervient qu'au deuxième ordre. Si les perturbations sont faibles, on peut donc calculer les perturbations de temps d'arrivée le long de rais fixes.

8.9.2. Mise en œuvre

Dans la suite, nous allons faire l'hypothèse que les trajets de rais sont *droits*. Cette approximation est valide si le milieu est homogène ou faiblement hétérogène. Nous discuterons dans la suite comment cette hypothèse se vérifie dans un cas pratique. On peut discrétiser le problème de façon simple en écrivant

$$t_{ij} - t_i^0 = \sum_{k=1}^N p_k^{ij} \Delta_k^{ij}, \quad (8.41)$$

où Δ_k^{ij} est un élément de longueur le long du rai entre \mathbf{x}_i et \mathbf{x}_j , p_k^{ij} est la lenteur le long de cet élément, et N le nombre d'éléments total le long du rai. On peut choisir pour simplifier de diviser le rai en éléments de longueurs égales Δ^{ij} , ce qui donne

$$t_{ij} - t_i^0 = \Delta^{ij} \sum_{k=1}^N p_k^{ij}, \quad (8.42)$$

où $\Delta^{ij} = |\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|/N$. C'est un problème linéaire en p , que l'on peut réécrire sous la forme générale

$$\mathbf{d} = \mathbf{G}\mathbf{m}, \quad (8.43)$$

où \mathbf{d} est un vecteur contenant les observables théoriques $(t_{ij} - t_i^0)$, \mathbf{m} est un vecteur contenant les paramètres du modèles, c'est-à-dire les lenteurs p , et \mathbf{G} la matrice contenant les éléments de longueur Δ^{ij} .

Un problème pratique est de déterminer comment les matrice \mathbf{G} doit être remplie, c'est-à-dire, pour un rai donné, à quel élément de \mathbf{m} (lenteur en un point de l'espace) est associé un (ou plusieurs) élément(s) de longueur de trajet Δ^{ij} . La discrétisation de $p(\mathbf{x})$ joue un rôle important ici.

L'espace est divisé en *nœuds* espacés de façon régulière dans les trois dimensions de l'espace (ils délimitent les sommets de parallélépipèdes). Évidemment, les rais ne passent en général pas

directement par les nœuds ; si le maillage est assez fin, on peut associer chaque élément du rai au nœud *le plus proche* dans l'espace⁵. Afin que cette méthode soit utilisable, il convient de séparer le rai en un nombre d'éléments tel que leur espacement est au plus égal à l'espacement des nœuds. Notons que plusieurs éléments consécutifs le long du rai peuvent être associés au même nœud ; il peut donc y avoir des multiples entiers⁶ de Δ^{ij} dans la matrice \mathbf{G} .

Afin d'éviter les problèmes liés à la discrétisation du champ de lenteur, et de mieux contrôler la longueur et l'amplitude des variations attendues, il est préférable d'utiliser un maillage très fin, et d'associer aux paramètres du modèle une matrice de covariance \mathbf{C}_M a priori (Tarantola, 2005) :

$$\mathbf{C}_M(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \sigma_M^2 \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^2}{L^2}\right), \quad (8.44)$$

où σ_M est la variance et L la longueur de corrélation sur les paramètres du modèle. Ces deux paramètres sont fixés a priori. Le modèle est de type gaussien ; il qui empêche les variations rapides des paramètres dans l'espace. L'écart moyen entre le modèle initial et la modèle déduit de l'inversion est donné par la variance σ_M .

De façon similaire, les données $\mathbf{d}^{\text{obs}} \equiv t_{ij}^{\text{obs}} - t_i^0$ sont entachées d'erreurs, ce qui permet de définir une matrice de covariance \mathbf{C}_D sur les données

$$\mathbf{C}_D = \sigma_D^2 \mathbf{I}, \quad (8.45)$$

où \mathbf{I} est la matrice identité et σ_D la variance. La forme de l'équation 8.45 implique que les données ne sont pas corrélées entre elles.

Le modèle *moyen* \mathbf{m} issu de la procédure d'inversion est calculé à partir du modèle initial \mathbf{m}_0 de la façon suivante (Tarantola, 2005) :

$$\mathbf{m} = \mathbf{m}_0 + \mathbf{C}_M \mathbf{G}^t (\mathbf{G} \mathbf{C}_M \mathbf{G}^t)^{-1} (\mathbf{d}^{\text{obs}} - \mathbf{G} \mathbf{m}_0). \quad (8.46)$$

Remarque L'approche utilisée ici n'est pas strictement rigoureuse, en raison du fait que la base dans l'espace des modèles est la *lenteur*, qui est un paramètre strictement positif⁷. L'utilisation d'un modèle gaussien sur la lenteur implique une incohérence car il est ainsi théoriquement possible d'obtenir une lenteur nulle ou négative. La seule façon rigoureuse pour inverser de tels paramètres est d'utiliser la lenteur logarithmique ou la vitesse logarithmique. Cependant, le problème formulé ainsi n'est plus linéaire et les calculs deviennent plus complexes. La technique présentée ici constitue donc une approche simplifiée qui permet d'avoir une estimation du résultat de l'inversion, mais ne permet pas d'en exploiter toutes les propriétés.

8.9.3. Exemple pratique

La technique décrite dans le paragraphe précédent est appliquée au cas d'un échantillon de gypse pendant une expérience de déshydratation sous pression moyenne effective de 50 MPa (vol25).

Les sources d'EA sont les « tirs » effectués pendant les mesures actives de vitesse d'onde P. Les capteurs S ne sont pas utilisés ici. On a donc un ensemble de 14 sources et de 13 récepteurs de

5. Cette méthode permet d'éviter une interpolation du champ de lenteur, qui complique grandement les calculs pour un gain de précision quasi-nul.

6. Une astuce pour déterminer ces multiples consiste à (i) déterminer les indices des nœuds associés à un trajet donné (qui peuvent figurer en double ou triple), et (ii) d'en faire un histogramme permet de remonter au facteur multiplicatif.

7. ou un paramètre de Jeffreys selon la terminologie de Tarantola (2006)

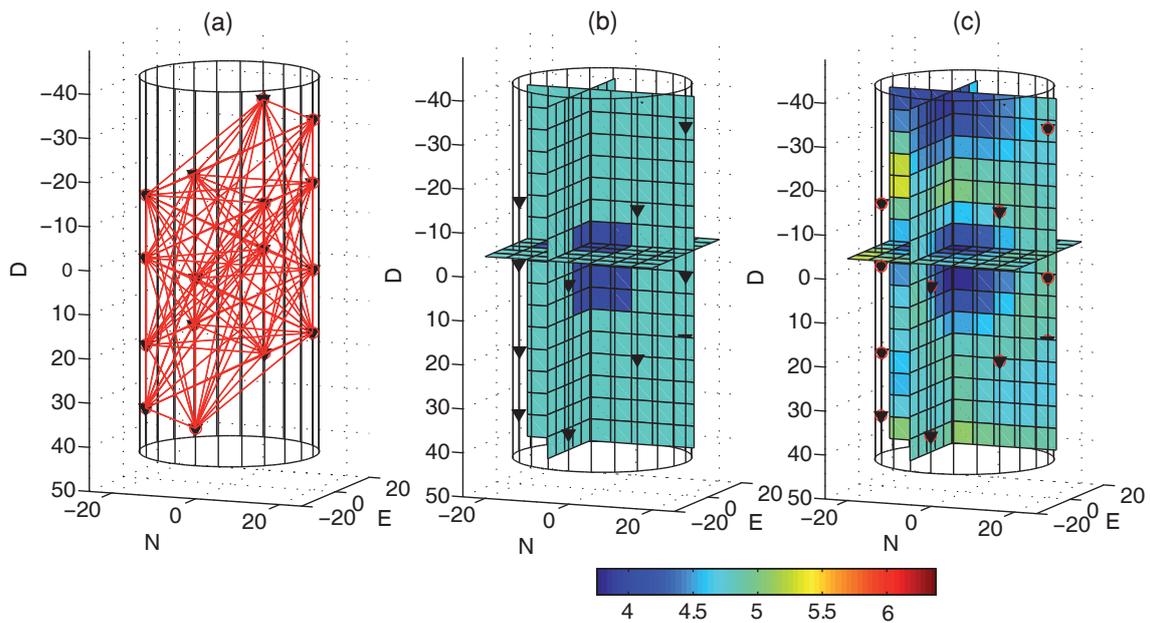


FIGURE 8.12. | Trajets de rais (a), modèle synthétique (b) et modèle moyen issu de l'inversion (c). L'hypothèse la plus forte vient du fait que l'on considère des trajets de rais droits, comme indiqué en (a). La couverture est plutôt bonne au centre de l'échantillon, ce qui permet de résoudre plutôt bien la structure lente (en bleu). Les extrémités de l'échantillon ne sont couvertes par au trajet, donc le modèle résultant de l'inversion donne des valeurs artificiellement élevées ou lentes.

positions connues. Chaque paire de capteurs émet dans les deux sens de propagation ; il y a donc $13 \times 14/2 = 91$ chemins différents. Les mesures pour deux chemins identiques sont moyennées pour minimiser l'erreur. La figure 8.12(a) montre l'ensemble des trajets pour la disposition des capteurs de l'expérience.

Le champ de lenteur est discrétisé en nœuds espacés régulièrement de 5 mm. On fixe la longueur de corrélation à $L = 15$ mm. La variance sur les paramètres du modèle est fixée à $\sigma_M = 0,1$, et celle sur les données est fixée à $\sigma_D = 1$. Au préalable, on peut vérifier l'efficacité de la technique ne procédant à une inversion de données synthétiques, calculées à partir d'un modèle connu. Cette procédure est réalisée à partir du modèle donné sur la figure 8.12(b), qui est homogène de vitesse $V_p = 4,8 \text{ mm } \mu\text{s}^{-1}$, excepté une zone de faible vitesse à $V_p = 4 \text{ mm } \mu\text{s}^{-1}$. Le modèle moyen résultant de l'inversion est donné sur la figure 8.12(c). La couverture étant assez bonne au centre de l'échantillon, on y retrouve la zone de faible vitesse. Cependant, les extrémités de l'échantillon ne sont absolument pas couvertes, ce qui induit des valeurs de vitesse artificiellement élevées ou lentes. Le résultat est donc *qualitativement* satisfaisant, sachant qu'il faut se garder d'interpréter les zones non couvertes par des trajets de rais.

L'inversion a été réalisée pour l'expérience vol25. On s'intéresse à l'évolution relative du champ de vitesse au cours de la montée en température et de la déshydratation. On exécute donc l'inversion pour une mesure avant la réaction, ici celle effectuée à $T = 115,8^\circ\text{C}$ (14h27). Le modèle initial choisi est homogène, de vitesse $V_p = 4,2 \text{ mm } \mu\text{s}^{-1}$. Le modèle moyen résultant de l'inversion est donné sur la figure 8.13, dans des plans de coupe orientés Nord-Sud et Est-Ouest passant par le centre de l'échantillon. On observe des zones à forte vitesse proche des capteurs aux extrémités du

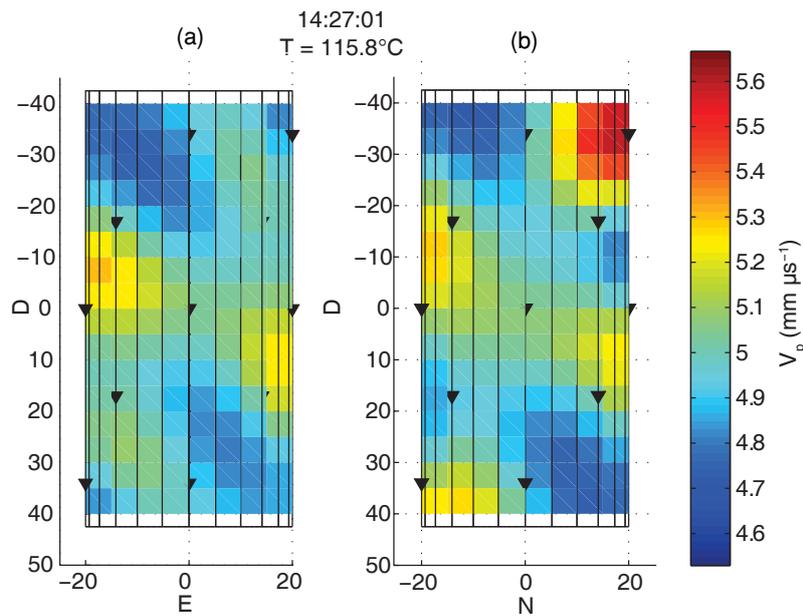


FIGURE 8.13. | Modèle de vitesse moyen issu de l'inversion pour la mesure effectuée à 14h27 pendant l'expérience vol25. (a) plan de coupe orienté nord–Sud et (b) plan de coupe orienté Est–Ouest passant par le centre de l'échantillon. Ce modèle sert de référence pour les inversions des mesures suivantes.

bloc, dans les zones où la précision est très faible voir nulle. Ce modèle de vitesse $p_0(\mathbf{x})$ sert de référence pour les inversions des mesures suivantes. La figure 8.14 montre l'évolution de l'écart relatif à ce modèle $p(\mathbf{x})/p_0(\mathbf{x}) - 1$ en fonction de l'évolution de la température et du temps (et donc de la réaction de déshydratation).

Au cours du temps et de la montée en température, les vitesses d'onde P diminuent considérablement à partir de l'extérieur de l'échantillon. Cette baisse progresse vers l'intérieur au cours du temps. Au delà de 140°C , la réaction de déshydratation est quasiment terminée et les vitesses d'onde augmentent à nouveau, en commençant par l'extérieur de l'échantillon. Ces résultats sont compatibles avec une réaction de déshydratation qui progresse depuis les bords de l'échantillon vers l'intérieur, et une compaction qui se produit au niveau des zones déjà déshydratées (donc le sens de progression est le même). Notons que l'évolution des vitesses aux extrémités supérieures et inférieures de l'échantillon ne sont pas interprétables car ces zones ne sont couvertes par aucun trajet.

Les modèles moyens obtenus (figures 8.13 et 8.14) présentent des fortes variations de vitesses, localement jusqu'à 50%. Au vu de ces résultats, on peut se demander si l'approximation de trajets rectilignes pour les rais est toujours valide. Elle ne l'est effectivement plus. L'erreur commise dépend fortement de la géométrie des interfaces entre zones rapides et zones lentes. Cependant, au vu des dimensions de l'échantillon il est possible que l'erreur soit en réalité du même ordre de grandeur que l'erreur de pointages des temps d'arrivées, auquel cas elle est englobée dans la valeur de la variance sur les données⁸ σ_D .

8. La valeur utilisée ici de $\sigma_D = 1$ est en réalité plutôt élevée

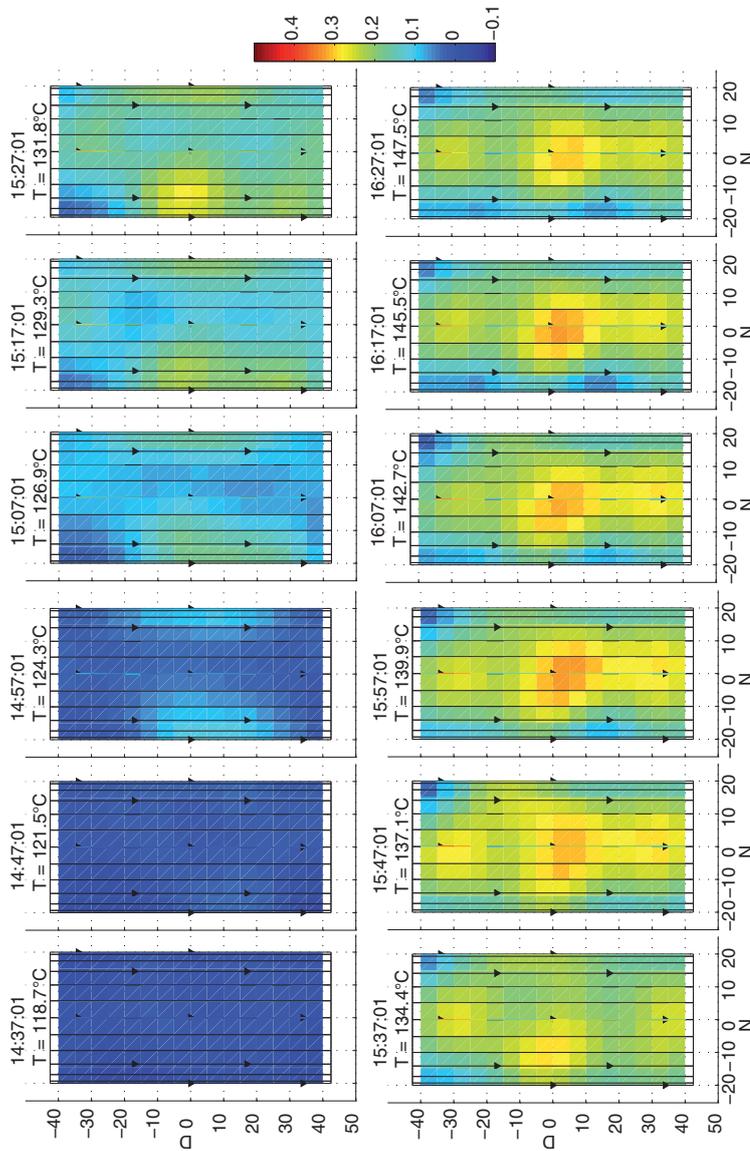


FIGURE 8.14. | Évolution du champ de vitesse pendant la déshydratation (expérience vol25). Le plan de coupe est orienté Est-Ouest et passe par le centre de l'échantillon. L'échelle de couleur représente la valeur de $p(\mathbf{x})/p_0(\mathbf{x}) - 1$, soit l'écart de lentour par rapport au modèle initial présenté sur la figure 8.13. Les couleurs rouges indiquent les zones lentes, et les couleurs bleues indiquent les zones rapides. Au cours du temps et de la montée en température, on observe une baisse des vitesses d'ondes depuis l'extérieur de l'échantillon vers l'intérieur, et vers la fin la vitesse augmente à nouveau vers l'extérieur de l'échantillon. Ces résultats sont compatibles avec une déshydratation qui commence au bord de l'échantillon et qui progresse vers l'intérieur, et de la compaction qui atteint d'abord l'extérieur de l'échantillon. L'évolution de la vitesse aux extrémités de l'échantillon ne sont pas interprétables car ces zones ne sont absolument pas contraintes par les mesures.

8.9.4. Perspectives

Cette technique n'est sans doute pas assez précise pour être appliquée et interprétée avec certitude. Elle pourrait être grandement améliorée par deux méthodes complémentaires :

- Calculs de temps d'arrivées pour un champ d'onde calculé numériquement pour le modèle de vitesses hétérogène (par exemple par différences finies, cf [Podvin & Lecomte \(1991\)](#); [Boyd \(2006\)](#)),
- Utilisations des émissions acoustiques comme sources, à partir de localisations initiales fixes, et par itérations successives pour améliorer à la fois le modèle de vitesse et les localisations. Cette technique permet d'avoir une couverture quasiment complète de l'ensemble de l'échantillon, étant donné le nombre d'EA dans les expériences.

En utilisant ces améliorations, il sera sans doute possible dans un futur proche d'inverser le champ de vitesse en trois dimensions au cours du temps dans les expériences triaxiales de laboratoire.

8.10. Pressurisation chimique et thermique

8.10.1. Solution stationnaire

Dans cette section je présente la formulation explicite de la solution stationnaire du système formé par les équations 4.40–4.44, avec les conditions aux limites 4.45–4.49.

La forme générale des solutions est donnée par les formules 4.50, 4.51, 4.52 et 4.53, que je rappelle ici :

$$\pi(y) = \begin{cases} a_1 y + a_2 + \frac{\mathcal{P}^*}{\varepsilon \mathcal{T}^*} \theta(y) & \text{si } |y| \leq \lambda \\ a_3 (y - 1) + \pi_\infty & \text{si } |y| > \lambda \end{cases},$$

$$\theta(y) = \begin{cases} b_1 e^{yk} + b_2 e^{-yk} & \text{si } |y| \leq \lambda \\ b_3 (y - 1) + \theta_\infty & \text{si } |y| > \lambda \end{cases},$$

avec $k = \sqrt{-\mathcal{T}^*}$. Le but ici est de déterminer les constantes d'intégration a_i et b_i .

En utilisant les conditions aux limites et de continuité, on obtient

$$a_1 = \frac{\theta_\infty}{2k(\lambda - 1)} \left[e^{-k\lambda} \left(\frac{\mathcal{P}^*}{\varepsilon \mathcal{T}^*} k + \frac{\delta}{\varepsilon} \mathcal{P}^* \right) - e^{k\lambda} \left(-\frac{\mathcal{P}^*}{\varepsilon \mathcal{T}^*} k + \frac{\delta}{\varepsilon} \mathcal{P}^* \right) \right], \quad (8.47)$$

$$a_2 = 1 + \frac{\theta_\infty}{2k(\lambda - 1)} \frac{1}{\mathcal{B}} \left[e^{k\lambda} \left(-k + \delta \mathcal{T}^* - \frac{\mathcal{P}^* \mathcal{B}}{\varepsilon \mathcal{T}^*} \right) - e^{-k\lambda} \left(k + \delta \mathcal{T}^* - \frac{\mathcal{P}^* \mathcal{B}}{\varepsilon \mathcal{T}^*} \right) \right], \quad (8.48)$$

$$a_3 = \frac{\theta_\infty}{\lambda - 1} \left[\frac{e^{-k\lambda}}{2k} \left(\frac{\mathcal{P}^*}{\varepsilon \mathcal{T}^*} k + \frac{\delta}{\varepsilon} \mathcal{P}^* \right) - \frac{e^{-k\lambda}}{2k} \left(-\frac{\mathcal{P}^*}{\varepsilon \mathcal{T}^*} k + \frac{\delta}{\varepsilon} \mathcal{P}^* \right) - \frac{\mathcal{P}^*}{\varepsilon \mathcal{T}^*} \right], \quad (8.49)$$

$$b_1 = -\theta_\infty \frac{e^{-\lambda k}}{2k(\lambda - 1)}, \quad (8.50)$$

$$b_2 = \theta_\infty \frac{e^{\lambda k}}{2k(\lambda - 1)}, \quad (8.51)$$

$$b_3 = -\theta_\infty / (\lambda - 1), \quad (8.52)$$

Dans ces calculs, la condition de continuité de la pression en $y = \lambda$ n'a pas été utilisée. Cette relation additionnelle, indépendante, permet d'obtenir une équation pour l'épaisseur déshydratée λ , qui est une inconnue du problème.

8.10.2. Analyse de Stabilité Linéaire

Dans cette section je présente en détails l'analyse de stabilité linéaire du système formé par les équations 4.57 et 4.58. Ce système peut s'écrire sous forme matricielle :

$$\partial_t \mathbf{x} = \mathbf{G}\mathbf{x} + \mathbf{c} \quad (8.53)$$

avec $\mathbf{x} = (\langle \pi \rangle, \langle \theta \rangle)$, et

$$\mathbf{G} = \frac{1}{\mathcal{D}} \begin{pmatrix} \frac{-\sqrt{\varepsilon} - \mathcal{B}}{\delta} & \mathcal{P}^* + \mathcal{T}^* - \frac{1}{\delta} \\ \frac{\sqrt{\varepsilon}(-1 + \mathcal{D}) - \mathcal{B}}{\delta} & \mathcal{P}^*(1 - \mathcal{D}) + \mathcal{T}^* - \frac{1}{\delta} \end{pmatrix}, \quad (8.54)$$

et

$$\mathbf{c} = \frac{1}{\delta \mathcal{D}} \begin{pmatrix} \sqrt{\varepsilon} \pi_\infty + \theta_\infty + \mathcal{B} \\ (1 - \mathcal{D}) \sqrt{\varepsilon} \pi_\infty + \theta_\infty + \mathcal{B} \end{pmatrix}. \quad (8.55)$$

La solution stationnaire $\mathbf{x}_0 = (\pi_0, \theta_0)$ du système, qui vérifie $\mathbf{G}\mathbf{x}_0 + \mathbf{c} = 0$, est

$$\pi_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}(1 - \mathcal{T}^* \delta) + \mathcal{P}^* \mathcal{B} \delta} (\pi_\infty \sqrt{\varepsilon}(1 - \mathcal{T}^* \delta) + \theta_\infty \mathcal{P}^* \delta + \mathcal{P}^* \mathcal{B} \delta), \quad (8.56)$$

$$\theta_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}(1 - \mathcal{T}^* \delta) + \mathcal{P}^* \mathcal{B} \delta} (\sqrt{\varepsilon}(\theta_\infty + \mathcal{B}(1 - \pi_\infty))). \quad (8.57)$$

Lorsque le système est à l'état stationnaire, quelle est l'évolution d'une petite perturbation $\tilde{\mathbf{x}}$? Cette perturbation vérifie $\partial_t \tilde{\mathbf{x}} = \mathbf{G}\tilde{\mathbf{x}}$. Les valeurs propres de \mathbf{G} sont

$$s_{1,2} = \frac{1}{2\mathcal{D}} \left[B \pm \sqrt{B^2 + 4 \frac{\mathcal{D}}{\delta^2} (-\sqrt{\varepsilon} - (\mathcal{P}^* \mathcal{B} - \mathcal{T}^* \sqrt{\varepsilon}) \delta)} \right], \quad (8.58)$$

où

$$B = -\frac{1 + \mathcal{B} + \sqrt{\varepsilon}}{\delta} + (1 - \mathcal{D}) \mathcal{P}^* + \mathcal{T}^*,$$

et les vecteurs propres associés sont

$$\mathbf{e}_{1,2} = \left(\frac{\delta}{\sqrt{\varepsilon}(1 - \mathcal{D}) + \mathcal{B}} \left[(1 - \mathcal{D}) \mathcal{P}^* + \mathcal{T}^* - \frac{1}{\delta} - s_{1,2} \mathcal{D} \right], 1 \right). \quad (8.59)$$

La solution pour la perturbation est donc

$$\tilde{\mathbf{x}} = c_1 e^{s_1 t} \mathbf{e}_1 + c_2 e^{s_2 t} \mathbf{e}_2, \quad (8.60)$$

où $c_{1,2}$ sont des constantes arbitraires. La perturbation va donc croître exponentiellement si au moins une des valeurs propres $s_{1,2}$ a sa partie réelle positive, c'est-à-dire $\text{Re}(s_{1,2}) > 0$.

Si $\mathcal{D} < 0$, s_2 est alors toujours positive et le système est instable quelles que soient les valeurs de \mathcal{P}^* et \mathcal{T}^* , tandis que s_1 reste toujours négative. Cette situation correspond à un point selle, affiché

en courbes noires sur la figure 4.5. Toutes les perturbations vers la gauche de la séparatrice (qui est la direction stable) suivent la direction instable vers les températures et pressions décroissantes. À l'inverse, les perturbations vers la droite de la séparatrice suivent la direction instable vers les températures et pressions croissantes.

Si $\mathcal{D} > 0$, par exemple lorsque \mathcal{A} est très faible (système très rigide), le système est stable si

$$(1 - \mathcal{D})\mathcal{P}^* + \mathcal{T}^* < \frac{1 + \mathcal{B} + \sqrt{\varepsilon}}{\delta}. \quad (8.61)$$

Ainsi, en l'absence de réaction ($\mathcal{P}^* = \mathcal{T}^* = 0$), la condition 8.61 est toujours vérifiée et le système est stable. Si la réaction se produit ($\mathcal{P}^* \neq 0, \mathcal{T}^* \neq 0$), une instabilité peut apparaître, qui est alors uniquement d'origine chimique.

8.10.3. Prise en Compte des Diffusions Thermique et Hydraulique

À partir de la solution stationnaire (π_s, θ_s) des équations 4.40–4.44 avec les conditions aux limites 4.45–4.49, on peut introduire une perturbation en pression de pore, température et vitesse de glissement :

$$\begin{pmatrix} u \\ \pi \\ \theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ \pi_s \\ \theta_s \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \tilde{u} \\ \tilde{\pi} \\ \tilde{\theta} \end{pmatrix}.$$

On peut ainsi écrire le système d'équations qui gouverne l'évolution des perturbations, en faisant l'hypothèse d'une épaisseur λ constante :

$$\tilde{u} = \mathcal{A} \partial_t \langle \tilde{\pi} \rangle, \quad (8.62)$$

$$\partial_t \tilde{\pi} = \varepsilon \partial_{yy} \tilde{\pi} + \partial_t \tilde{\theta} + \begin{cases} \mathcal{P}^* \tilde{\theta} & \text{if } |y| \leq \lambda \\ 0 & \text{if } |y| \geq \lambda \end{cases}, \quad (8.63)$$

$$\partial_t \tilde{\theta} = \partial_{yy} \tilde{\theta} + \begin{cases} \mathcal{T}^* \tilde{\theta} & \text{if } |y| \leq \lambda \\ 0 & \text{if } |y| \geq \lambda \end{cases} \quad (8.64)$$

avec les conditions aux limites suivantes :

$$\partial_y \tilde{\pi}(0) = \frac{\delta}{\varepsilon} (\partial_t \tilde{\pi}(0) + \partial_t \tilde{\theta}(0) - \mathcal{P}^* \tilde{\theta}(0)) \quad (8.65)$$

$$\partial_y \tilde{\theta}(0) = \mathcal{B} \tilde{\pi}(0) - \mathcal{B}(1 - \pi_s) \tilde{u} + \delta (\partial_t \tilde{\theta}(0) - \mathcal{T}^* \tilde{\theta}(0)) \quad (8.66)$$

$$\tilde{\pi}(1) = 0 \quad (8.67)$$

$$\tilde{\theta}(1) = 0 \quad (8.68)$$

On suppose alors la forme suivante pour les perturbations,

$$\begin{pmatrix} \tilde{\pi} \\ \tilde{\theta} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P(y) \\ Q(y) \end{pmatrix} e^{st},$$

ce qui permet d'écrire le système et les conditions aux limites comme

$$sP = \varepsilon P'' + sQ + \begin{cases} \mathcal{P}^* Q & \text{if } |y| \leq \lambda \\ 0 & \text{if } |y| \geq \lambda \end{cases}, \quad (8.69)$$

$$sQ = Q'' + \begin{cases} \mathcal{T}^* Q & \text{if } |y| \leq \lambda \\ 0 & \text{if } |y| \geq \lambda \end{cases}, \quad (8.70)$$

$$P'(0) = \frac{\delta}{\varepsilon} (sP(0) + sQ(0) - \mathcal{P}^* Q(0)), \quad (8.71)$$

$$Q'(0) = \mathcal{B}P(0)(1 - (1 - \pi_s)\mathcal{A}s) + \delta(sQ(0) - \mathcal{T}^* Q(0)), \quad (8.72)$$

$$P(1) = 0, \quad (8.73)$$

$$Q(1) = 0. \quad (8.74)$$

On peut résoudre ce système afin d'obtenir une condition sur s pour que les perturbations ne soit pas identiquement nulles dans l'espace. La solution générale pour Q est

$$Q(y) = \begin{cases} c_1 e^{-yk_1} + c_2 e^{yk_1} & \text{if } |y| \leq \lambda \\ c_3 e^{-yk_2} + c_4 e^{yk_2} & \text{if } |y| > \lambda \end{cases}, \quad (8.75)$$

où $k_1 = \sqrt{s - \mathcal{T}^*}$ et $k_2 = \sqrt{s}$. De façon similaire on trouve

$$P(y) = \begin{cases} d_1 e^{-yk_3} + d_2 e^{yk_3} + DQ(y) & \text{if } |y| \leq \lambda \\ d_3 e^{-yk_3} + d_4 e^{yk_3} + \frac{1}{1-\varepsilon} Q(y) & \text{if } |y| > \lambda \end{cases}, \quad (8.76)$$

où $k_3 = \sqrt{s/\varepsilon}$ et $D = (s + \mathcal{P}^*)/(s - \varepsilon(s - \mathcal{T}^*))$. Les constantes d'intégrations c_i et d_i doivent être déterminées à partir des conditions aux limites et de continuité en $y = \lambda$. Après calcul, on obtient le système irréductible

$$0 = c_2 M_{11} + d_2 M_{12} \quad (8.77)$$

$$0 = c_2 M_{21} + d_2 M_{22} \quad (8.78)$$

où

$$M_{11} = U(k_3 + s\delta/\varepsilon) + Dk_1 - s(1 + D)\delta/\varepsilon + P\delta/\varepsilon - Re^{2k_1\lambda}(-Dk_1 - s(1 + D)\delta/\varepsilon + P\delta/\varepsilon), \quad (8.79)$$

$$M_{12} = k_3 - s\delta/\varepsilon + e^{(3-\lambda)k_3}(k_3 + s\delta/\varepsilon), \quad (8.80)$$

$$M_{21} = k_1(1 + Re^{2k_1\lambda}) + \delta(s - \mathcal{T})(Re^{2k_1\lambda} - 1) - \mathcal{B}(1 - (1 - \pi_s)\mathcal{A}s)(D - DRe^{2k_1\lambda} - U), \quad (8.81)$$

$$M_{22} = -\mathcal{B}(1 - (1 - \pi_s)\mathcal{A}s)(1 - k_3 e^{(3-\lambda)k_3}). \quad (8.82)$$

avec

$$R = \frac{(1 - k_1/k_2)e^{\lambda k_2} + (1 + k_1/k_2)e^{(2-\lambda)k_2}}{(1 + k_1/k_2)e^{\lambda k_2} + (1 - k_1/k_2)e^{(2-\lambda)k_2}}.$$

et

$$U = e^{(k_3+k_1)\lambda} \left(D - \frac{1}{1-\varepsilon} \right) \left[(1-R) \left(e^{(2-\lambda)k_3} + e^{\lambda k_3} \right) - \frac{k_1}{k_3} (1+R) \left(-e^{(2-\lambda)k_3} + e^{\lambda k_3} \right) \right].$$

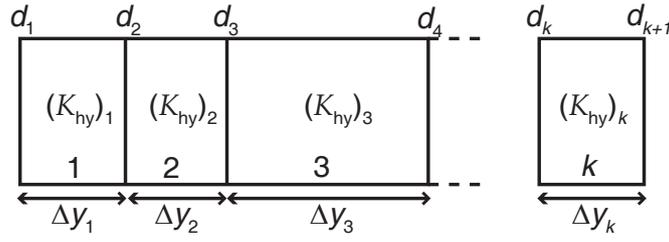


FIGURE 8.15. | Discrétisation à pas d'espace non constants. La conductivité hydraulique d_k à l'interface entre les mailles k et $k - 1$ est calculée à partir de la conductivité K_{hy} dans les mailles correspondantes grâce à l'équation 8.88.

L'analyse de stabilité consiste maintenant à déterminer les valeurs de s (taux de croissance) telles que

$$\det(\mathbf{M}) = 0. \quad (8.83)$$

En effet, si 8.83 n'est pas vérifiée, alors les perturbations sont toutes identiquement nulles. L'équation 8.83 ne peut être résolue analytiquement ; les solutions sont donc numériques⁹.

8.10.4. Modèle Numérique

Dans cette section je détaille le modèle numérique utilisé dans le chapitre 5 pour calculer l'évolution de la pression de pore, de la température de l'avancement de la réaction au cours du glissement cosismique.

La discrétisation est fondée sur des pas de temps Δt constants et des pas d'espaces variables notés Δy_i . L'indice i correspond au pas d'espace et l'exposant n correspond au pas de temps. L'indice du dernier pas d'espace dans la zone de glissement est noté i_{sz} . La symétrie du problème permet de ne modéliser que la moitié de l'espace. Dans toutes les simulations, la zone de glissement est divisée en 10 pas d'espaces, et l'encaissant est discrétisé de plus en plus grossièrement à mesure que l'on s'éloigne du bord de la zone de glissement. Les conditions aux bords sont des conditions de flux nuls, la grille étant suffisamment grande pour que le bord externe ne soit jamais atteint par les modifications de pression de pore et de température. Le schéma numérique dans la zone de glissement peut être écrit comme

$$\frac{T_i^{n+1} - T_i^n}{\Delta t} = \mathbb{T}_{th}^{n+1} + \frac{m_0 \Delta_r H_T}{\rho C} \mathbb{X}^{n+1} + \frac{fV}{\rho Ch} \left(\sigma_n - \frac{1}{h/2} \sum_{i=1}^{i_{sz}} \Delta y_i p_i^{n+1} \right), \quad (8.84)$$

$$\frac{p_i^{n+1} - p_i^n}{\Delta t} = \mathbb{T}_{hy}^{n+1} + \Lambda^n \frac{T_i^{n+1} - T_i^n}{\Delta t} + \Delta p^d \mathbb{X}^{n+1}, \quad (8.85)$$

où \mathbb{T}_{th} et \mathbb{T}_{hy} correspondent respectivement aux termes de transport de fluide et de chaleur, et \mathbb{X} correspond au terme de déshydratation. Hors de la zone de glissement, le dernier terme de l'équation 8.84 est nul.

9. L'astuce utilisée ici pour trouver les valeurs de s est de tracer les contours de la fonction $\det(\mathbf{M})$ en fonction des paramètres et d'isoler celui correspondant à la valeur zéro.

Le terme de transport de chaleur est calculé implicitement en fonction de la température, en utilisant une diffusivité thermique constante :

$$\mathbb{T}_{\text{th}}^{n+1} = \alpha_{\text{th}} \left[2 \frac{T_{i+1}^{n+1} - T_i^{n+1}}{\Delta y_i (\Delta y_i + \Delta y_{i+1})} - 2 \frac{T_i^{n+1} - T_{i-1}^{n+1}}{\Delta y_i (\Delta y_i + \Delta y_{i-1})} \right]. \quad (8.86)$$

Le terme de transport de fluide est calculé implicitement en fonction de la pression, mais inclut des coefficients de diffusivité calculés explicitement (c'est-à-dire à partir du pas de temps précédent) :

$$\mathbb{T}_{\text{hy}}^{n+1} = \frac{1}{\rho_{fi}^n \beta_i^{*n}} \left[2 \frac{d_{i+1}^n (p_{i+1}^{n+1} - p_i^{n+1})}{\Delta y_i (\Delta y_i + \Delta y_{i+1})} - 2 \frac{d_i^n (p_i^{n+1} - p_{i-1}^{n+1})}{\Delta y_i (\Delta y_i + \Delta y_{i-1})} \right], \quad (8.87)$$

où d_i^n est la conductivité hydraulique au bord de la maille i , calculée à partir de la conductivité $(K_{\text{hy}})_i^n$ dans la maille (figure 8.15) :

$$d_i^n = \frac{(K_{\text{hy}})_{i-1}^n (K_{\text{hy}})_i^n (\Delta y_{i-1} + \Delta y_i)}{(K_{\text{hy}})_{i-1}^n \Delta y_i + (K_{\text{hy}})_i^n \Delta y_{i-1}}, \quad (8.88)$$

où

$$(K_{\text{hy}})_i^n = \rho_{fi}^n \frac{k_i^n}{\eta_i^n}. \quad (8.89)$$

8.11. Appareil de friction à haute vitesse

Dans cette section je présente les caractéristiques générales de l'appareil de friction à haute vitesse utilisé pour les résultats du chapitre 6.

8.11.1. Caractéristiques générales

La machine est présentée schématiquement sur la figure 8.16. Elle a été conçue pour explorer une très vaste gamme de vitesse de glissement, de 3 mm/an à plusieurs m/s, et tester les roches en conditions saturées et pressurisées en eau. Le principe consiste à faire presser deux cylindres de roches l'un contre l'autre, et d'en faire tourner un sur lui même à haute vitesse alors que l'autre reste statique. La compression est initialement uniaxiale, mais lorsque la rotation est engagée la contrainte de cisaillement le sur l'interface s'élève. Cette contrainte, transmise par la partie statique le long d'une colonne d'acier, est mesurée par une jauge de moment mécanique. Cette jauge est constituée d'un pont complet de jauges de déformations fixées sur des bras solidaires de la colonne. Une glissière permet de découpler le mouvement axial du mouvement de torsion. La contrainte axiale est appliquée par l'intermédiaire d'un piston hydraulique, et est mesurée par un capteur indépendant. Afin d'éviter les pertes de charges lors d'un raccourcissement rapide de l'échantillon, le piston est monté sur un coussin d'air, dont la compressibilité importante permet de rattraper quasi-instantanément la déformation de l'échantillon. Le mouvement de rotation est appliqué par un moteur électrique, et la vitesse est choisie en réglant

- la puissance délivrée au moteur, grâce à un générateur de tension,
- le système de boîte de vitesse qui comporte trois embrayages électromagnétiques, ce qui permet d'atteindre sans à-coups toute la gamme de vitesses.

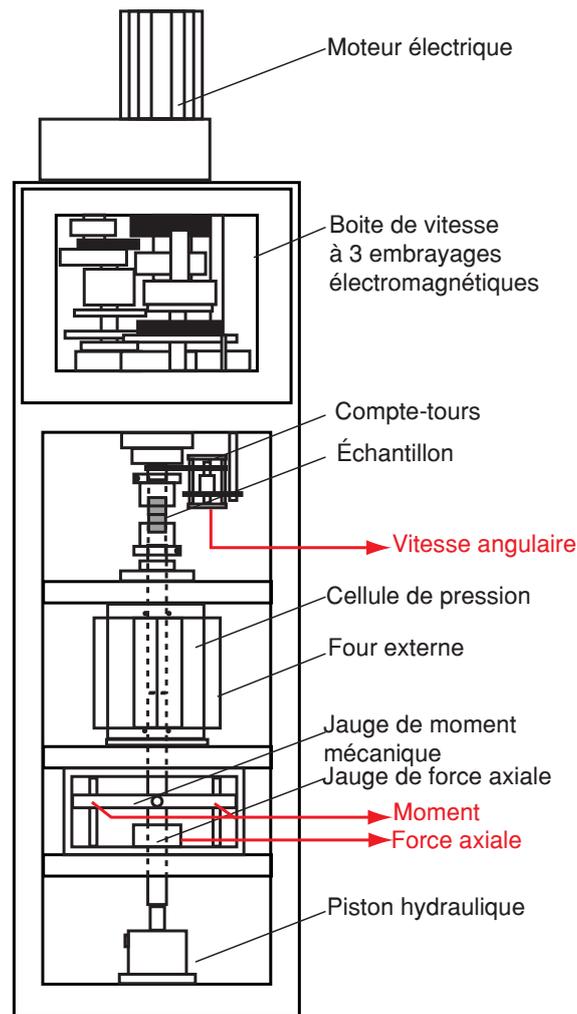


FIGURE 8.16. | Schéma de l'appareil de friction à haute vitesse. Cette machine permet de tester les propriétés de friction à des vitesses de glissement de 3 mm/an à plusieurs m/s, en conditions sèches ou saturées. Elle est produite par la compagnie Marui Co. Ltd., Osaka (Japon), et se trouve au département de sciences de la Terre de l'université d'Hiroshima (Japon).

La vitesse angulaire est mesurée grâce à un compteur électronique entraîné par une courroie solidaire de la partie en rotation.

Deux types d'assemblages d'échantillons peuvent être utilisés. Si l'expérience est réalisée sous pression de fluide et à température plus élevée que l'ambiante, l'échantillon est placé dans la cellule de pression, et isolé de l'extérieur par un système de joints de teflon. Si l'expérience est réalisée à l'air libre, l'échantillon est placé en dehors de la cellule. C'est cette dernière configuration qui a été utilisée pour les expériences présentées dans le chapitre 6.

Toutes les données sont filtrées par un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure est 100 Hz, et enregistrées à la fréquence de 200 Hz par un système numérique de la marque Jamstec. L'appareil n'est pas servo-contrôlé et l'application de la force et de la rotation s'effectue de manière indépendante par l'utilisateur.

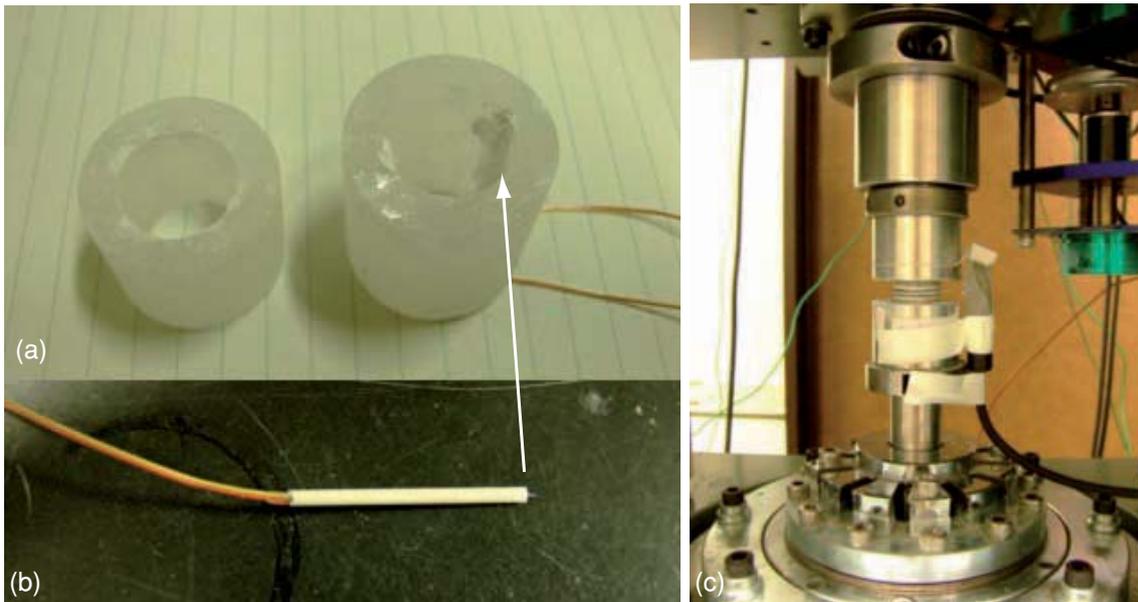


FIGURE 8.17. | Préparation des échantillons et montage pour les expériences de friction à haute vitesse. **a.** Paire de cylindres creux, diamètre externe 24,95 mm, diamètre interne 15 mm. **b.** Thermocouple dans sa gaine de céramique, disposé le long de la face interne du cylindre. **c.** Photo du montage en place, avec la partie rotative en haut et la partie statique en bas. L'hygromètre est fixé sur la partie statique, et protégé par une grille fine.

8.11.2. Préparation et montage des échantillons

Les échantillons de gypse de Volterra sont d'abord forés dans la masse, soit directement soit en retirant un cœur d'un diamètre externe de 15 mm afin de former des cylindres creux. Ils sont ensuite rectifiés jusqu'au diamètre externe de 24,95 mm. L'épaisseur de l'anneau en friction est donc de 5 mm environ pour les échantillons creux. La hauteur des échantillons est de 18 mm environ pour la partie supérieure, en rotation, et de 25 mm environ pour la partie statique.

La partie inférieure, statique des échantillons est ensuite forée afin d'y coller un ou deux thermocouples de type K (figure 8.17(a–b)). Dans le cas des cylindres pleins, la position verticale de l'extrémité du thermocouple ne peut pas être connue avec beaucoup de précision ; on estime qu'à l'état initial, la surface de glissement est à environ 1 mm au-dessus du thermocouple. Après le positionnement du ou des thermocouples, les trous sont scellés grâce à une colle céramique, ce qui assure un bon contact thermique.

Les échantillons sont ensuite placés dans des supports en acier, et solidarisés avec les colonnes de chargement et de rotation grâce à un système de serrage hydraulique à vis (figure 8.17(c)).

Avant le début de chaque expérience, les surfaces en contact sont rodées en appliquant une faible pression axiale (environ 0,2 bars) et une vitesse de rotation lente (quelques tours/min). Cela permet d'établir un bon contact entre les deux surfaces et de limiter l'hétérogénéité de contrainte à l'initiation de l'expérience. Juste avant le début du test, la gouge formée pendant la phase préliminaire est nettoyée. Il est important de noter que l'état de surface ainsi formé peut dépendre de la géométrie initiale des échantillons, de la quantité de gouge produite et de la qualité de la préparation.

8.11.3. Traitement des données

La géométrie cylindrique des expériences produit de fortes hétérogénéités de taux de déformation sur la surface de glissement. En effet, sur un cylindre plein la vitesse est nulle au centre et peut être de plus d'un mètre par seconde au bord. Afin de remonter à un glissement et une vitesses *effectifs* et à la contrainte cisailante moyenne $\langle \tau \rangle$ sur la faille, on peut écrire

$$\langle \tau \rangle S V_{\text{eq}} = \iint \langle \tau \rangle V(r) dS, \quad (8.90)$$

où S est la surface de glissement, $V(r)$ la vitesse réelle à la position r , et V_{eq} la vitesse effective ainsi définie. On obtient donc, après calcul,

$$V_{\text{eq}} = \frac{2\omega}{3} \frac{r_1^2 + r_1 r_2 + r_2^2}{r_1 + r_2}, \quad (8.91)$$

pour une vitesse angulaire de rotation ω , un rayon interne r_1 et un rayon externe r_2 . Le glissement cumulé est calculé comme le simple produit du temps et de la vitesse effective V_{eq} .

Bibliographie

- ABERCROMBIE, R. E. & J. R. RICE (2005), Can observations of earthquake scaling constrain slip weakening ?, *Geophys. J. Int.*, 162, 406–424. [p. 12]
- AHRENS, T. J., éd. (1995), *Mineral Physics & Crystallography : a handbook of physical constants*, AGU Reference Shelf, American Geophysical Union, Washington, DC. [p. 57]
- AKI, K. & P. G. RICHARDS (2002), *Quantitative Seismology*, 2 édition, University Science Books, Sausalito, California. [p. 145]
- ALLMANN, B. P. & P. M. SHEARER (2007), Spatial and temporal stress drop variations in small earthquakes near Parkfield, California, *J. Geophys. Res.*, 112(B04305), doi :10.1029/2006JB004395. [p. 264]
- ALLMANN, B. P. & P. M. SHEARER (2009), Global variations of stress drop for moderate to large earthquakes, *J. Geophys. Res.*, 114(B01310), doi :10.1029/2008JB005821. [p. 264]
- ANDREWS, D. J. (1976), Rupture propagation with finite stress in antiplane strain, *J. Geophys. Res.*, 81(20), 3575–3582. [p. 184, 197]
- ANDREWS, D. J. (2002), A fault constitutive relation accounting for thermal pressurization of pore fluid, *J. Geophys. Res.*, 107(B12), doi :10.1029/2002JB001942, 2363. [p. 13, 14, 93, 203, 212, 213, 304]
- ANDREWS, D. J. (2005), Rupture dynamics with energy loss outside the slip zone, *J. Geophys. Res.*, 110, doi :10.1029/2004JB003191, B01307. [p. 184, 197]
- ARCHARD, J. F. (1958/1959), The temperature of rubbing surfaces, *Wear*, 2, 438–455. [p. 14, 201]
- AYLING, M. R., P. G. MEREDITH, & S. A. F. MURRELL (1995), Microcracking during triaxial deformation of porous rocks monitored by changes in rock physical properties, I. Elastic-wave propagation measurements on dry rocks, *Tectonophysics*, 245, 205–221. [p. 242]
- BARBERINI, V., L. BURLINI, E. H. RUTTER, & M. DAPIAGGI (2005), High-strain deformation tests on natural gypsum aggregates in torsion, D. Bruhn & L. Burlini, éd., *High-Strain Zones : Structure and Physical Properties*, volume 245 de *Special Publications*, Geological Society, London, 277–290. [p. 15, 244]
- 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. [p. 242]
- BAUD, P., A. SCHUBNEL, & T.-F. WONG (2000), Dilatancy, compaction, and failure mode in Solnhofen limestone, *J. Geophys. Res.*, 105(B8), 19,289–19,303. [p. 8, 242]
- BAUMBERGER, T., P. BERTHOUD, & C. CAROLI (1999), Physical analysis of the state- and rate-dependent friction law. II. dynamic friction, *Phys. Rev. B*, 60(6), doi :10.1103/PhysRevB.60.3928, 3928–3939. [p. 5, 6]
- BELLOTTO, M., A. GUALTIERI, G. ARTIOLI, & S. M. CLARK (1995), Kinetic study of the kaolinite-mullite reaction sequence. part I : Kaolinite dehydroxylation, *Phys. Chem. Minerals*, 22, 207–214. [p. 101, 103, 223]

- BERMAN, R. G. (1991), Thermobarometry using multi-equilibrium calculations : a new technique, with petrological applications, *Canadian Mineralogist*, 29(4), 833–855. [p. [95](#), [96](#), [216](#), [218](#), [225](#)]
- BERMAN, R. G. (2007), winTWQ (version 2.3) : a software package for performing internally-consistent thermobarometric calculations, *Geological Survey of Canada*, open File 5462, (ed. 2.34). [p. [96](#), [216](#), [218](#), [225](#)]
- BLANPIED, M. L. & T. E. TULLIS (1986), The stability and behavior of a frictional system with a two state variable constitutive law, *Pure Appl. Geophys.*, 124, 415–430. [p. [5](#)]
- BOSE, K. & J. GANGULY (1994), Thermogravimetric study of the dehydration kinetics of talc, *Am. Mineral.*, 79, 692–699. [p. [101](#), [103](#), [223](#)]
- BOUTAREAUD, S., A.-M. BOULLIER, M. ANDRÉANI, D.-G. CALUGARU, P. BECK, S.-R. SONG, & T. SHIMAMOTO (2010), Clay clast aggregates in gouges : New textural evidence for seismic faulting, *J. Geophys. Res.*, 115, doi :10.1029/2008JB006254, B02408. [p. [116](#)]
- BOYD, O. S. (2006), An efficient matlab script to calculate heterogeneous anisotropically elastic wave propagation in three dimensions, *Computers & Geosciences*, 32(2), 259–264. [p. [156](#)]
- BRACE, W. F. & J. D. BYERLEE (1966), Stick-slip as a mechanism for earthquakes, *Science*, 153, 990–992. [p. [4](#), [242](#)]
- BRACE, W. F., B. W. P. JR., & C. SCHOLZ (1966), Dilatancy in the fracture of crystalline rocks, *J. Geophys. Res.*, 71(16), 3939–3953. [p. [242](#)]
- BRACE, W. F. & D. L. KOHLSTEDT (1980), Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiments, *J. Geophys. Res.*, 85(B11), 6248–6252. [p. [7](#), [8](#), [9](#), [241](#)]
- BRANTUT, N., A. SCHUBNEL, J. CORVISIER, & J. SAROUT (2010), Thermochemical pressurization of faults during coseismic slip, *J. Geophys. Res.*, 115, doi :10.1029/2009JB006533, B05314. [p. [274](#), [281](#), [282](#), [289](#), [297](#), [304](#)]
- BRANTUT, N., R. HAN, T. SHIMAMOTO, N. FINDLING, & A. SCHUBNEL (2011), Fast slip with inhibited temperature rise due to mineral dehydration : Evidence from experiments on gypsum, *Geology*, 39(1), 59–62. [p. [297](#)]
- BRANTUT, N., A. SCHUBNEL, J.-N. ROUZAUD, F. BRUNET, & T. SHIMAMOTO (2008), High velocity frictional properties of a clay-bearing fault gouge and implications for earthquake mechanics, *J. Geophys. Res.*, 113, doi :10.1029/2007JB005551, B10401. [p. [14](#), [75](#), [76](#), [93](#), [95](#), [109](#), [113](#), [116](#), [212](#), [213](#), [217](#), [232](#), [236](#), [278](#), [282](#), [284](#), [304](#)]
- BRAY, H. J. & S. A. T. REDFERN (1999), Kinetics of dehydration of Ca-montmorillonite, *Phys. Chem. Minerals*, 26, 591–600. [p. [101](#), [224](#)]
- BRAY, H. J., S. A. T. REDFERN, & S. M. CLARK (1998), The kinetics of dehydration in Ca-montmorillonite : an in situ x-ray synchrotron study, *Mineral. Mag.*, 62, 647–656. [p. [101](#), [224](#)]
- BROWN, L. S. (1931), Cap-rock petrography, *AAPG Bulletin*, 15. [p. [244](#)]
- BURLINI, L., G. DI TORO, & P. MEREDITH (2009), Seismic tremor in subduction zones : Rock physics evidence, *Geophys. Res. Lett.*, 36, doi :10.1029/2009GL037735, L08305. [p. [43](#), [295](#)]
- BYERLEE, J. D. (1968), Brittle-ductile transition in rocks, *J. Geophys. Res.*, 73(14), 4741–4750. [p. [7](#)]
- BYERLEE, J. D. (1978), Friction of rocks, *Pure Appl. Geophys.*, 116, 615–626. [p. [7](#), [8](#), [74](#)]

- CANDELA, P. A., C. D. CRUMMETT, D. J. EARNEST, M. R. FRANK, & A. G. WYLIE (2007), Low-pressure decomposition of chrysotile as a function of time and temperature, *Am. Mineral.*, 92, doi :10.2138/am.2007.2559, 1704–1713. [p. 101, 224]
- CARSLAW, H. S. & J. C. JAEGER (1959), *Conduction of heat in solids*, 2nd édition, Oxford University Press, New York. [p. 200]
- CASTELEIN, O., B. SOULESTIN, J.-P. BONNET, & P. BLANCHART (2001), The influence of heating rate on the thermal behaviour and mullite formation from a kaolin raw material, *Ceramics International*, 27, 517–522. [p. 101, 224]
- CATTANEO, A., A. F. GUALTIERI, & G. ARTIOLI (2003), Kinetic study of the dehydroxylation of chrysotile asbestos with temperature by in situ XRPD, *Phys. Chem. Minerals*, 30, doi :10.1007/s00269-003-0298-2, 177–183. [p. 101, 224]
- CHESTER, F. M. (1994), Effects of temperature on friction : Constitutive equations and experiments with quartz gouge, *J. Geophys. Res.*, 99(B4), 7247–7261. [p. 65, 274]
- CHESTER, J. S., F. M. CHESTER, & A. K. KRONENBERG (2005), Fracture surface energy of the Punchbowl fault, San Andreas system, *Nature*, 437(1), 133–136. [p. 184, 199, 278]
- COMODI, P., S. NAZZARENI, L. DUBROVINSKY, & M. MERLINI (2009), The high-pressure–high-temperature behavior of bassanite, *Am. Min.*, 94, 1596–1602. [p. 46]
- DAROT, M., Y. GUÉGUEN, Z. BENCHEMAM, & R. GABORIAUD (1985), Ductile-brittle transition investigated by micro-indentation : results for quartz and olivine, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 40, 180–186. [p. 198]
- DAVID, C., T.-F. WONG, W. ZHU, & J. ZHANG (1994), Laboratory measurement of compaction-induced permeability change in porous rocks : Implications for the generation and maintenance of pore pressure excess in the crust, *Pure Appl. Geophys.*, 143, 425–456. [p. 112]
- DAVID, E. & R. W. ZIMMERMAN (Submitted), Compressibility and shear compliance of spheroidal pores : exact derivation via the Eshelby tensor, and asymptotic expressions in limiting cases, *Int. J. Solids Struct.* [p. 149]
- DE PAOLA, N., C. COLLETTINI, D. R. FAULKNER, & F. TRIPPETTA (2008), Fault zone architecture and deformation processes within evaporitic rocks in the upper crust, *Tectonics*, 27, doi :10.1029/2007TC002230, TC4017. [p. 66]
- DE PAOLA, N., C. COLLETTINI, F. TRIPPETTA, M. R. BARCHI, & G. MINELLI (2007), A mechanical model for complex fault patterns induced by evaporite dehydration and cyclic changes in fluid pressure, *J. Struct. Geol.*, 29, 1573–1584. [p. 64, 66]
- DEER, W. A., R. A. HOWIE, & J. ZUSSMAN (1966), *An Introduction to the Rock Forming Minerals*, Longman. [p. 192]
- DI TORO, G., D. GOLDSBY, & T. E. TULLIS (2004), Friction falls towards zero in quartz rock as slip velocity approaches seismic rates, *Nature*, 427, 436–439. [p. 184, 304]
- DI TORO, G., T. HIROSE, S. NIELSEN, G. PENNACCHIONI, & T. SHIMAMOTO (2006), Natural and experimental evidence of melt lubrication of faults during earthquakes, *Science*, 311, 647–649. [p. 13, 14, 115, 184, 212]
- DI TORO, G., G. PENNACCHIONI, & G. TEZA (2005), Can pseudotachylytes be used to infer earthquake source parameters ? an example of limitations in the study of exhumed faults, *Tectonophysics*, 402, 3–20. [p. 197]
- DIETRICH, J. H. (1978), Time-dependent friction and mechanics of stick-slip, *Pure Appl. Geophys.*,

- 116, 790–806. [p. [65](#), [184](#), [274](#)]
- DIETRICH, J. H. (1979), Modeling of rock friction : 1. experimental results and constitutive equations, *J. Geophys. Res.*, 84, 2161–2168. [p. [5](#), [65](#), [184](#), [274](#)]
- DIETRICH, J. H. (1992), Earthquake nucleation on faults with rate and state-dependent friction, *Tectonophysics*, 211, 149–178. [p. [5](#)]
- DOUGLAS, A., J. BEAVAN, L. WALLACE, & J. TOWNEND (2005), Slow slip on the northern Hikurangi subduction interface, New Zealand, *Geophys. Res. Lett.*, 32, doi :10.1029/2005GL023607, L16305. [p. [90](#)]
- ESCARTÍN, J., M. ANDREANI, G. HIRTH, & B. EVANS (2008), Relationships between the microstructural evolution and the rheology of talc at elevated pressures and temperatures, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 268, 463–475. [p. [38](#), [265](#)]
- EVANS, B., J. T. FREDRICH, & T.-F. WONG (1990), The brittle-ductile transition in rocks : Recent experimental and theoretical progress, A. G. Duba, W. B. Durham, J. W. Handin, & H. F. Wang, éd., *The Brittle-ductile Transition in Rocks : the Heard Volume*, Geophys. Monogr. Ser., American Geophysical Union, Washington, DC. [p. [8](#), [242](#)]
- FAMIN, V., S. NAKASHIMA, A.-M. BOULLIER, K. FUJIMOTO, & T. HIRONO (2008), Earthquakes produce carbon dioxide in crustal faults, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 265, 487–497. [p. [94](#), [112](#), [113](#), [185](#), [212](#), [233](#), [236](#)]
- FORTIN, J., S. STANCHITS, G. DRESEN, & Y. GUÉGUEN (2006), Acoustic emission and velocities associated with the formation of compaction bands in sandstone, *J. Geophys. Res.*, 111, doi : 10.1029/2005JB003854, B10203. [p. [31](#), [242](#), [259](#)]
- 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. [p. [8](#), [242](#)]
- FROST, R. L., E. HORVÁTH, E. MAKÓ, & J. KRISTÓF (2004), Modification of low- and high-defect kaolinite surfaces : implications for kaolinite mineral processing, *J. Colloid Interface Sci.*, 270, 337–346. [p. [192](#), [200](#)]
- FUKUYAMA, E., T. MIKUMO, & B. OLSEN (2003), Estimation of the critical slip-weakening distance : Theoretical background, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 93, 1835–1840. [p. [184](#)]
- GARAGASH, D. I. & J. W. RUDNICKI (2003a), Shear heating of a fluid-saturated slip-weakening dilatant fault zone 1. limiting regimes, *J. Geophys. Res.*, 108(B2), doi :10.1029/2001JB001653, 2121. [p. [12](#), [65](#), [66](#), [74](#), [80](#), [81](#), [274](#), [281](#), [286](#)]
- GARAGASH, D. I. & J. W. RUDNICKI (2003b), Shear heating of a fluid-saturated slip-weakening dilatant fault zone : 2. quasi-drained regime, *J. Geophys. Res.*, 108(B2), doi :10.1029/2002JB002218, 2472. [p. [12](#), [65](#), [274](#)]
- GHABEZLOO, S. & J. SULEM (2009), Stress dependent thermal pressurization of a fluid-saturated rock, *Rock Mech. Rock Eng.*, 42(1), 1–24. [p. [69](#), [277](#)]
- GIESE, R. F. (1988), Kaolin minerals : Structures and stabilities, S. W. Bailey, éd., *Hydrous Phyllosilicates (exclusive of micas)*, volume 19 de *Reviews in Mineralogy*, chapitre 3, Min. Soc. Am., 29–66. [p. [192](#)]
- GOGUEL, J. (1969), Le rôle de l'eau et de la chaleur dans les phénomènes tectoniques, *Rev. Geog. Phys. Geol. Dyn.*, 11, 153–163, in French. [p. [13](#), [93](#), [212](#)]
- GOLDSBY, D. L. & T. E. TULLIS (2002), Low frictional strength of quartz rocks at subseismic slip rates, *Geophys. Res. Lett.*, 29(17), doi :10.1029/2002GL015240, 1844. [p. [184](#), [212](#), [304](#)]

- GOREN, L., E. AHARONOV, & M. H. ANDERS (2010), The long runout of the heart mountain landslide : A chemo-thermo-poro-elastic mechanism, *J. Geophys. Res.*, doi :10.1029/2009JB007113, in press. [p. 274]
- GRECHKA, V. & M. KACHANOV (2006), Effective elasticity of rocks with closely spaced and intersecting cracks, *Geophysics*, 71(3), D85–D91. [p. 146]
- GREEN II, H. W. & S. V. RADCLIFFE (1972), Dislocation mechanisms in olivine and flow in the upper mantle, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 15, 239–247. [p. 39, 265]
- GRIGGS, D. T., F. H. TURNER, & H. C. HEARD (1960), Deformation of rocks at 500°C to 800°C, *Geol. Soc. Amer. Mem.*, 79, 39–104. [p. 8]
- GU, J. C., J. R. RICE, A. L. RUINA, & S. T. TSE (1984), Slip motion and stability of a single degree of freedom elastic system with rate and state dependent friction, *J. Mech. Phys. Solids*, 32, 167–196. [p. 5]
- GUÉGUEN, Y. & M. KACHANOV (to be published), Effective elastic properties of cracked and porous rocks – an overview –, Y. M. Leory & F. K. Lehner, éd., *Udine Volume*, Springer, Berlin Heidelberg. [p. 146]
- GUÉGUEN, Y. & V. PALCIAUSKAS (1994), *Introduction to the Physics of Rocks*, Princeton University Press, Princeton, New Jersey (USA). [p. 63]
- GUPTA, I. N. (1973), Seismic velocities in rock subjected to axial loading up to shear fracture, *J. Geophys. Res.*, 78(29), 6936–6942. [p. 242]
- HADIZADEH, J. & E. H. RUTTER (1983), The low temperature brittle-ductile transition in a quartzite and the occurrence of cataclastic flow in nature, *Geol. Rundsch.*, 72, 493–509. [p. 242]
- HAMADA, Y., T. HIRONO, W. TANIKAWA, W. SOH, & S. SONG (2009), Energy taken up by co-seismic chemical reactions during a large earthquake : An example from the 1999 Taiwan Chi-Chi earthquake, *Geophys. Res. Lett.*, 36, doi :10.1029/2008GL036772, L06301. [p. 75, 94, 113, 212, 236, 282]
- HAN, R., T. HIROSE, & T. SHIMAMOTO (2010), Strong velocity weakening and powder lubrication of simulated carbonate faults at seismic slip rates, *J. Geophys. Res.*, 115, doi :10.1029/2008JB006136, B03412. [p. 94, 113, 116, 126, 304, 305]
- HAN, R., T. SHIMAMOTO, J. ANDO, & J. REE (2007a), Seismic slip record in carbonate-bearing fault zones : an insight from high-velocity friction experiments on siderite gouge, *Geology*, 35(12), 1131–1134. [p. 14, 93, 113, 116, 184, 212, 217, 304]
- HAN, R., T. SHIMAMOTO, T. HIROSE, J. REE, & J. ANDO (2007b), Ultra-low friction of carbonate faults caused by thermal decomposition, *Science*, 316(5826), 878–881. [p. 14, 93, 113, 116, 184, 212, 217]
- HANDIN, J. & R. HAGER (1957), Experimental deformation of sedimentary rocks under confining pressure : Tests at room temperature on dry sample, *Am. Assoc. Pet. Geol. Bull.*, 41, 1–50. [p. 242]
- HEARD, H. C. (1960), Transition from brittle fracture to ductile flow in Solihofen limestone as a function of temperature, confining pressure and interstitial fluid pressure, D. T. Griggs & J. Handin, éd., *Rock Deformation*, Mem. Geol. Soc. Am., Geol. Soc. Am., New York, 193–226. [p. 7, 8, 242]
- HEARD, H. C. & W. W. RUBEY (1966), Tectonic implications of gypsum dehydration, *Geol. Soc. America Bull.*, 77, 741–760. [p. 9, 10, 15, 42, 244, 274]

- HIRONO, T., K. FUJIMOTO, T. YOKOYAMA, Y. HAMADA, W. TANIKAWA, O. TADAI, T. MISHIMA, M. TANIMIZU, W. LIN, W. SOH, & S. SONG (2008), Clay mineral reactions caused by frictional heating during an earthquake : An example from the Taiwan Chelungpu fault, *Geophys. Res. Lett.*, 35, doi :10.1029/2008GL034476, L16303. [p. [66](#), [76](#), [90](#), [94](#), [113](#), [126](#), [127](#), [212](#), [233](#), [236](#), [274](#), [284](#), [297](#), [306](#), [307](#)]
- HIROSE, H., K. HIRAHARA, F. KIMATA, N. FUJII, & S. MIYAZAKI (1999), A slow thrust slip event following the two 1996 Hyuganada Earthquakes beneath the Bungo Channel, southwest Japan, *Geophys. Res. Lett.*, 26(21), 3237–3240. [p. [90](#)]
- HIROSE, T. (2003), Fractal dimension of molten surfaces as a possible parameter to infer the slip-weakening distance of faults from natural pseudotachylytes, *J. Struct. Geol.*, 25, 1569–1574. [p. [184](#)]
- HIROSE, T. & M. BYSTRICKY (2007), Extreme dynamic weakening of faults during dehydration by coseismic shear heating, *Geophys. Res. Lett.*, 34, doi :10.1029/2007GL030049, L14311. [p. [14](#), [93](#), [113](#), [116](#), [201](#), [212](#), [236](#), [304](#)]
- HIROSE, T., M. BYSTRICKY, K. KUNZE, & H. STÜNITZ (2006), Semi-brittle flow during dehydration of lizardite-chrysotile serpentinite deformed in torsion : implication for the rheology of oceanic lithosphere, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 249, 484–493. [p. [11](#)]
- HIROSE, T. & T. SHIMAMOTO (2005), Growth of molten zone as a mechanism of slip weakening of simulated faults in gabbro during frictional melting, *J. Geophys. Res.*, 110, doi :10.1029/2004JB003207, B05202. [p. [14](#), [115](#), [116](#), [184](#), [187](#), [188](#), [189](#), [212](#), [304](#)]
- HORVÁTH, E., R. L. FROST, E. MAKÓ, J. KRISTÓF, & T. CSEH (2003), Thermal treatment of mechanochemically activated kaolinite, *Thermochim. Acta*, 404, 227–234. [p. [95](#), [101](#), [111](#), [192](#), [200](#), [214](#), [224](#), [232](#)]
- HUANG, W.-L., W. A. BASSETT, & T.-C. WU (1994), Dehydration and hydration of montmorillonite at elevated temperatures and pressures monitored using synchrotron radiation, *Am. Mineral.*, 79, 683–691. [p. [101](#), [224](#)]
- HUDSON, J., R. PEARCE, & R. ROGERS (1989), Source type plot for inversion of the moment tensor, *J. Geophys. Res.*, 94(B1), 765–774. [p. [54](#), [145](#), [146](#)]
- ICHIKAWA, K. (1980), Geohistory of the Median Tectonic Line of southwest Japan, *Memoir of the Geological Survey of Japan*, 18, 187–212. [p. [187](#)]
- IDA, Y. (1972), Cohesive force across the tip of a longitudinal-shear crack and griffith's specific surface energy, *J. Geophys. Res.*, 77(20), 3796–3805. [p. [4](#)]
- IDE, S. (2002), Estimation of radiated energy of finite-source earthquake models, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 92(8), 2994–3005. [p. [12](#)]
- IDE, S., G. C. BEROZA, D. R. SHELLY, & T. UCHIDE (2007), A scaling law for slow earthquakes, *Nature*, 447, doi :doi:10.1038/nature05780, 76–79. [p. [40](#), [89](#), [266](#)]
- IDE, S. & M. TAKEO (1997), Determination of constitutive relations of fault slip based on seismic wave analysis, *J. Geophys. Res.*, 102, 27,379–27,391. [p. [12](#), [184](#)]
- ITO, Y., K. OBARA, K. SHIOMI, S. SEKINE, & H. HIROSE (2007), Slow earthquakes coincident with episodic tremors and slow slip events, *Science*, 315(5811), 503–506. [p. [90](#)]
- JAEGER, J. C. & N. G. W. COOK (1969), *Fundamentals of Rock Mechanics*, 1st édition, Methuen, London. [p. [242](#)]
- JUNG, H. H., H. W. GREEN, & L. F. DOBRZHINETSKAYA (2004), Intermediate depth earthquake

- faulting by dehydration embrittlement with negative volume change, *Nature*, 428, 545–549. [p. 11]
- KANAMORI, H. & D. L. ANDERSON (1975), Theoretical basis of some empirical relations in seismology, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 65(5), 1073–1095. [p. 264]
- KANAMORI, H. & E. BRODSKY (2004), The physics of earthquakes, *Rep. Prog. Phys.*, 67, 1429–1496. [p. 264]
- KANAMORI, H. & L. RIVERA (2006), Energy partitioning during an earthquake, R. Abercrombie, A. McGarr, G. Di Toro, & H. Kanamori, éd., *Earthquakes : radiated energy and the physics of faulting*, American Geophysical Union, Washington, DC. [p. 70]
- KISSINGER, H. E. (1956), Variation of peak temperature with heating rate in differential thermal analysis, *J. Res. Natl. Bur. Stand.*, 57(4), 217–221. [p. 101, 223]
- KLEVTSOV, D. P., V. A. LOGVINENKO, B. P. ZOLOTOVSKII, O. P. KRIVORUCHKO, & R. A. BUYANOV (1988), Kinetics of kaolinite dehydration and its dependence on mechanochemical activation, *J. Thermal Anal.*, 33, 531–535. [p. 101, 224]
- KO, S.-C., D. L. OLGAARD, & U. BRIEGEL (1995), The transition from weakening to strengthening in dehydrating gypsum : Evolution of excess pore pressures, *Geophys. Res. Lett.*, 22(9), 1009–1012. [p. 11, 15, 42, 244]
- KO, S.-C., D. L. OLGAARD, & T.-F. WONG (1997), Generation and maintenance of pore pressure excess in a dehydrating system I. experimental and microstructural observations, *J. Geophys. Res.*, 102(B1), 825–839. [p. 11, 15, 42, 43, 244]
- KODAIRA, S., T. IIDAKA, A. KATO, J. PARK, T. IWASAKI, & Y. KANEDA (2004), High pore fluid pressure may cause silent slip in the Nankai trough, *Science*, 304, 1295–1298. [p. 63]
- KUSTER, G. T. & M. N. TOKSOZ (1974), Velocity and attenuation of seismic waves in two-phase media : Part I. Theoretical formulations, *Geophysics*, 39, 587–606. [p. 149]
- LACHENBRUCH, A. H. (1980), Frictional heating, fluid pressure, and the resistance to fault motion, *J. Geophys. Res.*, 85, 6097–6122. [p. 14, 93, 97, 203, 212, 213, 218, 303, 304]
- LACHENBRUCH, A. H. & J. H. SASS (1980), Heat flow and energetics of the San Andreas fault zone, *J. Geophys. Res.*, 85(B11), 6185–6223. [p. 13, 127]
- LAUBSCHER, H. P. (1975), Viscous components of Jura folding, *Tectonophysics*, 27, 239–254. [p. 244]
- LAUGHNER, J. W., T. W. CLINE, R. E. NEWNHAM, & L. E. CROSS (1979), Acoustic emissions from stress-induced dauphiné twinning in quartz, *J. Phys. Chem. Minerals*, 4, 129–137. [p. 242]
- LE RAVALEC, M. & 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. [p. 58, 148]
- LEE, T. C. & P. T. DELANEY (1987), Frictional heating and pore pressure rise due to fault slip, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 88, 569–591. [p. 14, 71, 279]
- LLANA-FÚNEZ, S., K. H. BRODIE, E. H. RUTTER, & J. C. ARKWRIGHT (2007), Experimental dehydration kinetics of serpentinite using pore volumetry, *J. Metamorphic Geol.*, 25, 423–438. [p. 43, 76, 101, 103, 223, 283, 290]
- LOCKNER, D. & J. BYERLEE (1977), Acoustic emission and creep in rock at high confining pressure and differential stress, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 67(2), 247–258. [p. 7, 16, 38, 264]

- LOCKNER, D. A., J. D. BYERLEE, V. KUKSENKO, A. PONOMAREV, & A. SIDORIN (1992), Observation of quasistatic fault growth from acoustic emissions, B. Evans & T. F. Wong, éd., *Fault Mechanics and Transport Properties of Rocks*, International Geophysics Series, Academic Press, London, 3–31. [p. 242]
- LOCKNER, D. A., J. B. WALSH, & J. D. BYERLEE (1977), Changes in seismic velocity and attenuation during deformation of granite, *J. Geophys. Res.*, 82(33), 5374–5378. [p. 16, 242]
- L'VOV, B. V. & V. L. UGOLKOV (2005), Kinetics and mechanism of dehydration of kaolinite, muscovite and talc analyzed thermogravimetrically by the third-law method, *J. Thermal Anal. Cal.*, 82, 15–22. [p. 96, 200, 202, 218]
- MA, K.-F., H. TANAKA, S.-R. SONG, C.-Y. WANG, J.-H. HUNG, Y.-B. TSAI, J. MORI, Y.-F. SONG, E.-C. YEH, W. SOH, H. SONE, L.-W. KUO, & H.-Y. WU (2006), Slip zone and energetics of a large earthquake from the Taiwan Chelungpu-fault Drilling Project, *Nature*, 444(23), 473–476. [p. 184, 199]
- MAKÓ, E., L. FROST, J. KRISTÓF, & E. HORVÁTH (2001), The effect of quartz content on the mechanochemical activation of kaolinite, *J. Colloid Interface Sci.*, 244, 359–364. [p. 95, 111, 200, 214, 232]
- MALAVIEILLE, J. & J. F. RITZ (1989), Mylonitic deformation of evaporites in decollements; examples from the Southern Alps, France, *J. Struct. Geol.*, 11, 583–590. [p. 244]
- MARONE, C. (1998), Laboratory-derived friction laws and their application to seismic faulting, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 26, 643–696. [p. 5, 6, 274]
- MARONE, C., C. B. RALEIGH, & C. H. SCHOLZ (1990), Frictional behavior and constitutive modeling of simulated fault gouge, *J. Geophys. Res.*, 95(B5), 7007–7025. [p. 65, 274]
- MARONE, C. J. & B. D. KILGORE (1993), Scaling of the critical slip distance for seismic faulting with shear strain in fault zones, *Nature*, 362, 618–621. [p. 184, 198]
- MASE, C. W. & L. SMITH (1985), Pore-fluid pressures and frictional heating on a fault surface, *Pure Appl. Geophys.*, 122, 583–607. [p. 14, 93, 203, 212, 213, 304]
- MASE, C. W. & L. SMITH (1987), Effects of frictional heating on the thermal, hydrologic, and mechanical response of a fault, *J. Geophys. Res.*, 92(B7), 6249–6272. [p. 14, 304]
- MCCONNELL, J. D. C., D. M. ASTILL, & P. L. HALL (1987), The pressure dependence of the dehydration of gypsum to bassanite, *Min. Mag.*, 51, 453–457. [p. 41, 42]
- MCKENZIE, D. & J. N. BRUNE (1972), Melting on fault panes during large earthquakes, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 29, 65–78. [p. 13]
- MELBOURNE, T. I. & F. H. WEBB (2003), Slow but not quite silent, *Science*, 300, 1886–1887. [p. 295]
- MIKUMO, T., K. B. OLSEN, E. FUKUYAMA, & Y. YAGI (2003), Stress-breakdown time and slip-weakening distance inferred from slip-velocity functions on earthquake faults, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 93, 264–282. [p. 12, 184]
- 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. [p. 64]
- MILLER, S. A., A. NUR, & D. L. OLGAARD (1996), Earthquakes as a coupled shear stress-high pore pressure dynamical system, *Geophys. Res. Lett.*, 23(2), 197–200. [p. 63]
- MILLER, S. A., W. V. D. ZEE, D. L. OLGAARD, & J. A. CONNELLY (2003), Fluid pressure feedback model of dehydration reactions : experiments, modelling and application to subduction zones,

- Tectonophysics*, 370, 241–251. [p. 11]
- MILSCH, H., W. HEINRICH, & G. DRESEN (2003), Reaction-induced fluid flow in synthetic quartz-bearing marbles, *Contrib. Mineral. Petrol.*, 146, 286–296. [p. 63]
- MILSCH, H. & C. H. SCHOLZ (2005), Dehydration-induced weakening and fault slip in gypsum : Implications for the faulting process at intermediate depth in subduction zones, *J. Geophys. Res.*, 110, doi :10.1029/2004JB003324, B04202. [p. 11, 15, 43, 244, 274]
- MIZOGUCHI, K. (2005), *High-Velocity Frictional Behavior of Nojima Fault Gouge and its Implications for Seismogenic Fault Motion*, Ph.d. thesis, Kyoto University. [p. 74, 95, 187, 188, 193, 200, 201, 216, 217, 232, 281]
- MIZOGUCHI, K., T. HIROSE, T. SHIMAMOTO, & E. FUKUYAMA (2007), Reconstruction of seismic faulting by high-velocity friction experiments : An example of the 1995 Kobe earthquake, *Geophys. Res. Lett.*, 34, doi :10.1029/2006GL027931, L01308. [p. 116, 184, 189, 190]
- MIZOGUCHI, K., T. HIROSE, T. SHIMAMOTO, & E. FUKUYAMA (2009), High-velocity frictional behavior and microstructure evolution of fault gouge obtained from Nojima fault, southwest Japan, *Tectonophysics*, 471(3-4), doi :doi:10.1016/j.tecto.2009.02.033, 285–296. [p. 116, 217]
- MOGI, K. (1968), Source locations of elastic shocks in the fracturing process in rocks (1), *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 46, 1103–1125. [p. 7, 16, 38, 242, 264]
- MURRELL, S. A. F. & I. A. H. ISMAIL (1976), The effect of decomposition of hydrous minerals on the mechanical properties of rocks, *Tectonophysics*, 31, 207–258. [p. 11, 274]
- NAKATANI, M. (2001), Conceptual and physical clarification of rate and state friction : Frictional sliding as a thermally activated rheology, *J. Geophys. Res.*, 106(B7), 13347–13380. [p. 5, 6]
- NIELSEN, S., G. DI TORO, T. HIROSE, & T. SHIMAMOTO (2008), Frictional melt and seismic slip, *J. Geophys. Res.*, 113, doi :10.1029/2007JB005122, B01308. [p. 197]
- NIELSEN, S. B., A. SCHUBNEL, J. TADDEUCCI, S. VINCIGUERRA, & S. RAO (2009), Photo-piezometric study of supershear rupture, *Eos Trans. AGU*, 90(52), fall Meet. Suppl., Abstract T23C-1951. [p. 35]
- NISHIZAWA, O. (1982), Seismic velocity anisotropy in a medium containing cracks – transversely isotropic case, *J. Phys. Earth*, 30, 331–347. [p. 16]
- NODA, H. & T. SHIMAMOTO (2005), Thermal pressurization and slip-weakening distance of a fault : An example of Hanaore fault, southwest Japan, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 95(4), 1224–1233. [p. 14, 74, 95, 203, 212, 216, 217, 281]
- OBARA, K., H. HIROSE, F. YAMAMIZU, & K. KASAHARA (2004), Episodic slow slip events accompanied by non-volcanic tremors in southwest Japan subduction zone, *Geophys. Res. Lett.*, 31, doi :10.1029/2004GL020848, L23602. [p. 90]
- OHNAKA, M. (1992), Earthquake source nucleation : A physical model for short-term precursors, *Tectonophysics*, 211, 149–178. [p. 184]
- OHNAKA, M. (2000), A physical scaling relation between the size of an earthquake and its nucleation zone size, *Pure Appl. Geophys.*, 157, 2259–2282. [p. 4, 5]
- OHNAKA, M. (2003), A constitutive scaling law and a unified comprehension for frictional slip failure, shear fracture of intact rock, and earthquake rupture, *J. Geophys. Res.*, 108(B2), doi : 10.1029/2000JB000123, 2080. [p. 38, 115, 184, 196, 264]
- OHNAKA, M., Y. KUWAHARA, & K. YAMAMOTO (1987a), Constitutive relations between dynamic physical parameters near a tip of the propagating slip zone during stick-slip shear failure, *Tecto-*

- nophysics*, 144(1-3), 109–125. [p. 4]
- OHNAKA, M., Y. KUWAHARA, & K. YAMAMOTO (1987b), Nucleation and propagation processes of stick-slip failure and normal stress dependence of the physical parameters of dynamic slip failure, *J. Nat. Disaster Sci.*, 9, 1–21. [p. 4]
- OHNAKA, M., Y. KUWAHARA, K. YAMAMOTO, & T. HIRASAWA (1986), Dynamic breakdown processes and the generating mechanism for high-frequency elastic radiation during stick-slip instabilities, S. Das, J. Boatwright, & C. H. Scholz, éd., *Earthquake Source Mechanics*, volume 37 de *Geophys. Monogr. Ser.*, American Geophysical Union, Washington, DC, 13–24. [p. 4]
- OHNAKA, M. & L. SHEN (1999), Scaling of the shear rupture process from nucleation to dynamic propagation : Implications of geometry irregularity of the rupturing surfaces, *J. Geophys. Res.*, 104(B1), 817–844. [p. 38, 264]
- OHNAKA, M. & T. YAMASHITA (1989), A cohesive zone model for dynamic shear faulting based on experimentally inferred constitutive relation and strong motion source parameters, *J. Geophys. Res.*, 94(B4), 4089–4104. [p. 4]
- OKUBO, P. G. & J. H. DIETRICH (1984), Effects of physical fault properties on frictional instabilities produced on simulated faults, *J. Geophys. Res.*, 89(B7), 5817–5827. [p. 4]
- OLGAARD, D. L., S.-C. KO, & T.-F. WONG (1995), Deformation and pore pressure in dehydrating gypsum under transiently drained conditions, *Tectonophysics*, 245, 237–248. [p. 11, 15, 42, 43, 244, 274]
- PATERSON, M. S. & T. F. WONG (2005), *Experimental Rock Deformation – The Brittle Field*, 2nd édition, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg. [p. 8, 15, 38, 242]
- PITTARELLO, L., G. DI TORO, A. BIZARRI, G. PENNACCHIONI, J. HADIZADEH, & M. COCCO (2008), Energy partitioning during seismic slip in pseudotachylite-bearing faults (gole larghe fault, adamo, italy), *Earth Planet. Sci. Lett.*, 269(1), 131–139. [p. 199]
- PODVIN, P. & I. LECOMTE (1991), Finite difference computation of traveltimes ion very contrasted velocity models : a massively parallel approach and its associated tools, *Geophys. J. Int.*, 105, 271–284. [p. 156]
- POPP, T. & H. KERN (1993), Thermal dehydration reactions characterised by combined measurements of electrical conductivity and elastic wave velocities, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 120, 43–47. [p. 43, 63]
- PRESTON, L. A., K. C. CREAGER, R. S. CROSSON, T. M. BROCHER, & A. M. TREHU (2003), Intraslab earthquakes : Dehydration of the Cascadia slab, *Science*, 302, 1197–1199. [p. 64, 90]
- RALEIGH, C. B. & M. S. PATERSON (1965), Experimental deformation of serpentinite and its tectonic implications, *J. Geophys. Res.*, 70(16), 3965–3985. [p. 9, 10, 274]
- REMPEL, A. & J. R. RICE (2006), Thermal pressurization and onset of melting in fault zones, *J. Geophys. Res.*, 111, doi :10.1029/2005JB004006, B09314. [p. 14, 74, 93, 109, 185, 204, 212, 213, 216, 224, 231, 282]
- RICE, J. R. (1999), Flash heating at asperity contacts and rate-depend friction, *Eos. Trans. AGU*, 80(46), Fall Meet. Suppl. [p. 14, 197, 304]
- RICE, J. R. (2006), Heating and weakening of faults during earthquake slip, *J. Geophys. Res.*, 111, doi :10.1029/2005JB004006, B05311. [p. 14, 68, 69, 74, 93, 95, 96, 102, 184, 185, 197, 201, 203, 204, 212, 213, 215, 216, 217, 231, 277, 279, 281, 282, 286, 304]
- RICE, J. R., N. LAPUSTA, & K. RANJITH (2001), Rate and state dependent friction and the stability

- of sliding between elastically deformable solids, *J. Mech. Phys. Solids*, 49, 1865–1898. [p. 5]
- RICE, J. R. & A. L. RUINA (1983), Stability of steady frictional slipping, *J. Appl. Mech.*, 105, 343–349. [p. 5]
- ROBIE, R. A., B. S. HEMINGWAY, & J. R. FISHER (1979), Thermodynamic properties of minerals and related substances at 298.15 K and 1 bar (10^5 pascals) pressure and at higher temperatures, *U.S. Geological Survey Bulletin*, 1452. [p. 42, 46, 75, 125, 127, 202, 283, 306, 307]
- ROGERS, G. & H. DRAGERT (2003), Episodic tremor and slip on the cascadia subduction zone : The chatter of silent slip, *Science*, 300, 1942–1943. [p. 295]
- ROSAKIS, A. J., O. SAMUDRALA, & D. COKER (1999), Cracks faster than the shear wave speed, *Science*, 284, 1337–1340. [p. 242]
- ROSAKIS, P., A. J. ROSAKIS, G. RAVICHANDRAN, & J. HODOWANY (2000), A thermodynamic internal variable model for the partition of plastic work into heat and stored energy in metals, *J. Mech. Phys. Solids*, 48, 581–607. [p. 278]
- RUBINSTEIN, S. M., G. COHEN, & J. FINEBERG (2004), Detachment fronts and the onset of dynamic friction, *Nature*, 430, 1005–1009. [p. 37, 263]
- RUDNICKI, J. W. (1977), The inception of faulting in a rock mass with a weakened zone, *J. Geophys. Res.*, 82(5), 844–854. [p. 64]
- RUDNICKI, J. W. & C.-H. CHEN (1988), Stabilization of rapid frictional slip on a weakening fault by dilatant hardening, *J. Geophys. Res.*, 93, 4745–4757. [p. 12, 65, 79, 284]
- RUINA, A. L. (1983), Slip instability and state variable friction laws, *J. Geophys. Res.*, 88, 10,359–10,370. [p. 5, 184, 274, 287, 297]
- RUTTER, E. H. & K. H. BRODIE (1988), Experimental “syntectonic” dehydration of serpentinite under conditions of controlled pore water pressure, *J. Geophys. Res.*, 93(B5), 4907–4932. [p. 11, 91]
- RUTTER, E. H., S. LLANA-FÜNEZ, & K. H. BRODIE (2009), Dehydration and deformation of intact cylinders of serpentinite, *J. Struct. Geol.*, 31, doi :10.1016/j.jsg.2008.09.008, 29–43. [p. 11, 43, 290]
- SAIKIA, N., P. SENGUPTA, P. K. GOGOI, & P. C. BORTHAKUR (2002), Kinetics of dehydroxylation of kaolin in presence of oil field effluent treatment plant sludge, *Appl. Clay Sci.*, 22, 93–102. [p. 76, 283]
- SALAH, M. K. & D. ZHAO (2003), 3-D seismic structure of Kii Peninsula in southwest Japan : evidence for slab dehydration in the forearc, *Tectonophysics*, 364, 191–213. [p. 63]
- SAROUT, J. (2006), *Propriétés Physiques et Anisotropie des Roches Argileuses : Modélisation Micromécanique et Expériences Triaxiales*, Ph.d. thesis, École Normale Supérieure - Université Paris XI Orsay. [p. 148, 267]
- SAYERS, C. & M. KACHANOV (1995), Microcrack-induced elastic wave anisotropy of brittle rocks, *J. Geophys. Res.*, 100(B3), 4149–4156. [p. 30, 146, 147, 258, 267]
- SCHOFIELD, P. F., K. S. KNIGHT, & I. C. STRETTON (1996), Thermal expansion of gypsum investigated by neutron powder diffraction, *Am. Min.*, 81, 847–851. [p. 138]
- SCHOLZ, C. H. (1968), Experimental study of the fracturing process in brittle rocks, *J. Geophys. Res.*, 73(4), 1447–1454. [p. 7, 16, 38, 242, 264]
- SCHOLZ, C. H. (1988), The critical slip distance for seismic faulting, *Nature*, 336, 761–763. [p.

115, 184, 198]

- SCHOLZ, C. H. (2002), *The Mechanics of Earthquake and Faulting*, 2nd édition, Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom. [p. 4, 91, 281, 287]
- SCHUBNEL, A., J. FORTIN, L. BURLINI, & Y. GUÉGUEN (2005), Damage and recovery of calcite rocks deformed in the cataclastic regime, D. Bruhn & L. Burlini, éd., *High-Strain Zones : Structure and Physical Properties*, volume 245 de *Special Publications*, Geological Society, London, 203–221. [p. 8, 242]
- 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, *Pure Appl. Geophys.*, 160, 869–887. [p. 31, 259]
- SCHUBNEL, A., B. D. THOMPSON, J. FORTIN, Y. GUÉGUEN, & R. P. YOUNG (2007), Fluid-induced rupture experiment on Fontainebleau sandstone : Premonitory activity, rupture propagation, and aftershocks, *Geophys. Res. Lett.*, 34, doi :10.1029/2007GL031076, L19307. [p. 17, 247]
- SCHUBNEL, A., E. WALKER, B. D. THOMPSON, J. FORTIN, Y. GUÉGUEN, & R. P. YOUNG (2006), Transient creep, aseismic damage and slow failure in Carrara marble deformed across the brittle-ductile transition, *Geophys. Res. Lett.*, 33, doi :10.1029/2006GL026619, L17301. [p. 8, 17, 247]
- SEGALL, P. & J. R. RICE (1995), Dilatancy, compaction, and slip instability of a fluid-infiltrated fault, *J. Geophys. Res.*, 100(B11), 22155–22171. [p. 12, 79, 284, 297]
- SEGALL, P. & J. R. RICE (2006), Does shear heating of pore fluid contribute to earthquake nucleation ?, *J. Geophys. Res.*, 111, doi :10.1029/2005JB004129, B09316. [p. 12, 65, 74, 75, 274, 281, 282, 297]
- SHAND, S. J. (1916), The pseudotachylyte of Parijs (Orange Free State) and its relation to “trap-shotten gneiss” and “flinty crush rock”, *Quart. J. Geol. Soc. London*, 72, 198–221. [p. 13]
- SHIMAMOTO, T. (1986), Transition between frictional slip and ductile flow for halite shear zones at room temperature, *Science*, 231, 711–714. [p. 9]
- SHIMAMOTO, T. (1989), The origin of *s-c* mylonites and a new fault zone model, *J. Struct. Geol.*, 11(1–2), 51–64. [p. 8, 9]
- SHIMAMOTO, T. & T. HIROSE (2006), Reproducing low to high-velocity fault motion in fluid-rich environments : An experimental challenge and preliminary results, *Geophys. Res. Abstr.*, 8, EGU06-A-09077. [p. 116, 304]
- SHIMAMOTO, T. & A. TSUTSUMI (1994), A new rotary-shear high-velocity frictional testing machine : Its basic design and scope of research, *Struct. Geol.*, 39, 65–78, in Japanese with English abstract. [p. 14, 115, 116, 187, 188]
- SIBSON, R. H. (1973), Interaction between temperature and pore-fluid pressure during earthquake faulting – a mechanism for partial or total stress relief, *Nature*, 243, 66–68. [p. 13, 93, 185, 203, 212, 304]
- SIBSON, R. H. (1975), Generation of pseudotachylyte by ancient seismic faulting, *Geophys. J. Int.*, 43(3), doi :10.1111/j.1365-246X.1975.tb06195.x, 775–794. [p. 13]
- SIBSON, R. H. (1977), Fault rocks and fault mechanisms, *J. Geol. Soc. Lond.*, 133, 191–213. [p. 9]
- SIBSON, R. H. (1982), Fault zone models, heat flow, and the depth distribution of earthquakes in the continental crust of the United States, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 72, 151–163. [p. 241]
- SIBSON, R. H. (1983), Continental fault structure and the shallow earthquake source, *J. Geol. Soc. Lond.*, 140, 741–767. [p. 9]

- SIBSON, R. H. (2003), Thickness of the seismic slip zone, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 93, doi :10.1785/0120020061, 1169–1178. [p. 304]
- SIBSON, R. H. & V. G. TOY (2006), The habitat of fault-generated pseudotachylyte : presence vs. absence of friction melt, R. Abercrombie, A. McGarr, G. Di Toro, & H. Kanamori, éd., *Earthquakes : radiated energy and the physics of faulting*, Geophys. Monogr. Ser., American Geophysical Union, Washington, DC. [p. 13, 206, 304]
- SIPPLE, E.-M., P. BRACONI, P. DUFOUR, & J.-C. MUTIN (2001), Microstructural modifications resulting from the dehydration of gypsum, *Solid State Ionics*, 141-142, 447–454. [p. 55, 56]
- SOLUM, L. G., S. H. HICKMAN, D. A. LOCKNER, D. E. MOORE, B.A. VAN DER PLUIJM, A. M. SCHLEICHER, & J. P. EVANS (2006), Mineralogical characterization of protolith and fault rocks from the SAFOD main hole, *Geophys. Res. Lett.*, 33, doi :10.1029/2006GL027285, L21314. [p. 66, 76, 90, 127, 184, 204, 205, 212, 232, 274, 284, 297, 306]
- SONE, H. & T. SHIMAMOTO (2009), Frictional resistance of faults during accelerating and decelerating earthquake slip, *Nature Geosci.*, 2, 705–708. [p. 95, 116]
- SONG, S., L. KUO, H. CHEN, & E. YEH (2007), Slip zone and temperature of faulting in the 1999 Chi-Chi Taiwan earthquake, *Eos Trans. AGU*, 88(52), fall Meet. Suppl., Abstract T33C-1491. [p. 185]
- SPRAY, J. G. (1995), Pseudotachylyte controversy : fact or friction ?, *Geology*, 23, 1119–1122. [p. 13]
- STRETTON, I. C. (1996), *An experimental investigation of the deformation properties of gypsum*, Phd thesis, University of Manchester. [p. 15, 41, 46, 244]
- STRETTON, I. C., P. F. SCHOFIELD, S. HULL, & K. S. KNIGHT (1997), The static compressibility of gypsum, *Geophys. Res. Lett.*, 24(10), 1267–1270. [p. 46]
- SULEM, J. & V. FAMIN (2009), Thermal decomposition of carbonates in fault zones : slip-weakening and temperature-limiting effects, *J. Geophys. Res.*, 114, doi :10.1029/2008JB005912, B03309. [p. 74, 90, 95, 112, 116, 213, 233, 274, 281, 282, 297, 304]
- SULEM, J., P. LAZAR, & I. VARDOULAKIS (2007), Thermo-poro-mechanical properties of clayey gouge and application to rapid fault shearing, *Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech.*, 31, 523–540. [p. 69, 93, 204, 212, 217, 277]
- SULEM, J., I. VARDOULAKIS, H. OUFFROUKH, M. BOULON, & J. HANS (2004), Experimental characterization of the thermo-poro-mechanical properties of the Aegion fault gouge, *C. R. Geosciences*, 336(4-5), 455–466. [p. 66, 90, 127, 204, 212, 274, 297, 306]
- SUWA, K., K. MIYAKAWA, S. MIZUTANI, M. HAYASHIDA, & Y. OHIWA (1997), Tsukide outcrop : a large outcrop of the Median Tectonic Line, central Kii peninsula, Japan, *J. Geol. Soc. Jpn.*, 103, 35–36. [p. 187]
- SUZUKI, T. & T. YAMASHITA (2006), Nonlinear thermoporoelastic effects on dynamic earthquake rupture, *J. Geophys. Res.*, 111, doi :10.1029/2005JB003810, B03307. [p. 12, 65, 274]
- SUZUKI, T. & T. YAMASHITA (2007), Understanding of slip-weakening and -strengthening in a single framework of modeling and its seismological implications, *Geophys. Res. Lett.*, 34, doi :10.1029/2007GL030260, L13303. [p. 12, 65, 274]
- TARANTOLA, A. (2005), *Inverse Problem Theory*, 2 édition, SIAM, Philadelphia. [p. 143, 144, 148, 150, 152, 267]
- TARANTOLA, A. (2006), *Elements for Physics*, Springer, Berlin Heidelberg. [p. 149, 152]

- THOMPSON, B. D., R. P. YOUNG, & D. A. LOCKNER (2005), Observations of premonitory acoustic emission and slip nucleation during a stick slip experiment in smooth faulted Westerly granite, *Geophys. Res. Lett.*, 32, doi :10.1029/2005GL022750, L10304. [p. 17, 38, 242, 247, 264]
- THOMPSON, B. D., R. P. YOUNG, & D. A. LOCKNER (2006), Fracture in Westerly granite under AE feedback and constant strain rate loading : Nucleation, quasi-static propagation, and the transition to unstable fracture propagation, *Pure Appl. Geophys.*, 163, 995–1019. [p. 17, 247]
- THOMPSON, B. D., R. P. YOUNG, & D. A. LOCKNER (2009), Premonitory acoustic emissions and stick-slip in natural and smooth-faulted Westerly granite, *J. Geophys. Res.*, 114, doi :10.1029/2008JB005753, B02205. [p. 17, 38, 247, 264]
- THOMSEN, L. (1986), Weak elastic anisotropy, *Geophysics*, 51(10), 1954–1966. [p. 143, 252]
- TINTI, E., P. SPUDICH, & M. COCCO (2005), Earthquake fracture energy inferred from kinematic rupture models on extended faults, *J. Geophys. Res.*, 110, doi :10.1029/2005JB003644, B12303. [p. 184]
- TOGO, T., T. SHIMAMOTO, S. MA, & T. HIROSE (2009), High-velocity friction of faults : a review and implication for landslide studies, *The Next Generation of Research on Earthquake-Induced Landslides : An International Conference in Commemoration of 10th Anniversary of the Chi-Chi Earthquake*, National Central University, Jungli, Taiwan, 205–216. [p. 116, 304]
- TSUTSUMI, A. & T. SHIMAMOTO (1996), Frictional properties of monzodiorite and gabbro during seismogenic fault motion, *J. Geol. Soc. Jpn.*, 102, 240–248. [p. 14, 115]
- TSUTSUMI, A. & T. SHIMAMOTO (1997a), High-velocity frictional properties of gabbro, *Geophys. Res. Lett.*, 24, 699–702. [p. 14, 115, 184, 212]
- TSUTSUMI, A. & T. SHIMAMOTO (1997b), Temperature measurements along simulated faults during seismogenic fault motion, Y. Hong, éd., *Contemporary Lithospheric Motion Seismic Geology, Proceedings of the 30th International Geological Congress*, volume 5, VSP, Leiden Netherlands, 223–232. [p. 115]
- TULLIS, J. & R. A. YUND (1992), The brittle ductile transition in feldspar aggregates : An experimental study, B. Evans & T. F. Wong, éd., *Fault Mechanics and Transport Properties of Rocks*, International Geophysics Series, Academic Press, London, 89–117. [p. 8, 242]
- TURNER, F. J. & L. E. WEISS (1965), Deformational kinks in brucite and gypsum, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 54, 359–364. [p. 15, 32, 244, 259]
- VANCE, J. H. (1971a), *Le Dirdir*, J'ai Lu S-F, trad. Michel Deutsch. [p. 15]
- VANCE, J. H. (1971b), *Le Pnume*, J'ai Lu S-F, trad. Michel Deutsch. [p. 41]
- VANCE, J. H. (1971c), *Le Wanhk*, J'ai Lu S-F, trad. Michel Deutsch. [p. 3, 65]
- VANCE, J. H. (1984), *Cugel Saga*, J'ai Lu S-F, trad. Monique Lebailly. [p. 93, 115, 129, 133]
- VARDOULAKIS, I. & J. SULEM (1995), *Bifurcation analysis in geomechanics*, Blackie Academic & Professional, Glasgow. [p. 83]
- VERBERNE, B. A., C. HE, & C. J. SPIERS (2010), Frictional properties of sedimentary rocks and natural fault gouge from the Longmenshan Fault Zone, Sichuan, China, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 100, 2767–2790. [p. 38]
- VEVEAKIS, E., S. ALEVIZOS, & I. VARDOLAKIS (2010), Chemical reaction capping of thermal instabilities during shear of frictional faults, *J. Mech. Phys. Solids*, in press. [p. 274]
- VITI, C. & T. HIROSE (2009), Dehydration reactions and micro/nanostructures in experimentally-

- deformed serpentinites, *Contrib. Mineral. Petrol.*, 157, doi :10.1007/s00410-008-0337-6, 327–338. [p. 38, 265]
- WEISS, J. & J.-R. GRASSO (1997), Acoustic emission in single crystals of ice, *J. Phys. Chem. B*, 101(32), 6113–6117. [p. 242]
- WIBBERLEY, C. A. J. (2002), Hydraulic diffusivity of fault gouge zones and implications for thermal pressurization during seismic slip, *Earth Planets Space*, 54, 1153–1171. [p. 74, 95, 216, 281]
- WIBBERLEY, C. A. J. & T. SHIMAMOTO (2003), Internal structure and permeability of major-lip fault zones : the Median Tectonic Line in Mie Prefecture, southwest Japan, *J. Struct. Geol.*, 25, 59–78. [p. 74, 95, 112, 187, 204, 212, 216, 217, 233, 281]
- WIBBERLEY, C. A. J. & T. SHIMAMOTO (2005), Earthquake slip weakening and asperities explained by thermal pressurization, *Nature*, 436(4), 689–692. [p. 14, 185, 198, 203, 212]
- WONG, T. F., C. DAVID, & W. ZHU (1997a), The transition from brittle faulting to cataclastic flow in porous sandstones : Mechanical deformation, *J. Geophys. Res.*, 102(B2), 3009–3025. [p. 290]
- WONG, T.-F., S.-C. KO, & D. L. OLGAARD (1997b), Generation and maintenance of pore pressure excess in a dehydrating system 2. theoretical analysis, *J. Geophys. Res.*, 102(B1), 841–852. [p. 8, 11, 42, 215, 242]
- YESKIS, D., A. F. KOSTER VAN GROOS, & S. GUGGENHEIM (1985), The dehydroxylation of kaolinite, *Am. Mineral.*, 70, 159–164. [p. 101, 224]
- YUND, R. A., M. L. BLANPIED, T. E. TULLIS, & J. D. WEEKS (1990), Amorphous material in high strain experimental fault gouges, *J. Geophys. Res.*, 95(B10), 15,589–15,602. [p. 195]
- ZEN, E. (1965), Solubility measurements in the system $\text{CaSO}_4\text{-NaCl-H}_2\text{O}$ at 35°, 50° and 70°C and one atmosphere pressure, *J. Petrology*, 6, 124–164. [p. 41, 42]
- ZIMMERMAN, R. W. (1991), *Compressibility of sandstones*, Elsevier, Amsterdam, The Netherlands. [p. 148]

II

Articles

Paper 1.

High Velocity Frictional Properties of a Clay-Bearing Fault Gouge and Implications for Earthquake Mechanics

N. Brantut¹, A. Schubnel¹, J.-N. Rouzaud¹, F. Brunet¹ and T. Shimamoto²

Abstract

Frictional properties of natural kaolinite-bearing gouge samples from the Median Tectonic Line (SW Japan) have been studied using a high-velocity rotary shear apparatus, and deformed samples have been observed with optical and electron (scanning and transmission) microscopy. For a slip velocity of 1 m s^{-1} and normal stresses from 0.3 to 1.3 MPa, a dramatic slip-weakening behavior was observed. X-ray diffraction analysis of deformed samples and additional high-velocity friction experiments on pure kaolinite indicate kaolinite dehydration during slip. The critical slip-weakening distance D_c is of the order of 1 m to 10 m. These values are extrapolated to higher normal stresses, assuming that D_c is rather a thermal parameter than a parameter related to a true characteristic length. The calculation shows that dimensionally, $D_c \propto 1/\sigma_n^2$, where σ_n is the normal stress applied on the fault. The inferred D_c values range from a few centimeters at 10 MPa normal stress to a few hundreds of microns at 100 MPa normal stress. Microscopic observations show partial amorphization and dramatic grain size reduction (down to the nanometer scale) localized in a narrow zone of about 1 to 10 μm thickness. Fracture energy G_c is calculated from the mechanical curves and compared to surface energy due to grain size reduction, and energies of mineralogic transformations. We show that most of the fracture energy is either converted into heat or radiated energy. The geophysical consequences of thermal dehydration of bonded water during seismic slip is then commented on in the light of mineralogical and poro-mechanical data of several fault zones, which tend to show that this phenomenon has to be taken into account in most of sub-surface faults, and in hydrous rocks of subducted oceanic crust.

1. Introduction

Rocks occurring within shallow faults usually display an incohesive gouge zone, which corresponds to the wear product of slip between fault surfaces. These fault gouges often contain an

1. Laboratoire de Géologie, CNRS UMR 8538, École Normale Supérieure, Paris, France.

2. Department of Earth and Planetary Systems Science, Hiroshima University, Higashi-Hiroshima, Japan.

important amount of various clays (e.g., recent results from SAFOD, [Solum *et al.*, 2006](#)). The mechanical properties of these rocks play a crucial role in the source mechanism of earthquakes. In particular, frictional properties of fault gouges are related to the evolution of co-seismic slip, its instability and the energies involved in slip.

However, since the 1960's, most of the experimental work on rock friction has been conducted at low slip velocities (from $1 \mu\text{m.s}^{-1}$ to several cm.s^{-1}), which has led to the rate-and-state (R&S) variable friction laws ([Dietrich, 1978](#); [Ruina, 1983](#)). Although R&S laws are widely used to understand and model seismic instability, it is likely that they may provide an inadequate framework because co-seismic slip occurs at velocities of the order of 1m.s^{-1} and thermal effects become extremely relevant under these deformation conditions (e.g. [Rice, 2006](#)). This inconsistency is particularly emphasized by the discrepancy on the actual value for the critical slip parameter D_c , which corresponds to the slip distance after which the frictional strength of a fault is dramatically reduced. D_c values inferred from seismological data for natural earthquakes are of the order of 1 to 10 m ([Ide & Takeo, 1997](#); [Mikumo *et al.*, 2003](#); [Fukuyama *et al.*, 2003](#)), whereas laboratory measurements at low slip velocities lead to smaller values by orders of magnitude, from 10^{-5} to 10^{-3} ([Dietrich, 1978, 1979](#); [Ohnaka, 1992](#); [Marone & Kilgore, 1993](#)). Several explanations have been proposed to solve this paradox. Morphological parameters such as variations in fault surface roughness ([Scholz, 1988](#)) and thickness of the deformed zone ([Marone & Kilgore, 1993](#)), mechanical properties such as the size of the nucleation patch, total slip distance ([Ohnaka, 2003](#)) and dynamically induced off-fault yielding ([Andrews, 1976, 2005](#)) and thermal effects such as flash heating on fault asperities ([Rice, 2006](#)) are plausible explanations for this discrepancy.

In the same way, the argument over the correlation between the total breakdown work during an earthquake, as observed by seismologists, and the fracture surface energy observed on the field, has been vivid ([Tinti *et al.*, 2005](#)). For example, field work performed on the Punchbowl fault indicates that the total surface energy, including the damage and process zones surrounding the fault, may well be greater than the observed fracture energy in the case of a single seismic rupture ([Chester *et al.*, 2005](#)), while [Ma *et al.* \(2006\)](#) have recently shown that the surface energy linked to grain fragmentation and comminution in fault cores from the Chelung-Pu fault drilling represented only 6 % of the total fracture energy observed during the Chi-Chi earthquake. In a more general way, the energy balance during an earthquake, and the processes involved in this budget, remains an open question, and much experimental work is needed to understand the micromechanical processes taking place during an earthquake.

Recent experiments that have been conducted with a high-velocity frictional rotary-shear apparatus have led to D_c measurements of a few meters in saw cut rock material ([Tsutsumi & Shimamoto, 1997a](#); [Hirose, 2003](#); [Hirose & Shimamoto, 2005](#)), i.e., much closer to seismically inferred values. Recent works using the same apparatus show similar results on natural fault gouges coming from Nojima fault ([Mizoguchi *et al.*, 2007](#)). These friction experiments employing high slip velocities have all emphasized the significance of frictional heating and possible thermo-hydro-mechanical coupling during high velocity friction (HVF) tests via various dynamic weakening mechanisms : for example, partial melting (pseudotachylytes) for dry crystalline rocks (e.g. [Hirose & Shimamoto, 2005](#); [Di Toro *et al.*, 2006](#)), decarbonation of marble ([Han *et al.*, 2007b](#)) or siderite ([Han *et al.*, 2007a](#)), or silica gel production in quartz gouges ([Goldsby & Tullis, 2002](#); [Di Toro *et al.*, 2004](#)). These experimental observations show the large diversity in deformation mechanisms and the physical processes involved in friction of rocks at seismic slip rates.

Of particular importance, it seems that experimental evidence for frictional exsolution of fluids

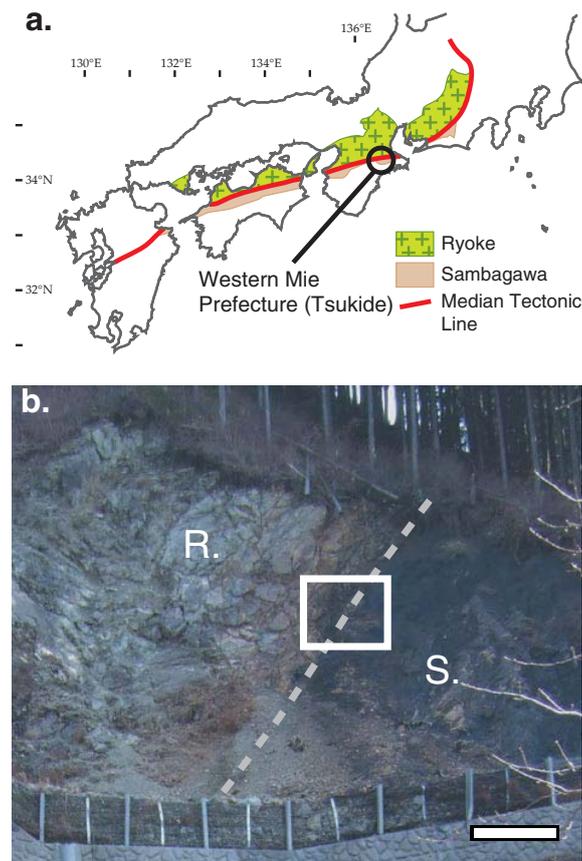


FIGURE 1. | Geological setting of Tsukide outcrop on the MTL. a. Location of the MTL outcrop in Tsukide. **b.** Photograph of the outcrop (R stands for the Ryoke unit, S for the Sambagawa unit); the dotted line highlights the central slip zone; the scale is 2 m.

(water, CO_2) during co-seismic slip may well be partially confirmed by recent field evidence of carbonate degassing in Nojima fault (Famin *et al.*, 2008) and clay minerals changes in gouge samples from Chelung Pu borehole (Song *et al.*, 2007). This leads to important consequences, as fluid release might provide additional source terms in the thermal pressurization (TP) equations. Indeed, TP of pore fluids generally leads to a poroelastic increase of pore pressure due to frictional heating during slip, as initially suggested by Sibson (1973). Whereas TP is particularly important in low-permeability rocks such as clay-bearing fault gouges and has significant implications both for the value of D_c (Wibberley & Shimamoto, 2005; Rice, 2006) and for the energy budget of rupture itself (Rempel & Rice, 2006; Rice, 2006), friction-induced release of fluids during co-seismic slip may be non-negligible in gouges containing hydrous minerals.

All these observations emphasize the complexity and variety of friction related phenomena in fault rocks, and the importance of thermo-hydro-mechanical coupling in these processes. In light of these recent observations, this study presents experimental results on the mechanical and chemical behaviour of a natural fault gouge (from the Median Tectonic Line, MTL, SW Japan) during HVF, and discusses their theoretical implications for the overall energy budget. The consequences of co-seismic dehydration of hydrous minerals such as clays are then discussed by comparing the pore

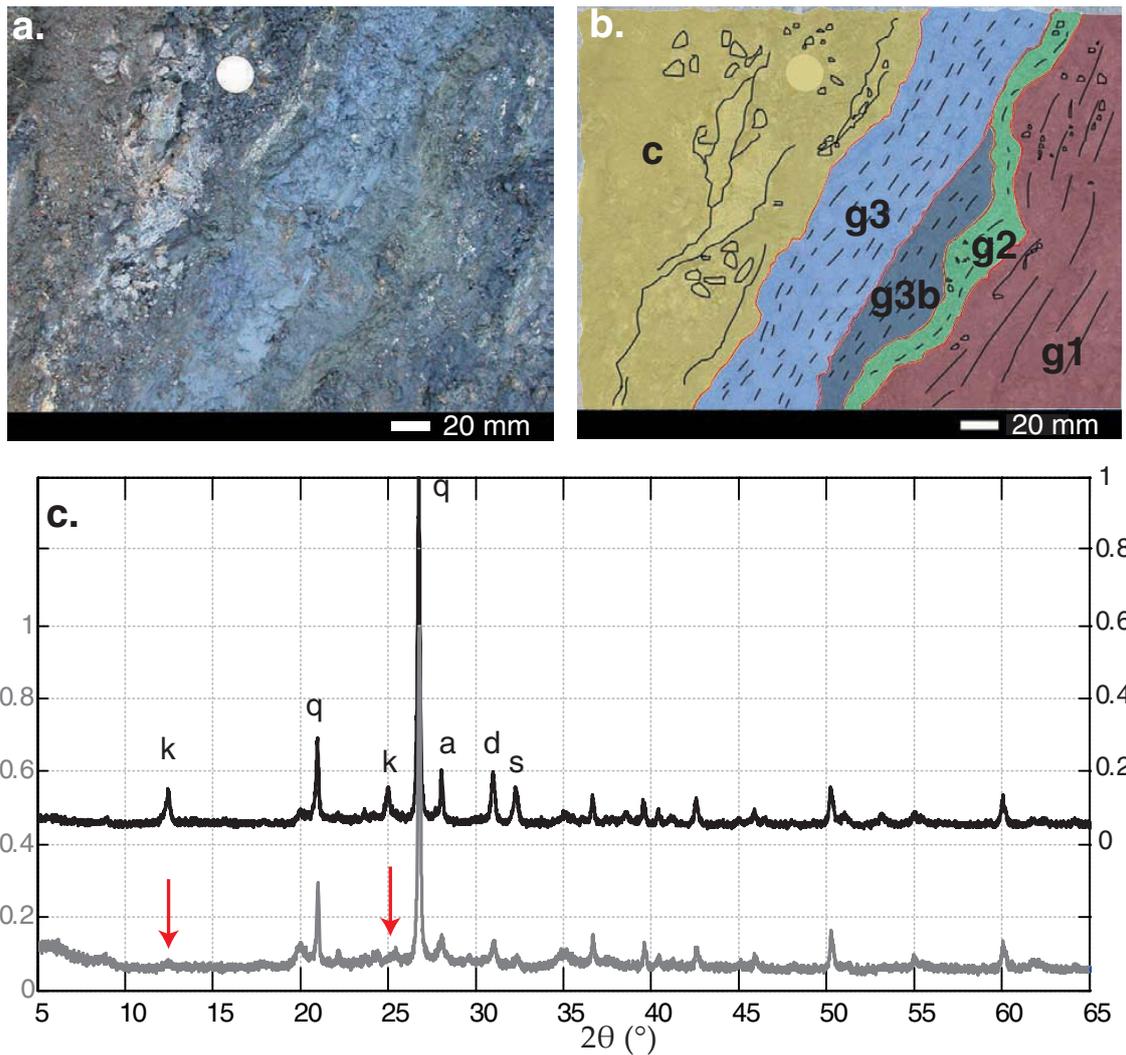


FIGURE 2. | Exposure and mineralogy of the fault gouges. **a.** Detailed view of the central slip zone. **b.** Interpreted sketch (c : Ryoke-derived coarse white gouge ; g1 to g3 : Sambagawa-derived gouge layers); scale bar is 2 cm. **c.** Raw X-ray diffraction patterns of gouges 1 (external) and gouge 3 (internal); 'k' stands for kaolinite peaks, 'q' for quartz peaks, 'd' for dolomite, 's' for siderite. Note the absence of kaolinite and siderite in the central gouge layer (g3).

pressure rise due to TP to the one due to possible mineral dehydration.

2. Experimental procedure

2.1. Sample collection and preparation

The Median Tectonic Line is a major strike-slip fault, which intersects two metamorphic belts : in the north, the Ryoke Belt (low pressure, high temperature) and in the south, the Sambagawa Belt (high pressure, low temperature). The MTL is still active in its western part (in Shikoku and

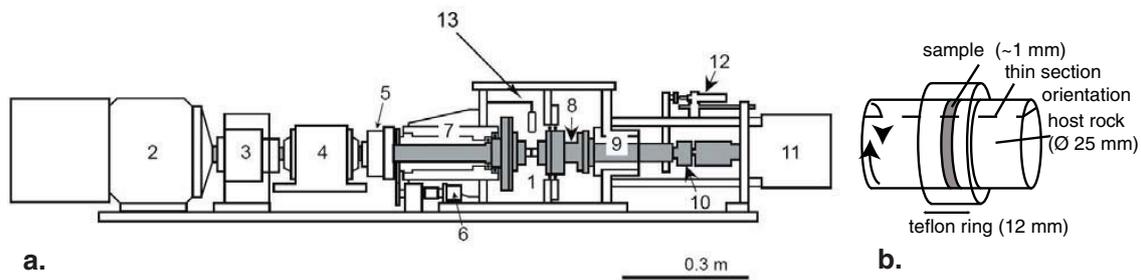


FIGURE 3. | High-velocity rotary-shear apparatus a. Simplified sketch of the high-velocity frictional testing machine. 1. Sample ; 2. motor ; 3. torque limiter ; 4. torque gauge ; 5. electromagnetic clutch ; 6. rotary encoder ; 7. rotary column ; 8. torque-axial force gauge ; 9. spline ; 10. axial force gauge ; 11. air actuator ; 12. displacement transducer ; 13. moisture sensor. Modified from [Hirose & Shimamoto \(2005\)](#); [Mizoguchi \(2005\)](#) **b.** Detailed sketch of the sample assembly.

the western Kii peninsula). Its motion, which started in the early Cretaceous, is quite complex and beyond the scope of this work ([Ichikawa, 1980](#)).

The outcrop studied here is located in Tsukide (Mie prefecture) on the eastern part of the fault (see Figure 1[a]). Information about the internal structure, the microtexture and some poro-mechanical parameters of the fault rocks have already been published by [Suwa *et al.* \(1997\)](#) and [Wibberley & Shimamoto \(2003\)](#), and we will here briefly summarize these observations. Figure 1[b] shows a very clear contact zone between two different terrains. Near the central slip zone, the Sambagawa metapelitic rocks form several gouge layers a few centimeters in thickness (Figure 2[a,b]). The external gouge (g1) is foliated in the same orientation displayed by the fault plane, and contains numerous clasts of various sizes, from several millimeters to several centimeters in diameter. The internal gouge (g3) contains no visible clasts. X-ray diffraction (XRD) measurements (CuK α radiation, with an accelerating voltage of 40 kV and a filament current of 20 mA) were performed on powdered gouge samples coming from this outcrop. The diffraction patterns (Figure 2[c]) reveal the presence of quartz, dolomite, siderite, kaolinite and albite in the external gouge (g1). The kaolinite mass fraction was inferred independently from mineral mode calculation on the basis of bulk chemical analysis performed with energy dispersive X-ray spectrometry (EDS) on a scanning electron microscope (SEM), and by comparing the XRD pattern of the gouge to XRD patterns of known mixtures of kaolinite and quartz. The diffractometer used for this quantitative measurements is a Rigaku UltraX 18 (rotating anode), with beam conditions set at 40 kV and 300 mA. This leads to a mass fraction of kaolinite of $\sim 10 - 20\%$. In the internal gouge (g3), kaolinite is absent, and there is a strong decrease in dolomite and siderite content compared to the external gouge. These observations may suggest that the g1 gouge could be the parent material of the g3 gouge, which may have been formed during a seismic event. Following this hypothesis, g1 gouge was the one that was deformed during the seismic event, and therefore this gouge layer was chosen for our HVF experiments.

Gouge samples (g1) were collected and tested with a rotary-shear, high-speed frictional apparatus ([Shimamoto & Tsutsumi, 1994](#)). For each experiment, one gram of the gouge was first powdered and dried at ambient conditions, at room temperature during a few days, and then placed between two host rock cylinders (gabbro, ~ 25 mm in diameter, with end surfaces ground with SiC #80 powder). In addition, a few pure kaolinite artificial gouge samples were also prepared. In each experiment, a Teflon ring was placed around the gouge to confine it during shearing (Figure 3[b]).

2.2. Experimental set-up and method

The experimental device is shown on Figure 3[a] (modified from Hirose & Shimamoto (2005); Mizoguchi (2005)). Once the sample was prepared, the cylindrical sample assembly (gouge powder + gabbro + teflon ring) is placed at position (1) within the loading column. The normal load is applied with an air actuator (11). Only the left part of the sample can rotate at high velocity (up to 1500 rpm) thanks to a 7.5 kW motor (2); the right part of the sample is fixed to a spline (9) that allows for horizontal movement only. An electromagnetic clutch (5) is used to couple the rotation of the motor to the load column; this device allows us to start rotating the sample immediately at the desired speed. The rotation speed is measured by a rotary encoder (6). The torque is measured with torque gauges (4, 8): only the one on the right, stationary side is used for torque measurement, since the left one (moving side) is influenced by friction on the loading column. Axial load is measured with a force gauge at position (10). Finally, axial shortening is measured with a displacement transducer at position (12). In addition, for some experiments we used a moisture sensor (13) to record the evolution of humidity in the vicinity of the sample; the distance between sample and sensor was of about 3 cm. This sensor was used only for the experiments performed on pure kaolinite, in order to check the evolution of water vapor content near the sample. For such experiments, the sample chamber was sealed by installing a transparent plastic window over the frame with tape and clay.

All the data (rotation speed, axial load, torque, axial shortening and relative humidity) was recorded with an analog chart recorder and a digital recorder (TEAC, DR-f1) at a rate of 200 Hz. Numerical data were filtered with a voltage-controlled voltage-source (VCVS)-type noise filter with a 50-Hz high frequency cutoff.

Because of the sample geometry, the slip rate varied as a function of distance from the center of the rotation axis. In the following, an equivalent slip velocity v_{eq} is defined such that $\tau v_{eq} S$ is the rate of frictional work on the slipping surface area S , assuming that the shear stress τ is constant over the entire fault surface (Shimamoto & Tsutsumi, 1994). This velocity is given by :

$$v_{eq} = \frac{4\pi}{3} \Omega R$$

where R is the radius of the sample and Ω the angular velocity. Experiments on the MTL gouge samples were performed at an equivalent velocity of 1.04 m.s^{-1} (i.e. at an angular velocity of 1200 rpm), normal stresses of 0.28 to 1.32 MPa and for total displacements of 3 to 54 m. A summary of the experimental conditions is given for each experiment in Table 1. In most of these experiments, a first run without applying any normal stress was performed to make the Teflon ring smoother and looser and thus reduce the friction associated with it. It is assumed that this step did not change the overall behaviour of the sample in subsequent tests.

3. Results

3.1. Mechanical data

A series of 13 HVF tests were conducted on samples of the MTL gouge layer (g1) at different normal stresses, ranging from 0.28 to 1.32 MPa and at v_{eq} of 1.04 m.s^{-1} . The typical mechanical behaviour of the MTL gouge samples is represented in Figure 4. The Figure displays the apparent frictional coefficient μ (ratio of shear stress to normal stress) as a function of total displacement.

	Equivalent velocity $m\ s^{-1}$	Normal stress MPa	Total displacement m	peak	residual	D_c m
HVR784	1.04	0.28	54.1	1.23	0.50	50.2
HVR787	1.04	0.48	39.5	1.09	0.40	18.0
HVR782	1.04	0.59	48.1	1.02	0.28	16.6
HVR786	1.04	0.82	37.3	0.89	0.23	20.5
HVR781	1.04	0.99	37.5	0.77	0.24	19.0
HVR788	1.04	1.15	31.2	0.82	0.21	13.1
HVR780	1.04	1.32	36.2	0.85	0.26	4.1
HVR754	1.04	0.60	43.7	1.29	0.34	12.5
HVR861	1.04	0.61	3.0	1.06	-	-
HVR863	1.04	0.61	4.5	1.23	-	-
HVR865	1.04	0.60	7.4	1.30	-	-
HVR866	1.04	0.61	7.8	1.02	-	-
HVR905	1.04	0.62	38.1	1.30	0.27	6.3

TABLE 1. | Experimental conditions (equivalent velocity, normal stress and total displacement), apparent peak and residual friction coefficients, and critical slip weakening distance D_c data obtained for each experiment performed on samples of the MTL (g1) fault gouge. experiments for which the Teflon friction was reduced (see text for details).

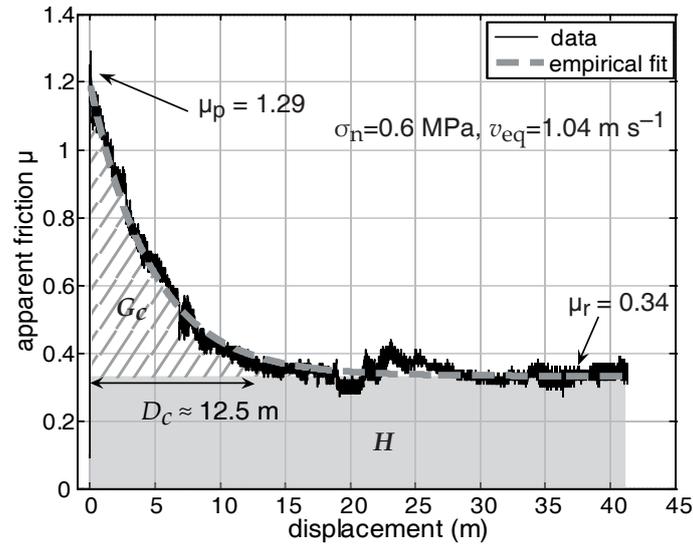


FIGURE 4. | Typical evolution of the friction coefficient of an MTL fault gouge sample (Exp. HVR754) during a HVF experiment. The curve displays a peak friction coefficient μ_p , which drops to a residual friction coefficient μ_r once the critical weakening distance D_c is attained. The dotted line corresponds to best data fit by the empirical Equation 1. Also displayed are G_c the fracture energy and H the “heating energy”; both will be discussed later in Section 4.

In our experiments, a dramatic decrease in shear strength was observed. This slip-weakening behaviour can be described using only three parameters : the apparent frictional coefficient at peak friction, μ_p , the residual friction coefficient μ_r and the critical slip weakening distance D_c . Using these parameters, the data can be fitted using the following empirical equation (Hirose & Shimamoto, 2005; Mizoguchi *et al.*, 2007) :

$$\mu_{obs} = \mu_r + (\mu_p \gg \mu_r) e^{\ln(0.05)d / D_c} \quad (1)$$

μ_r and D_c are determined by the fitting method and μ_p corresponds to the value observed at the peak stress. The parameter D_c is defined here as the slip distance needed to achieve 95% of the total weakening. This definition makes this parameter comparable to the D_c parameter inferred from seismological measurements, which represents the distance for the fault to weaken during an earthquake. For each experiment, the values observed for μ_p and D_c are reported as a function of normal stress in Table 1. In our experiments, the apparent friction at peak μ_p ranged from 0.77 to 1.29, the residual friction μ_r from 0.21 to 0.5 and the critical slip weakening distance D_c from 4 to 50 m. It is important to note that these raw data are not corrected for the Teflon friction before fitting.

We observe a linear dependence between shear stress and normal stress, which is consistent with a Mohr-Coulomb type friction law :

$$\tau = \mu \sigma_n + C \quad (2)$$

where τ is the shear stress, σ_n the normal stress, μ the “intrinsic” friction coefficient and C the cohesive term. A linear fit of our data gives the following values :

$$\tau_p = 0.69\sigma_n + 0.17 \quad (3)$$

$$\tau_r = 0.15\sigma_n + 0.10 \quad (4)$$

where τ_p is the peak shear stress and τ_r is the residual shear stress. Here our experimental results highlight the fact that the “intrinsic” friction coefficient is dramatically reduced from ~ 0.7 to ~ 0.15 during the HVF experiments. The cohesive terms are relatively small in value and since our samples are initially non-cohesive, they can be attributed mainly to the presence of the Teflon ring (Mizoguchi *et al.*, 2007), which does not support any axial load (see Figure 3[b]) or to weak Van der Waals or Hydrogen bonds between grains. Figure 5[b] shows that the critical slip weakening distance D_c also decreases from ~ 50 m down to ~ 4 m with increasing normal stress (up to 1.36 MPa). These observations are consistent with similar data previously obtained on Nojima fault gouge samples by Mizoguchi *et al.* (2007).

3.2. Mineralogical and chemical data

After the experiments, the gouge samples were extracted, disaggregated and characterized using XRD. XRD pattern measurements were performed on two different gouge samples, sheared respectively for 7.8 m (HVR866) and 43.7 m (HVR754) of displacement (at an equivalent velocity of 1.04 m s^{-1} and a normal stress of 0.60 MPa). Given that the outer edge of the gouge samples underwent the largest amount of shear, only gouge products from this outer part (a few millimeters in width) were analyzed. Because gouge extraction was performed manually, the analyzed gouge powder contained some of the less or non-deformed gouge. Figure 6 displays the measured diffraction peaks, normalized to the main quartz peak. The peak for quartz is considered as a reference, because we observed that most of the quartz grains were still intact within the extracted gouge. The figure highlights that the intensities of the two main kaolinite peaks drastically decrease with increasing total displacement. In fact, for sample HVR754 (43.7 m total displacement) the kaolinite peaks have almost completely disappeared. This might indicate that kaolinite minerals are being decomposed during shearing.

HVF experiments were also performed on artificial gouge samples of pure kaolinite. During these experiments, relative humidity was measured in the sample chamber (cf. Figure 3). For these experiments, the sample chamber was sealed. Its watertightness was checked by performing runs

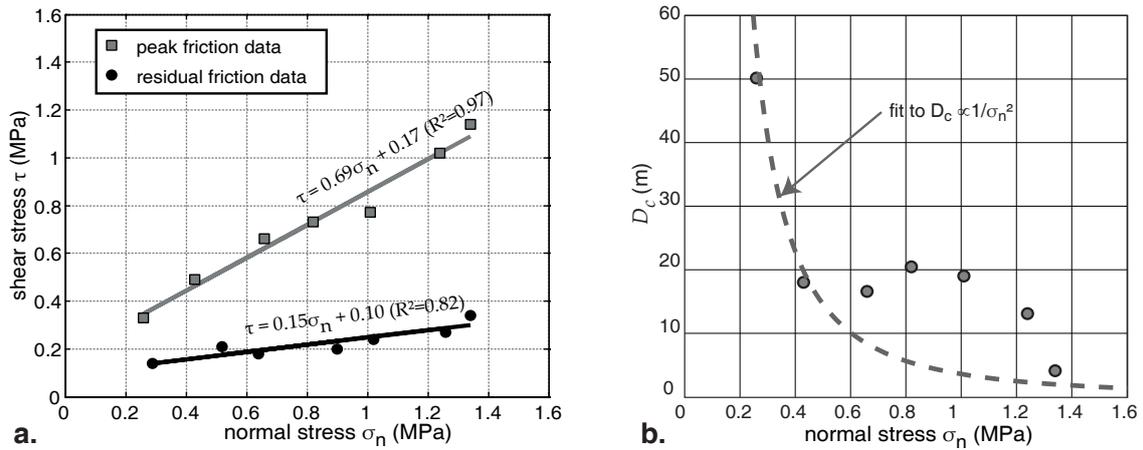


FIGURE 5. | Evolutions of peak and residual shear stress (a) and D_c (b) as a function of normal stress. **a.** There are linear dependences between the peak and the residual shear stresses and the normal stress. The linear fit outputs the values of the “intrinsic” frictional coefficients (at peak stress and residual) and the cohesion term. The latter is mainly due to the presence of the Teflon ring. **b.** The critical slip weakening distance D_c decreases to a few meters with increasing normal stress. The dotted line is a fit following the dependency derived in equation 8.

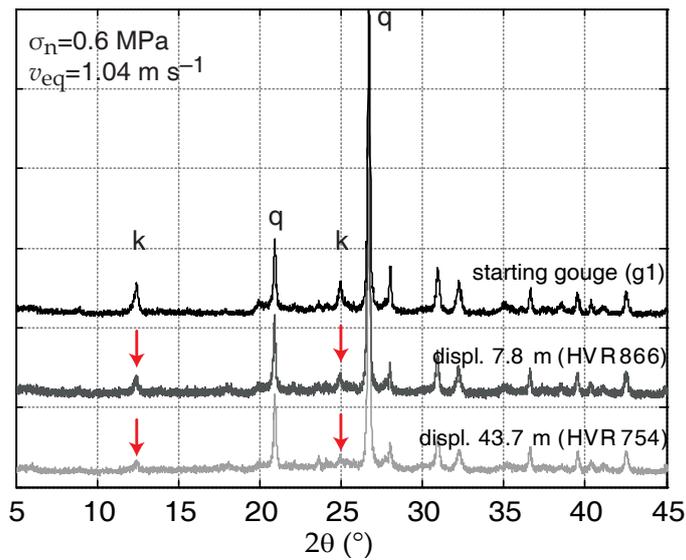


FIGURE 6. | Mineralogical evolution of the MTL fault gouge sample with increasing displacement. The X-ray diffraction patterns of two deformed samples are displayed; the peak intensities are normalized to the main quartz peak. Intensities of the two main kaolinite peaks decrease clearly with increasing displacement.

without any sample in the device, and no change of relative humidity was then observed. Figure 7 displays representative evolution of friction, relative humidity and axial displacement with increasing displacement for a pure kaolinite gouge sample tested at $v_{eq} = 1.3 \text{ m.s}^{-1}$ and $\sigma_n = 0.63 \text{ MPa}$ (HVR808). The overall frictional behaviour of pure kaolinite gouge samples is similar to that of the MTL gouge. The corresponding axial displacement decreases at the beginning of the run as the sample shortens, and finally increases starting from 35 m slip, indicating dilatancy. Rela-

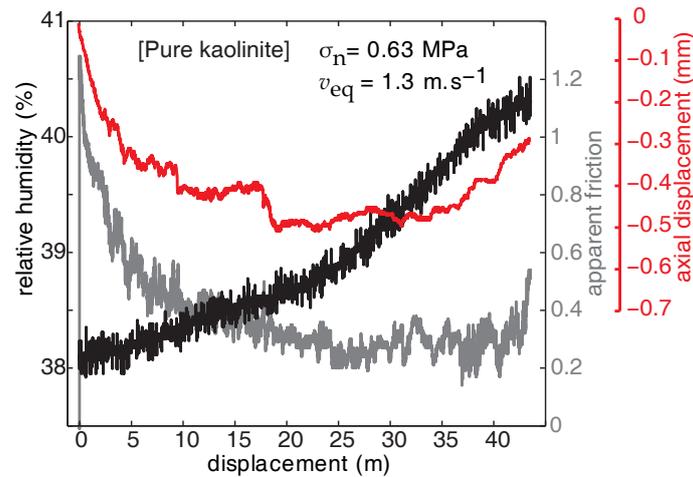


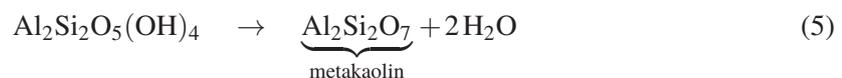
FIGURE 7. | Evolution of relative humidity, axial shortening and friction with slip for pure kaolinite gouge samples. The black curve shows an increase of relative humidity (water vapor content) during an HVF experiment. The frictional behaviour (gray curve) of pure kaolinite is similar to that of the MTL fault gouge. During the experiment, the relative humidity increases more than 2 % in the sample chamber. The axial displacement (red curve) first decreases as the sample shortens and finally increases after ~ 35 m slip.

tive humidity increases of more than 2 % during the experiment indicate that the kaolinite gouge sample lost water during shearing. The final dilatancy of the gouge could be related to this water release, indicating that there might be a small pore pressure increase that could counteract the axial shortening of the sample. The water that is released during the experiment may have two distinct origins :

1. adsorbed water, between kaolinite grains,
2. structural water, bonded as OH radicals.

Kaolinite is a 1 : 1 (one tetrahedral layer bonded to one octahedral layer) layer silicate, with very few ionic substitution, thus the amount of interlayer water is not significant (Deer *et al.*, 1966; Giese, 1988).

This along with the X-ray diffraction patterns suggest that at least part of the released water comes from the thermal decomposition of kaolinite, following the reaction :



Under dry conditions (argon atmosphere), the dehydration temperature of kaolinite ranges from 480 to 590°C (Frost *et al.*, 2004; Horváth *et al.*, 2003). Besides water, the decomposition product is disordered metakaolin, an amorphous phase which does not appear on X-ray diffraction patterns. The possibility of kaolinite dehydration during high velocity shearing will be further investigated in section 4.2.

3.3. Microstructural analysis

Thin sections cut through deformed gouge samples after HVF experiments (oriented as shown on Figure 3[b]) were observed using various microscopy techniques : optical microscopy, scanning

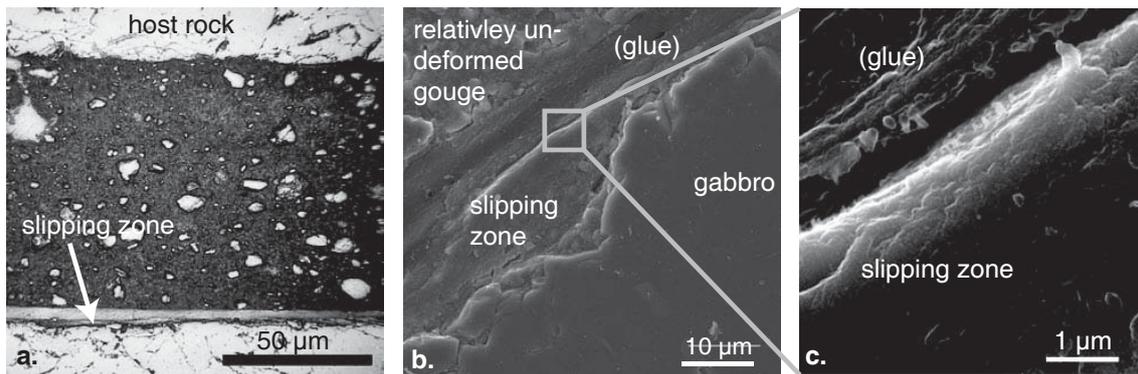


FIGURE 8. | Microtexture of an MTL gouge sample after HVF test. The sample was sheared at $v_{eq} = 1.04 \text{ m s}^{-1}$ and $\sigma_n = 1.34 \text{ MPa}$, for total displacement of 37 m. **a.** Microphotograph of the artificial gouge after shearing, showing a thin and highly deformed zone considered to be the main slipping zone. **b.** SEM image highlighting the smooth, compacted surface of the slipping zone. **c.** Detailed SEM image. Note the apparent absence of distinct grains. The presence of glue is an artifact due to the thin section preparation.

electron microscopy (SEM) and transmission electron microscopy (TEM).

On the optical micrographs (Figure 8[a]) a thin, darker zone located along the host rock can be distinguished, which varies in thickness from a couple to tens of microns. Given that there are no other apparent deformation markers inside the gouge, this zone is interpreted as the main slipping zone (Mizoguchi, 2005). Within this zone, the grain size is below SEM resolution ($0.1 \mu\text{m}$) (Figures 8[b,c]). Thus, in order to investigate the internal structure of the slipping zone, a Focused Ion Beam (FIB) section was extracted from the gouge. The FIB apparatus uses a focused beam of gallium ions to cut a part of the sample and thin it in order to produce a thin section of about one hundred nanometers in thickness, which can then be observed under the TEM. The deformed gouge sample analyzed in the following was sheared at an equivalent velocity of 1.03 m s^{-1} , a normal stress of 1.43 MPa , and for a total displacement of 37 m (HVR780). The FIB section was cut perpendicularly to the slipping zone as shown on Figure 9[a].

TEM micrographs (Figure 9[b]) reveal that the slipping zone contains small grains ($\leq 100 \text{ nm}$) only, embedded within a gray matrix which appears morphologically homogeneous at the TEM scale. Note that the initial gouge matrix contained grains larger than a few hundreds of microns. This confirms the dramatic grain size reduction (about 3 orders of magnitude) that took place within the slipping zone during HVF tests. In order to specify the important mineralogical and crystallographic changes due to deformation, elemental composition mapping was first performed using the Scanning Transmission Electron Microscopy (STEM) mode of the TEM to obtain a local chemical information on the remaining minerals and their matrix within the slipping zone (Figure 10); the probe diameter is about 20 nm , corresponding to analyzed volumes of about $10^{-3} \mu\text{m}^3$. Then Selected Area Electron Diffraction (SAED) patterns were recorded on volumes of about $10^{-2} \mu\text{m}^3$ in order to distinguish crystallized and amorphous constituents of the slipping zone.

On the TEM micrographs, distinct grains, chemically and geometrically well defined, can be observed within the slipping zone (Figure 10): (i) numerous small grains ($\sim 10 \text{ nm}$ in size) containing titanium (possibly rutile); (ii) larger grains ($\sim 100 \text{ nm}$) containing iron and magnesium, often associated with grains also containing calcium. Since chemical mapping did not reveal the presence of silicon or carbon atoms within these grains, they are probably metal oxides. The matrix however,

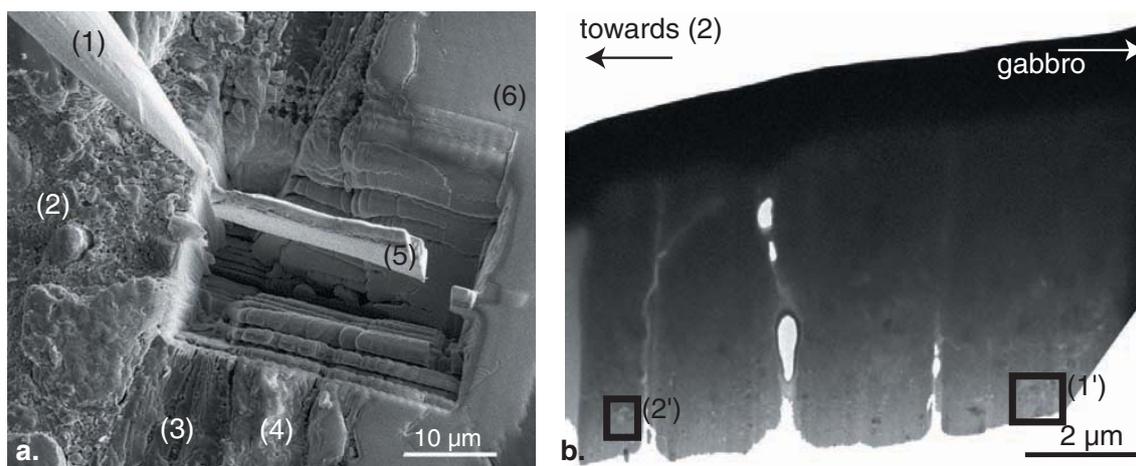


FIGURE 9. | FIB section cutting and TEM observation. **a.** After the cutting, the section is soldered to a platinum needle, extracted and soldered again to a TEM copper grid. 1. platinum needle, 2. relatively undeformed gouge, 3. glue, 4. slipping zone, 5. FIB section, 6. host rock. **b.** TEM picture (same orientation) : small grains (less than 100 nm) can be distinguished inside a gray matrix which seems homogeneous at this scale. Frames 1' and 2' were analyzed respectively with X-ray mapping and electron diffraction techniques.

is mainly composed of silicon and aluminum with some zones containing silicon exclusively ; such elemental analyses suggest that these areas can be derived from quartz, feldspar and clay minerals present in the initial gouge sample. At this scale, the texture of the matrix again appears quite homogeneous, and it is important to point out the absence of both kaolinite or well defined quartz grains within the slipping zone. Thus, these observations are consistent with the X-ray diffraction patterns presented previously.

In order to further investigate the evolution of the crystalline state of the materials that compose the slipping zone, TEM images and SAED patterns were acquired. Figure 11 presents a TEM micrograph taken at the bottom of the slipping zone (frame 2' on Figure 9[b]). Here, the microtexture is quite heterogeneous : some grains display Bragg fringes (formed by superimposed and slightly misoriented crystallites), which indicates that these crystals are only slightly deformed. Electron diffraction patterns from outside the grains display broad and faint diffusion rings (patterns #1, #2 and #3), and some diffraction spots (patterns #2 and #3). The diffusion ring highlights the presence of amorphous materials within the slipping zone ; the ring position depends on the average interatomic distance. The diffraction spots indicate the presence of submicron-sized crystals which cannot be distinguished on the TEM image, probably due to superposition of crystals across the FIB section thickness. Inside the grains, electron diffraction patterns (#4 and #5) display well-organized diffraction spots thus demonstrating that they are crystalline. Note once again that no trace of crystallized kaolinite was found anywhere within the FIB section. Similar TEM investigations were also performed on powdered non-deformed gouge samples and revealed that the initial gouge contained only well defined, well crystallized grains (mainly quartz grains), and some intact kaolinite minerals.

Our microstructural observations prove the presence of a thin (~ 1 to $10 \mu\text{m}$), ultra-localized deformation zone where grain size was dramatically reduced to the sub-micron scale. We interpret this zone as being the main slipping zone active during HVF. The occurrence of the amorphous matrix in the gouge slipping zone is probably the result of a pronounced amorphization of the quartz

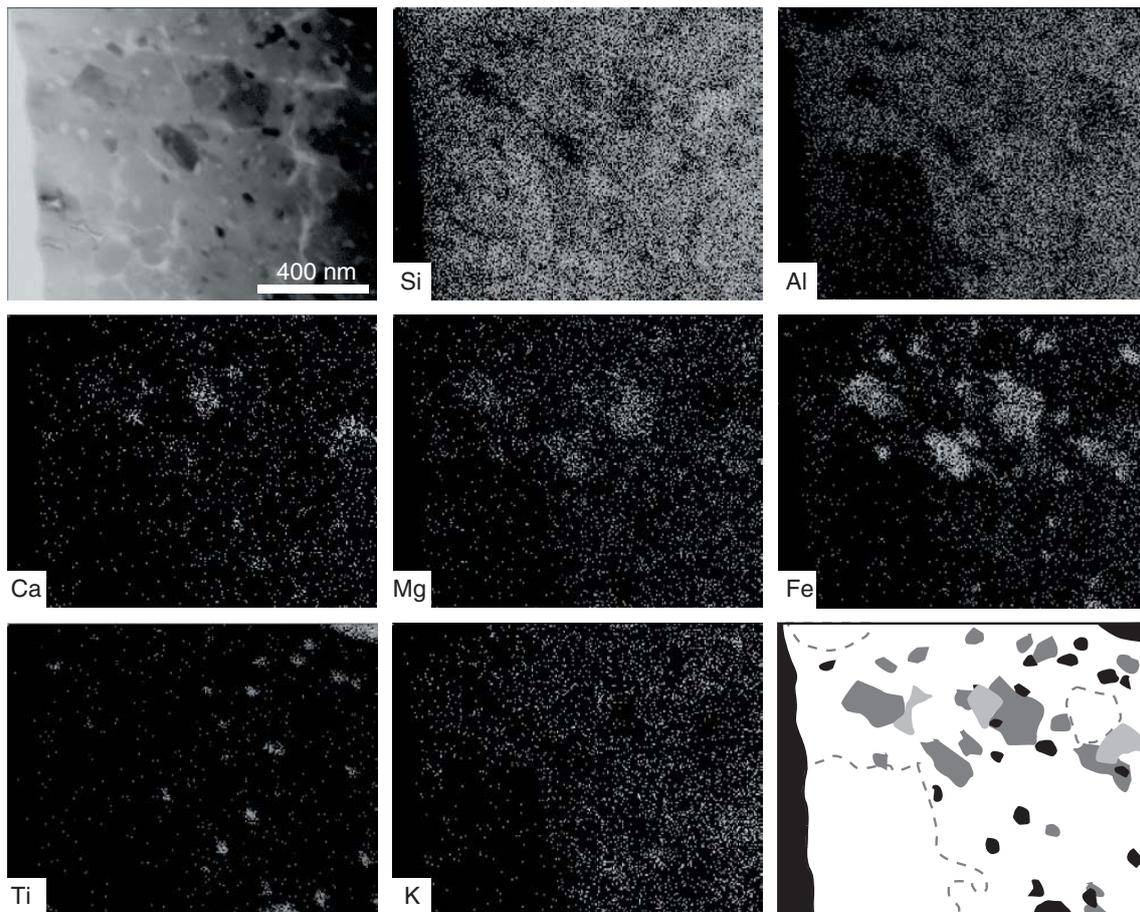


FIGURE 10. | X-ray mapping in the slipping zone. The top-left corner image is the reference picture obtained under the TEM, in scanning electron mode (STEM). Each consecutive image reveals the relative atomic density of each of the following elements respectively : Si, Al, Ca, Mg, Ti and K. Different types of grains can be distinguished : Ti concentrates within small grains a few tens of nanometers in size, whereas Fe, Mg and Ca are associated with larger grains hundreds of nanometers in size. The bottom-right corner image is an interpreted sketch : grains that contain Ti are represented in black, those that contain Fe and Mg in dark gray, and those that contain Ca in light gray. Parts that contain Si only are highlighted by the dotted lines.

and kaolinite crystals. This is suggested by the TEM data from the FIB section cut from this zone : disappearance of the (hkl) reflections in the SAED patterns coupled with the Si-Al composition as shown by STEM mapping. The hardness of the titanium oxides is probably responsible for the observed relics of Ti-based nanocrystals. Importantly, our observations are consistent with previous microstructural analysis performed on experimental fault gouges in granite, quartzite and marble (Yund *et al.*, 1990) deformed at low slip speeds. After high shear strains, our experiments also show that the deformed gouge contained a significant amount of amorphous material and submicron-sized grains. The amorphized part of the slipping zone does not contain a significant amount of sodium or potassium, which would normally be present in the case of partial melting of feldspar. Moreover, our observations do not indicate any textural evidence of partial melting of the gouge. Thus, we suggest that amorphization might be related to extreme grain comminution (Yund *et al.*, 1990).

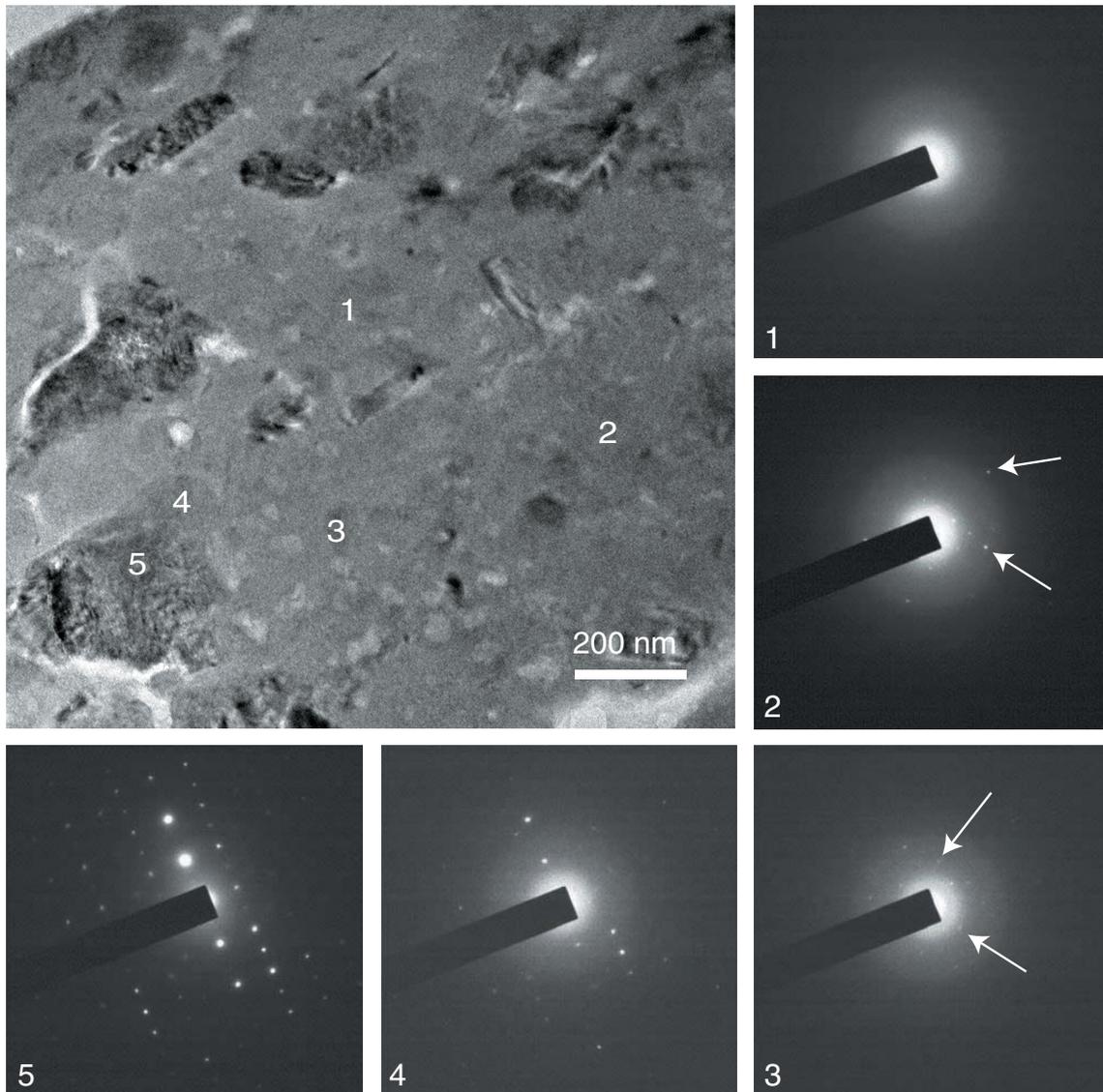


FIGURE 11. | TEM micrograph and electron diffraction patterns from material within the slipping zone. Numbers indicated on the TEM image each correlate with a diffraction pattern. The diaphragm used for diffraction was ~ 100 nm in diameter (i.e. corresponding to an area of $0.032 \mu\text{m}^2$). The first diffraction pattern displays a diffusion-ring pattern which reveals that the material is amorphous in this zone. A diffusion ring is still present on patterns #2 and #3 but is this time associated with diffraction spots, which indicates the presence of nano-grains within an amorphous matrix. Patterns #4 and #5 show respectively the edge and the inner part of a well-crystallized metal oxide grain. Bragg fringes can be distinguished within the grain on the TEM image itself.

4. Interpretations and discussion

4.1. Scaling laws and extrapolating D_c to high normal stresses

Ohnaka (2003) suggested the following scaling law to correlate mechanical and geometric para-

meters of a fault :

$$\frac{\Delta\tau_b}{\tau_p} = \beta \left(\frac{D_c}{\lambda_c} \right)^M \quad (6)$$

where $\Delta\tau_b = \tau_p - \tau_r$ is the breakdown stress drop, λ_c is a characteristic length scale of the fault surface, and β and M are constants. Using the values calculated by Ohnaka for his experimental data, $\beta = 1.64 \pm 0.29$ and $M = 1.20 \pm 0.06$, the corresponding values of λ_c in our high-velocity experiments are of the order of 10 to 100 m. This is close to the amount of total displacement, but orders of magnitude higher than the grain size, the sample size or the sample surface roughness, which highlights the fact that, in our high velocity experiments, there is no obvious correlations between G_c (or D_c) and any characteristic length scale of the sample or the surface roughness. This shows that, when slipping velocity and displacement are high enough, the initial surface roughness becomes unimportant with regard to the global mechanical behaviour.

Figure 5[b] shows that D_c decreases with increasing normal stress σ_n . However, the range of normal stresses investigated in our experiments is very narrow and is not comparable to normal stresses applied on real fault during natural earthquakes, even at shallow depths. Here we present scaling arguments that may explain the normal stress dependency of D_c and may allow extrapolating this parameter to higher normal stress. Considering that the mechanical work is all converted into heat and neglecting heat transport, the energy balance per unit of fault area leads to (Rice, 1999; Di Toro *et al.*, 2005; Rice, 2006; Nielsen *et al.*, 2008) :

$$\bar{\tau}\Delta d = w\rho c\Delta T \quad (7)$$

where $\bar{\tau}$ is the mean shear stress on fault fault, Δd is an increment of slip, w is the thickness of the slipping zone, ρc is the volumetric heat capacity of the rock and ΔT an increment of temperature. Now we assume that w is the affected thermal width, $w = \sqrt{\pi\alpha\Delta t}$, where α is the thermal diffusivity and Δt is the duration of slip. This assumption basically means that the thickness of the deformation zone increases as temperature diffuses. Now recalling that the slip velocity is $V = \Delta d/\Delta t$ and that the shear stress is proportional to the applied normal stress (Figure 5[a]), i.e. $\bar{\tau} = \bar{\mu}\sigma_n$ where $\bar{\mu}$ is the average friction coefficient, we get :

$$\Delta d = \frac{\pi\alpha}{V} \left(\frac{\rho c\Delta T}{\bar{\mu}\sigma_n} \right)^2 \quad (8)$$

This equation relies on the assumption of weakening due to shear heating. For such processes, equation 8 implies that dimensionally, the distance needed to decrease the shear resistance of the fault should vary inversely with slip rate V and with the square of the normal stress σ_n^2 . Taking representative values for the parameters in our experiments, such as $\Delta T = 400^\circ\text{C}$, $\rho c = 1 \text{ MPa}/^\circ\text{C}$, $\bar{\mu} = 0.4$, $\sigma_n = 1 \text{ MPa}$, $V = 1 \text{ m/s}$ and $\alpha = 1 \text{ mm}^2/\text{s}$, we get an order of magnitude of several meters for Δd , which is very consistent with the data obtained in the HVF experiments. Figure 5[b] displays a fit using such dependence of D_c on σ_n . Now taking into account the derived dependency of D_c on normal stress, a value of 4 m at around 1 MPa normal stress should turn into about 4 cm to 0.4 mm at 10 to 100 MPa normal stress respectively, if the physical processes are still the same at those pressures. These values are much lower than the seismologically inferred slip weakening distances. However, the values measured in our experiments are for dry friction, on small samples (a few centimeters thickness), with a very thin gouge layer (around one millimeter). Large scale mechanical effects, such as off-fault dynamic yielding (Andrews, 1976, 2005), fault surface

roughness (Scholz, 1988) or gouge thickness (Marone & Kilgore, 1993) may play an important role in determining the characteristic slip weakening distance in real earthquakes. Moreover, the effects of pore pressurization due to shear heating have already been shown to influence the value of D_c in the MTL fault gouge (Wibberley & Shimamoto, 2005).

4.2. Energy budget

Since the values of shear stress and total displacement on the fault surface are measured for each run, the total mechanical energy input in each experiment can be directly estimated. Table 2 displays the values obtained in our experiments. The order of magnitude of total mechanical energy is about 10^7 J.m^{-2} . Following the classical seismological view, two types of energy can be distinguished (see Figure 4) : the fracture energy G_c and the heating energy H . We assume that all this energy is dissipated within the sample assembly, which implies that the energy losses in other parts of the apparatus or in the surrounding air are neglected. In this section, we estimate the amount of energy involved in (1) grain size reduction (a possible proxy for fracture energy), (2) heat production and (3) dehydration and amorphization. Note that we will not tackle the problem of radiated energy, as it is presently impossible to determine precisely the amount of energy radiated acoustically during HVF tests.

Estimate of the Surface Energy

Let us consider a set of spherical grains of homogeneous size (initial diameter A_i). Within a thickness w (per unit of fault surface) the grains are fractured and their size is homogeneously reduced to a final diameter A_f . This simplified hypothesis leads directly to an estimation of an upper bound of the energy involved in grain size reduction ; indeed, our microstructural analysis highlighted that all the grains have not been fractured down to same diameter. The number of grains per unit volume can be estimated by $N_{i,f} = (6/\pi)A_{i,f}^{-3}$, assuming that there is no void in the layer. The total surface area of the grains is given by $S_{i,f} = \pi w N_{i,f} A_{i,f}^2 S_{\text{fault}}$. Thus, the newly created surface area $\Delta S = S_f - S_i$ can be simply expressed as follows :

$$\frac{\Delta S}{S_{\text{fault}}} = 6w \left(\frac{1}{A_f} - \frac{1}{A_i} \right) \quad (9)$$

where 6 is a geometrical factor corresponding to the spherical geometry of the grains assumed here. In general, grain size reduction is such that $A_i \gg A_f$. Thus :

$$E_{\text{fracture}} \approx \gamma \times \frac{6w}{A_f} \quad (\text{J m}^{-2}) \quad (10)$$

where γ is the average specific surface energy of the minerals. We used an average value of $\gamma \sim 1 \text{ J m}^{-2}$ (quartz at 500 °C, from Darot *et al.* (1985)).

Figure 12 displays the energy dissipated in grain-size reduction as a function of the slipping zone thickness w , for two different final grain sizes. Considering a slipping zone thickness of about $10 \mu\text{m}$ and a final diameter of the grains of only 1 nm , the energy absorbed into surface creation is around 10^5 J m^{-2} , i.e. only 2 to 5 % of the fracture energy calculated from integration of the area under the mechanical curves. Values of fracture energy in Table 2 imply slipping zones of thickness ~ 200 to $500 \mu\text{m}$ with average grain size of $\sim 1 \text{ nm}$, which is clearly not observed. From this observation, we conclude that the mechanical energy dissipated in grain size reduction is negligible

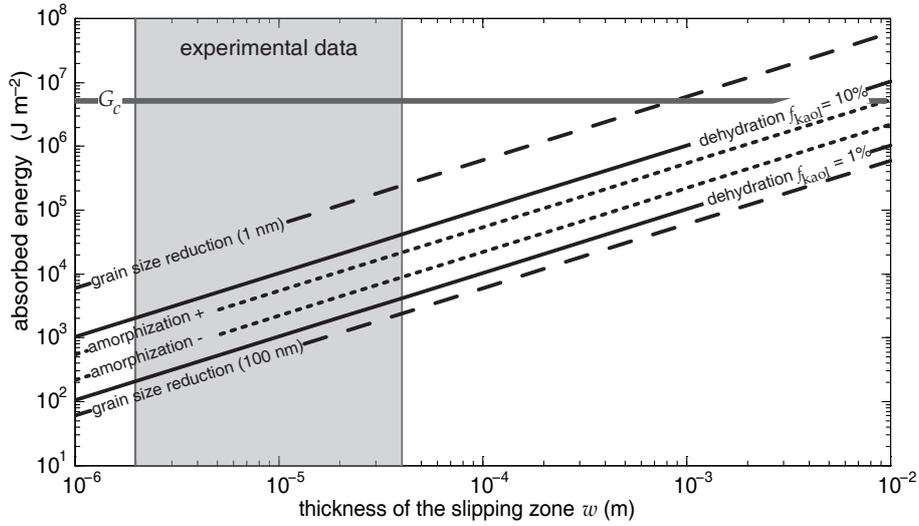


FIGURE 12. | Energy absorbed in grain size reduction, amorphization and dehydration. Solid lines give the energy needed to dehydrate kaolinite (1 or 10 wt %). Dashed lines give the energy needed to reduce grain size, according to equation 10. Numbers inside parentheses are the final grain diameters. Dotted lines give two estimates of the amorphization energy for quartz and feldspar : a lower bound (-) and an upper bound (+). An average value of fracture energy G_c calculated from the mechanical curves is given as a comparison. The gray area shows the range of slipping zone thicknesses observed in thin sections after the HVF experiments.

Exp.	p	n (MPa)	G_c (MJ/m ²)	H (MJ/m ²)	E_{total} (MJ/m ²)
HVR780	0.85	1.31	5.0	7.9	12.9
HVR781	0.77	0.99	5.8	6.4	12.2
HVR782	1.02	0.61	5.5	6.3	11.8
HVR786	0.89	0.89	3.9	8.2	12.1
HVR787	1.09	0.51	3.8	6.7	10.5
HVR788	0.82	1.19	5.6	5.6	11.2

TABLE 2. | Energy input during experiments. G_c is the area under the slip-weakening curve, between the peak friction and the residual friction ; H is the work of the residual friction ; E_{total} is the total mechanical energy input, i.e. $G + H$.

compared to the fracture energy G_c . This result is consistent with two recent studies performed by [Ma et al. \(2006\)](#) on samples from Chelung-Pu fault drilling and by [Pittarello et al. \(2008\)](#) on an exhumed pseudotachylyte-bearing fault zone in Italy. [Ma et al. \(2006\)](#) present a detailed microstructural analysis showing that the surface energy involved in grain size reduction within the slipping zone of the Chi-chi earthquake only represents 6 % of the fracture energy observed by seismologists, and [Pittarello et al. \(2008\)](#) also show that the energy involved in grain size reduction and micracking is only 3 % of the total mechanical work during an earthquake. However, for natural faults, Figure 12 highlights the fact that the surface energy absorbed in grain size reduction is a limiting factor for the thickness of the slipping zone, which can only be from a few millimeters to centimeters in magnitude. However, note that an additional and likely non-negligible part of the fracture energy might be absorbed in creating microcracks within the damage and process zones aside and ahead, respectively, of the fault ([Chester et al., 2005](#)).

Heat production

To quantify the increase in temperature within the specimens due to heat production, we integrated numerically the energy converted into heat. A simple two-dimensional finite-difference diffusion model was used. Figure 13[e] displays the orientation of the finite-difference grid. The sample was considered to be homogeneous since thermal properties of gouge and gabbro are similar. The boundary conditions were assumed to be adiabatic, because of the presence of the Teflon ring. This assumption leads to an upper bound for the final temperature since in the experiments there are heat losses due to conduction and radiation of heat around the sample. The evolution of shear stress with time was approximated by the empirical equation 1 :

$$\tau(t) = \tau_0 \exp\left(\frac{\ln(0.05)v_{eq}t}{D_c}\right) + \tau_r$$

For the sake of simplicity, we assume here that all the mechanical energy is converted into heat. This assumption seems relevant in the light of the discussion above, although it may induce a slight overestimate of the temperature because of heat sinks such as dehydration and amorphization. The heat flux is given by :

$$Q(r,t) = 0.5\tau\omega r \quad (11)$$

where ω is the angular velocity, and r the radius from the center of the axis of rotation. The heat equation can thus be written as follows :

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{Q(r,t)}{w\rho c} = \alpha_{th} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \right) \quad (12)$$

with w being the width of the heat production zone, ρ the density, c the specific heat capacity and α_{th} thermal diffusivity. Our model is close to a model with a heat flux boundary condition on the gouge surface (Carslaw & Jaeger, 1959). Equation 12 was numerically integrated using the following parameter values : $w = 0.5$ mm, $\alpha_{th} = 1$ mm² s⁻¹, $\rho c = 2.7$ MPa.°C⁻¹ and $v_{eq} = 1.03$ m s⁻¹. A thickness of 0.5 mm was chosen because it corresponds roughly to half of the real gouge thickness in our experiments. Several simulations with varying thickness around this value, from 0.1 mm to 1 mm, show that the temperature increase is not significantly influenced by this parameter with such a small value.

The increase in temperature after 40 s of slip depends on the experimental conditions. On the fault plane, it reaches about +320°C when the normal stress is 0.60 MPa, and about +470°C when normal stress is 1.32 MPa. These values are consistent with the data previously obtained in similar experiments, using thermocouples in holes inside the stationary part of the host rock (Mizoguchi, 2005), and are also consistent with our microstructural observations that reveal no evidence of melting within the sheared gouge. However, this relatively small increase in temperature (less than 500°C) seems inconsistent with kaolinite dehydration, which usually occurs at higher temperatures, starting at around 500°C (e.g. Frost *et al.*, 2004; L'vov & Uggolkov, 2005). Yet our data clearly indicates amorphization and humidity increase during shearing. Two non-exclusive hypotheses can be formed : (1) kaolinite is mechanically amorphized and only surface adsorbed water is released during the experiment ; (2) kaolinite is really dehydrated, i.e., thermally decomposed. The latter scenario can be considered as realistic since it has been shown (Makó *et al.*, 2001; Horváth *et al.*, 2003) that kaolinite milled with harder grains such as quartz, dehydrates at lower temperatures

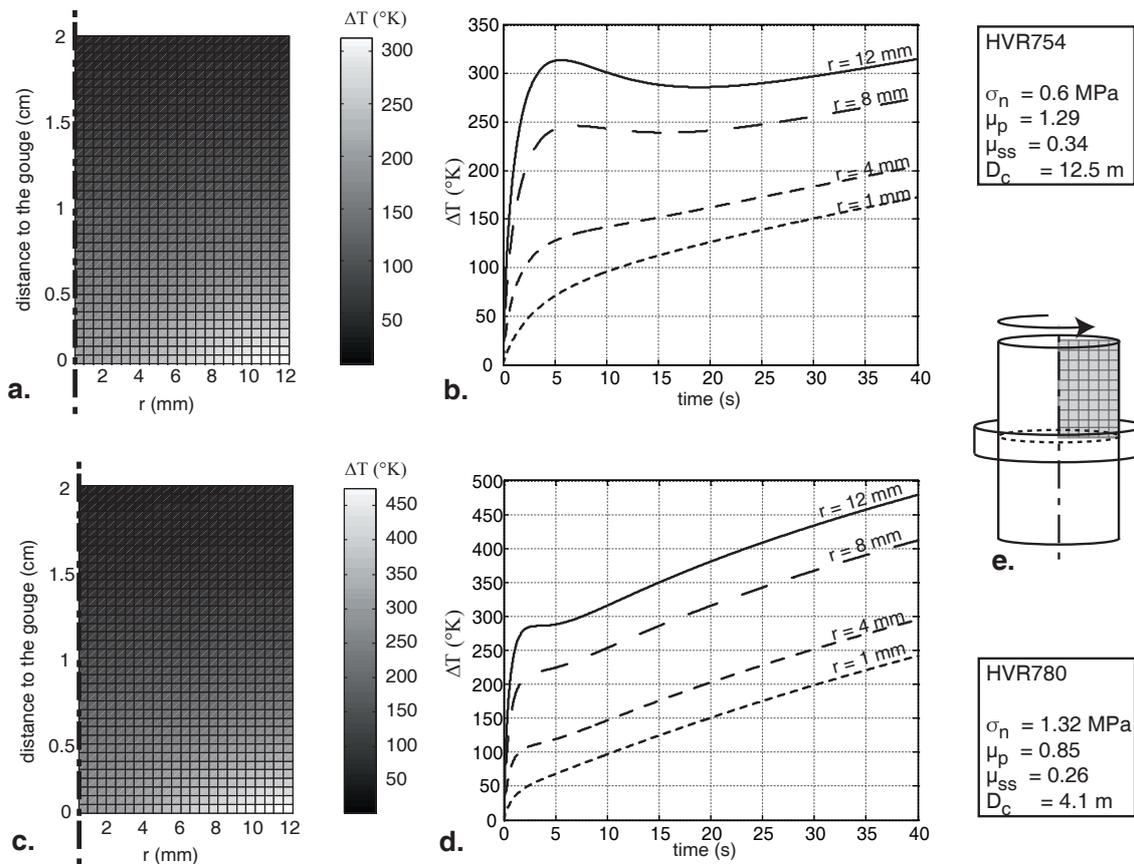


FIGURE 13. | Numerically calculated temperature in samples. All the mechanical energy is assumed to be converted into heat on the slipping surface. Two experiments were simulated, HVR754 and HVR780. Values for normal stress and total displacement for each experiment are reported in the boxes. Parameter values are as follows : $w = 0.5 \text{ mm}$, $t_{th} = 1 \text{ mm}^2 \text{ s}^{-1}$, $c = 2.7 \text{ MPa C}^{-1}$ and $v_{eq} = 1.03 \text{ m s}^{-1}$. **a and c.** Spatial distribution of temperature after 40 s of slip. The temperature is higher on the edges, where the slip velocity is maximum. **b and d.** Time evolution of temperature on the slipping surface at various radial positions. Maximum temperature reaches about +320 C for experiment HVR754, and about +470 C for experiment HVR780. These results are consistent with experimental data obtained by Mizoguchi (2005). **e.** Sketch showing the location and orientation of the finite volumes grid.

than anticipated. In the same way, the dramatic grain size reduction within the slipping zone implies an increase of kaolinite surface area, and may thus influence the dehydration reaction kinetics. Furthermore, flash heating may also occur at asperity contacts between grains within the slipping zone, and local flash temperatures at contacts can be much higher than the average fault temperature (Archard, 1958/1959; Rice, 2006). Similar explanations are also given by Hirose & Bystricky (2007) who observed water vapor release from serpentinite sheared at high slip rates, but measured temperatures lower than the equilibrium temperature of dehydration. We emphasize that although our numerical integration draws no conclusive and definitive proof that kaolinite is dehydrating at high slip rates in our experiments, our mineralogical data and relative humidity data seem to point in this direction.

Amorphization and dehydration

Another energy sink in our experiment is that of mineral amorphization within the gouge. We estimate the amorphization energy of some minerals contained in the gouge : the enthalpy change at 25°C from crystalline quartz and feldspar to glass ranges from the order of 5 kJ mol⁻¹ for quartz (60 g mol⁻¹ molecular weight) to 50 kJ mol⁻¹ for feldspar (278 g mol⁻¹ molecular weight) (Robie *et al.*, 1979), i.e., around 80 J g⁻¹ for quartz to 200 J g⁻¹ for feldspar. With a thickness w , and an average density of 2700 kg m⁻³, the energy absorbed by mineral amorphization E_{am} can be bounded as follows :

$$2.2 \times 10^8 w \leq E_{\text{am}} \leq 5.4 \times 10^8 w \quad \text{J m}^{-2} \quad (13)$$

In the same way, we estimate the energy needed to dehydrate kaolinite E_{dhy} per unit of fault area : the enthalpy change of dehydration is of the order of 1000 kJ mol⁻¹ (L'vov & Ugolkov, 2005). The molecular weight of kaolinite is 258 g mol⁻¹, its density is about 2700 kg m⁻³. For a mass fraction of kaolinite f_{kaol} and a thickness w , we get :

$$\begin{aligned} E_{\text{dhy}} &\approx w \times f_{\text{kaol}} \times 2700 / 0.258 \times 10^6 \text{ J m}^{-2} \\ &\approx w \times f_{\text{kaol}} \times 1.1 \times 10^{10} \text{ J m}^{-2} \end{aligned}$$

These values are plotted against thickness w in Figure 12 (solid and dotted lines). The measured thickness of the slipping zone ranges from 2 to 40 μm. For both mineral amorphization and kaolinite dehydration, the corresponding energy values are much lower than the calculated fracture energy G_c (and thus lower than the total mechanical energy input). Importantly, this clearly indicates that kaolinite dehydration is a negligible energy sink compared to the total energy input. Let us define E_{heat} the energy converted into heat within the slipping zone per unit of fault area. This energy can be expressed as :

$$E_{\text{heat}} = c_p \rho w (T_{\text{final}} - T_{\text{initial}})$$

where c_p is the specific heat capacity (around 1000 J/(kg K) in most rocks), $(T_{\text{final}} - T_{\text{initial}})$ the temperature increase (around 400°C following Figure 13) and ρ is the density of the rock (about 2700 kg.m⁻³ for most rocks). This yields $E_{\text{heat}} \approx w \times 1.1 \times 10^9 \text{ J.m}^{-2}$. Thus, the ratio $E_{\text{dhy}}/E_{\text{heat}}$ is of the order of $10 \times f_{\text{kaol}}$, leading to a value of about 1 in the case of 10% mass fraction of kaolinite (Table 3). This shows that the dehydration energy is comparable to the heating energy in the slipping zone itself. However, the width of the heated part of the sample is much larger than the width of the slipping zone (Figure 13), which implies that the dehydration energy is by far less than the total heating energy in the whole sample. These estimates are very rough but seem to demonstrate that in our experiments, the major part of G_c is converted either into heat or radiated energy.

Note that Figure 12 also indicates that for a natural fault, the width of the slipping zone must be bounded both by the energy input and the physical processes occurring within it (grain size reduction, amorphization, dehydration, melting, etc). For a given total energy input of an earthquake (depending on its magnitude), the maximum thickness of the ultra-localized deformation zone depends on the degree of grain size reduction, the extent of amorphization or partial melting and/or other thermal or chemical couplings (such as dehydration). This kind of argument could be useful to give additional constraints on the width of the slipping zone in natural fault zones, although the amount of comminution or grain crushing may be less for broader slip zones.

Despite these considerations, the processes that induce slip weakening during HVF experiments are still not clear. However, our results suggest that the main thermodynamic variable that influences

weakening during our experiments is likely to be temperature. Our analysis has shown that most of the mechanical energy seems to be converted into heat (and radiated energy ?) and that a change in the mechanical experimental conditions (normal stress or slip velocity) directly affects both heat production (i.e. the temperature on the slipping plane) and the value of D_c . Thus the weakening mechanism in our experiments may be thermally activated. This is consistent with the extrapolation of D_c values described in section 4.1. In our experiments, thermal pressurization of pore fluid is probably a negligible weakening phenomenon because hydraulic diffusivity is high (the gouge is not consolidated and the pore fluid is in gaseous form), which is certainly not the case in nature (e.g. [Sibson, 1973](#); [Lachenbruch, 1980](#); [Wibberley & Shimamoto, 2005](#); [Noda & Shimamoto, 2005](#); [Rice, 2006](#)).

5. Consequences of co-seismic dehydration on faults

Thermal pressurization of pore fluids is an important thermo-hydro-mechanical coupling that takes place on a fault during seismic slip, which involves a pore pressure build-up induced by frictional heating within a fault zone. It can be modelled by coupling heat diffusion equations and poro-elasticity equations and exhaustive theoretical works have already been published (e.g. [Sibson, 1973](#); [Lachenbruch, 1980](#); [Mase & Smith, 1985](#); [Andrews, 2002](#); [Rice, 2006](#)). Likewise, dehydration of hydrous minerals may also trigger pore pressure increase. We estimate the pore pressure increase due to thermal dehydration of hydrous minerals (such as clays), and compare it to theoretical predictions of the pore pressure increase due to thermal pressurization of pore fluids.

Let us consider a fault rock containing hydrous minerals, assumed to be a porous, fluid-saturated medium. Using an adiabatic, undrained approximation (e.g. [Lachenbruch, 1980](#); [Rice, 2006](#)), the increase in fluid pressure due to thermal pressurization can be estimated by the following expression :

$$\Delta p_{\text{thp}} = \Lambda \Delta T_d \quad (14)$$

where ΔT^d denotes the temperature increase from the initial state when dehydration occurs, and Λ is the thermal pressurization coefficient. Λ is given by :

$$\Lambda = \frac{\lambda_f - \lambda_n}{\beta_f + \beta_n} \quad (15)$$

where λ_f and β_f denote the thermal expansion coefficient and the isothermal compressibility of the pore fluid, respectively, and λ_n and β_n denote the thermal expansion coefficient and the isothermal compressibility of the pore space, respectively.

The mass increment of water due to dehydration (source term dm^d) can be written :

$$dm_d = \rho \chi d\xi \quad (16)$$

where χ denotes the mass fraction of water that can be released during dehydration, ρ is the average rock density and ξ is the extent of reaction. This linear relationship between dm_d and $d\xi$ relies on the hypothesis that water is constantly released during the dehydration process. Note here that equation 16 depends neither on the dehydration mechanism nor on the type of fluid that is expelled from the mineral structure : the only assumption is that fluid is being released from the minerals. In particular, the fluid can be adsorbed water as well as bonded water. In the following the term “dehydration reaction” will refer to either of these cases.

Fault zone	Hydrous minerals (wt %)	Total water content (wt %)	Porosity
MTL	Kaolinite (~ 10-20%)	1.2 - 2.4%	0.04*
SAFOD			
-1360 m	Illite, Chlorite, I-S (4-15%), Laumontite (6-13%)	1.5 - 4.2%	0.05**
-1926 m	Illite, Chlorite (1-6%), Laumontite (1-4%)	0.3 - 1.5%	0.05**
-2545 m	Chlorite, Illite (13-30%), I-S (9-14%)	3.3 - 6.6%	0.05**
-3067 m	Illite (48-51%), I-S (14-18%)	9.3 - 10.4%	0.05**
-3300 m	Chlorite, Illite, I-S (14-60%)	2.1 - 9%	0.05**
Aegion	Chlorite (2-3%), Illite (8-12%)	0.9 - 1.4%	0.08***

TABLE 3. | Mineral and porosity data of fault gouges. Mineral data of MTL fault gouge were estimated from X-ray diffraction patterns previously detailed 2; San Andreas fault data from [Solum *et al.* \(2006\)](#); Aegion fault data from [Sulem *et al.* \(2004\)](#); porosity data from (*) [Wibberley & Shimamoto \(2003\)](#), (***) [Sulem *et al.* \(2007\)](#) (porosity at high confining pressure). Porosity for San Andreas fault rocks (**) was assumed to be 5 %, because of the lack of data, a value chosen such that its order of magnitude is consistent with other measured data. Total water content is an estimate of the sum of the water amount in each hydrous mineral : Illite \approx 12%, Chlorite \approx 15%, I-S (Illite-Smectite) \approx 15%, Laumontite \approx 15% and Kaolinite \approx 14%.

The dehydration term (right hand side of Equation 16) depends on (1) the amount of water that can be released χ and (2) the reaction kinetics ($\frac{\partial \xi}{\partial t}$). Previous studies on thermal pressurization have shown that temperature can increase very rapidly close to the fault plane (or within the deformation zone) (e.g. [Rice, 2006](#); [Rempel & Rice, 2006](#)). Such short time scales imply that temperature can well overshoot the thermodynamic equilibrium temperature of the dehydration reaction, which will increase the driving force for dehydration. Thus, the reaction is considered here as instantaneous at a threshold temperature denoted T_d . In consequence, the effect of dehydration will be a pore pressure peak slowly decreasing by diffusion of the pore fluid.

For the sake of simplicity, we assume no significant change of porous volume due to the dehydration reaction. The additional pore pressure source term can then be expressed as follows :

$$\Delta p_d = \chi \frac{\rho}{\rho_f} \frac{1}{\beta^*} \quad (17)$$

where ρ_f denotes the density of water and β^* the storage capacity of the porous medium. β^* is defined by $\beta^* = n(\beta_n + \beta_f)$, with n being the rock porosity, β_n the isothermal pressure expansivity of the pore space and β_f the isothermal compressibility of the pore fluid. For example and using a set of representative values for the various parameters : $\chi = 1\%$ of total mass fraction is water, $\rho/\rho_f = 2.8$, $\beta^* = 10^{-10} \text{ Pa}^{-1}$, the pore pressure rise due to the reaction is $\Delta p_d = 280 \text{ MPa}$, which is of the order of the overburden pressure in the first ten kilometers of the crust. This has an important consequence, being that if the initial pore pressure is high enough, the sum of overpressures due to (1) thermal pressurization and (2) dehydration reactions can overshoot the normal stress applied to the fault. Such overpressures do not occur in the case of thermal pressurization only, which leads to an asymptotic increase of pore pressure up to the normal stress applied on the fault. In the case of overpressure due to dehydration, the fault would be subjected to tensile stress. Because rocks have low tensile strength, it is likely that hydraulic fracturing would take place within the fault walls and fault process zone.

From the expression for peak pressure at the time of dehydration Δp_d (equation 17), a non-

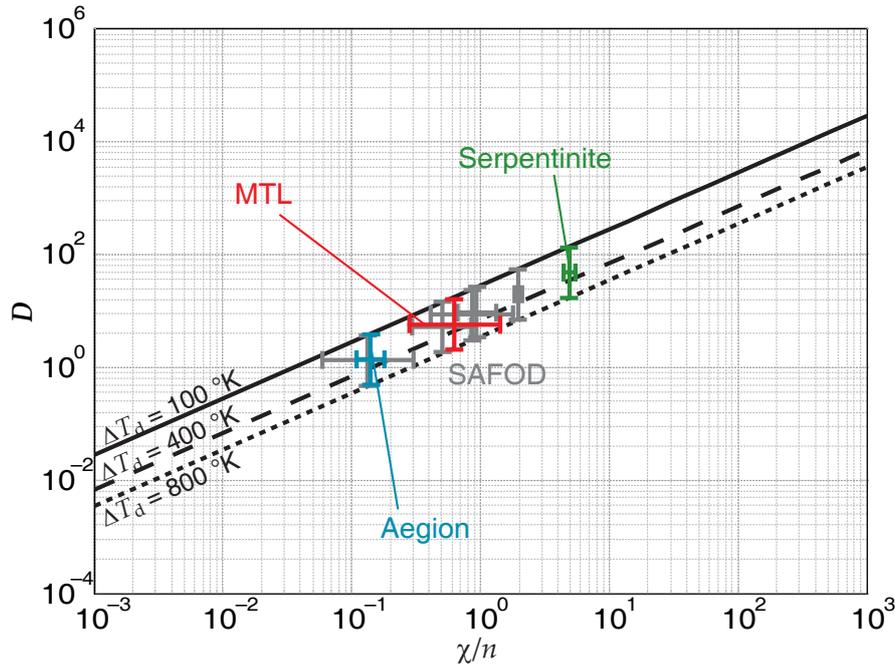


FIGURE 14. | \mathcal{D} values for several fault gouges. Full and dashed lines correspond to different dehydration temperatures. Density ratio ρ/ρ_f is 2.8, and thermal expansion difference $(\lambda_f - \lambda_n)$ is $10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}^{-1}$. Data are reported in table 3. The serpentinite case is plotted as an example, assuming 3 % porosity and 15 % water content. The horizontal length of the bars indicates an estimate of the errors in the ratio χ/n , and their vertical length indicates the range of temperatures used. Most of the corresponding \mathcal{D} values are at least close to 1, which shows that dehydration effects cannot be neglected.

dimensional number denoted \mathcal{D} can be defined by :

$$\mathcal{D} = \frac{\Delta p_d}{\Delta p_{thp}} = \frac{\chi}{n} \frac{\rho}{\rho_f} \frac{1}{(\lambda_f - \lambda_n) \Delta T_d} \quad (18)$$

\mathcal{D} compares the relative importance of the pore pressure terms due to dehydration and thermal pressurization. When $\mathcal{D} \ll 1$, dehydration becomes a negligible phenomenon compared to thermal pressurization; if $\mathcal{D} \sim 1$ then both effects are equally important. If $\mathcal{D} \gg 1$ then dehydration is dominating and hydraulic fracturing might be observed. However, let us emphasize once again that the dehydration reaction can only occur after a sufficient temperature increase (up to the threshold T_d), and thus, thermal pressurization always prevails at first, up to the temperature threshold. Figure 14 plots the values obtained for \mathcal{D} as a function of the ratio χ/n . This ratio compares the relative importance of the amount of water released with the available pore space. Values of this ratio can be estimated for several fault zones, and the parameter values used in the estimation are presented in Table 3. One fault gouge sample recovered from the San Andreas Fault Observatory at Depth (SAFOD) exhibit a low \mathcal{D} value (close to 0.1), but most measurements on other SAFOD fault zones give higher values : \mathcal{D} ranges from 1 (e.g. Aegion or MTL fault gouges) to 10 (SAFOD). Dehydration effects are thus likely to be non-negligible in most of the fault zones reported here. This is due to the nearly ubiquitous presence of hydrous minerals, mainly clays, in superficial and medium depth faults. However, as reported by [Solum et al. \(2006\)](#), the amount of clay is highly variable from one fault gouge to another.

Likewise, serpentinized rocks usually have very low porosity and their hydrous-minerals content is very high, and it appears that dehydration is a phenomenon that has to be taken into account when considering earthquake propagation within these materials. Moreover, in the case when $\mathcal{D} \gg 1$, the pore pressure increase due to dehydration may dramatically reduce the effective stress, and thus prevent further frictional heating. Therefore dehydration reactions limit the increase in temperature within the slipping zone, not so much because they are generally endothermic, but because of the reduction in effective normal stress. This may be an additional explanation for the apparent scarcity of pseudotachylytes in nature : if the amount of hydrous minerals present in a fault zone is high enough, melting cannot occur easily since dehydration occurs first and stops (or slows down) heat production. We find here agreement with the assertion that pseudotachylytes can only be produced in dry, crystalline rocks, as reported by [Sibson & Toy \(2006\)](#).

6. Conclusions

The main conclusions of our study are :

(1) Field data on the MTL (Tsukide outcrop) show several gouge layers with varying kaolinite content which might be interpreted as a result of kaolinite decomposition during a seismic event.

(2) HVF tests on MTL gouge samples show that shear stress decreases abruptly during slip. The characteristic slip distance D_c ranges from a few meters to a few tens of meters and decreases with normal stress. The D_c values do not scale with any geometric length scale of the samples. To compare these values to seismologically inferred values, an extrapolation of D_c to higher normal stresses can be performed assuming that D_c is controlled by heating within the gouge sample. This shows that D_c vary with the inverse of slip velocity and the inverse of the square of the normal stress, leading to very small values from around 4 cm to 0.4 mm at 10 to 100 MPa normal stress, respectively. However, such analysis relies on the assumption that the thickness of the slipping zone is the thermally affected width and does not take into account the influence of the presence of fluids and large scale geometric and mechanical effects. These may play an important role in the effective value of D_c parameter in real earthquakes.

(3) SEM and TEM investigations of our deformed gouge highlight the presence of a thin, highly deformed zone, interpreted as the main slipping zone. The siliceous and aluminous fraction of this zone are amorphized, and contains nanometric grains. Only a few metal oxides are preserved. The microstructure is deeply altered during deformation with such intensity that it must be related to the temperature increase and to the mechanical interaction of grains.

(4) Investigations of the energy balance show that the surface energy created during shearing corresponds to only 2 to 5 % of the fracture energy calculated from the mechanical data. From this observation, we conclude that the mechanical energy dissipated in comminution is negligible compared to the fracture energy G_c . Moreover, we showed that kaolinite dehydration and mineral amorphization are also negligible energy sinks compared to the total energy input. These estimates are very rough, but seem to indicate that in our experiments at least, the major part of G_c was converted either into heat or into radiated energy. However, for a given total energy input (depending on the magnitude of the earthquake), the maximum thickness of the ultra-localized deformation zone depends on the amount of grain size reduction, the extent of amorphization or partial melting and/or other thermal or chemical couplings (such as dehydration). This kind of argument could be useful to give additional constraints on the width of the slipping zone in natural fault zones.

(5) Our experimental work shows that kaolinite may dehydrate seismic slip velocities. This has

important large scale mechanical implications. Indeed, co-seismic dehydration of clays (or hydrous minerals in general) may trigger a pore pressure pulse, superimposed with the pressure increase from thermal pressurization of pore fluid. For water contents as low as 1 % (which is the case of some of the SAFOD cores, for instance), this pulse can be of the order of the overburden pressure of the first ten kilometers of the crust. In consequence, if the initial pore pressure is high enough, the sum of overpressures due to (1) thermal pressurization and (2) dehydration reactions can exceed the normal stress applied to the fault. In such a case, frictional heating can slow down or even stop, except if the fault walls are strongly damaged, which may induce a rapid drainage of the gouge and increase the frictional heating. In any case, this effect may strongly affect the thermal evolution of the fault, and further investigation are needed to constrain which phenomenon is more likely to occur (increase or decrease in frictional heating). If it turns out that damage is not important, then co-seismic dehydrations might be a plausible explanation for the apparent scarcity of pseudotachylytes in nature.

In the future, additional constraints should be added : (1) by performing systematic mineralogical analysis on natural fault gouges, (2) by constructing numerical models that incorporate an additional fluid source term in the thermal pressurization equations coming from dehydration, and (3) by investigating experimentally fluid pressurization during dehydration of hydrous minerals, especially the corresponding irreversible deformation.

Acknowledgments

The authors would like to thank David Troadec, Vincent Richard and Nathaniel Findling for their technical help preparing FIB sections, using the TEM and performing XRD measurements respectively. NB thank Raehee Han and Takehiro Hirose for their help on the experimental devices. We gratefully thank Giulio Di Toro and Nick Beeler for their constructive comments that helped to improve this work. Fundings for this project were obtained from the TAO department at ENS and CNRS-INSU 3F Program.

References

- Andrews, D. J. (1976), Rupture propagation with finite stress in antiplane strain, *J. Geophys. Res.*, *81*(20), 3575–3582.
- Andrews, D. J. (2002), A fault constitutive relation accounting for thermal pressurization of pore fluid, *J. Geophys. Res.*, *107*(B12), 2363, doi :10.1029/2002JB001942.
- Andrews, D. J. (2005), Rupture dynamics with energy loss outside the slip zone, *J. Geophys. Res.*, *110*, B01307, doi :10.1029/2004JB003191.
- Archard, J. F. (1958/1959), The temperature of rubbing surfaces, *Wear*, *2*, 438–455.
- Carslaw, H. S., and J. C. Jaeger (1959), *Conduction of heat in solids*, 2nd ed., Oxford University Press, New York.
- Chester, J. S., F. M. Chester, and A. K. Kronenberg (2005), Fracture surface energy of the punch-bowl fault, san andreas system, *Nature*, *437*(1), 133–136.
- Darot, M., Y. Guéguen, Z. Benchemam, and R. Gaboriaud (1985), Ductile-brittle transition investigated by micro-indentation : results for quartz and olivine, *Phys. Earth Planet. Inter.*, *40*, 180–186.

Deer, W. A., R. A. Howie, and J. Zussman (1966), *An Introduction to the Rock Forming Minerals*, Longman.

Di Toro, G., D. Goldsby, and T. E. Tullis (2004), Friction falls towards zero in quartz rock as slip velocity approaches seismic rates, *Nature*, *427*, 436–439.

Di Toro, G., G. Pennacchioni, and G. Teza (2005), Can pseudotachylytes be used to infer earthquake source parameters ? an example of limitations in the study of exhumed faults, *Tectonophysics*, *402*, 3–20.

Di Toro, G., T. Hirose, S. Nielsen, G. Pennacchioni, and T. Shimamoto (2006), Natural and experimental evidence of melt lubrication of faults during earthquakes, *Science*, *311*, 647–649.

Dietrich, J. H. (1978), Time-dependent friction and mechanics of stick-slip, *Pure Appl. Geophys.*, *116*, 790–806.

Dietrich, J. H. (1979), Modeling of rock friction : 1. experimental results and constitutive equations, *J. Geophys. Res.*, *84*, 2161–2168.

Famin, V., S. Nakashima, A.-M. Boullier, K. Fujimoto, and T. Hirono (2008), Earthquakes produce carbon dioxide in crustal faults, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *265*, 487–497.

Frost, R. L., E. Horváth, E. Makó, and J. Kristóf (2004), Modification of low- and high-defect kaolinite surfaces : implications for kaolinite mineral processing, *J. Colloid Interface Sci.*, *270*, 337–346.

Fukuyama, E., T. Mikumo, and B. Olsen (2003), Estimation of the critical slip-weakening distance : Theoretical background, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *93*, 1835–1840.

Giese, R. F. (1988), Kaolin minerals : Structures and stabilities, in *Hydrous Phyllosilicates (exclusive of micas)*, *Reviews in Mineralogy*, vol. 19, edited by S. W. Bailey, chap. 3, pp. 29–66, Min. Soc. Am.

Goldsby, D. L., and T. E. Tullis (2002), Low frictional strength of quartz rocks at subseismic slip rates, *Geophys. Res. Lett.*, *29*(17), 1844, doi :10.1029/2002GL015240.

Han, R., T. Shimamoto, J. Ando, and J. Ree (2007a), Seismic slip record in carbonate-bearing fault zones : an insight from high-velocity friction experiments on siderite gouge, *Geology*, submitted.

Han, R., T. Shimamoto, T. Hirose, J. Ree, and J. Ando (2007b), Ultra-low friction of carbonate faults caused by thermal decomposition, *Science*, *316*(5826), 878–881.

Hirose, T. (2003), Fractal dimension of molten surfaces as a possible parameter to infer the slip-weakening distance of faults from natural pseudotachylytes, *J. Struct. Geol.*, *25*, 1569–1574.

Hirose, T., and M. Bystricky (2007), Extreme dynamic weakening of faults during dehydration by coseismic shear heating, *Geophys. Res. Lett.*, *34*, L14311, doi :10.1029/2007GL030049.

Hirose, T., and T. Shimamoto (2005), Growth of molten zone as a mechanism of slip weakening of simulated faults in gabbro during frictional melting, *J. Geophys. Res.*, *110*, B05202, doi :10.1029/2004JB003207.

Horváth, E., R. L. Frost, E. Makó, J. Kristóf, and T. Cseh (2003), Thermal treatment of mechanochemically activated kaolinite, *Thermochim. Acta*, *404*, 227–234.

Ichikawa, K. (1980), Geohistory of the median tectonic line of southwest japan, *Memoir of the Geological Survey of Japan*, *18*, 187–212.

Ide, S., and M. Takeo (1997), Determination of constitutive relations of fault slip based on seismic wave analysis, *J. Geophys. Res.*, *102*, 27,379–27,391.

Lachenbruch, A. H. (1980), Frictional heating, fluid pressure, and the resistance to fault motion, *J. Geophys. Res.*, *85*, 6097–6122.

- L'vov, B. V., and V. L. Ugolkov (2005), Kinetics and mechanism of dehydration of kaolinite, muscovite and talc analyzed thermogravimetrically by the third-law method, *J. Thermal Anal. Cal.*, 82, 15–22.
- Ma, K.-F., H. Tanaka, S.-R. Song, C.-Y. Wang, J.-H. Hung, Y.-B. Tsai, J. Mori, Y.-F. Song, E.-C. Yeh, W. Soh, H. Sone, L.-W. Kuo, and H.-Y. Wu (2006), Slip zone and energetics of a large earthquake from the taiwan chelungpu-fault drilling project, *Nature*, 444(23), 473–476.
- Makó, E., L. Frost, J. Kristóf, and E. Horváth (2001), The effect of quartz content on the mechanochemical activation of kaolinite, *J. Colloid Interface Sci.*, 244, 359–364.
- Marone, C. J., and B. D. Kilgore (1993), Scaling of the critical slip distance for seismic faulting with shear strain in fault zones, *Nature*, 362, 618–621.
- Mase, C. W., and L. Smith (1985), Pore-fluid pressures and frictional heating on a fault surface, *Pure Appl. Geophys.*, 122, 583–607.
- Mikumoto, T., K. B. Olsen, E. Fukuyama, and Y. Yagi (2003), Stress-breakdown time and slip-weakening distance inferred from slip-velocity functions on earthquake faults, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 93, 264–282.
- Mizoguchi, K. (2005), High-velocity frictional behavior of nojima fault gouge and its implications for seismogenic fault motion, Ph.d. thesis, Kyoto University.
- Mizoguchi, K., T. Hirose, T. Shimamoto, and E. Fukuyama (2007), Reconstruction of seismic faulting by high-velocity friction experiments : An example of the 1995 kobe earthquake, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L01308, doi :10.1029/2006GL027931.
- Nielsen, S., G. Di Toro, T. Hirose, and T. Shimamoto (2008), Frictional melt and seismic slip, *J. Geophys. Res.*, 113, B01308, doi :10.1029/2007JB005122.
- Noda, H., and T. Shimamoto (2005), Thermal pressurization and slip-weakening distance of a fault : An example of hanaore fault, southwest japan, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 95(4), 1224–1233.
- Ohnaka, M. (1992), Earthquake source nucleation : A physical model for short-term precursors, *Tectonophysics*, 211, 149–178.
- Ohnaka, M. (2003), A constitutive scaling law and a unified comprehension for frictional slip failure, shear fracture of intact rock, and earthquake rupture, *J. Geophys. Res.*, 108(B2), 2080, doi :10.1029/2000JB000123.
- Pittarello, L., G. Di Toro, A. Bizzarri, G. Pennacchioni, J. Hadizadeh, and M. Cocco (2008), Energy partitioning during seismic slip in pseudotachylite-bearing faults (gole larghe fault, adamo, italy), *Earth Planet. Sci. Lett.*, 269(1), 131–139.
- Rempel, A., and J. R. Rice (2006), Thermal pressurization and onset of melting in fault zones, *J. Geophys. Res.*, 111, B09314, doi :10.1029/2005JB004006.
- Rice, J. R. (1999), Flash heating at asperity contacts and rate-depend friction, *Eos. Trans. AGU*, 80(46), Fall Meet. Suppl.
- Rice, J. R. (2006), Heating and weakening of faults during earthquake slip, *J. Geophys. Res.*, 111, B05311, doi :10.1029/2005JB004006.
- Robie, R. A., B. S. Hemingway, and J. R. Fisher (1979), Thermodynamic properties of minerals and related substances at 298.15 k and 1 bar (10⁵ pascals) pressure and at higher temperatures, *U.S. Geological Survey Bulletin*, 1452.
- Ruina, A. L. (1983), Slip instability and state variable friction laws, *J. Geophys. Res.*, 88, 10,359–10,370.
- Scholz, C. H. (1988), The critical slip distance for seismic faulting, *Nature*, 336, 761–763.

Shimamoto, T., and A. Tsutsumi (1994), A new rotary-shear high-velocity frictional testing machine : Its basic design and scope of research, *Struct. Geol.*, 39, 65–78, in Japanese with English abstract.

Sibson, R. H. (1973), Interaction between temperature and pore-fluid pressure during earthquake faulting – a mechanism for partial or total stress relief, *Nature*, 243, 66–68.

Sibson, R. H., and V. G. Toy (2006), The habitat of fault-generated pseudotachylyte : presence vs. absence of friction melt, in *Earthquakes : radiated energy and the physics of faulting*, edited by R. Abercrombie, A. McGarr, G. Di Toro, and H. Kanamori, American Geophysical Union, Washington, DC.

Solum, L. G., S. H. Hickman, D. A. Lockner, D. E. Moore, B.A. van der Pluijm, A. M. Schleicher, and J. P. Evans (2006), Mineralogical characterization of protolith and fault rocks from the safod main hole, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L21314, doi :10.1029/2006GL027285.

Song, S., L. kuo, H. Chen, and E. Yeh (2007), Slip zone and temperature of faulting in the 1999 chi-chi taiwan earthquake, *Eos Trans. AGU*, 88(52), fall Meet. Suppl., Abstract T33C-1491.

Sulem, J., I. Vardoulakis, H. Ouffroukh, M. Boulon, and J. Hans (2004), Experimental characterization of the thermo-poro-mechanical properties of the aegion fault gouge, *Comptes Rendus Geoscience*, 336(4-5), 455–466.

Sulem, J., P. Lazar, and I. Vardoulakis (2007), Thermo-poro-mechanical properties of clayey gouge and application to rapid fault shearing, *Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech.*, 31, 523–540.

Suwa, K., K. Miyakawa, S. Mizutani, M. Hayashida, and Y. Ohiwa (1997), Tsukide outcrop : a large outcrop of the median tectonic line, central kii peninsular, japan, *J. Geol. Soc. Jpn.*, 103, 35–36.

Tinti, E., P. Spudich, and M. Cocco (2005), Earthquake fracture energy inferred from kinematic rupture models on extended faults, *J. Geophys. Res.*, 110, B12303, doi :10.1029/2005JB003644.

Tsutsumi, A., and T. Shimamoto (1997), High-velocity frictional properties of gabbro, *Geophys. Res. Lett.*, 24, 699–702.

Wibberley, C. A. J., and T. Shimamoto (2003), Internal structure and permeability of major-lip fault zones : the median tectonic line in mie prefecture, southwest japan, *J. Struct. Geol.*, 25, 59–78.

Wibberley, C. A. J., and T. Shimamoto (2005), Earthquake slip weakening and asperities explained by thermal pressurization, *Nature*, 436(4), 689–692.

Yund, R. A., M. L. Blanpied, T. E. Tullis, and J. D. Weeks (1990), Amorphous material in high strain experimental fault gouges, *J. Geophys. Res.*, 95(B10), 15,589–15,602.

Paper 2.

Thermo-Chemical Pressurization of Faults During Coseismic Slip

N. Brantut¹, A. Schubnel¹, J. Corvisier¹, J. Sarout^{1,2}

Abstract

During earthquakes, frictional heating on the fault plane induces a temperature rise and thus a pore pressure rise, which is known as Thermal Pressurization (TP). Coseismic mineral dehydrations may occur due to this temperature increase, and are included within the TP framework. Dehydrations are modeled as a source term for pore pressure because of the total volume change, and a sink term for temperature because they are endothermic. The reaction occurs within the slipping zone when a threshold temperature T_s is reached. Dehydration reaction kinetic is modeled using a first order reaction rate. Using energy and fluid mass conservation, we derive analytically the equations of evolution of pore pressure, temperature and reaction extent in the undrained, adiabatic case using a constant reaction rate. We investigate the values of the kinetic rate constant required to produce a significant effect, which are much higher than laboratory data reported in the literature on clay, serpentine and phyllosilicate dehydration. We show however that such high values can be reached if the temperature dependency of the rate constant is taken into account. Next, we include fluid and heat transport, and use an Arrhenius law to calculate the rate constant as a function of temperature. The subsequent set of differential equations is then solved numerically. The main effect of dehydration reactions is an increase of pore pressure and a stabilization of the temperature during slip. We explore a wide range of parameters in order to determine in which cases dehydration can be considered as a nonnegligible process. For high permeability rocks ($> 10^{-18} \text{ m}^2$) and when the amount of water that can be released is of the order of 10%, dehydration is an important mechanism as it delays the onset of melting, which would normally occur even within the TP framework. If the onset temperature is low compared to the initial temperature T_0 ($T_s - T_0 \lesssim 150^\circ\text{C}$), overpressure can occur. If the reactions are highly endothermic and if their kinetic is fast enough, frictional melting would not occur unless the dehydration reactions are completed within the slipping zone.

1. Introduction

Although most of our knowledge of earthquakes energy budget comes from the part of the energy that is radiated during an earthquake and can then be observed on seismograms, it is certain that

1. Laboratoire de Géologie, CNRS UMR 8538, École Normale Supérieure, Paris, France.
2. Now at : CSIRO Division of Petroleum Resources, Kensington, Australia.

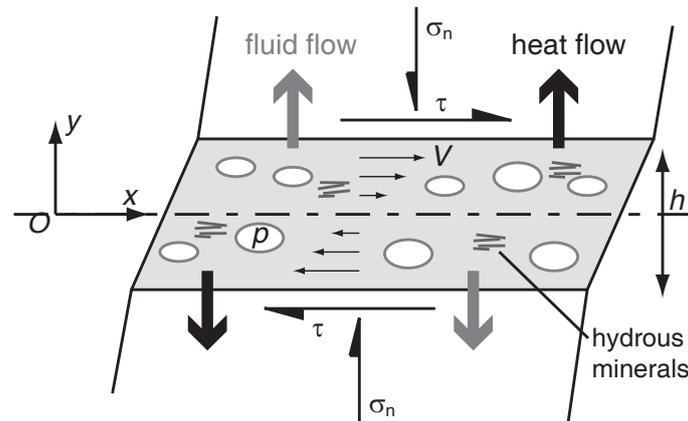


FIGURE 1. | Sktech of the fault zone model. The slipping zone thickness is h , diffusion of heat and fluid occurs perpendicularly to the fault direction. Hydrous minerals are present within the slipping zone and may dehydrate at elevated temperature.

an important part is also dissipated along the fault plane : for example converted into heat within the fault zone or into surface energy within the process and damage zones. However, the fact that field observations of local melting of fault rocks, i.e. pseudotachylytes, are scarce, along with the absence of clear temperature anomaly on the San Andreas Fault led [Sibson \(1973\)](#) and [Lachenbruch \(1980\)](#) to argue that the presence of fluids within the fault rocks may prevent an important temperature rise : as the faults heats up due to frictional work, the pore pressure builds up and decreases the fault strength, which in turn reduces the frictional heating. This idea was first suggested by [Goguel \(1969\)](#), and exhaustive theoretical works have been published on the topic in the past two decades (e.g. [Lachenbruch, 1980](#); [Mase & Smith, 1985](#); [Andrews, 2002](#); [Rice, 2006](#); [Rempel & Rice, 2006](#); [Sulem *et al.*, 2007](#)). In particular, the relationship between frictional melting and thermal pressurization has already been studied by [Rempel & Rice \(2006\)](#).

On the other hand, many experimental studies have highlighted various phenomena that are likely to occur during earthquakes. For instance, laboratory data on natural fault gouges suggest that thermal pressurization could indeed play an effective role during real earthquakes ([Wibberley & Shimamoto, 2003](#); [Noda & Shimamoto, 2005](#); [Wibberley & Shimamoto, 2005](#)). So could local melting ([Tsutsumi & Shimamoto, 1997a](#); [Hirose & Shimamoto, 2005](#); [Di Toro *et al.*, 2006](#)) and silica gel formation in quartz rocks([Goldsby & Tullis, 2002](#)), which have been produced in the laboratory. Recently, coseismic mineral decompositions such as dehydration of serpentinite or kaolinite ([Hirose & Bystricky, 2007](#); [Brantut *et al.*, 2008](#)) and decarbonation of calcite and siderite ([Han *et al.*, 2007b,a](#)) have also been demonstrated experimentally. Most importantly, field evidences that such reactions may take place coseismically have already been presented in the Chelung-Pu drill cores by [Hirono *et al.* \(2008\)](#); [Hamada *et al.* \(2009\)](#), and in the Nojima fault core where evidence of carbonate degassing were observed by [Famin *et al.* \(2008\)](#).

If they occur during an earthquake, dehydration reactions are likely to influence the mechanical behaviour of fault during slip in many geological settings since most shallow to intermediate depth fault gouges are rich in clay minerals such as illite, smectite, montmorillonite, kaolinite ([Solum *et al.*, 2006](#); [Sulem *et al.*, 2004](#), e.g. in the San Andreas or Aegion faults,) which can dehydrate at temperatures that can well be attained during thermal pressurization (e.g. using the values suggested by [Rempel & Rice, 2006](#)). In consequence and contrarily to local melting, both phenomena

(thermal pressurization of pore fluid and dehydration reactions) are likely not to be exclusive, as suggested in a recent publication (Brantut *et al.*, 2008). In fact, a recent study by Sulem & Famin (2009) has already shown the influence of coseismic decarbonation of limestone on the thermo-mechanical properties of faults.

Following these recent observations, we present here a new formulation of thermal pressurization in which we implemented a chemical coupling in order to take into account mineral reactions such as dehydrations. This coupling takes place after the onset of dehydration, within the thermal pressurization framework, and we calculate the subsequent pore pressure and temperature evolutions within a thin, water-saturated slipping zone. First, we present our new formulation of the thermal pressurization equations which includes the dehydration source terms in the poro-elastic coupling as (1) a water mass transfer from the solid phase to the fluid phase, and (2) a modified energy balance equation because mineral dehydrations are generally endothermic reactions and may thus represent an important energy sink (as noted by Sulem & Famin (2009)). Secondly, we solve this set of coupled equations analytically in the adiabatic, undrained case with a constant reaction kinetic. Using the results of these calculations performed at constant rate, we discuss the effect a different rate would have, as well as the effect of its dependency on temperature. Finally, we solve numerically the system of equations and explore the model behaviour for different sets of parameters : (1) we test the parameters linked to the reaction itself such as the kinetic of the reaction, its activation energy, the enthalpy variation due to the reaction and the equilibrium temperature at which the reaction takes place, and (2) the parameters linked to the fault rock properties such as the slipping zone thickness, the fault rock permeability and the depth at which the slip occurs. In each of these cases, the effects of the chemical reaction on temperature and pressure are investigated in comparison to what would be observed in the regular thermal pressurization framework (i.e. with no dehydration).

2. Description of the Model

2.1. Thermal Pressurization with Dehydration

Thermal Pressurization (TP) can be modelled by coupling heat diffusion equations and poro-elasticity equations (Lachenbruch, 1980; Mase & Smith, 1985; Andrews, 2002; Rice, 2006; Rempel & Rice, 2006). Here we derive the TP equations including a chemical coupling as source terms in the mass and energy conservation equations. The fault main slipping zone is considered as a porous, elastic, fluid saturated medium ; fluid and heat transfers occur perpendicularly to the fault (coordinate y) only. For the sake of simplicity, variations of the parameters along the fault are not taken into account, so the problem is fully one-dimensional. Figure 1 is a sketch representing the physical setting of the problem. In order to develop the model in its most general form, we do not focus here on any particular dehydration reaction. It is only assumed here that the reactions are temperature dependent, i.e. they start at a threshold temperature T_s independent of the stress or pore pressure applied in the medium. This assumption appears to be reasonable since we focus on the shallow part of the crust (< 15 km), where the lithostatic pressure and the pore pressure are of the order of several hundreds megapascals : in this range of pressure, the phase transition of most of the hydrous minerals (clays and phyllosilicates) is almost not pressure dependent. This starting temperature is not necessarily the equilibrium temperature : the heating rate is very high and there might be a temperature overstep. In the simplest case, dehydration reactions can be thought of as



where ν is the number of moles of water that are released during the reaction.

To keep the spirit of making elementary estimates, the assumption is made that the reaction occurs within the slipping zone only. Such an hypothesis is reasonable since (1) TP always produces higher temperatures inside the slipping zone and (2) there might be a mechanical activation of the mineral reaction by grain crushing (Makó *et al.*, 2001; Horváth *et al.*, 2003) during shearing, which could facilitate the dehydration. The enthalpy variation of the reaction is denoted by $\Delta_r H$. To keep a general form for the calculations, it is convenient to define χ as the mass fraction of water that can be released per unit of total rock mass :

$$\chi = w_m \times \frac{\nu M_{\text{H}_2\text{O}}}{M_m}, \quad (2)$$

where M_m and $M_{\text{H}_2\text{O}}$ are the molar weight of the dehydrating mineral and of the fluid respectively and w_m the mass fraction of the dehydrating mineral in the rock. The total energy change per unit volume of the slipping layer ΔH can then be expressed as

$$\Delta H = \chi \frac{\rho}{\nu M_{\text{H}_2\text{O}}} \Delta_r H, \quad (3)$$

where ρ is the bulk density of the rock. Assuming that all the frictional work is converted into heat, the energy equation in the slipping zone is given by

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \tau \dot{\gamma} - \frac{\partial q_{\text{th}}}{\partial y} + \Delta H \frac{\partial \xi}{\partial t}, \quad (4)$$

where τ denotes the shear stress applied on the fault, $\dot{\gamma}$ the shearing rate, q_{th} the heat flux, ξ the extent of reaction, c the specific heat capacity per unit of rock mass. The heat flux can be expressed using Fourier's law : $q_{\text{th}} = -K \partial T / \partial y$ for pure conduction, where K is the thermal conductivity. The shearing rate in a layer of thickness h for a slip rate V is $\dot{\gamma} = V/h$. The shear stress is calculated as the frictional resistance of the layer, proportional to the average effective stress in the slipping zone : $\tau = \mu (\sigma_n - \bar{p})$, where μ is the friction coefficient, σ_n the normal stress applied on the fault and \bar{p} the average pore pressure within the layer. Thus the heat equation becomes

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \mu (\sigma_n - \bar{p}) \frac{V}{h \rho c} + \alpha_{\text{th}} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\Delta H}{\rho c} \frac{\partial \xi}{\partial t}, \quad (5)$$

where $\alpha_{\text{th}} = K/\rho c$ the thermal diffusivity, which is assumed to be spatially constant, and independent from both pressure and temperature. ΔH can be negative if the reaction is endothermic or positive if the reaction is exothermic. It is possible to define the theoretical temperature change due to the reaction by

$$\Delta T^{\text{d}} = \frac{\Delta H}{\rho c}, \quad (6)$$

which corresponds to the contribution of the chemical reaction to the temperature evolution. Most dehydration reactions being endothermic, the sign of ΔT^{d} is negative and the temperature will decrease as the reaction progresses. The relative importance of friction versus dehydration will be discussed later.

The mass conservation equation for the fluid in the slipping zone is

$$\frac{\partial m}{\partial t} + \frac{\partial q_f}{\partial y} = \frac{\partial m^d}{\partial t}, \quad (7)$$

where m is the fluid mass per unit volume, q_f is the fluid flux and m^d is the fluid mass per unit volume coming from dehydration. The fluid mass increment dm can be written as (Rice, 2006)

$$dm = \rho_f \beta^* \left(dp - \Lambda dT + \frac{dn^{\text{irr}}}{\beta^*} \right), \quad (8)$$

where n is the porosity, ρ_f the fluid density, n^{irr} the irreversible (inelastic) deformation of pores. Λ and β^* are defined as follows :

$$\Lambda = \frac{\lambda_f - \lambda_n}{\beta_f + \beta_n}, \quad (9)$$

$$\beta^* = n(\beta_f + \beta_n), \quad (10)$$

where β_n is the pore compressibility, λ_n the pore thermal expansivity, β_f the fluid compressibility and λ_f the fluid thermal expansivity. The source term due to dehydration in equation 7 is simply

$$dm^d = \rho \chi d\xi. \quad (11)$$

The reaction is also associated with a volume change, considered here as an irreversible variation of porosity Δn^{irr} . The increment of porosity can thus simply be expressed as a function of ξ :

$$dn^{\text{irr}} = \Delta n^{\text{irr}} d\xi. \quad (12)$$

The fluid flux q_f can be expressed by Darcy's law :

$$q_f = -\rho_f \frac{k}{\eta_f} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad (13)$$

where k is permeability and η_f is fluid viscosity. Substituting Darcy's law and equations 8, 11, 12 into mass conservation equation 7 yields

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \Lambda \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{\rho_f \beta^*} \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho_f \frac{k}{\eta_f} \frac{\partial p}{\partial y} \right) + \left(\frac{\rho}{\rho_f} \chi - \Delta n^{\text{irr}} \right) \frac{1}{\beta^*} \frac{\partial \xi}{\partial t}. \quad (14)$$

Except the thermal effect, such an expression is similar to the equation of Wong *et al.* (1997b) for dehydrating systems. Except for the additional terms $\left(\frac{\rho}{\rho_f} \chi - \Delta n^{\text{irr}} \right) \frac{1}{\beta^*} \frac{\partial \xi}{\partial t}$ and $\frac{\Delta H}{\rho c} \frac{\partial \xi}{\partial t}$, the calculations lead to the standard equations of thermal pressurization (e.g. Rice, 2006). These additional terms depend on (1) the dehydration kinetic $\left(\frac{\partial \xi}{\partial t} \right)$ (2) the amount of water that can be released χ and (3) the solid volume change Δn^{irr} . The pore pressure variation induced by the reaction can be expressed as follows :

$$\Delta p^d = \left(\chi \frac{\rho}{\rho_f} - \Delta n^{\text{irr}} \right) \frac{1}{\beta^*}. \quad (15)$$

Parameter	Symbol	Value	Units
Friction coefficient	μ	0.4	
Specific heat capacity per unit volume	ρc	2.7	MPa °C ⁻¹
Thermal expansion of pores	λ_n	0.02×10^{-3}	°C ⁻¹
Compressibility of pores	β_n	2.49×10^{-9}	Pa ⁻¹
Thermal expansion of water	λ_f	1.21×10^{-3}	°C ⁻¹
Compressibility of water	β_f	0.88×10^{-9}	Pa ⁻¹
Density of water	ρ_f	800	kg m ⁻³
Slip velocity	V	1	m.s ⁻¹
Normal stress	σ_n	196	MPa
Initial pore pressure	p_0	70	MPa
Initial temperature	T_0	210	°C
Slipping zone thickness	h	1	mm
Porosity	n	0.05	
Equilibrium temperature	T_s	500	°C
Enthalpy of reaction	$\Delta_r H$	100	kJ mol ⁻¹
Mass fraction of water	χ	0.01	
Characteristic time of thermal pressurization	t_{tp}	0.0192	s
Onset time of dehydration	t_s	$1.19 \times t_{tp}$	s
Characteristic time of energy-controlled kinetic	t_e	$0.063 \times t_{tp}$	s
Virtual temperature change	ΔT^d	-35.7	°C
Virtual pressure change	Δp^d	208	MPa

TABLE 1. | Data used for the adiabatic, undrained model. The constant values of thermal expansion and compressibility of pores and water come from [Rice \(2006\)](#).

This expression is general and does not depend on the dehydration mechanism. The water that is released can be either bonded, adsorbed or interlayered (in the case of clays such as illite-smectite). The density of the fluid ρ_f has to be calculated as a function of pressure and temperature because the fluid can become supercritical during thermal pressurization. Thermal pressurization of typical fault materials at depth (e.g. using the parameters summarized in table 2) induces a relatively high temperature increase, up to several hundreds of degrees, whereas the fluid pressure is bounded by the normal stress applied on the fault, which is of the order of 100 MPa at 4 km depth. In such a case, the density of water is relatively low, thus promoting a positive value of Δp^d . For instance, a thermodynamic calculation performed with the software GEOTAB ([Berman, 1991, 2007](#)) for the dehydration of pure chrysotile at a pore pressure of 200 MPa and a temperature of 600°C yields a net increase of volume of about +24.7%.

2.2. Representative parameters

The set of the thermo-poro-mechanical parameters used in TP calculations is not fully investigated here. As our approach consists in giving a broad view of the coupling phenomena, we do not focus on a particular fault zone, but rather choose a representative set of parameters in order to observe the variety of processes triggered by the newly introduced couplings. Based on field and experimental data in the literature ([Wibberley, 2002](#); [Wibberley & Shimamoto, 2003](#); [Noda & Shimamoto, 2005](#); [Mizoguchi, 2005](#)) and on the parameter set used by [Rice \(2006\)](#) and [Rempel & Rice \(2006\)](#), we choose the values that are presented in Tables 2 and 1. Such values correspond to a typical clay bearing, low porosity, low permeability ultra-cataclasite, as can be observed in exhumed faults such as the Median Tectonic Line (SW Japan) ([Wibberley, 2002](#); [Wibberley & Shi-](#)

Parameter	Symbol	Value	Units
Friction coefficient	μ	0.4	
Specific heat capacity per unit volume	ρc	2.7	MPa. $^{\circ}\text{C}^{-1}$
Thermal diffusivity	α_{th}	1	$\text{mm}^2.\text{s}^{-1}$
Thermal expansion of pores	λ_n	0.02×10^{-3}	$^{\circ}\text{C}^{-1}$
Compressibility of pores	β_n	2.49×10^{-9}	Pa^{-1}
Thermal expansion of water	λ_f	†	$^{\circ}\text{C}^{-1}$
Compressibility of water	β_f	†	Pa^{-1}
Density of water	ρ_f	†	kg.m^{-3}
Viscosity of water	η_f	‡	Pa.s
Slip velocity	V	1	m.s^{-1}
Normal stress	σ_n	196	MPa
Initial pore pressure	p_0	70	MPa
Initial temperature	T_0	210	$^{\circ}\text{C}$
Slipping zone thickness	h	1	mm
Porosity	n	0.05	
Permeability	k	10^{-20}	m^2
Equilibrium temperature	T_s	500	$^{\circ}\text{C}$
Rate constant at T_s	κ_s	10^{-4}	s^{-1}
Enthalpy of reaction	$\Delta_r H$	100	kJ.mol^{-1}
Activation energy	E_a	300	kJ.mol^{-1}

TABLE 2. | Data used in the numerical calculations. Pores compressibility values β_n and pores thermal expansion values λ_n come from Rice (2006). †Thermodynamic properties of water are calculated with GEOTAB software. ‡Water viscosity is calculated with a polynomial fit of IAPWS-IF97 data.

mamoto, 2003; Brantut *et al.*, 2008) or the Hanaore Fault (SW Japan) (Noda & Shimamoto, 2005). The slipping zone thickness is set to 1 mm, the porosity to 5 % and the permeability to 10^{-20} m^2 , corresponding to typical values for natural fault gouges (Wibberley & Shimamoto, 2003; Noda & Shimamoto, 2005; Sulem *et al.*, 2007). The pore compressibility and the thermal expansion coefficient correspond to average values for a highly damaged rock (Rice, 2006). For simplicity, the dependency of the fault rock physical parameters (mainly porosity and permeability) with effective pressure is not taken into account. The depth is set at about 7 km, which leads to a average normal lithostatic stress of about 196 MPa and an average hydrostatic fluid pressure of 70 MPa. The initial temperature is 210°C , corresponding to a geotherm of $30^{\circ} \text{ km}^{-1}$. The frictional coefficient is set at an average value of 0.4 (Noda & Shimamoto, 2005), following laboratory data on the Median Tectonic Line (MTL) fault gouge (Brantut *et al.*, 2008) and the Nojima fault gouge (Mizoguchi, 2005). According to recent studies (Han *et al.*, 2007b,a; Brantut *et al.*, 2008; Mizoguchi *et al.*, 2009), it would be reasonable to let the friction coefficient itself evolve with displacement and/or temperature ; however there is still no consensus in the literature regarding the rheology to be used for describing its evolution, and such considerations are beyond the scope of this study.

The water properties are either set at their initial values at depth (for the analytical solution developed later on), or calculated as functions of p and T using GEOTAB and the IAPWS-IF97 (International Association for the Properties of Water and Steam, Industrial Formulation 1997) data sets.

In addition to this set of thermo-poro-mechanical parameters, our model introduces new parameters linked to the chemistry and mineralogy of the rock. Because these parameters are either poorly constrained or strongly dependent on the particular mineral, a basic set of parameters is chosen to match a typical clay or phyllosilicate (such as kaolinite), and the dependency of the solution on

Mineral Reaction	$\Delta_r H$ (kJ mol ⁻¹)
kaolinite → quartz + kyanite + 2 water	74
5 chrysotile → talc + 6 forsterite + 9 water	415
antigorite → 4 talc + 18 forsterite + 27 water	1181
kaolinite → metakaolinite + 2 water	≈ 1000 †

TABLE 3. | Examples of mineral dehydration reactions The value of enthalpy variation is calculated using GEOTAB (Berman, 1991, 2007), at $T = 600^\circ\text{C}$ and $P = 200$ MPa, in a water-saturated medium. †This value is taken from L'vov & Ugolkov (2005), in standard conditions of P and T .

these parameters will be extensively investigated. The water content χ can be calculated knowing the mineralogy and the particular dehydration reaction involved (equation 2). The solid volume change Δn^{irr} also depends on each specific chemical reaction. In general, the total volume change is positive, and we never deal with negative pore pressure changes. This parameter can be ignored by assuming that a nonnegligible value of Δn^{irr} can be taken into account by setting a lower value of χ . This is an approximation because the porosity also influences the storage capacity and thus the transport properties of the rock, but the model presented here neglects these changes. This hypothesis will be discussed later. The temperature T_s at which dehydration starts is set at 500°C : this can be viewed as an average for most clays and hydrous phyllosilicates. Depending on the mineral, this temperature can vary from 300°C (smectite) to 800°C (chlorite). As stated in the previous section, these values should not correspond to the real thermodynamic equilibrium, but rather to a temperature overstep at which the reaction becomes significant. This will be fully discussed in section 4. The enthalpy variation $\Delta_r H$ is well constrained by laboratory data and most of the values can be precisely calculated with the thermodynamic calculation software GEOTAB (Berman, 1991, 2007). A value of ~ 1000 kJ mol⁻¹ corresponds roughly to an upper bound for most of dehydration reactions. Representative values are reported on Table 3. The value for $\Delta_r H$ will be set in the range 10-1000 kJ mol⁻¹. As shown in equation 3, the stoichiometry of the reaction is also involved to calculate ΔH as a function of χ . An average of $\nu \approx 2$ is taken, thus implying $\Delta H \approx \chi \times 10^9$ to $\chi \times 10^{11}$. Note however that this value could be precisely calculated when considering a particular chemical reaction.

3. Analytical Solution for the Adiabatic, Undrained Case With Constant Kinetic Parameters

In order to give an insight on the thermal, chemical and mechanical couplings described above, we first consider the case where heat and fluid transports are negligible. The case of TP without chemical couplings has been completely solved by Lachenbruch (1980) (among many others), leading to the following equations for pressure and temperature :

$$T(t) = T_0 + \frac{\sigma_n - p_0}{\Lambda} \left(1 - e^{-t/t_p}\right), \quad (16)$$

$$p(t) = \sigma_n - (\sigma_n - p_0)e^{-t/t_p}, \quad (17)$$

where $t_p = \rho ch / (\Lambda \mu V)$ is the characteristic thermo-pressurization weakening time. In this situation, there is no dependency on the spatial coordinate y , so strictly $T = \bar{T}$ and $p = \bar{p}$. In our case, this description remains valid until the temperature reaches T_s and the reaction starts. This corresponds to a time t_s and a pore pressure $p_s = \sigma_n - (\sigma_n - p_0) - \Lambda(T - T_s)$.

3.1. Energetically constrained reaction rate

At this point, the reaction starts and a governing law is needed for the reaction rate. As a first approximation, we may consider that, starting from t_s , all the frictional energy is absorbed by the reaction rather than converted into heat. In other words, the energy produced by the action of shear stress is dissipated into latent heat of reaction and does not directly increase the temperature. For simplicity, a shifted timescale $t^* = t - t_s$ is used in the following. In such a case, recalling that adiabatic conditions are assumed, the reaction progress can be written as

$$\frac{\partial \xi}{\partial t^*} = -\frac{\mu V(\sigma_n - p)}{\rho ch \Delta T^d}. \quad (18)$$

The differential system for p and T then becomes

$$\frac{\partial T}{\partial t^*} = 0, \quad (19)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t^*} = \Delta p^d \left(-\frac{\mu V(\sigma_n - p)}{\rho ch \Delta T^d} \right), \quad (20)$$

which can be directly solved to give

$$T(t^*) = T_s, \quad (21)$$

$$p(t^*) = (\sigma_n - p_s) e^{-t^*/t_e}, \quad (22)$$

$$\xi(t^*) = \frac{\sigma_n - p_s}{\Delta p^d} \left(1 - e^{-t^*/t_e} \right), \quad (23)$$

where $t_e = -t_p \Lambda \Delta T^d / \Delta p^d$ corresponds to the characteristic time of the reaction progress for an energetically constrained kinetic.

The comparison of this characteristic time t_e to the characteristic time of TP t_p gives a straightforward insight of the importance of the dehydration phenomenon compared to TP. Using the parameters summarized in Table 1 we get $t_e/t_p \sim 10^{-2}$, which means that the reaction progresses much faster than TP and is thus a nonnegligible process.

The gray dashed curves on Figure 2 display the evolution of pore pressure, temperature and reaction extent as a function of time. The calculated value of t_e is of the order of 10^{-4} s, which corresponds to a nearly instantaneous reaction.

In this situation, the temperature remains constant during the whole reaction. The pore pressure tends asymptotically to σ_n as the dehydration progresses. The reaction is not complete and ξ is bounded by $\xi_{\max} = (\sigma_n - p_s) / \Delta p^d$.

For a higher $|\Delta T^d|$ and/or a lower Δp^d , the characteristic time t_e would be higher but not by more than one order of magnitude. Such reaction rates at the onset of dehydration are probably too fast and more realistic kinetic parameters have to be investigated.

3.2. Solution Using a First Order Kinetic

Alternatively, we can assume a first order kinetic to describe the reaction progress :

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = (1 - \xi) \kappa, \quad (24)$$

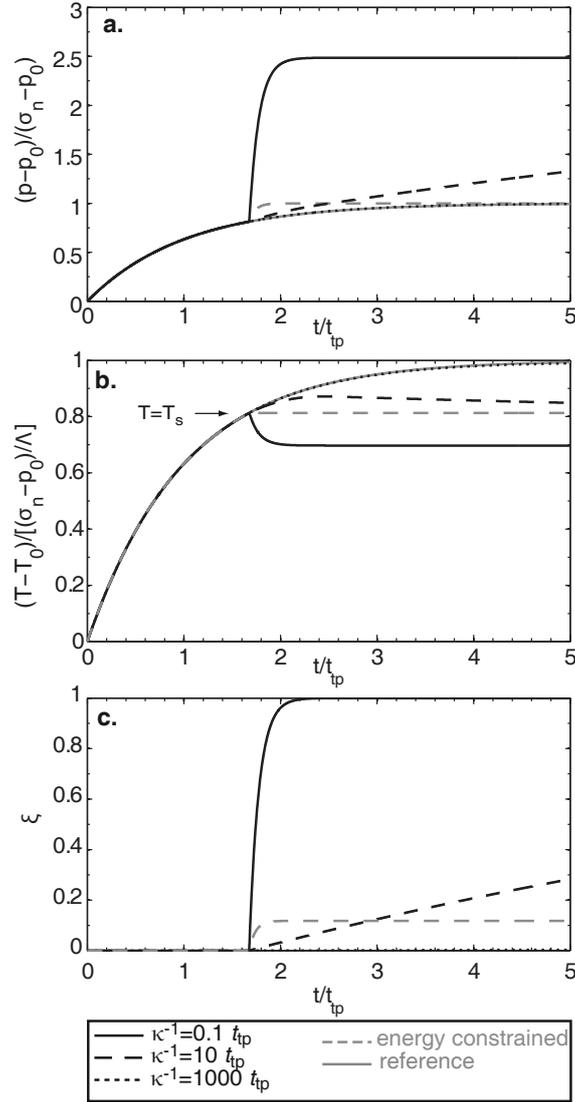


FIGURE 2. | Adiabatic, undrained limit with constant kinetic parameters. **a.** Evolution of the pore pressure normalized to $\sigma_n - p_0$; **b.** Evolution of the temperature normalized to $(\sigma_n - p_0)/\Lambda$; **c.** Reaction extent. The starting temperature is 450°C . The gray curve displays the behaviour without dehydration reaction. The gray dashed line corresponds to the case of an energetically constrained reaction rate. The black lines correspond to three different rate constants κ . A fast reaction rate produces a sudden, high overpressure and a drop of temperature. A very slow reaction rate does not change the behaviour. An intermediate reaction rate produces a progressive increase of pore pressure while temperature slightly decreases after a small overstep.

where κ is the rate constant of the reaction, expressed in s^{-1} . The system of equations 5 and 14 can then be solved analytically.

Before going into details, one can notice that, in the case when $1/\kappa \gg t_{\text{tp}}$, the dehydration reaction occurs much slower than the TP process, which implies that it can be neglected at the timescale of a rapid slip event. In the case when $1/\kappa \lesssim t_{\text{tp}}$ both phenomena have to be considered.

The evolution of the reaction progress as a function of time t^* can be directly calculated :

$$\xi(t^*) = 1 - e^{-t^*/t_r}, \quad \text{thus} \quad \frac{\partial \xi}{\partial t}(t^*) = \kappa e^{-t^*/t_r}, \quad (25)$$

where $t_r = 1/\kappa$ is the characteristic time of the reaction progress. The evolutions of pore pressure and temperature can then be written

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{V\mu(\sigma_n - p)}{\rho ch} + \Delta T^d \kappa e^{-t^*/t_r}, \quad (26)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \Lambda \frac{\partial T}{\partial t} + \Delta p^d \kappa e^{-t^*/t_r}. \quad (27)$$

This system of equations can then be solved to give

$$\begin{aligned} T - T_s &= \left(\frac{\sigma_n - p_s}{\Lambda} + \frac{\Delta T^d + \Delta p^d / \Lambda}{t_r / t_{tp} - 1} \right) (1 - e^{-t^*/t_{tp}}) \\ &+ \left(\Delta T^d + \frac{\Delta T^d + \Delta p^d / \Lambda}{t_{tp} / t_r - 1} \right) (1 - e^{-t^*/t_r}), \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \sigma_n - p &= (\sigma_n - p_s) e^{-t^*/t_{tp}} \\ &+ \frac{\Lambda \Delta T^d + \Delta p^d}{t_r / t_{tp} - 1} (e^{-t^*/t_{tp}} - e^{-t^*/t_r}). \end{aligned} \quad (29)$$

In both equations 28 and 29, the chemical term (with its characteristic time t_r) appears linked to the poro-thermo-mechanical term (with its characteristic time t_{tp}). When the mineral dehydration occurs, both terms act in opposite ways.

Representative examples are plotted on Figure 2, which displays the evolution of pore pressure, temperature and reaction extent as functions of time. The black lines correspond to three different values of t_r , ranging from $10^{-3}t_{tp}$ to $10t_{tp}$. The parameter values used for these simulations are presented on Table 1.

Equations 28 and 29 point out the relative importance of the two characteristic times t_{tp} and t_r . If $t_{tp} \ll t_r$, dehydration can be neglected and the equations can be simplified to give the same system as equations 16 and 17. This is shown by the dotted black curve on Figure 2 which corresponds to $t_r = 10^3 t_{tp}$: the plot does not show any quantitative difference with the reference case (no dehydration).

For faster reaction rates, i.e. when $t_r = 10t_{tp}$ (black dashed curve on Figure 2), the dehydration reaction induces a progressive increase of the pore pressure along with a stabilization of the temperature slightly above T_s . The pore pressure increases beyond the normal stress σ_n , showing that coseismic shear-induced dehydrations can produce transient overpressures within the slipping zone. In this case, the branch of the curve above σ_n is calculated with no frictional heating.

In the case when $t_r \ll t_{tp}$, dehydration is the dominant mechanism and the system can be rewritten simply as :

$$T - T_s \sim \Delta T^d (1 - e^{-t^*/t_r}) \quad (30)$$

$$p - p_s \sim (\Lambda \Delta T^d + \Delta p^d) (1 - e^{-t^*/t_r}) \quad (31)$$

In this situation, the maximum pore pressure rise is $\Delta p^d + \Lambda \Delta T^d$, and does not involve σ_n . The pore pressure can thus increase beyond the normal stress. The full black curve on Figure 2[a], calculated

with $t_r = 10^{-1}t_{tp}$, highlights this process. It implies that the fault could experience tensile stress : in such situations, various phenomena can occur (hydrofracturing, fluidization), which are beyond the scope of this study.

As explained previously, $\Delta T^d < 0$. From equation 30, the temperature T decreases rapidly down to $T_s + \Delta T^d$, which can be observed on Figure 2[b]. At this point, the enthalpy change of the reaction needs to be taken into account : if $|\Delta H|$ is large, $|\Delta T^d|$ is also large and the temperature would drop down below the thermodynamic equilibrium temperature of the reaction, i.e. the reaction absorbs more energy than that available in the system, which is unrealistic. This highlights the importance of taking into account the energy sink when calculating the kinetic of the reaction in such situations.

3.3. Outcomes and limitations of the model

With these calculations on a simplified model, the different behaviours of the system can already be distinguished : (1) when the reaction rate is slow compared to the characteristic time of TP, the dehydration phenomenon can be neglected ; (2) when the reaction occurs over the same timescale as TP, dehydration is not negligible. In the latter case, two situations are possible. If the kinetic constant and/or the enthalpy change are relatively small, the dehydration reaction triggers an additional pore pressure increase that can exceed the normal stress applied on the fault, and concurrently the temperature will slightly decrease below the starting temperature. If the kinetic constant and/or the enthalpy change is large, then the reaction rate is controlled by the amount of energy available in the system rather than by its intrinsic kinetic. In such a case, the temperature is bounded by the starting temperature and a transient equilibrium is met between the energy released mechanically and the energy dissipated by the mineral reaction once the reaction has started and until it is completed.

By combining these different cases, the reaction rate can be rewritten as

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = \min \left\{ (1 - \xi)\kappa, -\frac{1}{\Delta H} \frac{\mu V(\sigma_n - \bar{p}(t))}{h} \right\}. \quad (32)$$

A high value of enthalpy variation ΔH would promote an energy-controlled kinetic, slowing down the dehydration process. The thickness of the slipping zone h plays a key role because it controls the temperature rise and thus the characteristic time of TP. In consequence, a change in h influences the growth of the pore pressure due to dehydration : a thick slipping zone implies a larger effect of the dehydration source term, whereas a thin slipping zone tends to decrease the relative importance of dehydration compared to TP.

An essential point is that the different behaviours are fundamentally dependent on the reaction kinetic, in particular the value of the kinetic constant κ .

4. Towards a Realistic Reaction Kinetic

In all the calculations so far we have only used constant values for κ during the dehydration process. It is however well known that the value of the reaction constant changes with temperature, following an Arrhenius law of the form :

$$\kappa(\bar{T}) = \kappa_s \exp \left(\frac{E_a}{R} \left(\frac{1}{T_s} - \frac{1}{\bar{T}} \right) \right), \quad (33)$$

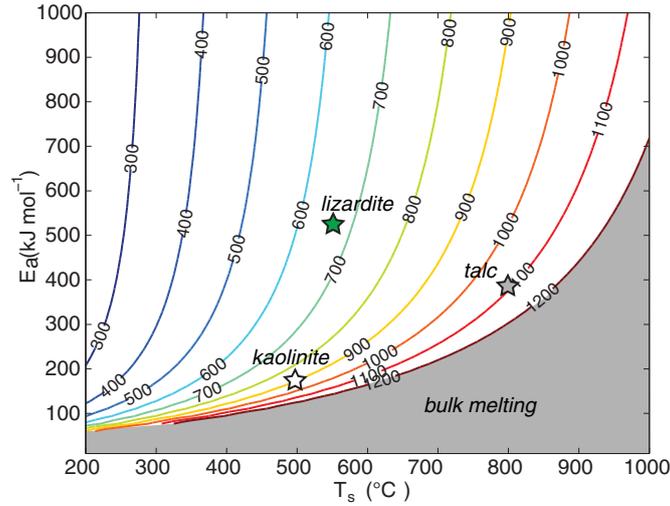


FIGURE 3. | Temperature at which $\kappa(T) = 1 \text{ s}^{-1}$, for $\kappa_s = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, as a function of the activation energy E_a and starting temperature T_s . The calculation uses the Arrhenius law (equation 33). Data on kaolinite, lizardite and talc come from [Bellotto *et al.* \(1995\)](#); [Llana-Fúnez *et al.* \(2007\)](#); [Bose & Ganguly \(1994\)](#). The melting temperature of the bulk rock is set at 1200°C .

where E_a is an activation energy, κ_s is the rate constant at the starting temperature and R the gas constant. The average temperature \bar{T} within the slipping zone may exceed temporarily the starting temperature because the reaction is not instantaneous and the frictional source term $\frac{\mu(\sigma_n - \bar{p})V}{h\rho c}$

can be larger than the chemical sink term $\frac{\Delta H}{\rho c} \frac{\partial \xi}{\partial t}$. The reaction kinetic will accelerate when \bar{T} overshoots the starting temperature T_s . Arrhenius law is valid only at or near equilibrium; a more complete description would include the temperature dependency within E_a , which corresponds to the distance to equilibrium. In fact E_a increases when the temperature exceeds equilibrium, thus increasing exponentially the rate constant κ . As we include only one dependency on temperature in our model, it gives a lower bound estimation of the dehydration kinetic. The validity of our model depends on the maximum overshoot $\bar{T}_{\text{max}} - T_s$, and a large difference $\bar{T}_{\text{max}} - T_s$ indicates that the reaction would have progressed faster than predicted.

It is important to discuss and choose carefully the values of E_a and κ_s that will be used in the calculations. Laboratory data can be used to constrain these values, despite the fact that they were obtained close to equilibrium or for relatively slow heating rates, which is obviously not the case in fault zones during rapid slip. In the case of dehydration reaction of powdered lizardite at zero effective pressure, the rate constant at 550°C is of the order of 10^{-4} s^{-1} , and the activation energy is approximately 429 kJ mol^{-1} ([Llana-Fúnez *et al.*, 2007](#)). For kaolinite dehydration, the early work by [Kissinger \(1956\)](#) yielded $\kappa(T = 500^\circ\text{C}) \approx 2.05 \cdot 10^{-4} - 4.42 \cdot 10^{-1} \text{ s}^{-1}$ and $E_a \approx 100 - 167 \text{ kJ mol}^{-1}$, depending on the mineral quality and the heating rate. A more recent work on kaolinite by [Bellotto *et al.* \(1995\)](#) gives $\kappa(T = 500^\circ\text{C}) \approx 8.8 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ and $E_a \approx 160 \text{ kJ mol}^{-1}$. For talc dehydration ([Bose & Ganguly, 1994](#)), we determined $\kappa(T = 800^\circ\text{C}) \approx 1.5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, using $E_a \approx 372 \text{ kJ mol}^{-1}$. These authors also show that the reaction rate increases with decreasing grain size (down to $1 \mu\text{m}$). In their study, [Bose & Ganguly \(1994\)](#) also indicate that the dehydration mechanism of hydrous phyllosilicates would follow a heterogeneous nucleation and growth mechanism, with a narrow activation

energy range of 325 – 400 kJ mol⁻¹. In addition, numerous studies have investigated dehydration reactions kinetics of kaolinite (e.g. [Yeskis *et al.*, 1985](#); [Klevtsov *et al.*, 1988](#); [Castelein *et al.*, 2001](#); [Horváth *et al.*, 2003](#)), serpentinite (e.g. [Cattaneo *et al.*, 2003](#); [Candela *et al.*, 2007](#)) and montmorillonite (e.g. [Huang *et al.*, 1994](#); [Bray *et al.*, 1998](#); [Bray & Redfern, 1999](#)). These studies do not systematically present precise kinetic parameters that can directly be used in the model, mainly because the first order rate law we chose does not always hold. However, all these experimental data highlight the fact that when heating rates are high, the reactions significantly start at higher temperatures and at faster kinetic. In particular, [Huang *et al.* \(1994\)](#) show that montmorillonite dehydration is of the order of minutes, and can be even faster for the release of the interlayer water ([Bray & Redfern, 1999](#)). Likewise, [Candela *et al.* \(2007\)](#) report that the complete phase transition from chrysotile to forsterite can be achieved within 1 – 10 minutes when the samples are heated several hundreds of degrees above the equilibrium temperature.

In order to have an insight of the potential relevance of dehydration effects in the framework of rapid slip events on a fault, we can compare the characteristic time of dehydration to the characteristic duration of an earthquake. From the Arrhenius law (equation 33), we can calculate the temperature at which the kinetic constant κ becomes of the order of 1 s⁻¹. This temperature is plotted on Figure 3 as a function of E_a and T_s , for a constant value of $\kappa_s = 10^{-4}$ s⁻¹. This Figure highlights that dehydration reactions may last ~ 1 s at a temperature of $\sim 900^\circ\text{C}$ for kaolinite, $\sim 1100^\circ\text{C}$ for talc and $\sim 670^\circ\text{C}$ for lizardite.

In the following, the rate constant κ will thus be calculated with equation 33, using an average $\kappa_s = 10^{-4}$ s⁻¹ and $E_a = 300$ kJ mol⁻¹. These values have to be considered as global averages for most of the dehydration reactions of clays and serpentine. The starting temperature T_s now can be viewed as the real equilibrium temperature, because the temperature overstep will be directly handled by the Arrhenius law.

5. The General Case : Effects of Fluid and Heat Diffusion

The adiabatic, undrained approximation described previously is an end-member, valid for small displacements and/or a relatively thick slipping zone ([Rempel & Rice, 2006](#)) only. In order to get a more realistic view of the system, it is important to take into account heat and fluid diffusion. This case can be solved numerically using the general equations 5 and 14 which are recalled here :

$$\begin{aligned}\frac{\partial T}{\partial t} &= \mu(\sigma_n - \bar{p})\frac{V}{h\rho c} + \alpha_{th}\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\Delta H}{\rho c}\frac{\partial \xi}{\partial t}, \\ \frac{\partial p}{\partial t} &= \Lambda\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{\rho_f\beta^*}\frac{\partial}{\partial y}\left(\rho_f\frac{k}{\eta_f}\frac{\partial p}{\partial y}\right) \\ &\quad + \left(\frac{\rho}{\rho_f}\chi - \Delta n^{irr}\right)\frac{1}{\beta^*}\frac{\partial \xi}{\partial t}.\end{aligned}$$

The reaction rate still needs to be calculated using the minimum between the kinetic constant $\kappa(\bar{T})$ and the energetically constrained rate. In order to take into account heat diffusion, equation 32

needs to be modified as follows :

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = \min \left\{ (1 - \xi) \kappa(\bar{T}(t)), -\frac{1}{\Delta H} \left(\frac{\mu V(\sigma_n - \bar{p}(t))}{h} + \alpha_{th} \rho c \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \right\}. \quad (34)$$

The last term corresponds in fact to $-(1/\Delta T^d)(\partial T/\partial t)$, which means that all the thermal energy is driving the dehydration reaction.

5.1. Modelling strategy

Calculations are performed numerically using a one dimensional implicit finite difference scheme, with constant time steps and variable space steps (see appendix A for details on the numerical discretization). Only one half space is modelled, and a zero flux condition is set at both edges of the grid. The grid size is large enough to prevent border effects. This method allows to take into account the dependencies of some parameters on pressure and temperature. In particular, water properties are calculated using the IAPWS-IF97 data set and the GEOTAB software (Berman, 1991, 2007). The values of all the parameters are summarized in Table 2.

5.2. Numerical results

Figure 4 shows two representative behaviours of the pore pressure, the temperature and the reaction extent within the slipping zone for two different starting temperatures T_s . The reference TP curve (gray line) is plotted for comparison. In the case when $T_s = 500^\circ\text{C}$ (dotted line), which corresponds to the dehydroxylation temperature of kaolinite, the reaction induces a slight increase in pore pressure and slows down the temperature increase. These two features are very similar to the adiabatic, undrained case. However, the kinetic of dehydration is different. Here, the rate constant κ_s when the reaction starts is set at 0.0001 s^{-1} , but κ is now also temperature dependent. The kinetic is thus faster, which induces nonnegligible effects due to the dehydration reaction.

Because the Arrhenius law forbids the temperature to be much higher than the equilibrium temperature while the reaction is occurring, the reaction progresses at an almost constant temperature, slightly higher than T_s ($\sim 180^\circ\text{C}$ overstep). As the equilibrium temperature is exceeded, the reaction rate increases and the system cools down because the reaction is endothermic. Figure 4[c] shows that the reaction rate is relatively low at the beginning of the dehydration and then increases at around 0.2 s, which corresponds to the time when the temperature increase is large enough to induce a large increase of $\kappa(\bar{T})$. From then on, the slip continues at a constant temperature and a transient equilibrium is met between energy production through frictional heating and energy dissipation through mineral dehydration.

If the equilibrium temperature is lower ($T_s = 320^\circ\text{C}$, which is approximately the dehydration temperature of smectite), the pore pressure increases abruptly at the onset of dehydration and can increase beyond the applied normal stress σ_n . This is possible because of the temperature overstep, which can be viewed as additional stored energy. This energy is absorbed by the reaction even if the frictional energy falls to zero. Subsequently, the pore pressure decreases slightly below σ_n but remains high while the dehydration reaction progresses. The average temperature remains very close to T_s . The reaction extent is fast at the beginning. During the transient overpressure, it almost stops and then re-increases when the pore pressure decreases below the normal stress again. This

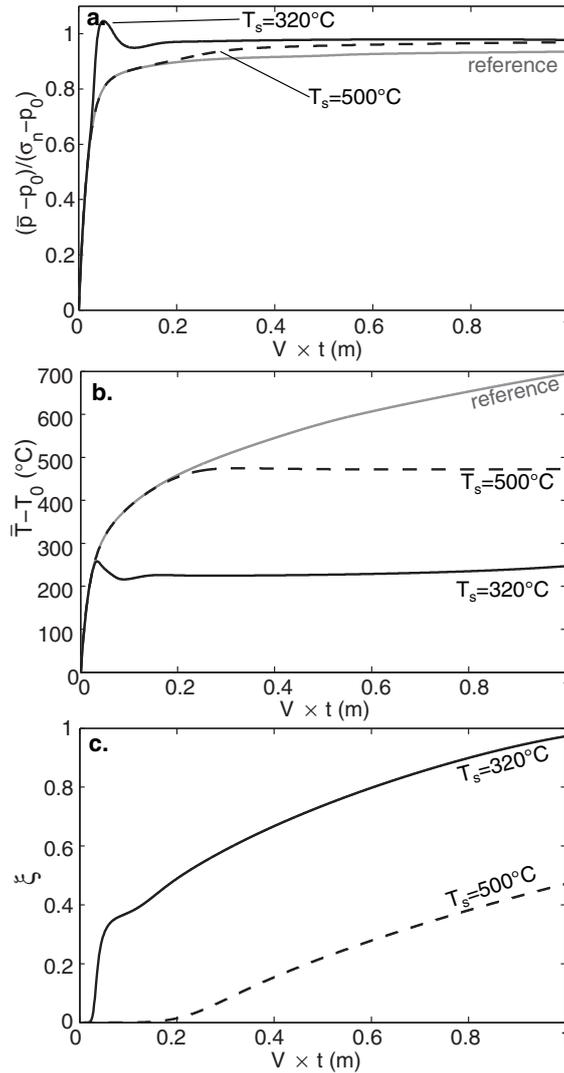


FIGURE 4. | Numerical simulations including pore fluid and heat transport for permeability $k = 10^{-20} \text{ m}^2$. **a.** Average pore pressure evolution within the slipping zone. **b.** Average temperature evolution within the slipping zone. **c.** Evolution of the reaction extent. The reference thermal pressurization curve is plotted in gray. The dotted curve corresponds to parameters values summarized in Table 2. The full black curve corresponds to the case of $T_s = 320^\circ\text{C}$. In both cases, the temperature increase is stopped while the reaction is progressing. When the reaction is finished it starts increasing again. In the case of a low dehydration temperature (full line), the pore pressure increases over the normal stress and the reaction tends to progress faster.

corresponds to a shift from the first order kinetic to the energy-controlled kinetic, which slows down the progress of the reaction. This is clearly linked to the way the reaction kinetic is calculated : it is bounded by the amount of energy available in the system and is low when friction $\mu(\sigma_n - \bar{p})$ is low.

Figure 5 displays the same plots for a fault zone with a much higher permeability $k = 10^{-18} \text{ m}^2$. The reference TP curve (gray line) is plotted for comparison. Its shape is not monotonic due to

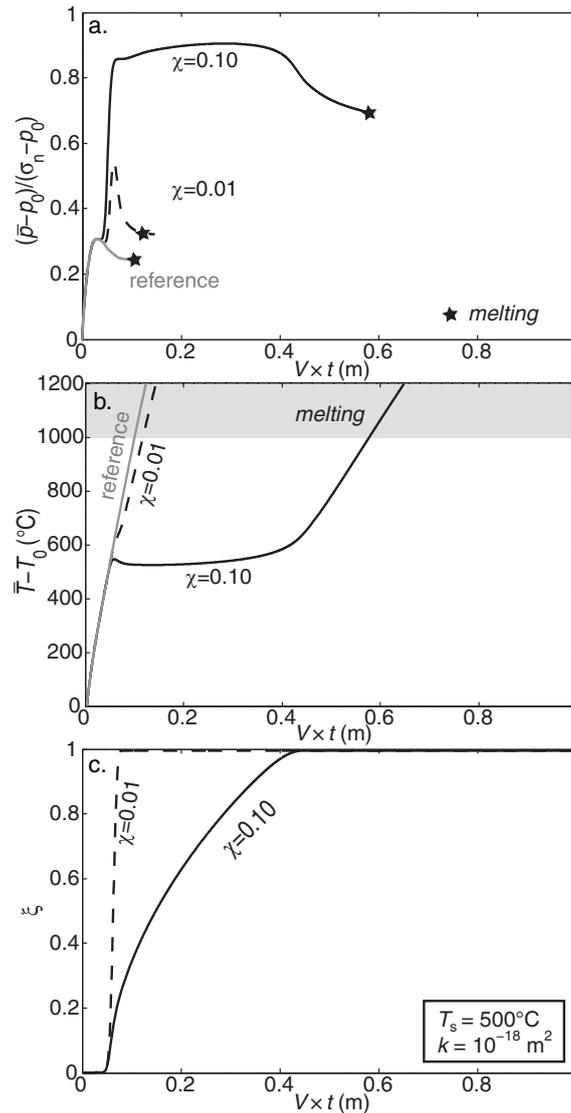


FIGURE 5. | Numerical simulations including pore fluid and heat transport for permeability $k = 10^{18} \text{ m}^2$. a. Average pore pressure evolution within the slipping zone. **b.** Average temperature evolution within the slipping zone. **c.** Evolution of the reaction extent. The reference thermal pressurization curve is plotted in gray. Except for permeability, the parameter values are given in Table 2. The dotted curve corresponds to $\chi = 0.10$ (large water amount) and the full curve corresponds to $\chi = 0.01$ (low water amount). The curve for $\chi = 0.01$ displays a large pore pressure peak when dehydration occurs and it drops almost immediately when the reaction is finished. In this case, the reaction is very fast and no visible effect can be seen on temperature. For a large amount of water ($\chi = 0.10$), the pore pressure increases and is kept at a high value while the reaction is progressing. At the same time, the average temperature is kept close to T_s . When the reaction is finished, the temperature increases again and the pore pressure decreases.

the evolution of thermodynamic properties of water at high temperatures. Above 1200 °C, melting is supposed to start and the curves are not plotted after this point (denoted by a star). For a low amount of water ($\chi = 0.01$), the dehydration reaction is almost instantaneous and triggers a pore pressure peak within the slipping zone. The average pore pressure then drops as the fluid diffuses

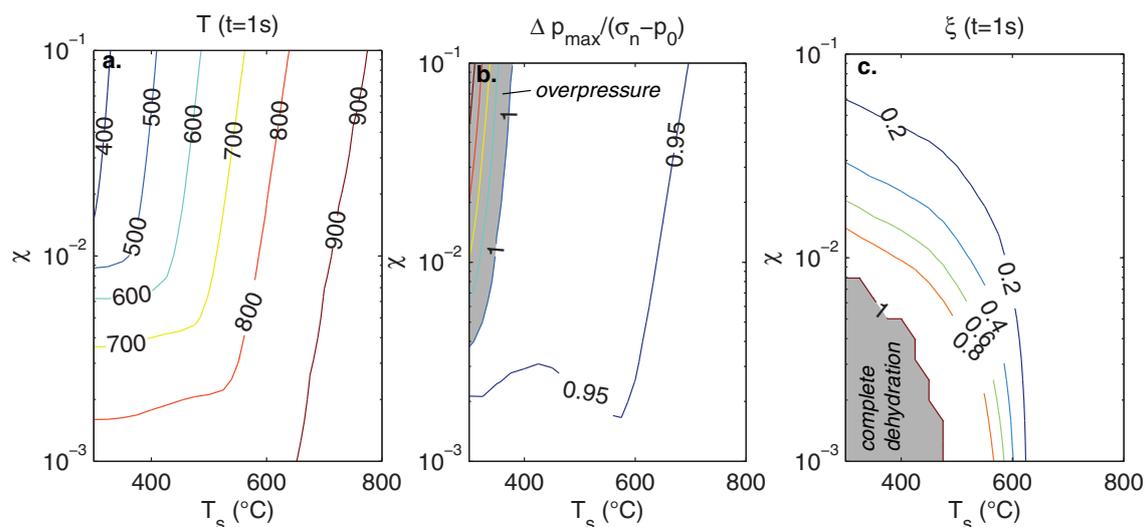


FIGURE 6. | Dependency of (a) T at 1 s of slip, (b) maximum relative pore pressure increase $(p_{\max} - p_0)/(\sigma_n - p_0)$ and (c) ξ at 1 s of slip, on the total amount of water χ and the starting temperature T_s . Overpressures can develop at low T_s and high χ . When the reaction is not finished, the temperature is strongly controlled by T_s , which is a boundary for the temperature during the dehydration process.

outside the slipping zone. However, there is no significant effect on the average temperature.

When the amount of water is ten times greater ($\chi = 0.1$, solid line), the dehydration reaction also triggers a pore pressure pulse but the pore pressure is maintained at a high level while the reaction progresses. This can only be observed because the dehydration source term is of the same order of magnitude as the fluid diffusion term in equation 14. This important observation corresponds to the end-member case of pure chemical pressurization of the fault by mineral dehydration. It shows that fault rocks of higher permeabilities can be chemically pressurized. This could be of particular importance in damaged fault rocks where thermal pressurization alone is not effective. The pore pressure evolution plotted on figure 5[a] can also be seen as the frictional shear stress on the fault. Therefore, we can infer that the shear stress increases immediately after the dehydration reaction is completed. This is an important observation as it points out that the completion of a given mineral dehydration could act as a frictional barrier.

Concurrently, the temperature does not increase until the reaction is finished. Once the reaction is consumed, the average pore pressure starts decreasing and the average temperature increases again up to the melting point. Note that the slip distance required to reach the onset of melting is several times larger than the one required in the case of TP only.

5.3. Parametric Study of the Influence of Dehydration Reactions

Here, we describe the relative importance of each parameter linked to the mineral reaction (starting temperature T_s , enthalpy variation ΔH , rate constant κ_s and activation energy E_a) as regards to the global thermo-hydro-chemo-mechanical behaviour of the slipping zone. All the simulations are performed with parameter values referenced on Table 2, except explicitly stated otherwise.

Figure 6 presents the effect of the equilibrium temperature T_s , varying from 300°C to 800°C, and the total amount of water per unit volume χ on the temperature reached at one meter of slip (i.e.

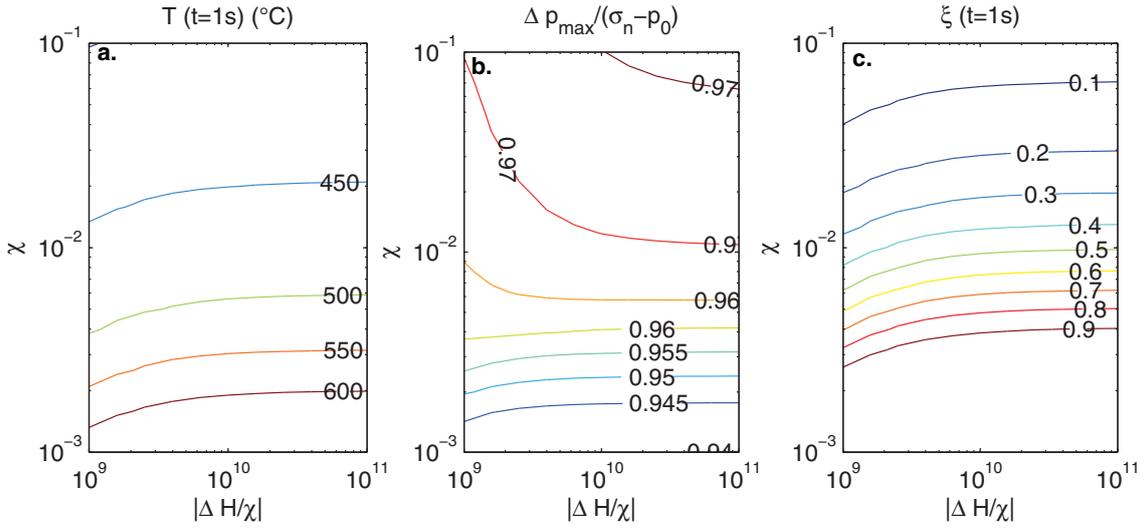


FIGURE 7. | Dependency of (a) T at 1 s of slip, (b) maximum relative pore pressure increase $(p_{\max} - p_0)/(\sigma_n - p_0)$ and (c) ξ at 1 s of slip, on the total amount of water χ and the enthalpy change per unit of slipping zone volume $|\Delta H/\chi|$. The enthalpy of the reaction ΔH does not play an important role in the temperature and pressure evolution.

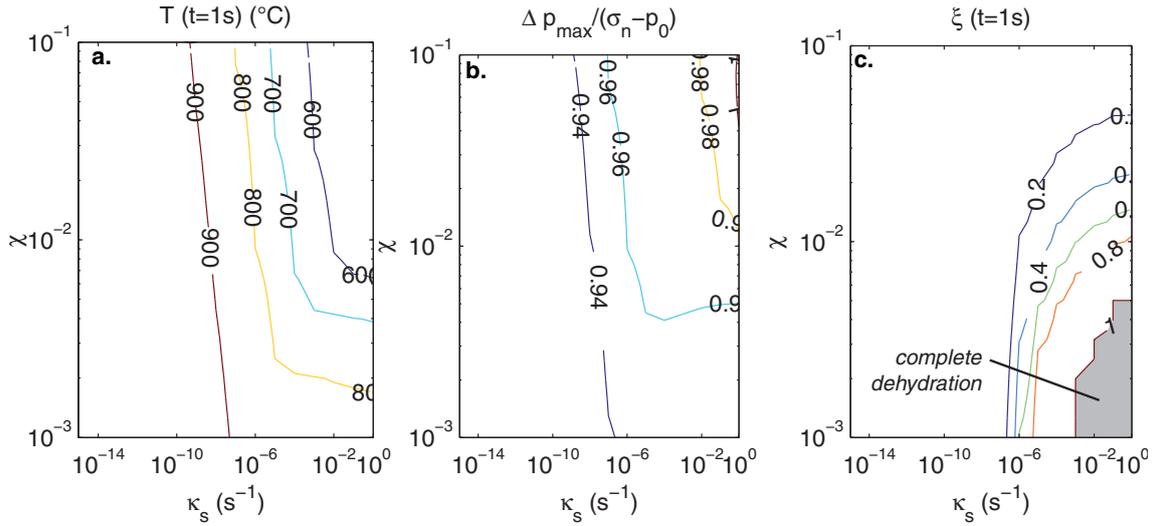


FIGURE 8. | Dependency of (a) T at 1 s of slip, (b) maximum relative pore pressure increase $(p_{\max} - p_0)/(\sigma_n - p_0)$ and (c) ξ at 1 s of slip, on the total amount of water χ and the kinetics at the onset of dehydration κ_s . If the rate constant at equilibrium is very low (from 10^{-15} to 10^{-6} s^{-1}) the effect of dehydration becomes negligible and the temperature can be much higher than the equilibrium temperature during the reaction. A large constant rate constant promotes small temperature oversteps compared to T_s and a high pore pressure increase.

1 s), the maximum pore pressure increase reached during slip Δp_{\max} normalized to $\sigma_n - p_0$ and the extent of the reaction at one meter of slip (i.e. 1 s), respectively. Figure 6[c] shows that when both χ and T_s are low, the reaction is completed before the slip reaches 1 m. This corresponds to the regime denoted by “complete dehydration”. As seen in the previous section, the earlier the reaction is finished, the higher the temperature can be at 1 m slip. For higher values of χ or T_s , the reaction

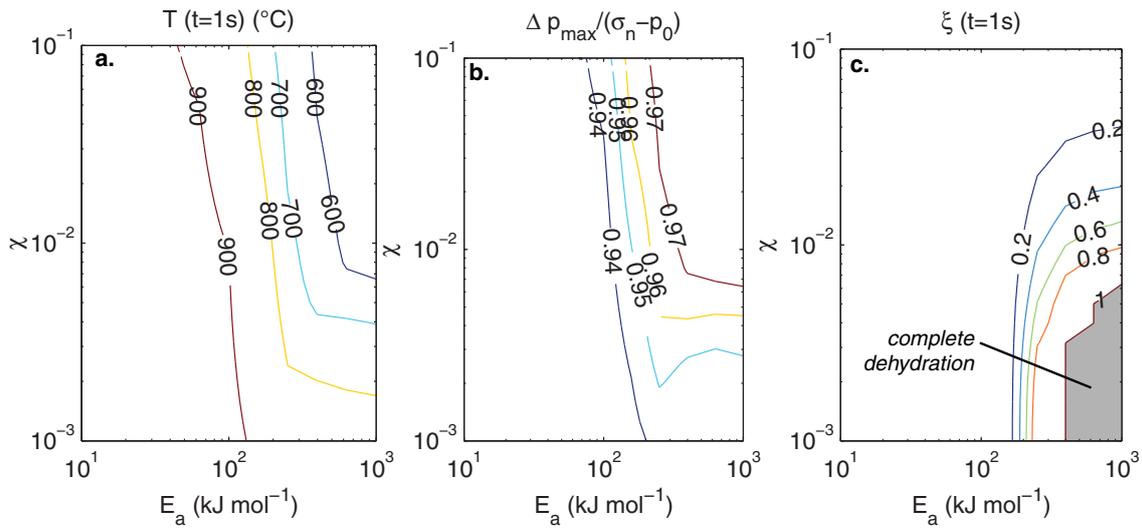


FIGURE 9. | Dependency of (a) T at 1 s of slip, (b) maximum relative pore pressure increase $(p_{\max} - p_0)/(\sigma_n - p_0)$ and (c) ξ at 1 s of slip, on the total amount of water χ and the activation energy E_a . Other parameters are set at the values presented on table 2. The activation energy strongly influences the system. At a low E_a , the temperature overstep can be very large (more than 350°C) and the reaction is very slow (ξ is less than 20%), thus promoting negligible pore pressure pulses.

still progresses after 1 m slip and as a consequence, the final temperature is close to that of the mineral reaction starting temperature, with an average 100 – 150°C overstep. If T_s is low and χ is high, overpressures can occur, which is consistent with the observation made on Figure 4. This is due to the fact that the pore pressure is low at the onset of dehydration. Consequently, the frictional energy is high and the reaction kinetic is not bounded by the amount of energy available in the system, but is rather controlled by the first order kinetic, which allows the pore pressure to exceed the normal stress.

Similarly, Figure 7 presents the dependency on the enthalpy variation of the mineral reaction. As χ is involved in the calculation of ΔH , the ratio $|\Delta H/\chi|$ is used to avoid correlations between the two parameters investigated here. In the range $|\Delta H/\chi| = 10^9$ to 10^{11} J m⁻³ (corresponding to $\Delta_r H$ from 10 to 1000 kJ mol⁻¹), the behaviour of the system is constant. Complete reactions are observed for low water contents (Figure 7[c]), for which larger temperatures are attained at 1 m of slip. No overpressure is observed. However, a similar plot for calculations performed at a lower T_s would show that overpressures can only occur at relatively low $|\Delta H/\chi|$ (of the order of 10^{10} kJ mol⁻¹). This is consistent with the fact that a reaction with a large enthalpy variation promotes an energy-controlled kinetic, and thus cannot induce overpressures.

Figure 8 presents the effect of the rate constant κ_s , for a wide range of values from 10^{-15} to 10^0 s⁻¹. When $\kappa_s > 10^{-2}$ s⁻¹ and $\chi < 0.01$, dehydration reactions tend to be completed before the slip reaches 1 m. When $\kappa_s < 10^{-6}$ s⁻¹, Figure 8[c] shows that the reaction does not significantly progress : the effect of dehydration would thus be negligible. However, Figure 8[a] shows that the temperature at 1 m slip can be more than 400°C higher than the starting temperature whereas the reaction is not fully completed. This is physically unrealistic because such a temperature overstep would normally strongly accelerate the reaction by increasing the activation energy E_a . For the sake of simplicity we do not take into account such a dependency here and the calculations can thus be

viewed as lower estimates.

Finally, the value of activation energy E_a is investigated on Figure 9. If E_a is below 10^2 kJ mol⁻¹, the reaction kinetic is weakly dependent on temperature, which dramatically slows down the dehydration process : after 1 m slip, the extent of reaction is still less than 20% and the temperature overstep can be more than 300°C. Again, this situation is unrealistic and highlights a limit of our model which neglects the dependency of E_a on T . If the activation energy is larger than a few hundreds kilojoules per mole, which seems to be closer to experimental data, the temperature can be kept close to T_s while dehydration reactions are progressing and the pore pressure increase becomes significant.

5.4. Influence of Depth and Width of the Slipping Zone

Parameters such as permeability k , slipping zone thickness h and the depth z at which the slip occurs, could also change the behaviour of the system. The effect of permeability has already been discussed previously (Figure 5).

Figure 10 shows the effects of a change in the slipping zone thickness h , ranging from 10^{-4} to 10^{-2} m, on the pore pressure, the temperature and the reaction extent. An ultra-thin slipping zone promotes a faster dehydration since it increases the frictional energy (first term on the right-hand side of equation 5) and decreases the total mass of water that is released per unit of fault area. The effect of dehydration is nonnegligible since there is a large temperature difference compared to regular TP ($\sim 150^\circ\text{C}$) even after dehydration is completed. However Figure 10[a] displays only a slight increase in pore pressure during the reaction. If h is large, i.e. around 1 cm, the effect of dehydration is negligible because the temperature does not increase significantly over the starting temperature T_s .

Finally, we investigate the dependency of the system on the depth at which the slip occurs. Figure 11 presents the temperature reached at one meter of slip (i.e. 1 s), the maximum pore pressure increase reached during slip Δp_{\max} normalized to $\sigma_n - p_0$ and the extent of the reaction at one meter of slip (i.e. 1 s), as a function of depth and χ . A variation in depth corresponds to a change in the initial temperature T_0 , pore pressure p_0 and normal stress σ_n . At a large depth, the initial temperature is closer to T_s , which enhances the possibility of overpressures (as seen on Figure 4). Indeed, Figure 11[b] shows that overpressures can occur when the depth is lower than 10 km and when the amount of water that can be released is higher than 1%. Figure 11[a] shows that a large depth also tends to increase the occurrence of melting (i.e. average temperature higher than 1200°C). This is consistent with theoretical results from Rempel & Rice (2006) and Rice (2006) which show that the temperature increase during thermal pressurization is directly proportional to $\sigma_n - p_0$. In addition, we show here that dehydration reactions occur very rapidly and are completed in less than 1 s at depths larger than 8 km and do not prevent the fault from melting, but just delay the time of its onset (as seen on Figure 5[b]). The overall behaviour of the system seems to be controlled by the depth at which the slip occurs. In these simulations the starting temperature T_s is kept constant at 500°C , however it is very likely that hydrous minerals occurring at small depth would not necessarily be the same as those occurring at large depth, i.e. the starting temperature of each dehydration reaction would be changing with depth. Thus if $T_s > 500^\circ\text{C}$, Figure 11 should be shifted towards the smaller depths, whereas if $T_s < 500^\circ\text{C}$ the figures should be shifted towards the larger depths. Variations of properties and minerals along the fault will be fully discussed in the next section.

6. Discussion

6.1. Implications of The Model

Our analytical and numerical results have important implications. First, coseismic mineral dehydrations are shown to be an effective pressurization process when the fault rock contains a significant amount of water within the solid phase ($\chi \gtrsim 0.5\%$). In a previous study, [Brantut *et al.* \(2008\)](#) calculated some values of parameter χ for several known fault zones, showing that its value was mostly above 1% and up to 10% (in fault gouges from the SAFOD cores). While the dehydration reaction progresses, the temperature remains close to the mineral reaction equilibrium temperature, or close to the starting temperature if an overstep is needed for the reaction to begin. This is due to both the thermo-poroelastic coupling (factor Λ) and the latent heat of the mineral reaction (factor ΔH). Coseismic mineral dehydrations are thus a possible mechanism that may prevent or at least delay melting during rapid shear events on the fault. It is however important to note that dehydration reactions can be neglected if TP is very effective, i.e. if the temperature does not largely exceed the dehydration temperature T_s , or if the reaction kinetic is very slow ($\kappa_s < 10^{-6} \text{ s}^{-1}$). Another consequence of our results is that when a fault rock contains several mineral species that can dehydrate (or if one mineral can dehydrate successively at several temperature stages), then the temperature is likely to evolve by steps within the slipping zone, each of these steps corresponding to a particular dehydration reaction. In all cases, melting can occur only after all the hydrous minerals have been dehydrated, or only if the reaction rate is too small.

When the equilibrium temperature of the mineral dehydration is low when compared to the initial temperature T_0 ($T_s - T_0 \lesssim 150^\circ\text{C}$), the pore pressure can build up beyond the normal stress, which can never occur within the classical thermo-pressurization framework. In such cases, the fault would be frictionless, and the fault rock can experience a transient tension, likely to trigger hydrofracturing and damage in the fault walls. In particular, such low dehydration temperatures may correspond to clay minerals prevalent in shallow fault gouges such as smectites, illite, montmorillonite ([Mizoguchi, 2005](#); [Solum *et al.*, 2006](#)), which are known to contain a large amount of water. In addition, grain crushing and comminution usually occurring during coseismic slip may also lower the equilibrium temperatures at which mineral dehydrations take place ([Makó *et al.*, 2001](#); [Horváth *et al.*, 2003](#)). It is also important to note that if an earthquake propagates within a zone where hydrous minerals are close to their dehydration temperature then, for the reason stated above, overpressures are more likely to occur.

For fault rocks with higher permeability for which classical TP would be inefficient, our results highlight that a pure chemical pressurization of the fault may happen and the pore fluid can be transiently pressurized because of mineral dehydration only. Note however that if the dehydration kinetic is too slow (e.g. $\kappa \sim 10^{-10} \text{ s}^{-1}$), the simulations lead to melting before the onset of dehydration, because the temperature overstep is not high enough to make the reaction significantly progress. Once the reaction is completed, the pore pressure drops due to fluid diffusion, which also corresponds to an increase in frictional shear stress. Mineral dehydration completeness corresponds to a nonmonotonic evolution of frictional shear stress with increasing slip and the generation of frictional barriers. Since it is likely that if the slip rate also evolves as a function of frictional stress, such an increase in friction may induce a decrease of the slip velocity or even stop the slip event.

Our numerical results also demonstrate that the thickness of the slipping zone plays an important role, as it changes the heating rate and the maximum temperature the system can reach due to TP. In the case of a thin slipping zone $h < 0.1 \text{ mm}$, mineral dehydrations are very rapid but the pore

pressure and temperature are not much altered. However, our model is limited in the sense that it allows dehydration within the slipping zone only. A more complete description would allow for the mineral dehydrations to take place anywhere within the fault zone, depending on the temperature reached at each location across the fault. Such a model could be an effective way to describe the relationship between the thickness evolution of the dehydration zone and the total amount of displacement. It is likely that melting would be even rarer in this situation because dehydration will progress outside the slipping zone and diffusion of pore pressure and temperature will lower the overall temperature of the system.

Judging from Figure 11, the depth at which the slip occurs strongly controls the mechanical behaviour of the system, in particular the possibility of overpressures and melting. Complete mineral dehydrations seem to prevail at depth along with overpressures and fluidization. Each depth might correspond to a given set of hydrous minerals : at shallow depths, clays such as smectite, illite or montmorillonite are likely to play an important role. For deeper faults, hydrous phyllosilicates such as chlorite, talc or serpentinite may become important. This emphasizes the importance of the mineral composition of the fault rocks. This is consistent with observations made on samples from the Chelung-Pu drill cores that display strong changes in clay amounts between the bulk rock and the fault gouges (Hirono *et al.*, 2008). Such observations may help building thermometers for natural faults gouges but experimental and theoretical work is still much needed to constrain the precise temperatures reached along a fault during an earthquake.

6.2. Limitations of the Model

Except for the dehydration kinetic, the equations developed here do not depend on any particular dehydration mechanism. Only slight modifications would be needed to take into account the release of interlayered water. Our model could also be applied to fault rocks undergoing coseismic decarbonation. The theoretical framework is indeed very close to that developed by Sulem & Famin (2009). Seismic decarbonation has been observed on fault zones after real earthquakes (e.g. Famin *et al.*, 2008). Although in such a case the properties of the fluid (compressibility, thermal expansion and density) are very different, there is still a mechanical effect due to carbonate degassing.

There were problems in finding a relevant, precise parameter set for this model. On one hand, for a particular chemical reaction, the equilibrium temperature and the enthalpy variation are precisely given by experimental thermodynamical studies. On the other hand however, the kinetic parameters for our study are hard to constrain because there is a clear lack of data available for extremely fast heating rates (of the order of several hundreds of degrees per second). Our investigation on the parameters κ_s and E_a highlights that the reaction needs to be fast and strongly temperature-dependent to produce a significant effect on the overall pressure and temperature of the system. This might be due to the fact that the activation energy is a constant in our description. A more complete description would actually include the Gibbs free energy variation ΔG . This would enhance the overall dependency of the reaction kinetic on temperature and thus limit the temperature overstep during the reaction. However, such detailed calculations are beyond the scope of this study which aims at giving elementary estimates based on a restricted number of parameters.

The permeability and storage capacity values used in the calculations come from static measurements at a given effective pressure and temperature (Wibberley & Shimamoto, 2003, e.g.). Strain is known to have great influence on those rock properties : it is thus very likely that they can be different during a very rapid slip event compared to their static measurement in the laboratory.

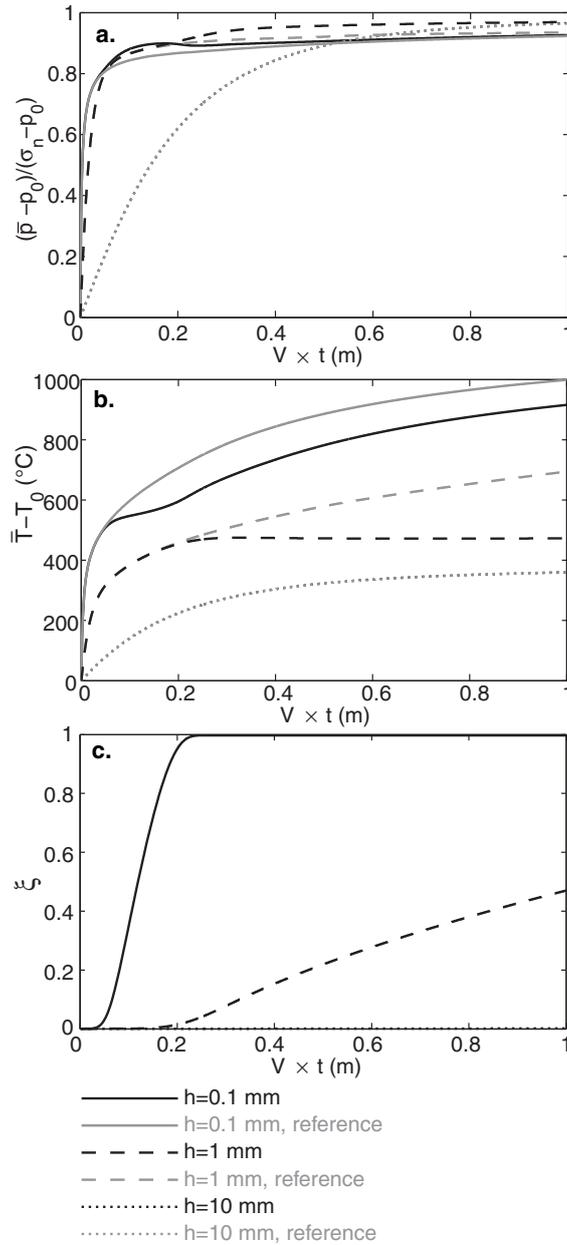


FIGURE 10. | Numerical simulations including pore fluid and heat transport for various slipping zone width $h = 0.1 - 1 - 10$ mm. **a.** Average pore pressure evolution within the slipping zone. **b.** Average temperature evolution within the slipping zone. **c.** Evolution of the reaction extent. The reference thermal pressurization curve is plotted in gray. The other parameters values are summarized in Table 2.

However it is difficult to estimate intuitively whether the laboratory values used in this study are a lower or an upper bound of the in situ values.

The simulations were performed at a constant slip velocity $V = 1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. It is important to mention that the results are not only slip dependent, i.e. $V \times t$, but also slip rate dependent. For instance, heat loss by diffusion will be reduced for faster slip rates and the temperature will tend to be higher

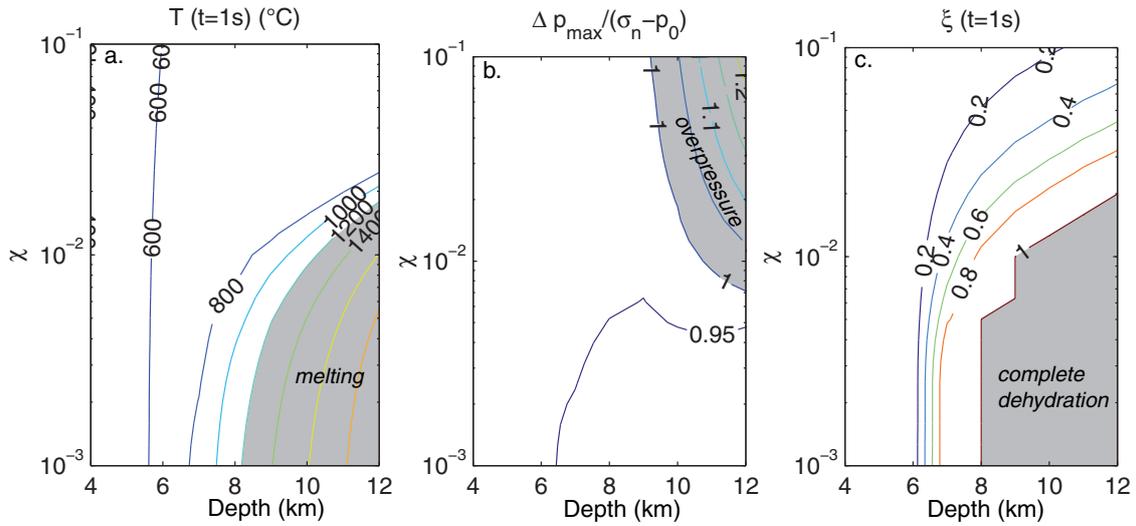


FIGURE 11. | Dependency of (a) T at 1 s of slip, (b) maximum relative pore pressure increase $(p_{\max} - p_0)/(\sigma_n - p_0)$ and (c) ξ at 1 s of slip, on the total amount of water χ and depth. Other parameters are set at the values presented on table 2. The melting temperature is set at 1200°C. A variation in depth corresponds to a change in initial conditions (normal stress, pore pressure and temperature). A large depth (> 8 km) promotes large temperature increases (including melting). With $\chi \gtrsim 0.01$ overpressures can occur but melting will not occur, at least while dehydration is not finished.

after equal slip amounts. A simple way to investigate this effect is to recognize that the slip velocity V appears in the strain rate $\dot{\epsilon} = V/h$. Thus a variation in V produces the inverse effect of a variation in h . However, this mathematical point of view is too simplistic since the slip rate is highly variable during an earthquake. Such variations were not investigated here.

Finally, the approximation of no solid volume change during the reaction needs to be discussed. At low pressures (a couple of hundreds of MPa), mineral dehydration reactions are always accompanied with an increase of the total volume (i.e. the solid volume reduction is small compared to the volume taken by the fluid phase), so that the sign of the pore pressure variation generated by the reaction Δp^{irr} is always positive. Here, we assumed that the solid volume change induced by the reaction was either negligible, or could be simply modelled by a lower amount of water χ contained in the solid phases. This is an important simplification, because the negative solid volume change due to the reaction induces an increase in porosity, which in turn induces an increase in the storage capacity β^* (equation 10). Note that the storage capacity β^* will never increase by more than an order of magnitude due to such an increase of porosity (a maximum variation of $\sim 10\%$). In addition, if the permeability is not modified, an increase in storage capacity also results in a decrease in fluid diffusivity, implying a stronger pressurization effect. In the opposite way, an increase in porosity also tends to induce an increase in permeability by generating new connecting pathways for the fluid. Such phenomena are difficult to take into account, which is the reason why we chose not to tackle these problems.

Even with these elementary simplifications, the number of independent parameters still remains very high. The most important ones are unfortunately also those that are the less constrained by experimental and field data, such as the thickness of the slipping zone and the reaction kinetics. All the parameters are also not constant along a fault, and the behaviour of the system will be different from one place to another. It is thus of primary importance to collect more data on natural fault

zones to constrain the mechanical behaviour of natural faults during coseismic slip.

7. Conclusions

In summary, our work introduces a thermo-hydro-chemical coupling to the formulation of thermal pressurization of faults. This coupling consists in the coseismic triggering of mineral dehydration reactions, which have been observed both experimentally during high velocity friction experiments (Hirose & Bystricky, 2007; Brantut *et al.*, 2008) and in the field (Hirono *et al.*, 2008; Famin *et al.*, 2008; Hamada *et al.*, 2009). When the dehydration temperature is low enough and the dehydration kinetic fast enough, which is the case for most hydrous clays and phyllosilicates, this phenomenon cannot be neglected and will result in a more complex behaviour of the fault zone in term of pore pressure and temperature evolution during slip. Indeed, we show that the fault rock may undergo transient overpressures. An important point of our study is that the temperature rise in the slipping zone is stopped while the dehydration reaction progresses. This highlights the fact that in our case, an equilibrium is met during slip between energy release by frictional heating and energy dissipation by mineral reaction. Our results also suggest that melting can be delayed when hydrous minerals are present within the fault rock, and that the coseismic mechanical behaviour of a fault can be strongly influenced by its mineralogy. Our description could be improved by adding precise kinetic parameters and by taking into account the dependency of some parameters (such as for example porosity, permeability reaction activation energy) on pore pressure, stress and temperature. This last point highlights the current lack of complete experimental data sets on natural fault rocks.

A. Modelling strategy

The discretization of our numerical model is based on constant time steps denoted Δt and variable space steps denoted Δy_i . The subscript i denotes the index of the space step and the superscript n denotes the time step. The index of the last grid within the slipping zone is called i_{sz} . Because of the symmetry of the problem, only one half space is modelled. In all simulations, half of the slipping zone is divided into 10 space steps and the matrix is divided into decreasing space steps as the distance to the center increases. The boundary condition at the edge is zero heat and fluid flux and the total size of the grid is large enough to avoid any boundary effect. The numerical scheme inside the slipping zone can be written as follows :

$$\begin{aligned} \frac{T_i^{n+1} - T_i^n}{\Delta t} &= \mathcal{T}_{th}^{n+1} + \frac{\Delta H}{\rho c} \mathcal{X}^{n+1} \\ &+ \frac{\mu V}{\rho c h} \left(\sigma_n - \frac{1}{h/2} \sum_{i=1}^{i_{sz}} \Delta y_i p_i^{n+1} \right) \end{aligned} \quad (35)$$

$$\frac{p_i^{n+1} - p_i^n}{\Delta t} = \mathcal{T}_{hy}^{n+1} + \Lambda^n \frac{T_i^{n+1} - T_i^n}{\Delta t} + \Delta p^d \mathcal{X}^{n+1} \quad (36)$$

where \mathcal{T}_{th} and \mathcal{T}_{hy} correspond respectively to heat and fluid transport terms and \mathcal{X} corresponds to the dehydration term. Outside the slipping zone, the last term of equation 35 is zero. The heat

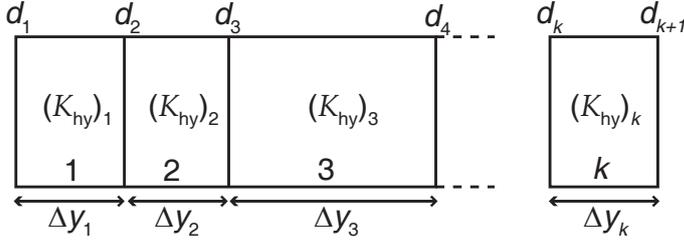


FIGURE 12. | Discretization with nonconstant space steps. The equivalent diffusivity d_k at the border of grids k and $k - 1$ is calculated from conductivity K_{hy} inside the corresponding grids through equation 39.

transport term is calculated implicitly with temperature, using constant diffusivity :

$$\mathcal{J}_{th}^{n+1} = \alpha_{th} \left[2 \frac{T_{i+1}^{n+1} - T_i^{n+1}}{\Delta y_i (\Delta y_i + \Delta y_{i+1})} - 2 \frac{T_i^{n+1} - T_{i-1}^{n+1}}{\Delta y_i (\Delta y_i + \Delta y_{i-1})} \right] \quad (37)$$

The fluid transport term is implicit with respect to pressure, but includes diffusivity coefficients that are calculated explicitly, i.e. from the previous time step :

$$\mathcal{J}_{hy}^{n+1} = \frac{1}{\rho_{fi}^n \beta_i^{*n}} \left[2 \frac{d_{i+1}^n (p_{i+1}^{n+1} - p_i^{n+1})}{\Delta y_i (\Delta y_i + \Delta y_{i+1})} - 2 \frac{d_i^n (p_i^{n+1} - p_{i-1}^{n+1})}{\Delta y_i (\Delta y_i + \Delta y_{i-1})} \right] \quad (38)$$

where d_i^n is the hydraulic conductivity at the edge of grid i , calculated from the conductivity $(K_{hy})_i^n$ inside the grid (figure 12) :

$$d_i^n = \frac{(K_{hy})_{i-1}^n (K_{hy})_i^n (\Delta y_{i-1} + \Delta y_i)}{(K_{hy})_{i-1}^n \Delta y_i + (K_{hy})_i^n \Delta y_{i-1}} \quad (39)$$

where

$$(K_{hy})_i^n = \rho_{fi}^n \frac{k_i^n}{\eta_i^n} \quad (40)$$

The dehydration term \mathcal{X} is calculated at the end of each time step, depending on the process that drives the reaction kinetic (following equation 32). The corresponding pressure and temperature changes are taken into account after this calculation. At the end of a time step, if the average temperature \bar{T} is higher than T_s , then ξ^{n+1} is calculated as follows :

$$\frac{\xi^{n+1} - \xi^n}{\Delta t} = \min \left\{ \kappa(\bar{T}^n) (1 - \xi^{n+1}), \frac{\bar{T}^n - T_s}{\Delta H / (\rho c)} \right\} \quad (41)$$

where the rate constant κ is explicit with respect to temperature. The first case corresponds to a first order reaction kinetic. In the second case, the reaction progress is calculated using energy balance, leading automatically to $\bar{T}^n = T_s$ at the end of the time step.

Acknowledgments

The authors thank F. Brunet, Y. Guéguen and J. Sulem for helpful discussions and suggestions, and an anonymous reviewer for pointing out the importance of reaction kinetics in our model.

References

- Andrews, D. J. (2002), A fault constitutive relation accounting for thermal pressurization of pore fluid, *J. Geophys. Res.*, 107(B12), 2363, doi :10.1029/2002JB001942.
- Bellotto, M., A. Gualtieri, G. Artioli, and S. M. Clark (1995), Kinetic study of the kaolinite-mullite reaction sequence. part i : Kaolinite dehydroxylation, *Phys. Chem. Minerals*, 22, 207–214.
- Berman, R. G. (1991), Thermobarometry using multi-equilibrium calculations : a new technique, with petrological applications, *Canadian Mineralogist*, 29(4), 833–855.
- Berman, R. G. (2007), wintwq (version 2.3) : a software package for performing internally-consistent thermobarometric calculations, *Geological Survey of Canada*, open File 5462, (ed. 2.34).
- Bose, K., and J. Ganguly (1994), Thermogravimetric study of the dehydration kinetics of talc, *Am. Mineral.*, 79, 692–699.
- Brantut, N., A. Schubnel, J.-N. Rouzaud, F. Brunet, and T. Shimamoto (2008), High velocity frictional properties of a clay-bearing fault gouge and implications for earthquake mechanics, *J. Geophys. Res.*, 113, B10401, doi :10.1029/2007JB005551.
- Bray, H. J., and S. A. T. Redfern (1999), Kinetics of dehydration of ca-montmorillonite, *Phys. Chem. Minerals*, 26, 591–600.
- Bray, H. J., S. A. T. Redfern, and S. M. Clark (1998), The kinetics of dehydration in ca-montmorillonite : an in situ x-ray synchrotron study, *Mineral. Mag.*, 62, 647–656.
- Candela, P. A., C. D. Crummett, D. J. Earnest, M. R. Frank, and A. G. Wylie (2007), Low-pressure decomposition of chrysotile as a fonction of time and temperature, *Am. Mineral.*, 92, 1704–1713, doi :10.2138/am.2007.2559.
- Castelein, O., B. Soulestin, J.-P. Bonnet, and P. Blanchart (2001), The influence of heating rate on the thermal behaviour and mullite formation from a kaolin raw material, *Ceramics International*, 27, 517–522.
- Cattaneo, A., A. F. Gualtieri, and G. Artioli (2003), Kinetic study of the dehydroxylation of chrysotile asbestos with temperature by in situ xrpd, *Phys. Chem. Minerals*, 30, 177–183, doi :10.1007/s00269-003-0298-2.
- Di Toro, G., T. Hirose, S. Nielsen, G. Pennacchioni, and T. Shimamoto (2006), Natural and experimental evidence of melt lubrication of faults during earthquakes, *Science*, 311, 647–649.
- Famin, V., S. Nakashima, A.-M. Boullier, K. Fujimoto, and T. Hirono (2008), Earthquakes produce carbon dioxide in crustal faults, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 265, 487–497.
- Goguel, J. (1969), Le rôle de l'eau et de la chaleur dans les phénomènes tectoniques, *Rev. Geog. Phys. Geol. Dyn.*, 11, 153–163, in French.
- Goldsby, D. L., and T. E. Tullis (2002), Low frictional strength of quartz rocks at subseismic slip rates, *Geophys. Res. Lett.*, 29(17), 1844, doi :10.1029/2002GL015240.
- Hamada, Y., T. Hirono, W. Tanikawa, W. Soh, and S. Song (2009), Energy taken up by co-seismic chemical reactions during a large earthquake : An example from the 1999 taiwan chi-chi earthquake, *Geophys. Res. Lett.*, 36, L06301, doi :10.1029/2008GL036772.

Han, R., T. Shimamoto, J. Ando, and J. Ree (2007a), Seismic slip record in carbonate-bearing fault zones : an insight from high-velocity friction experiments on siderite gouge, *Geology*, *35*(12), 1131–1134.

Han, R., T. Shimamoto, T. Hirose, J. Ree, and J. Ando (2007b), Ultra-low friction of carbonate faults caused by thermal decomposition, *Science*, *316*(5826), 878–881.

Hirono, T., K. Fujimoto, T. Yokoyama, Y. Hamada, W. Tanikawa, O. Tadai, T. Mishima, M. Tanimizu, W. Lin, W. Soh, and S. Song (2008), Clay mineral reactions caused by frictional heating during an earthquake : An example from the taiwan chelungpu fault, *Geophys. Res. Lett.*, *35*, L16303, doi :10.1029/2008GL034476.

Hirose, T., and M. Bystricky (2007), Extreme dynamic weakening of faults during dehydration by coseismic shear heating, *Geophys. Res. Lett.*, *34*, L14311, doi :10.1029/2007GL030049.

Hirose, T., and T. Shimamoto (2005), Growth of molten zone as a mechanism of slip weakening of simulated faults in gabbro during frictional melting, *J. Geophys. Res.*, *110*, B05202, doi :10.1029/2004JB003207.

Horváth, E., R. L. Frost, E. Makó, J. Kristóf, and T. Cseh (2003), Thermal treatment of mechanochemically activated kaolinite, *Thermochim. Acta*, *404*, 227–234.

Huang, W.-L., W. A. Bassett, and T.-C. Wu (1994), Dehydration and hydration of montmorillonite at elevated temperatures and pressures monitored using synchrotron radiation, *Am. Mineral.*, *79*, 683–691.

Kissinger, H. E. (1956), Variation of peak temperature with heating rate in differential thermal analysis, *J. Res. Natl. Bur. Stand.*, *57*(4), 217–221.

Klevtsov, D. P., V. A. Logvinenko, B. P. Zolotovskii, O. P. Krivoruchko, and R. A. Buyanov (1988), Kinetics of kaolinite dehydration and its dependence on mechanochemical activation, *J. Thermal Anal.*, *33*, 531–535.

Lachenbruch, A. H. (1980), Frictional heating, fluid pressure, and the resistance to fault motion, *J. Geophys. Res.*, *85*, 6097–6122.

Llana-Fúnez, S., K. H. Brodie, E. H. Rutter, and J. C. Arkwright (2007), Experimental dehydration kinetics of serpentinite using pore volumetry, *J. Metamorphic Geol.*, *25*, 423–438.

L'vov, B. V., and V. L. Ugolkov (2005), Kinetics and mechanism of dehydration of kaolinite, muscovite and talc analyzed thermogravimetrically by the third-law method, *J. Thermal Anal. Cal.*, *82*, 15–22.

Makó, E., L. Frost, J. Kristóf, and E. Horváth (2001), The effect of quartz content on the mechanochemical activation of kaolinite, *J. Colloid Interface Sci.*, *244*, 359–364.

Mase, C. W., and L. Smith (1985), Pore-fluid pressures and frictional heating on a fault surface, *Pure Appl. Geophys.*, *122*, 583–607.

Mizoguchi, K. (2005), High-velocity frictional behavior of nojima fault gouge and its implications for seismogenic fault motion, Ph.d. thesis, Kyoto University.

Mizoguchi, K., T. Hirose, T. Shimamoto, and E. Fukuyama (2009), High-velocity frictional behavior and microstructure evolution of fault gouge obtained from nojima fault, southwest japan, *Tectonophysics*, *471*(3-4), 285–296, doi :doi :10.1016/j.tecto.2009.02.033.

Noda, H., and T. Shimamoto (2005), Thermal pressurization and slip-weakening distance of a fault : An example of hanaore fault, southwest japan, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *95*(4), 1224–1233.

Rempel, A., and J. R. Rice (2006), Thermal pressurization and onset of melting in fault zones, *J. Geophys. Res.*, *111*, B09314, doi :10.1029/2005JB004006.

Rice, J. R. (2006), Heating and weakening of faults during earthquake slip, *J. Geophys. Res.*, *111*, B05311, doi :10.1029/2005JB004006.

Sibson, R. H. (1973), Interaction between temperature and pore-fluid pressure during earthquake faulting – a mechanism for partial or total stress relief, *Nature*, *243*, 66–68.

Solum, L. G., S. H. Hickman, D. A. Lockner, D. E. Moore, B.A. van der Pluijm, A. M. Schleicher, and J. P. Evans (2006), Mineralogical characterization of protolith and fault rocks from the safod main hole, *Geophys. Res. Lett.*, *33*, L21314, doi :10.1029/2006GL027285.

Sulem, J., and V. Famin (2009), Thermal decomposition of carbonates in fault zones : slip-weakening and temperature-limiting effects, *J. Geophys. Res.*, *114*, B03309, doi :10.1029/2008JB005912.

Sulem, J., I. Vardoulakis, H. Ouffroukh, M. Boulon, and J. Hans (2004), Experimental characterization of the thermo-poro-mechanical properties of the aegion fault gouge, *Comptes Rendus Geoscience*, *336*(4-5), 455–466.

Sulem, J., P. Lazar, and I. Vardoulakis (2007), Thermo-poro-mechanical properties of clayey gouge and application to rapid fault shearing, *Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech.*, *31*, 523–540.

Tsutsumi, A., and T. Shimamoto (1997), High-velocity frictional properties of gabbro, *Geophys. Res. Lett.*, *24*, 699–702.

Wibberley, C. A. J. (2002), Hydraulic diffusivity of fault gouge zones and implications for thermal pressurization during seismic slip, *Earth Planets Space*, *54*, 1153–1171.

Wibberley, C. A. J., and T. Shimamoto (2003), Internal structure and permeability of major-lip fault zones : the median tectonic line in mie prefecture, southwest japan, *J. Struct. Geol.*, *25*, 59–78.

Wibberley, C. A. J., and T. Shimamoto (2005), Earthquake slip weakening and asperities explained by thermal pressurization, *Nature*, *436*(4), 689–692.

Wong, T.-F., S.-C. Ko, and D. L. Olgaard (1997), Generation and maintenance of pore pressure excess in a dehydrating system 2. theoretical analysis, *J. Geophys. Res.*, *102*(B1), 841–852.

Yeskis, D., A. F. Koster van Groos, and S. Guggenheim (1985), The dehydroxylation of kaolinite, *Am. Mineral.*, *70*, 159–164.

Paper 3.

Damage and Rupture Dynamics at the Brittle/Ductile Transition : the Case of Gypsum

N. Brantut¹, A. Schubnel¹, Y. Guéguen¹

Abstract

Triaxial tests on gypsum polycrystals samples are performed at confining pressures P_c ranging from 2 to 95 MPa and temperatures up to 70°C. During the tests, stress, strain, elastic wave velocities and acoustic emissions are recorded. At $P_c \leq 10$ MPa the macroscopic behaviour is brittle, and above 20 MPa the macroscopic behaviour becomes ductile. Ductile deformation is cataclastic, as shown by the continuous decrease of elastic wave velocities interpreted in terms of microcracks accumulation. Surprisingly, ductile deformation and strain hardening is also accompanied by small stress drops from 0.5 to 6 MPa in amplitude. Microstructural observations of the deformed samples suggest that each stress drop corresponds to the generation of a single shear band, formed by microcracks and kinked grains. At room temperature, the stress drops are not correlated to acoustic emissions (AEs). At 70°C, the stress drops are larger and systematically associated with a low frequency AE (LFAE). Rupture velocities can be inferred from the LFAE high frequency content and range from 50 to 200 m s⁻¹. The LFAEs amplitude also increases with increasing rupture speed, and is not correlated with the amplitude of the macroscopic stress drops. LFAEs are thus attributed to dynamic propagation of shear bands. In Volterra gypsum, the result of the competition between microcracking and plasticity is counterintuitive : dynamic instabilities at 70°C may arise from the thermal activation of mineral kinking.

1. Introduction

At low pressure and temperature, typically at shallow depth in the crust, rocks accommodate deformation in a brittle manner, by fracturing and faulting. With increasing depth, i.e. with increasing lithostatic pressure and ambient temperature, rocks experience a transition from brittle to ductile behaviour. The existence of such a transition has several important geophysical and geodynamical consequences. It can be used to estimate the maximum strength of the lithosphere (e.g. [Brace & Kohlstedt, 1980](#)), and it has been interpreted as the transition from seismic to aseismic behaviour of faults ([Sibson, 1982](#)). The identification of the physical processes involved across the brittle-ductile

1. Laboratoire de Géologie, École Normale Supérieure, CNRS UMR 8538, Paris, France.

transition provides useful keys to understand and extrapolate laboratory data to field scale, and in particular to get insights into the seismic behaviour of faults.

The brittle regime consists in the formation of a macroscopic fracture or fault in which most of the deformation is localized. It is characterized by a strain softening (or, equivalently, a slip weakening) mechanical behaviour; such feature has been used by (Jaeger & Cook, 1969) as a definition of the brittle regime. Microscopically, the processes involved are microcrack opening and coalescence, as well as friction on asperities. These microprocesses can be recognized experimentally by (1) dilatancy prior to rupture (e.g. Brace *et al.*, 1966), (2) acoustic emission (AE) activity and localization (e.g. Scholz, 1968; Mogi, 1968; Lockner *et al.*, 1992) and (3) a decrease in P and S waves velocities as microcracks accumulate (e.g. Gupta, 1973; Lockner *et al.*, 1977).

The ductile regime can be defined as the ability to undergo large strains without fracturing of the rock (Paterson & Wong, 2005); it is thus characterized by a homogeneously distributed deformation throughout the rock at the macroscopic scale (typically of the order of 1 to 10 cm in laboratory tests). Ductile deformation is generally associated with strain hardening (e.g. Evans *et al.*, 1990). At the microscopic scale, strain localization can occur, and the associated micro-processes can be of two types. They can involve mainly cracking, in which case the rock accumulates distributed microcracks without any macroscopic rupture. This behaviour, called cataclastic flow (Evans *et al.*, 1990; Paterson & Wong, 2005), is commonly met at elevated pressure and low temperature in quartzo-feldspathic aggregates (e.g. Handin & Hager, 1957; Hadizadeh & Rutter, 1983; Tullis & Yund, 1992; Wong *et al.*, 1997b). Cataclastic flow generally produces a significant AE activity (e.g. Baud *et al.*, 2004), and induces changes in P and S wave velocities (Ayling *et al.*, 1995). On the other hand, the micro-processes can also be plastic (either intra- or inter-granular) when temperature is sufficiently high. In between those two end-members (either cataclastic or plastic flow), a mixed behaviour is observed; it has been extensively documented in carbonate rocks such as Solnhofen limestone or Carrara marble (Heard, 1960; Fredrich *et al.*, 1989; Evans *et al.*, 1990; Baud *et al.*, 2000; Schubnel *et al.*, 2005; Paterson & Wong, 2005).

The physical basis of the brittle-ductile transition in dry rocks relies on two main factors. First, an increase in confining pressure tends to hamper microcrack opening and coalescence. Second, an increase in temperature activates dislocation mobility and diffusion processes. The coexistence of these mechanisms over a significant pressure-temperature range implies that the brittle-ductile transition is rather smooth and continuous (Evans *et al.*, 1990).

In order to compare the brittle-ductile transition to the seismic-aseismic transition, time and length scales need to be introduced. At the sub-millimeter scale, dynamic micro-processes such as microcrack propagation, but also twinning (e.g. Laughner *et al.*, 1979) and dislocation motion (e.g. Weiss & Grasso, 1997) produce elastic waves or AE, at typical frequencies of around 1 MHz. Indeed, from a material science point of view, deformation is always localized at some particular length and time scale. AE signals have been used to characterize damage during rock deformation (e.g. Scholz, 1968; Mogi, 1968; Lockner *et al.*, 1992) even in the ductile regime and in absence of stick slip (e.g. Baud *et al.*, 2004; Fortin *et al.*, 2006). Thus, the record of AE during deformation cannot be systematically understood as the signature of a seismic behaviour. On the other hand, at the macroscopic scale, Brace & Byerlee (1966) suggested that stick-slip motion could be an analogue to seismic slip; stick-slip is a frictional instability that occurs on macroscopic fractures in laboratory samples, typically of the order of 10 cm. The elastic waves generated by stick-slip events can be recorded either by acoustic emission transducers (e.g. Thompson *et al.*, 2005) or by photo-elasticity (e.g. Rosakis *et al.*, 1999), and can be seen as analogues to earthquake waves.

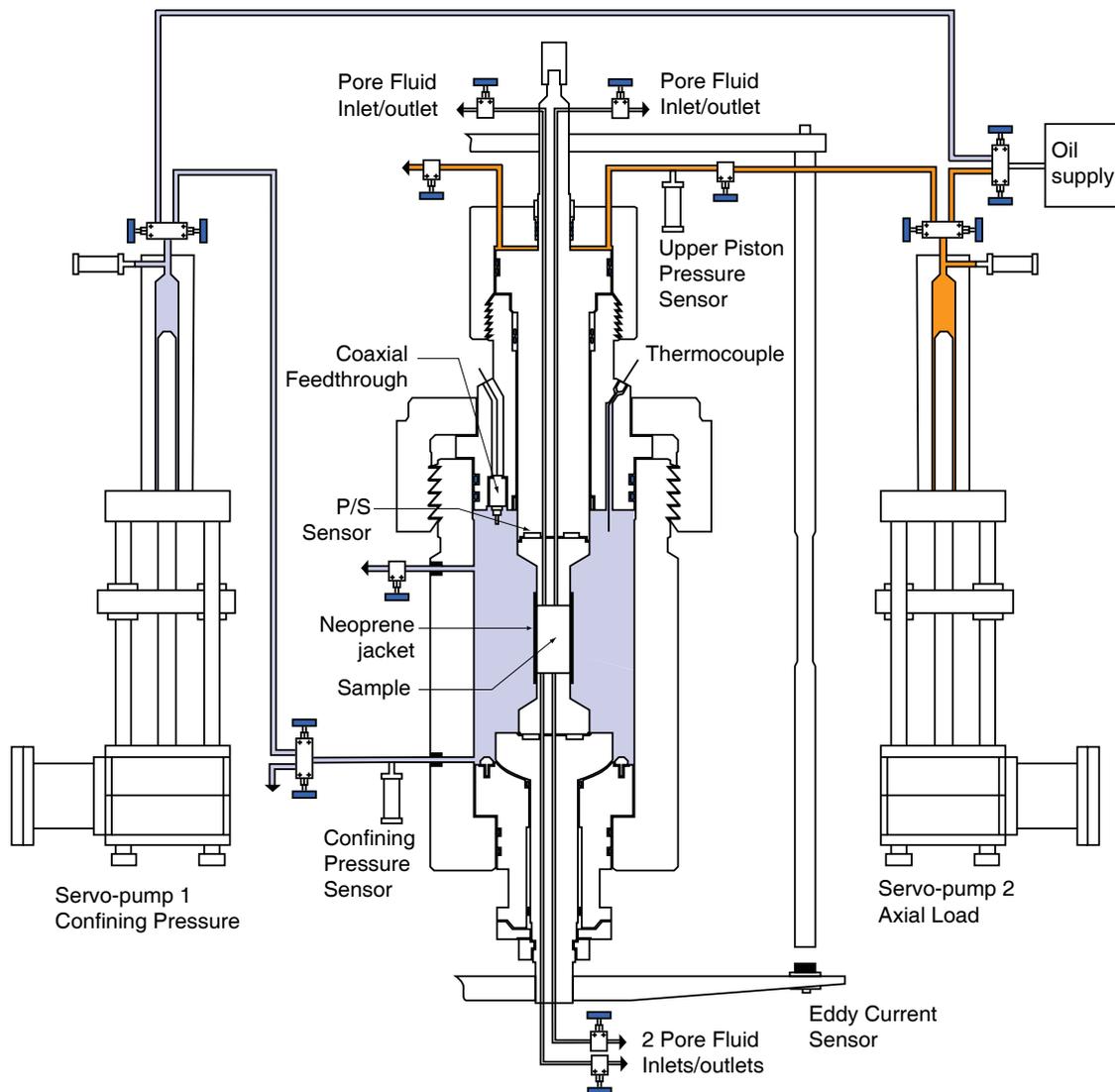


FIGURE 1. | Schematic diagram of the experimental apparatus. Axial load is measured by knowing the oil pressure inside the upper piston and the area ratios. Axial deformation is measured by the mean of three external displacement transducers, and then corrected from the machine stiffness. All experiments were performed vented to the atmosphere.

Thus, the distinction between a seismic behaviour versus an aseismic behaviour could be done by considering the characteristic size of the dynamic process occurring. If it involves a length scale much longer than the grain size, e.g. up to the sample size in the case of stick-slip, then a dynamic event in the laboratory can be considered as an analogue to a seismic event in nature. Otherwise, if the length scale remains linked to the grain size (e.g. in the case of twinning), the dynamic process cannot be considered as an analogue to earthquakes.

In this paper, we aim at better understanding the relationship between the brittle-ductile and the seismic-aseismic transition, by investigating experimentally the dynamics of the deformation processes in gypsum aggregates at various pressure and temperature. The particular rock chosen for

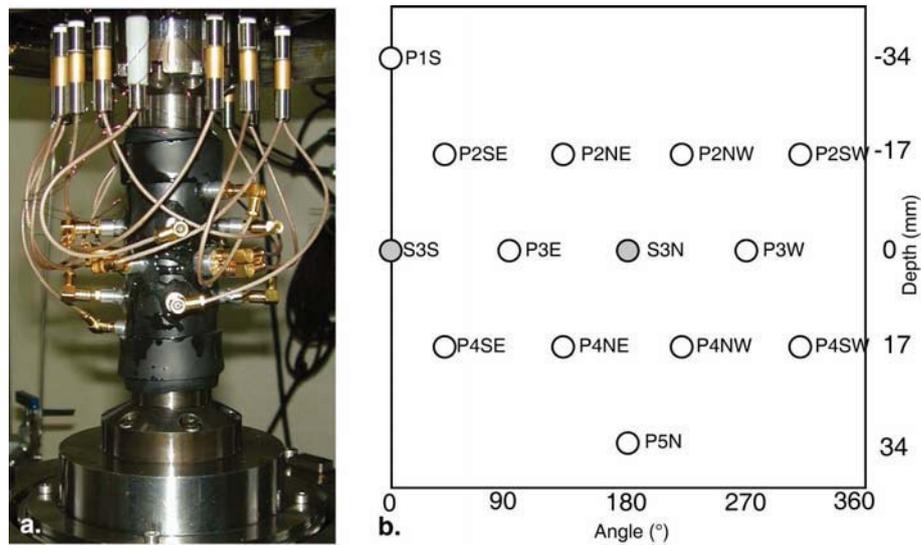


FIGURE 2. | Photograph of the sample assembly and typical sensor map. **a.** All sensors are connected to the outside through high voltage coaxial feedthroughs. **b.** The typical sensor map. The grey circles are S_h wave transducers. There might be minor variations of the sensor map depending on the test, but the sensor position is kept constant as displayed here.

our investigations is a natural gypsum polycrystal from Volterra (Italy). Although it has been intensively studied for its chemical reactivity (gypsum dehydration occurs at relatively low temperature $\sim 100^\circ\text{C}$), gypsum deformation processes are still poorly known (Turner & Weiss, 1965; Stretton, 1996; Barberini *et al.*, 2005). The study of gypsum properties can be of interest in itself, as a caprock in oil reservoirs (Brown, 1931, e.g.) and a constituent of fault zones in the Jura Mountains and the Alps (e.g. Heard & Rubey, 1966; Laubscher, 1975; Malavieille & Ritz, 1989). Here, the choice of gypsum is rather dictated by the fact that it can be considered as an analogue of other, more ubiquitous minerals of the crust. Indeed, its crystal structure can be viewed as an analogue of hydrous phyllosilicates, for two reasons : (1) it is a layered structure containing water molecules that form a perfect cleavage plane and (2) it can dehydrate to produce denser products (bassanite at around 100°C and anhydrite at around 140°C). In this study, we investigate gypsum's deformation processes using a tri-axial deformation apparatus, at various confining pressures from 2 MPa to 95 MPa and at temperatures ranging from 25°C to 70°C . No dehydration is involved in this temperature range, so that the phenomena we expect are only thermo-mechanical processes. Along with stress-strain curves, we regularly measure P and S waves velocity and continuously record AEs during deformation, in order to have access to the dynamics of the deformation processes.

2. Starting Material and Experimental Set-up

2.1. Starting Material and Sample Preparation

The material used in our experiments is natural gypsum alabaster from Volterra (Italy), the same rock that was previously used by other authors for deformation and dehydration experiments (Heard & Rubey, 1966; Ko *et al.*, 1995; Olgaard *et al.*, 1995; Stretton, 1996; Ko *et al.*, 1997; Milsch & Scholz, 2005). The initial microstructure consists in a relatively fine grained (from 10 to $200\ \mu\text{m}$)

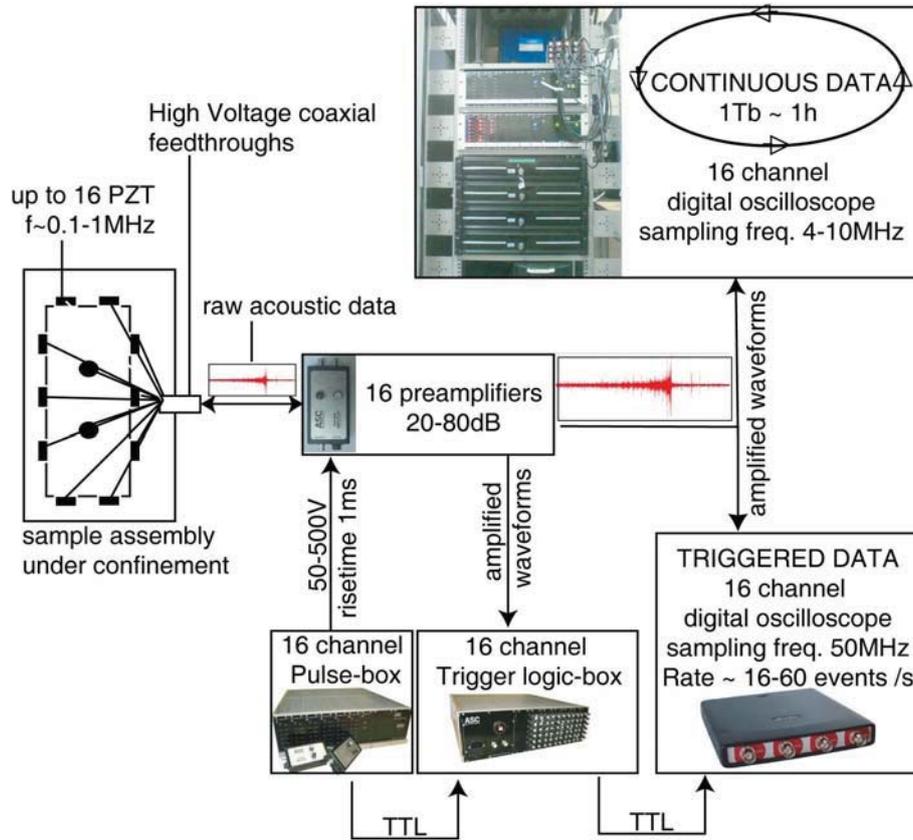


FIGURE 3. | Schematic diagram of the AE recording system. Most of the signals is recorded twice, by the digital oscilloscopes (triggered data) and by the Mini-Richter system (continuous data). All signals are amplified at 40 dB prior to recording.

polycrystal (Figure 6a,6b). The initial porosity of the material was estimated by comparing the weight of a water-saturated sample, and the weight of the same sample dried in vacuum at 40°C during four days. Using a matrix density of 2305 kg m⁻³ (pure gypsum) and a water density of 10³ kg m⁻³, a porosity value of ≤ 0.5 % was calculated. All the samples were cored in the same block in the same direction. Samples dimensions are 85 mm in length and 40 mm in diameter. Initial P wave velocity of the whole block was measured at room pressure and temperature, and is around 5250 m s⁻¹, varying from 5000 to 5300 m s⁻¹ depending on the location and on the direction of measurement ; anisotropy is thus generally less than ~ 5%. After coring, the samples were ground to obtain perfectly parallel ends (with a precision of ±10μm). They were then dried in vacuum at ~ 40°C for a few weeks prior to the tests.

The samples were then jacketed in a perforated neoprene sleeve, and 12 to 14 piezoelectric transducers (PZTs) were directly glued onto the samples surface (see Figure 2a). Each PZT is made of a piezoelectric crystal (PI ceramic P1255), sensitive either to P waves (normal to the interface, cylinders of 4 mm in diameter, 2 mm in thickness) or to S waves (along the interface, platelets of 5 × 5 × 1 mm), encapsulated in an aluminium holder. The principal resonant frequency of these sensors is around 1 MHz. The electric connection of the signal is ensured by a mechanical contact between a stainless steel piston and the core of a coaxial plug. In the case of S wave sensors, the

crystal is glued with Ag-conductive epoxy to ensure a good mechanical coupling with the aluminium holder. At least one pair of horizontal S wave PZT was glued, in addition to the set of P wave sensitive PZTs. The typical set-up thus consists in twelve P wave sensors and two S_h wave sensors glued onto the sample (Figure 2b). Once the sensors glued, a soft glue was added around the PZTs onto the jacket to ensure sealing. Then, the sample was placed inside the pressure vessel, in between two steel end plugs also equipped with P and/or S waves PZTs.

2.2. Triaxial Apparatus

The deformation apparatus used for our experiments is an externally heated tri-axial oil medium cell. Figure 1 shows a schematic view of this apparatus. The confining pressure is directly applied by a volumetric servopump up to a maximum of 100 MPa, and measured by a pressure transducer with an accuracy of 10^{-3} MPa. The axial stress is controlled by a independent axial piston, actuated by another similar volumetric servopump. The axial stress is calculated from a pressure measurement at the inlet of the piston chamber and the surface ratio of the piston's ends. The maximum attainable axial stress on a 40 mm diameter sample is ~ 680 MPa. A compressive shear stress is systematically ensured by applying an axial stress σ_{axial} slightly higher than the confining pressure P_c . In all tests, the minimum differential stress $\sigma_{\text{axial}} - P_c$ thus ranges from 0.5 MPa to 1.5 MPa.

All the experiments were performed at controlled strain rates, which is achieved by adjusting the flow from the servopump connected to the axial piston. The initial strain rate in all tests is $\sim 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. During room temperature tests, it was repeatedly increased by a factor of two to test strain rate sensitivity of the samples behaviour. The axial deformation is measured externally using the average of three eddy current gap sensors fixed to the bottom end of the cell. In order to remove the contribution of the apparatus deformation in the total shortening, a calibration test was performed using an aluminium cylinder equipped with two pairs of strain gauges. An equivalent Young's modulus for the apparatus was calculated, yielding a value of ~ 38 GPa. The total deformation recorded by the external measurement is thus corrected from this equivalent elastic deformation at a given differential stress.

The heating system is external and consists in a silicone sleeve equipped with a heating wire, wrapped around the pressure vessel. Due to the large volume of the cell, the maximum heating rate is $0.3^\circ\text{C min}^{-1}$ only, the advantage of this being that the temperature field is homogeneous in the sample. The temperature is recorded with two thermocouples, one plunged in the confining oil, and one touching the bottom end of the lower steel plug. We consider that a constant homogeneous temperature is reached when the difference measured by the two thermocouples is less than two degrees C.

2.3. Acoustic Emissions and Elastic Wave Velocities Measurements

The electric connection from the sensors inside the vessel to the outside is achieved by 16 high voltage coaxial feedthrough (Kemlon) that ensure a very low noise level. The coaxial wires are plugged into high frequency 40 dB amplifiers with two distinct outputs. One output is continuously recorded at a 4 MHz sampling rate by the Mini Richter System (ASC Ltd.), and the data are written on the fly onto four separate hard drives (recording 4 channels each). The second output goes through a trigger logic connected to digital oscilloscopes. If the signals verify a given pattern (e.g. a threshold amplitude on a given number on channels in a given time window), they are cut and recorded on the oscilloscopes at 50 MHz sampling rate. We will thus speak in terms of "streamed

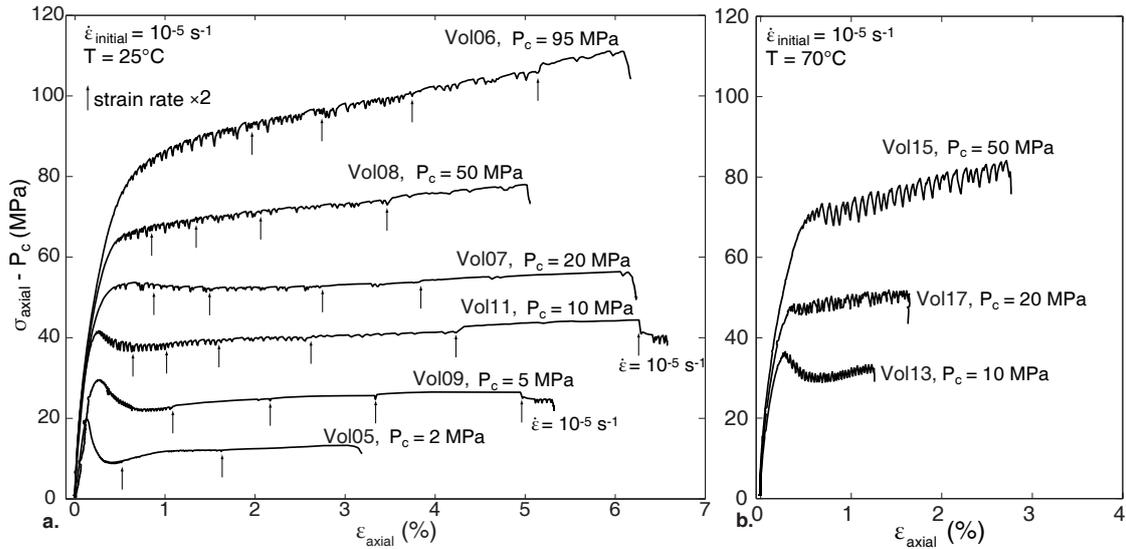


FIGURE 4. | Stress-Strain curves from deformation tests at room temperature (a) and 70°C (b). Small arrows indicate when strain rate was increased by a factor 2.

data” in the case of continuously recorded signals and “triggered data” in the other case. The main advantage of the streamed data is that it is possible to post-process the full waveforms several times, and thus extract informations that could be invisible on the triggered data (especially long period waves, [Thompson *et al.*, 2005, 2006](#); [Schubnel *et al.*, 2006, 2007](#); [Thompson *et al.*, 2009](#)). This system is schematically summarized in [Figure 3](#).

In addition to passive AE recordings, active wave velocity surveys were performed. Repeatedly during the experiments, a strong, high frequency voltage of 200 V was pulsed on each channel while the other channels were recording. This results in the emission of a P or S wave (depending on the pulsing sensor), and since the origin time of the pulse and the sensors positions are known, the measurement of the travel times allows us to calculate the average velocity along each ray path. The data processing procedure will be described in details in [section 3.3](#). According to our set-up

Test	P_c (MPa)	T (°C)	Final Strain (%)	Peak/Yield Stress (MPa)	First Stress Drop Occurrence (MPa)	Hardening (MPa)
Vol04	10	RT	4.95	41.3	39.3	-
Vol05	2	RT	3.48	19.8	19.1	-
Vol06	95	RT	5.95	83 ± 2	72.8	4.7 10 ²
Vol07	20	RT	6.14	51 ± 2	52.6	0.45 10 ²
Vol08	50	RT	5.02	65 ± 2	63.8	2.7 10 ²
Vol09	5	RT	5.30	29.6	29.2	-
Vol10	95	RT	0.54	-	74.6	-
Vol11	10	RT	6.56	41.7	41.0	-
Vol13	10	70	1.25	36.55	33.9	-
Vol15	50	70	2.76	66 ± 2	67.7	6.1 10 ²
Vol17	20	70	1.64	46 ± 2	45.7	3.1 10 ²

TABLE 1. | Summary of all tests performed in this study.

shown on Figure 2b, we have access at most to four different propagation angles of P waves inside the sample : horizontal (90°), vertical (0°), a low angle diagonal (30.5°) and a high angle diagonal (49.6°). In addition, we measured horizontal S_h wave velocity and in some experiments horizontal S_v wave velocity. Such procedure allows to distinguish anisotropy and macroscopic heterogeneities (of the order of the sensors spacing, i.e. \sim cm). During active velocity surveys it is not possible to record passively AEs.

3. Stress-Strain Behavior and Elastic Wave Velocities

3.1. Mechanical Data

The experimental conditions for the series of 11 tests are shown on Table 1. All the samples were dry, and vented to the atmosphere (drained). Figure 4 displays the stress-strain curves that are discussed in the following.

At confining pressures up to 10 MPa, the samples deform in a strain softening behaviour. Beyond the peak stress, the differential stress starts to oscillate around a mean constant value ; by increasing the strain rate, these stress oscillations can disappear. They can thus be considered as stick-slip events on a localized fault zone.

At $P_c = 20$ MPa and room temperature, the stress level slightly decreases after the yield point until 3% axial strain, and then progressively increases. At $P_c = 20$ MPa and 70°C , the behaviour is globally strain hardening. At confining pressures above 20 MPa, the mechanical behaviour is clearly strain hardening. Strain hardening coefficients were estimated by fitting a straight line to postyield stress-strain curves (Table 1). The hardening coefficient increases with increasing P_c and temperature. Superimposed on this long term behaviour, numerous small stress drops can be observed. They do not disappear when the strain rate is increased. At room temperature and $P_c = 20$ MPa, the amplitude of the stress drops ranges from a few bars up to 1.8 MPa. At $P_c = 95$ MPa, the biggest stress drop is around 3.5 MPa. The amplitude of these events is quite scattered, but it seems that a higher confining pressure tends to induce larger events. At 70°C , the average amplitude of stress drops is much larger : at $P_c = 20$ MPa, the biggest one is already around 3.4 MPa. In average, the axial displacement associated with a single stress drop event ranges from one to a few tens of microns.

3.2. Microstructural Data

The macroscopic view of the deformed samples is shown in Figure 5. Up to $P_c = 10$ MPa, the deformed samples display a major, incohesive fracture along with few, smaller subfractures. At 2 and 5 MPa confining pressure, the samples split and gouge was observed on the fracture surfaces. At 10 MPa confining pressure, the sample remains cohesive, and a visual observation shows that the main fracture accommodated an important part of the deformation.

Figure 6 shows optical microphotographs of thin sections prepared from an intact sample (a and b) and a sample deformed at $P_c=2$ MPa (c and d). The main fracture can be observed on picture (c). Close to it, some areas contain microcracks. Far from the main fracture (over a few millimeters), the surrounding material remains almost intact. Similar observations hold for the samples deformed at $P_c=5$ MPa and $P_c=10$ MPa.

At $P_c = 20$ MPa and above, deformation is localized along multiple shear bands, and the samples remain cohesive (Figure 5). The shear bands consist in a localized mixture of crushed grains and

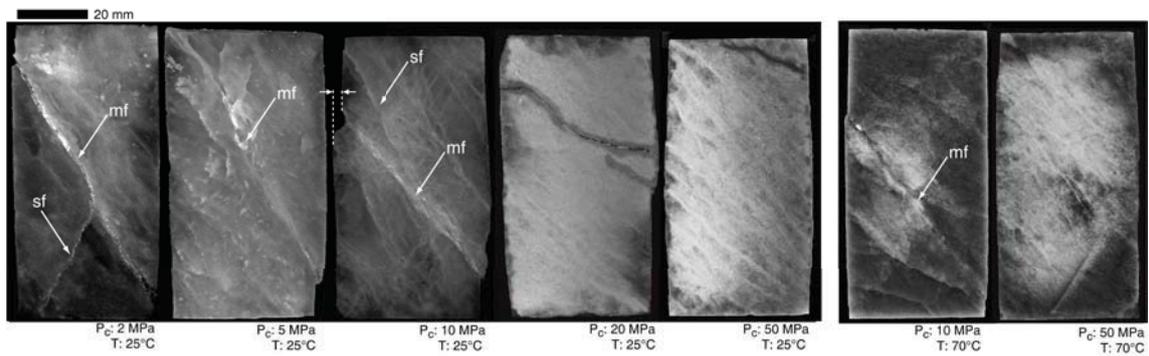


FIGURE 5. | Macroscopic view of samples deformed at room temperature and 70 °C after cutting. mf : main fracture ; sf secondary fracture. On the sample deformed at $P_c=10$ MPa, the sample remained cohesive and a significant displacement on the main fracture can be observed. Note the multiple shear bands in the samples deformed at high confining pressure.

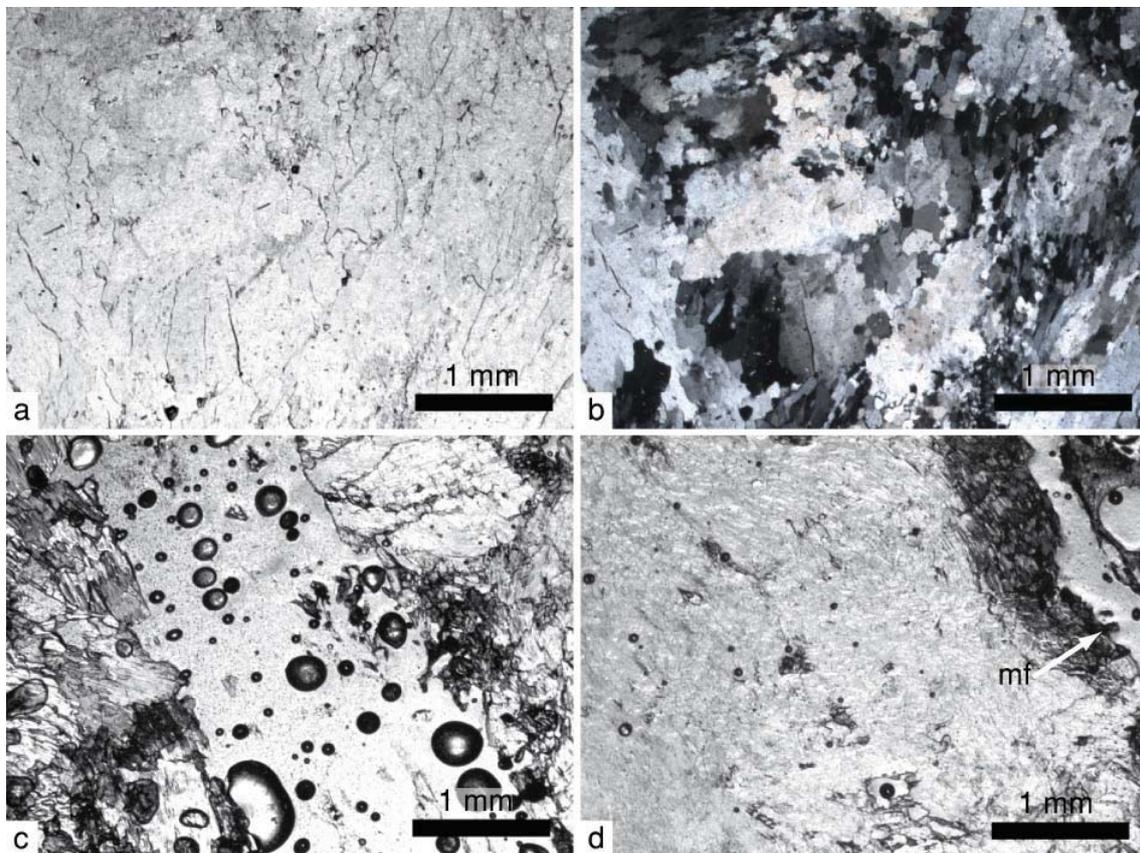


FIGURE 6. | Optical micrographs of the starting material (a-b) and the sample deformed at $P_c=2$ MPa (c-d). Observations were performed under transmitted light and uncrossed nicols, except for subfigure (b). mf : main fracture.

kinked grains, and their thickness is around 500 μm (Figure 7). The surface morphology of those shear bands was observed under Scanning Electron Microscope (SEM). A detailed observation of kinks suggests that there was microcrack opening during their formation, which is probably due to

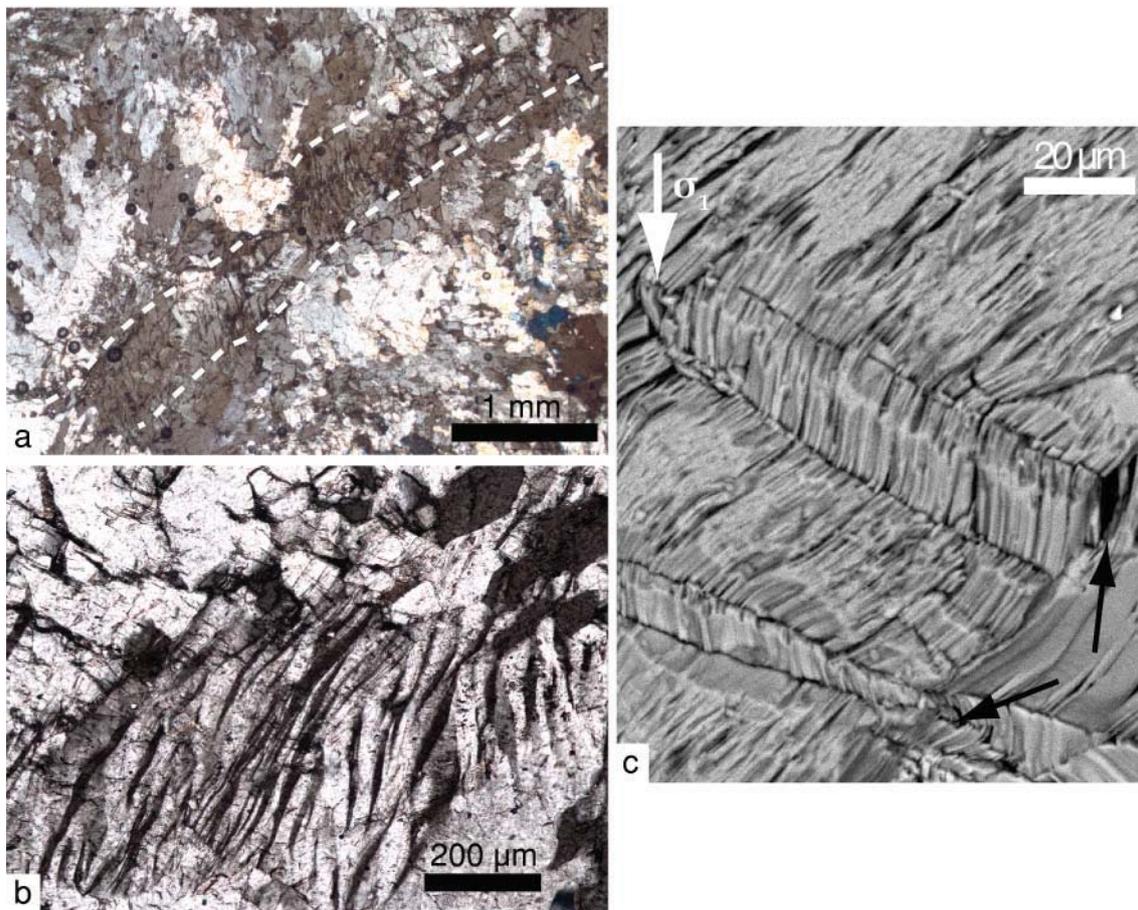


FIGURE 7. | Optical micrographs of the sample deformed at $P_c=20$ MPa (a-b) under transmitted light and crossed nicols, and SEM picture of the sample deformed at $P_c=50$ MPa (c). Dotted lines (a) delineate the approximate size of the shear band. Black stripes (b) denote changes in crystal orientations. Arrows on picture (c) indicate crack opening at the edges of the kinked grains.

strain incompatibilities at the edges of the kinked grains (Figure 7c).

The shear bands that appear at elevated confining pressure are thus a combination of brittle (microcracks) and plastic (kinks) processes. The “ductile” deformation of gypsum at those conditions is thus a “semi-brittle” deformation.

An additional test was performed at $P_c = 95$ MPa during which the deformation was stopped after a finite, countable number of stress drops (Figure 8a). The sample was then cut and we visually estimate the number of shear bands (Figure 8b), which approximately corresponds to the number of stress drops. This suggests that shear banding at high P_c induces a stress drop.

3.3. Elastic Wave Velocities Data

Using the set of sensors described in section 2, elastic wave velocities are measured repeatedly during the tests. Using 16 sensors produces a set of 15×16 waveforms. The origin time t_0 is recorded and thus known. P wave arrival times are automatically picked using the software Insite (from ASC Ltd.); S waves are manually picked by the user. A reference survey, generally performed at

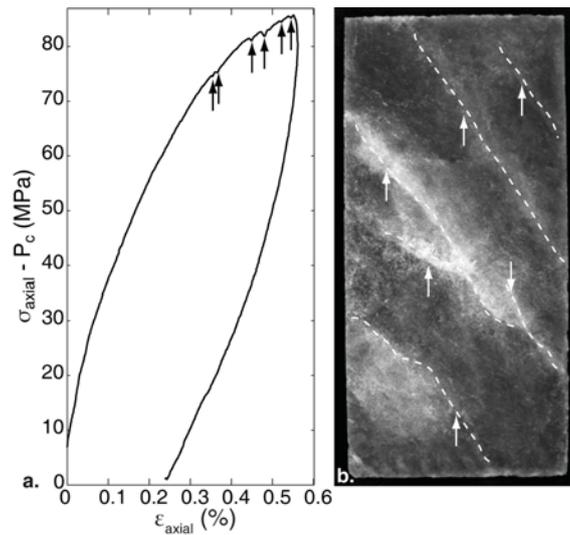


FIGURE 8. | Stress-Strain curve (a) and Photograph (b) from a test at $P_c = 95$ MPa. Deformation was stopped after the occurrence of 6 stress drops. The photograph shows the presence of 5 to 6 distinct shear bands, suggesting that each stress drop is associated to an individual shear band.

the highest hydrostatic pressure experienced by the sample, is then chosen. This “master” survey is processed using the known positions of sensors and picked arrival times to yield an absolute value of the wave velocities. All waveforms are then cut around the picking time in a $5 \mu\text{s}$ window and cross correlated with the master survey, and the position of the maximum of the cross-correlation coefficient gives the shift in P or S wave arrival time. This method provides an automatic measurement of the relative P and S waves velocities evolution during the tests. It cancels the intrinsic errors of manual or automatic picking processes. However, the absolute value may be slightly shifted due to these types of errors in the picking of the master survey.

As mentioned in section 2, the set of active velocity surveys provides measurements at four angles inside the sample. For the sake of simplicity we assume at first that the samples are homogeneous, and thus we present here the average of the elastic wave velocities along each ray path.

Figure 9 is a plot of the P and S wave velocities as a function of mean stress during a hydrostatic loading path up to 98 MPa. The P wave velocities increase gradually as loading increases. This increase is the same in all directions of propagations, and is quite small : around 100 m s^{-1} . The S_h wave velocity is roughly constant. These data indicate that very few preexisting cracks or defects are present in the sample.

Figure 10 is a summary plot of the P and S wave velocities evolution during deformation for the tests performed at elevated confining pressure. P and S wave velocities decrease continuously with increasing axial deformation. The velocities measured at low angle, i.e. close to the loading direction, decrease less than those measured at high angle. An elastic anisotropy is thus developing during deformation. This anisotropy seems to decrease with increasing P_c and temperature.

At $P_c = 20$ MPa and $T = 25^\circ\text{C}$, the horizontal P wave velocity decreases from 5250 m s^{-1} down to 3000 m s^{-1} at 6.2 % axial deformation. It corresponds to 43 % decrease. Likewise, horizontal S_h wave velocity decreases by 28 %. At $P_c = 95$ MPa the horizontal P wave velocity decreases by 20 % and the S_h wave velocity decreases by 20 % at 6.2 % axial deformation. The decrease in P

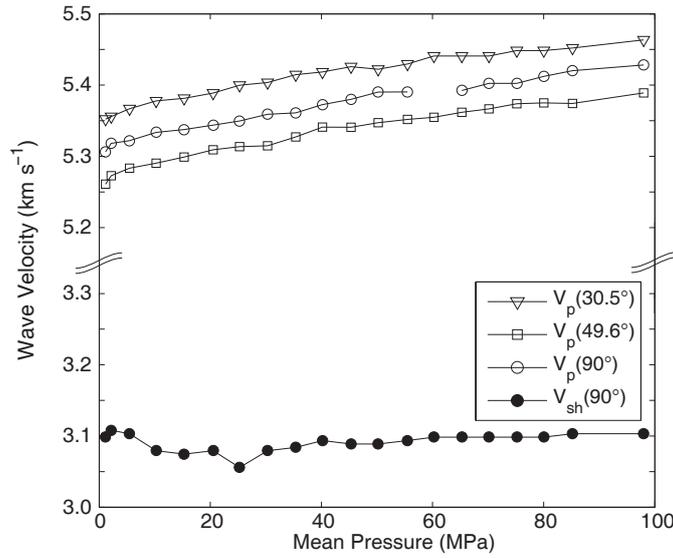


FIGURE 9. | Elastic wave velocities evolution during hydrostatic loading. P wave velocity increases similarly in all directions of propagation. S wave velocity is approximately constant.

wave velocity is thus less at high confining pressure than at low confining pressure.

Compared to experiments performed at room temperature, those performed at 70°C induce smaller changes in P and S wave velocities. For instance, at $P_c = 20$ MPa and $T = 70^\circ\text{C}$ the variation in horizontal P wave velocity is only -14% for an axial deformation of 1% . For the room temperature test, this change is of -19% for the same amount of axial deformation. Such observations are consistently reproduced for all measurements when we compare samples that reached the same amount of deformation.

4. Acoustic Emissions

4.1. Room Temperature Experiments

Using our acoustic monitoring system it was possible to record a significant number of distinct AEs during most of the tests. Let us first focus on the low confining pressure rupture experiments, at $P_c = 2$ MPa and $P_c = 5$ MPa.

For a given AE, we manually pick the first wave arrival on the signal recorded on each channel. Only P wave transducers are used for this procedure. Depending on the quality of the sensor and on the amplitude of the source, some channels may be unusable. If the number of available arrival times is more than 6 the AE can be located. The location procedure is the following. First we compute the average P wave velocity measured by the active surveys as described in the previous section. A homogeneous, transversely isotropic model of the velocity field is used. Assuming weak anisotropy, we approximate the variation of the P wave velocity V with the propagation angle ϕ (defined relatively to the axis of symmetry) by the following relation (Thomsen, 1986) :

$$V = \left(\frac{V_{\parallel} + V_{\perp}}{2} \right) - \left(\frac{V_{\parallel} - V_{\perp}}{2} \right) \cos(\pi - 2\phi), \quad (1)$$

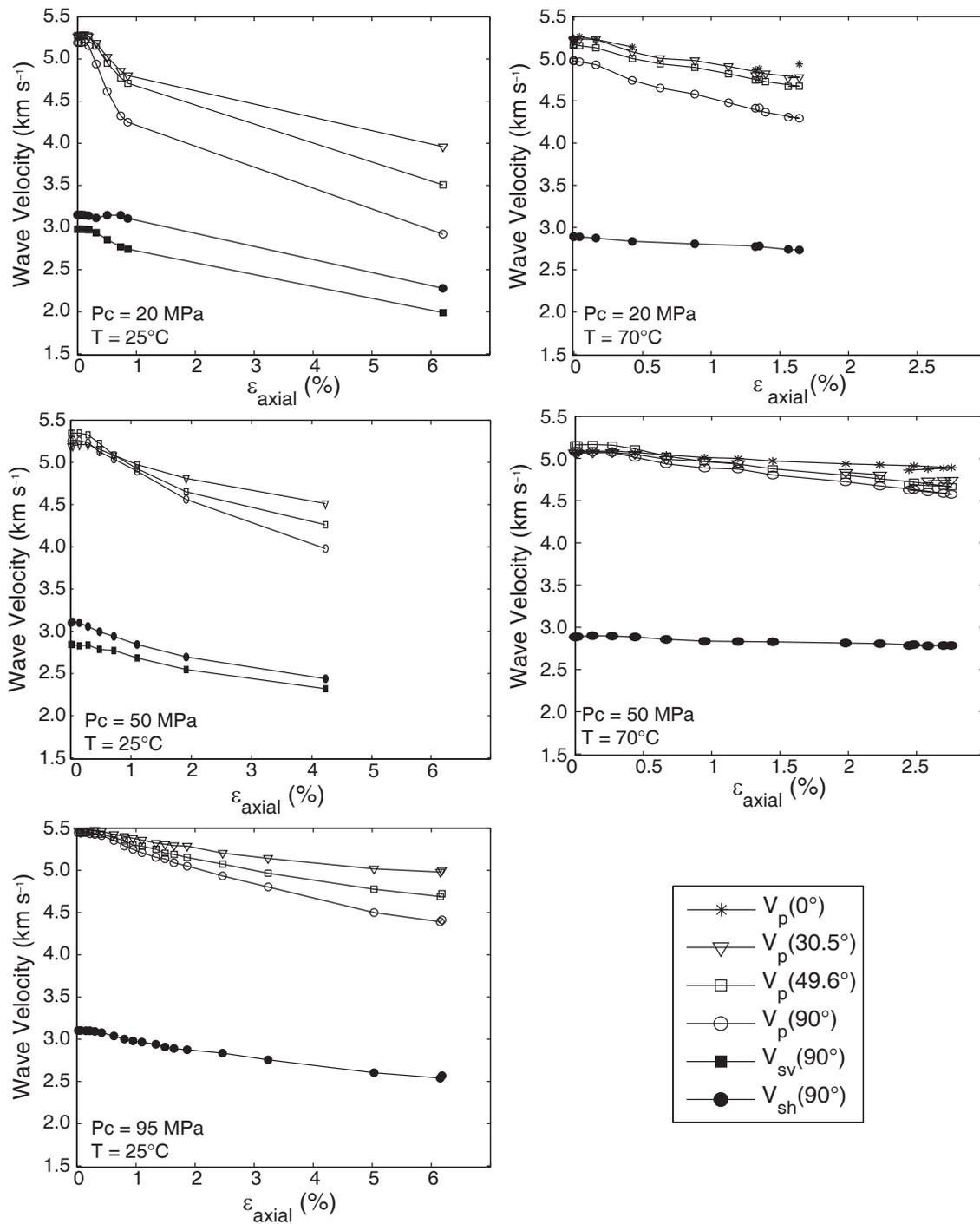


FIGURE 10. | Elastic wave velocities evolution during deformation tests. The corresponding experimental conditions are reported on each graph. All types of elastic waves decrease significantly with increasing deformation.

where V_{\parallel} is the velocity parallel to the symmetry axis, and $V_{\perp} = aV_{\parallel}$ is the velocity perpendicular to it. This defines a as an anisotropy index. Then, the inverse problem of the AE location is solved by

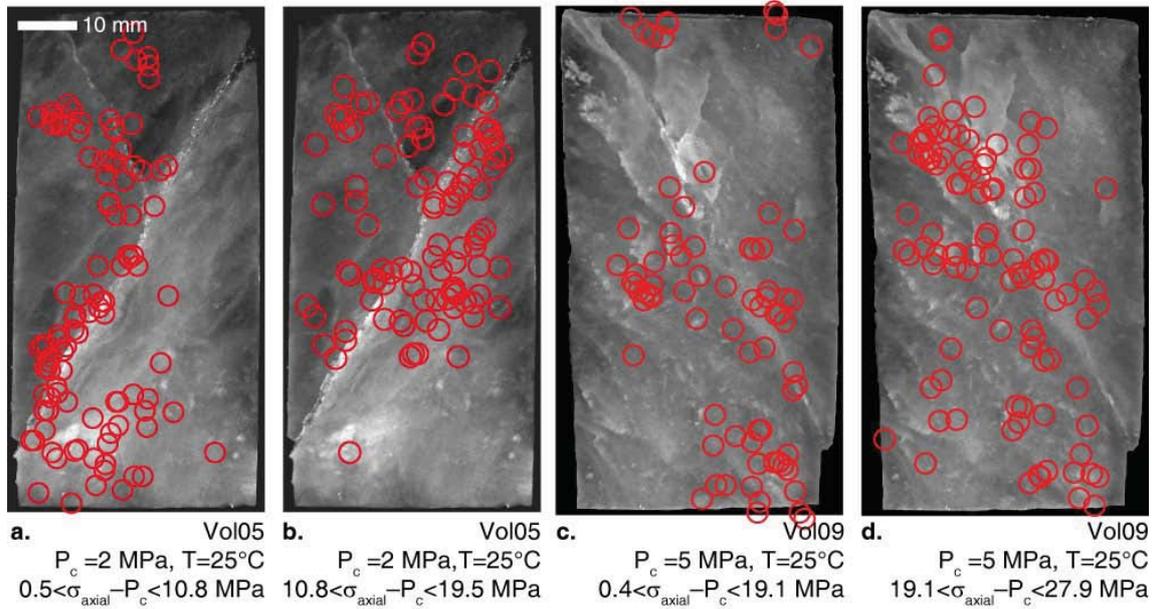


FIGURE 11. | Projection of AE locations for the tests performed at $P_c = 2$ MPa and $P_c = 5$ MPa on the cutting plane. The circle size corresponds to the average location error. **a.** Test performed at $P_c = 2$ MPa. 211 AE are shown. **b.** Test performed at $P_c = 5$ MPa. 210 AE are shown. The locations are scattered but are generally correlated to the presence of the fracture plane.

a 3D collapsing grid-search algorithm that minimizes the absolute value of the difference between theoretical and measured arrival times. The minimum grid spacing at the third iteration is around 1 mm, which is a good resolution for an AE location without considering the errors in sensors locations and sensor size. This method uses least absolute values criterion and is thus robust to aberrant data.

The main error source in AE locations comes from the simplified, homogeneous velocity model we adopt. For a given set of velocity and anisotropy index values, we estimate the error by relocating the sensor positions, using arrival times data from an active velocity survey.

During experiment Vol05, performed at $P_c = 2$ MPa, a total number of 232 prerupture events were recorded. Among those, 211 events can be localized inside the sample. We used a transversely isotropic model for P waves with a maximum vertical P wave velocity of $V_{\perp} = 5150 \text{ m s}^{-1}$ and an anisotropy index of $a = 0.975$. The corresponding average location error is ± 2.3 mm. The located events are displayed on Figures 11a and 11b on a map projection along with the picture of the sample after cutting. At the beginning of the test, for $\sigma_{axial} - P_c < 10.8$ MPa, the located events align roughly along the main and secondary fractures. At higher differential stress the events become more scattered. Similarly, Figures 11c and 11d show the 210 events out of 214 that could be localized during experiment Vol09 ($P_c = 5$ MPa). For this test we used a homogeneous model for P waves with a P wave velocity of 5300 m s^{-1} ; the corresponding average error is ± 2.4 mm. The AEs are scattered at all stages of the test, and even a general trend is hard to distinguish.

At higher confining pressure or temperature, fewer AE were recorded prior to yielding, even in tests Vol04 and Vol11 performed at $P_c = 10$ MPa. AEs were hard to locate because they have non-impulsive rise times and low amplitude. However, the continuous recording system enabled us

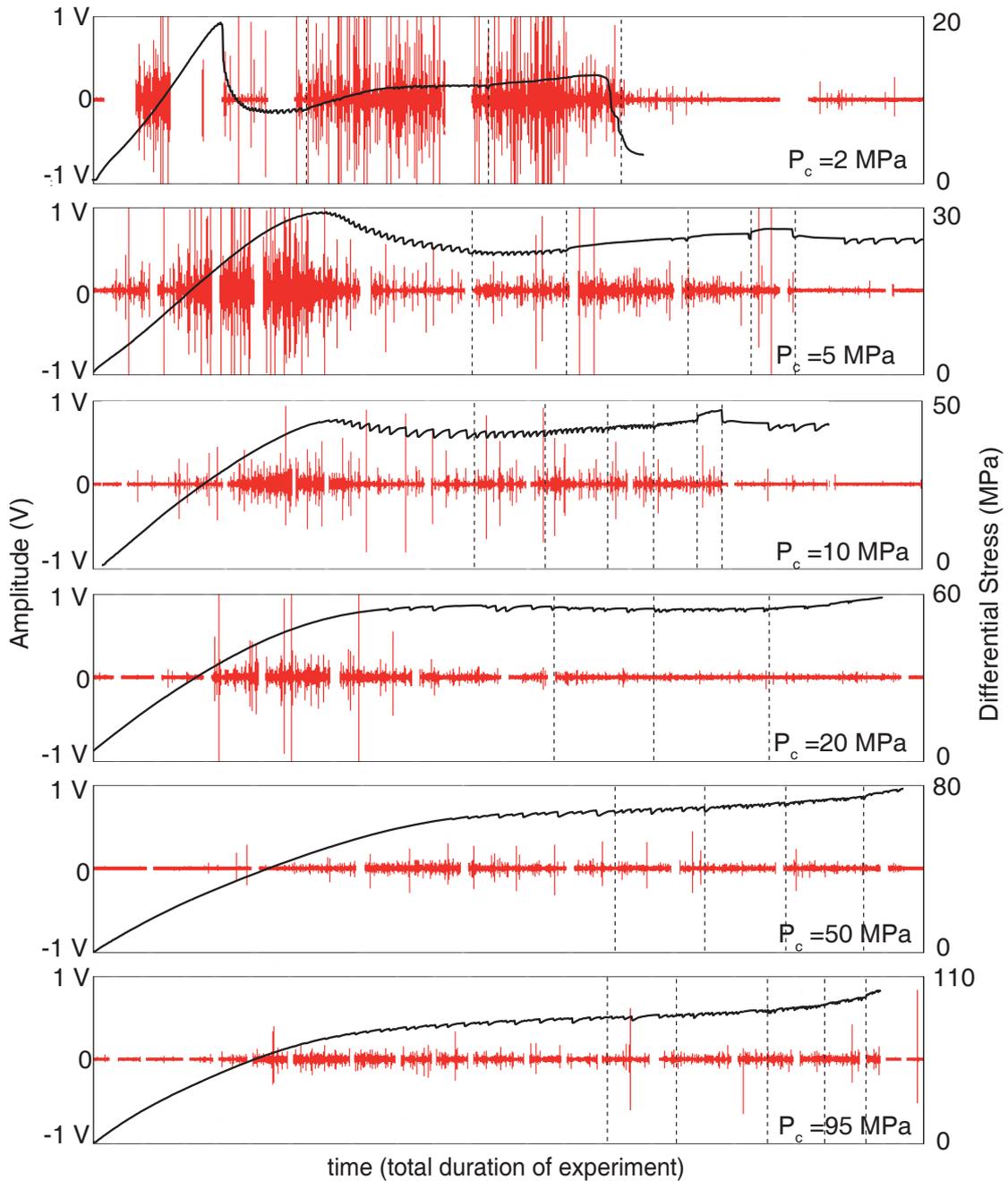


FIGURE 12. | Stress-time curve and continuous waveforms recorded on a central sensor for room temperature experiments. Each sensor shown here is located at mid-height on the sample surface (either P3W, P3S, P3E or P3N, cf Figure 2b). Blanks correspond to the time when active surveys are performed. Dotted lines correspond to the time when the strain rate is increased by a factor 2, as denoted on Figure 4.

to investigate the global acoustic activity during all the tests. It provides an interesting qualitative tool to estimate the amount of dynamic microcracking during deformation. Figure 12 presents the

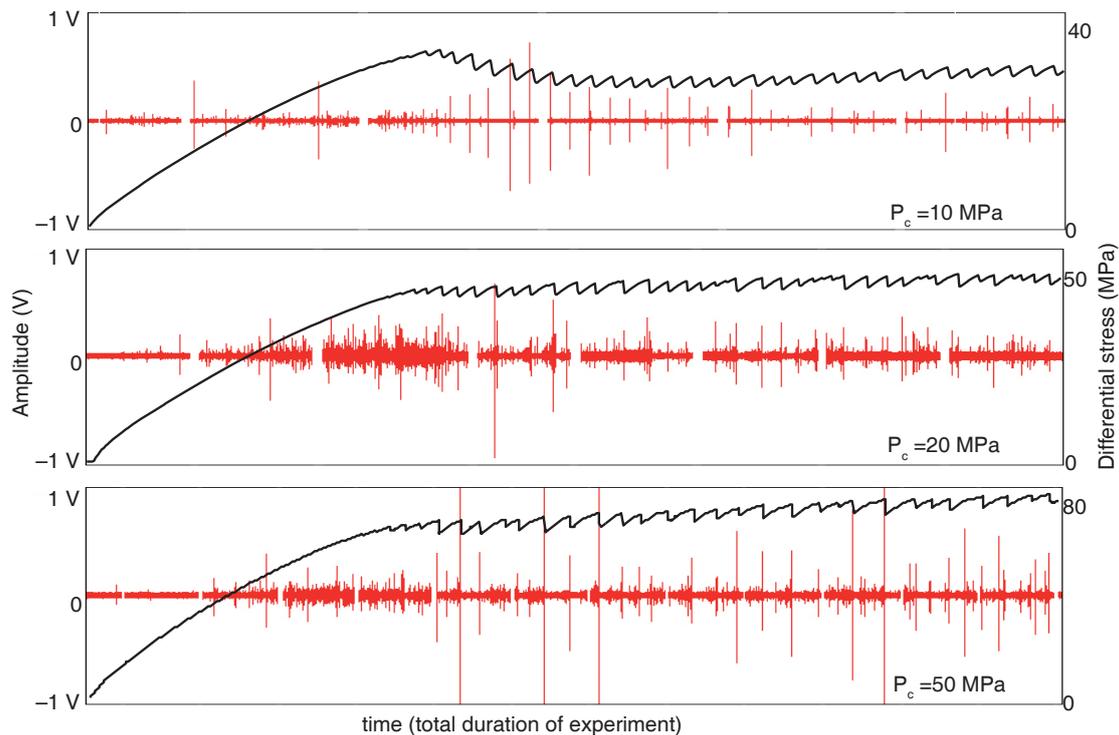


FIGURE 13. | Stress-time curve and continuous waveforms recorded on a central sensor for 70°C tests. Each sensor shown here is located at mid-height on the sample surface (either P3W, P3S, P3E or P3N, cf Figure 2b). Blanks correspond to the time when active surveys are performed.

continuous waveform recorded on a sensor located at mid-height on the sample surface (either P3W, P3S, P3E or P3N, cf. Figure 2b) for all the tests performed at room temperature. The blanks correspond to the time intervals when active surveys are performed. Despite the likely variations of the amplitude response of the sensors and noise, such comparison gives a rough idea of the acoustic activity changes with varying confining pressure. In this figure, an AE corresponds to a short spike in the waveform : its duration is usually a few tens of microseconds, i.e. $\sim 10^8$ times shorter than the duration of the experiment itself. In all cases, the maximum AE count and amplitude is reached slightly before the yield point. The stress drops are only scarcely correlated with particular bursts of AE. The AE count and AE amplitudes are much higher at low pressure than at high pressure, which suggests that the microcracking processes radiate more elastic energy at low pressure than at high pressure.

4.2. 70°C Experiments

The experiments performed at 70°C are processed similarly. Figure 13 is a plot of continuous waveforms recorded on one sensor, superimposed to the differential stress as a function of time. The first occurrence of AEs starts slightly before the yield point. The major difference with room temperature tests is that large amplitude, low frequency AE signals are recorded simultaneously with every stress drop. The frequency of these events is actually low enough to be heard by human ear. Such signals were never recorded during the tests performed at room temperature.

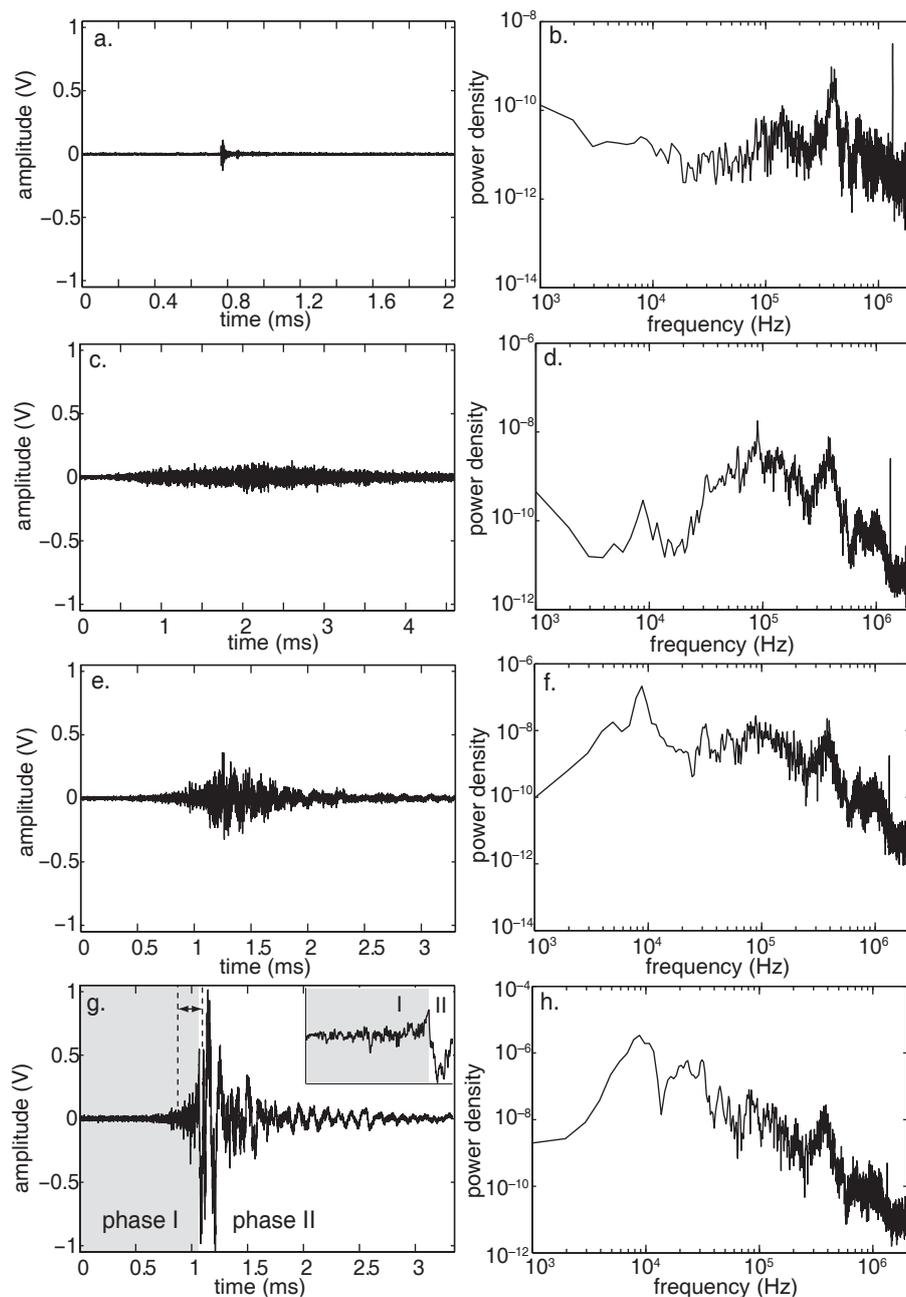


FIGURE 14. | Typical waveforms and power density spectra of a regular AE (a,b) and of various LFAEs recorded during stress drops at 70 °C (c–h). Note the difference in time scales. The power density spectra of all LFAEs contain a peak at 8.8 kHz. The event shown in subfigure (g) seems to occur in two phases (I and II). The insert corresponds to a zoom in the time interval denoted by the dotted lines.

At this point an important distinction needs to be made between what we will call in the following a “regular AE” and a “low frequency AE” (LFAE). Figure 14 summarizes the variety of signals recorded during a deformation test at 70 °C and $P_c = 50$ MPa (vol15), as well as their power spectral densities. Figures 14a and 14b correspond to a regular AE, which can be defined by a short duration,

of the order of 10 μ s, and a dominant high frequency content (significant frequency peaks are over 100 kHz); they do not correspond to a macroscopic stress drop. Representative examples of LFAEs recorded during stress drop events are displayed on Figures 14c–14h. Their duration is of the order of a few milliseconds, and their frequency content is dominated by a peak at \sim 8.8 kHz; as opposed to regular AEs, they systematically accompany the macroscopic stress drops recorded during deformation. The intensity and duration of the LFAEs, as represented in Figures 14c, 14e and 14g, is variable from one event to another.

Some LFAEs, as shown in Figure 14c, have a relatively long duration and do not present any sharp peak in amplitude; they occur as swarms of AE activity. On the other hand, some LFAEs (Figure 14g) are significantly shorter and contain distinct amplitude peaks at relatively low frequency. Intermediate events also occur, as shown in Figure 14e. In the example event displayed in Figure 14g, at least two phases can be distinguished. The event starts as a swarm (phase I), in a very similar way as the other types of LFAEs, but a major peak in amplitude occurs (phase II) and then the signal decreases in long period oscillations.

5. Interpretations and Discussion

5.1. Micromechanics of Deformation

The mechanical behaviour of the samples tested at 70°C do not fundamentally differ from those tested at room temperature. In Figure 15 we report the occurrence of the first stress drop and yield stress as a function of mean stress and differential stress. The series of points defines a boundary above which the mechanical behaviour changes dramatically. This boundary is certainly not the elastic limit of the samples, since there is a clear non linearity of the stress-strain curves even before the first stress drop; however, this is a convenient and reproducible way to denote the change in the mechanical behaviour. The boundary at room temperature does not significantly differ from that at 70°C; it is thus probable that the microprocesses involved in this change of behaviour are the same.

P and S wave velocities continuously decrease during deformation, which suggest that microcracks are forming. They can be related to the strain incompatibilities at the edges of kinked grains, as well as cleavage plane or grain boundary opening. Assuming an initially homogeneous, isotropic medium, it is possible to quantitatively interpret the velocity data using an effective medium theory. We are in particular interested in comparing relative measurements. We thus use the non interactive approach as described by Sayers & Kachanov (1995). The advantage of this model is that it allows a transversely isotropic orientation distribution of cracks, and can explain the development of P wave anisotropy in an initially isotropic medium. The inversion process allows to retrieve equivalent vertical and horizontal crack densities (see appendix A). This separation of crack density in two principal orientations actually corresponds to the decomposition of cracks with any orientations into equivalent orthogonal cracks. The results are plotted on Figure 16. Below 1 % axial deformation, the vertical ($\alpha_{11} = \alpha_{22}$) and horizontal (α_{33}) crack densities are of the same order of magnitude. When the sample is further deformed, the vertical crack density becomes much higher than the horizontal crack density. This can be understood as the formation of non purely vertical cracks, that can be decomposed into a large component along the vertical axis of compression (high $\alpha_{11} = \alpha_{22}$), and a small component along the horizontal (low α_{33}). This corresponds to the development of a crack induced anisotropy that we already observed on the raw velocity data.

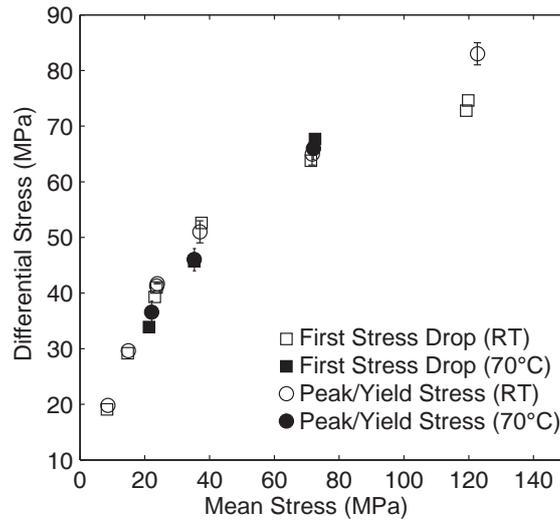


FIGURE 15. | Onset of the first stress drop and yield stress in the mean and differential stress plane.

The crack density is systematically lower at high confining pressure than at low confining pressure. Likewise, at 70°C the crack density is significantly lower than at room temperature. The damage almost linearly increases with increasing axial strain : microcracks accumulates as shear bands are formed, but the sample keeps its integrity. To our knowledge, our dataset is the first to show such a linear relationship between crack density and deformation ; typically, brittle rocks accumulate microcracks non linearly prior to localization ([Schubnel et al., 2003](#); [Fortin et al., 2006](#)).

As shown in Figure 16, at a given finite strain the samples deformed at 70°C have a lower crack density than the samples deformed at room temperature. If the total inelastic strain is written as the sum of the contribution from cracks, and from plastic processes, i.e.,

$$\varepsilon_{\text{inelastic}} = \varepsilon_{\text{plastic}} + \varepsilon_{\text{cracks}}, \quad (2)$$

it implies that the ratio $\varepsilon_{\text{plastic}}/\varepsilon_{\text{cracks}}$ is higher at elevated temperature than at room temperature. This is consistent with the fact that plastic processes are usually thermally activated, as they involve dislocation motion and/or diffusion phenomena. As shown by the microstructural observations, the main plastic process involved in gypsum deformation during the tests seems to be grain kinking.

A particular feature of grain kinking is its dependency on crystal orientation with respect to the stress orientation. Gypsum is a crystal salt that includes a large amount of water in its structure. The water molecules lie along the (010) planes, and thus only hydrogen bonds hold the structure along these planes that are perfect cleavage planes. This allows the mineral to kink when the first principal stress is aligned with this plane ([Turner & Weiss, 1965](#)). Such a feature may help to understand the formation of shear bands at elevated confining pressure.

At $P_c \geq 20$ MPa, the deformation is localized within bands of finite thickness ($\sim 500 \mu\text{m}$) containing microcracks and kinked grains, associated with stress drops of finite amplitudes and durations. Inbetween those stress drop events, a significant AE activity is recorded (see Figures 12 and 13). Microcracking is thus occurring during the reloading phase after a stress drop, probably along with progressive grain kinking. It is thus possible that microcracks accumulate throughout the sample during the reloading phase, until kinking starts to operate on one or several grains that are favorably

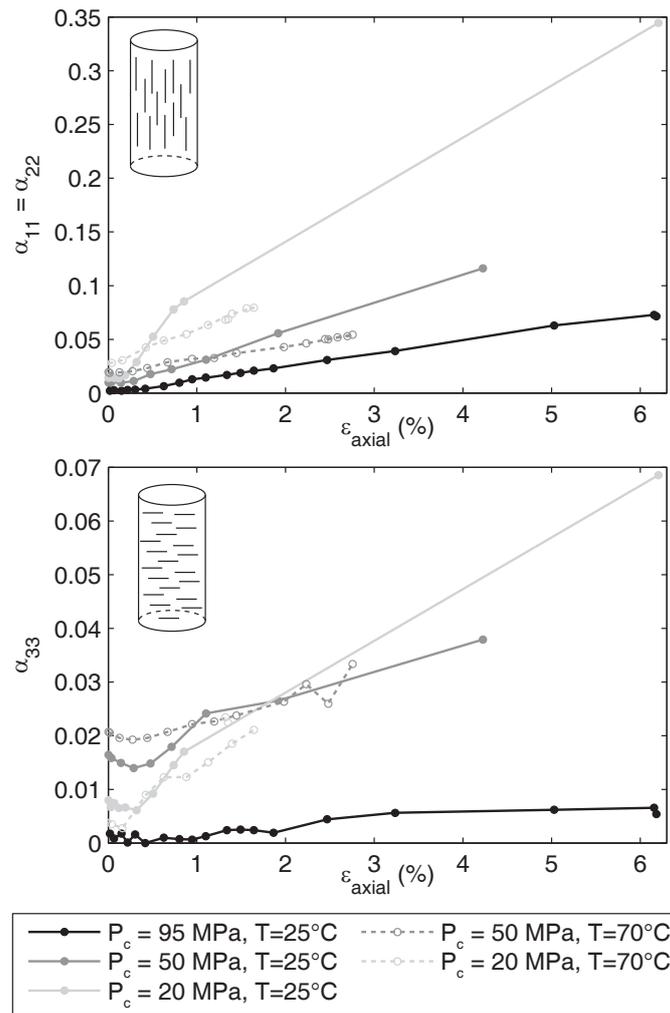


FIGURE 16. | Evolution of vertical crack density α_{11} and horizontal crack density α_{33} during high P_c tests. Note the different vertical scales. The inversion process is fully described in appendix A. Crack density increases regularly with increasing axial strain. The rate of increase is higher at low confining pressure, and for low temperature tests.

oriented. The kinked grains may act as soft inclusions that induce strain incompatibilities around them, and could be the initiation points of the shear bands.

At elevated confining pressure, numerous shear bands are observed, which indicates that a shear band is not easily reactivated after its formation. This suggests a saturation process, i.e. a hardening of the shear band after it accommodates a finite amount of strain. How does this process operate? Geometrically, a single gypsum grain cannot accommodate an infinite amount of deformation by kinking. There must be a hardening process at the grain scale, i.e., a critical kink angle at which other mechanisms have to be involved to further deform the grain. Our experiments suggest that grain kinking is a major deformation mode during shear band formation. It is likely that after a certain amount of deformation the energy needed to further deform the grains becomes larger than the energy needed to form a new shear band. In this framework, each band may correspond to a finite strain, and the total strain may be the sum of the contributions of all the shear bands.

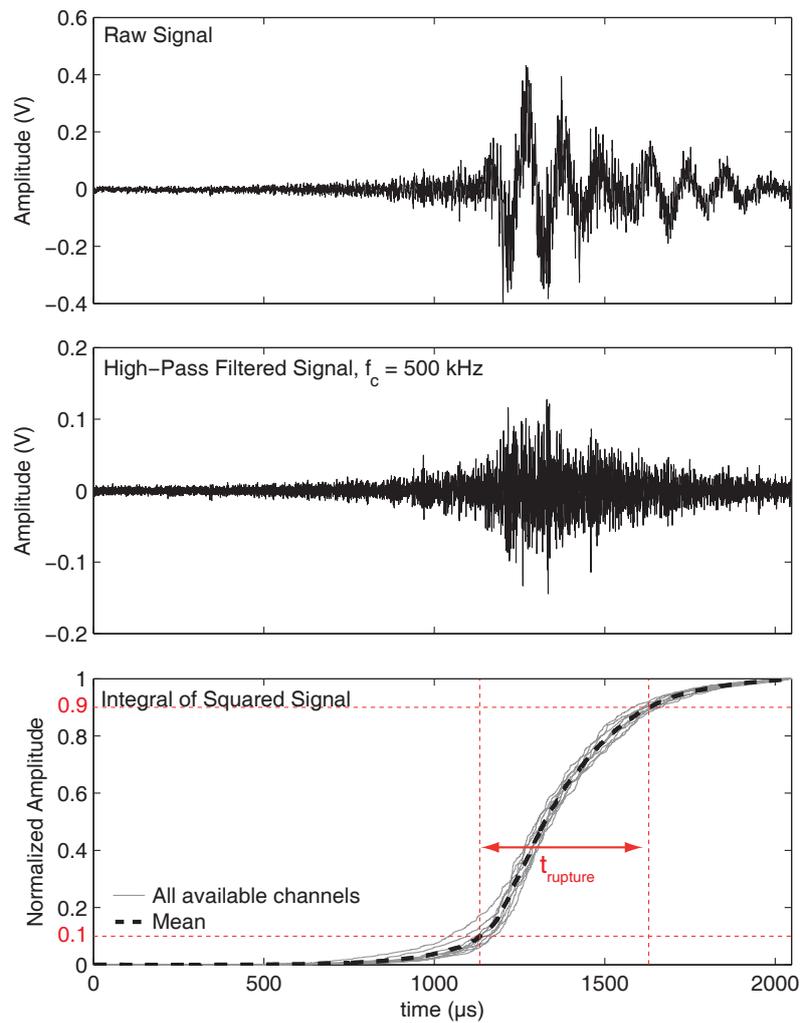


FIGURE 17. | Processing of low frequency events to retrieve the rupture duration. The raw signal is filtered with a high pass, first order butterworth filter (cutoff frequency 500 kHz). The square of the resulting waveform is integrated, and the baseline corresponding to noise is removed. The signal on each channel is normalized. The result is shown on the bottom graph (light grey lines). The dotted line is the mean of all available channels. The rupture duration $t_{rupture}$ is estimated by the time from the processed signal to rise from 0.1 to 0.9. This time corresponds to the release of 80% of the energy of the waveforms.

At 70°C, plasticity (i.e. kinking) contributes to a larger extent to the total inelastic deformation. The saturation process of grain kinking at the grain scale may thus explain why the long term hardening is larger at 70°C than at room temperature. Moreover, if the shear bands are viewed as a cascade of kinks (accompanied by microcracks), a higher background temperature may promote larger stress drops, consistently with the observations reported in Figure 4.

5.2. Rupture Dynamics

At 70°C and elevated confining pressure, the shear band formation induces a large, dynamic stress drop that we record with AE sensors. The LFAE signals can be processed to explore the details of the dynamics of deformation.

As seen in Figures 14d, 14f, and 14h, the LFAEs have significant frequency components in the range 1–100 kHz. Within this frequency range, a component at 8.8 kHz is systematically observed. This particular peak might correspond to a resonant frequency of the sample assembly and/or its surrounding confining medium (the wavelength associated with this component is ~ 50 cm for a wave velocity of ~ 5 km s⁻¹, or of the order of 17 cm if the wave speed is that of the confining oil). At 70°C, the rupture process is thus rapid and powerful enough to induce oscillations of the whole medium, which is not seen (at least within the sensitivity range of our sensors) during the stress drop events at room temperature.

The low frequency waveforms can be processed in order to remove the low frequency content that might not be strictly related to the source processes. A high pass butterworth filter of order 1, with a low frequency cutoff at 500 kHz is applied. The resulting signal, presented in Figure 17b, still display a significant amplitude.

The high frequency part of the LFAEs may originate from microcrack propagation during the stress drop events. In that case, the duration of each event can be estimated by measuring the duration of the high frequency signals within the LFAE. Starting from the filtered signals $S_i^{\text{HF}}(t)$ (where i corresponds to the channel number), we calculate the integral $\Sigma_i(t)$ defined by

$$\Sigma_i(t) = \int_0^t (S_i(t')^{\text{HF}})^2 dt'. \quad (3)$$

For each signal $\Sigma_i(t)$, the baseline corresponding to integrated noise is removed by subtracting a linear fit to the first 500 points of $\Sigma_i(t)$. The subsequent signal is then normalized, and sigmoid curves ranging from 0 to 1 are obtained (cf. gray curves in Figure 17c). In order to avoid local effects the average of those curves over all channels i is calculated (black curve in Figure 17c). The rise time t_{rupture} of the mean curve is calculated as the time for the mean normalized signal to increase from 0.1 to 0.9. Such a definition imply that 80% of the high frequency energy of the waves is released during t_{rupture} . It can thus be seen as a good upper bound estimate of the rupture duration. In all experiments, the rupture time defined as above ranges from 0.3 to 1 ms. Considering a maximum rupture length of ~ 5 cm, such rupture durations correspond to average rupture velocities of the order of 50 to 200 m s⁻¹. Because we calculate an upper bound for the rupture duration, these values correspond to lower bound of the rupture speed.

From the rupture duration and the axial shortening measurement, we can now estimate the average slip rate during a stress drop event. Using a displacement of the order of 20 μm over a duration of the order of 0.5 ms, we obtain a slip rate of the order of 4 cm s⁻¹. This value is relatively high, and could possibly induce a significant shear heating within the band. The shear band thickness is approximately 500 μm , so the strain rate is $\dot{\gamma} \approx 80$ s⁻¹. The shear stress acting on a band is of the order of $0.5(\sigma_{\text{axial}} - P_c)$, that is $\tau \approx 30$ MPa (for a test at $P_c = 50$ MPa). Thus, the shear energy per unit volume is of the order of $\tau\dot{\gamma} \approx 2.4 \cdot 10^9$ J m⁻³ s⁻¹. The heat capacity C of gypsum is $1.1 \cdot 10^3$ J kg⁻¹ K⁻¹, and the density of gypsum is $d = 2.3 \cdot 10^3$ kg m⁻³. Assuming adiabatic conditions, the average heating rate within the band is $\tau\dot{\gamma}/(dC) \approx 1000$ K s⁻¹. The duration of slip being of the order of 0.5 ms, the temperature increase is thus only 0.5 K. This value is negligible compared to the background temperature, and even at 70°C it is far from the dehydration temperature of

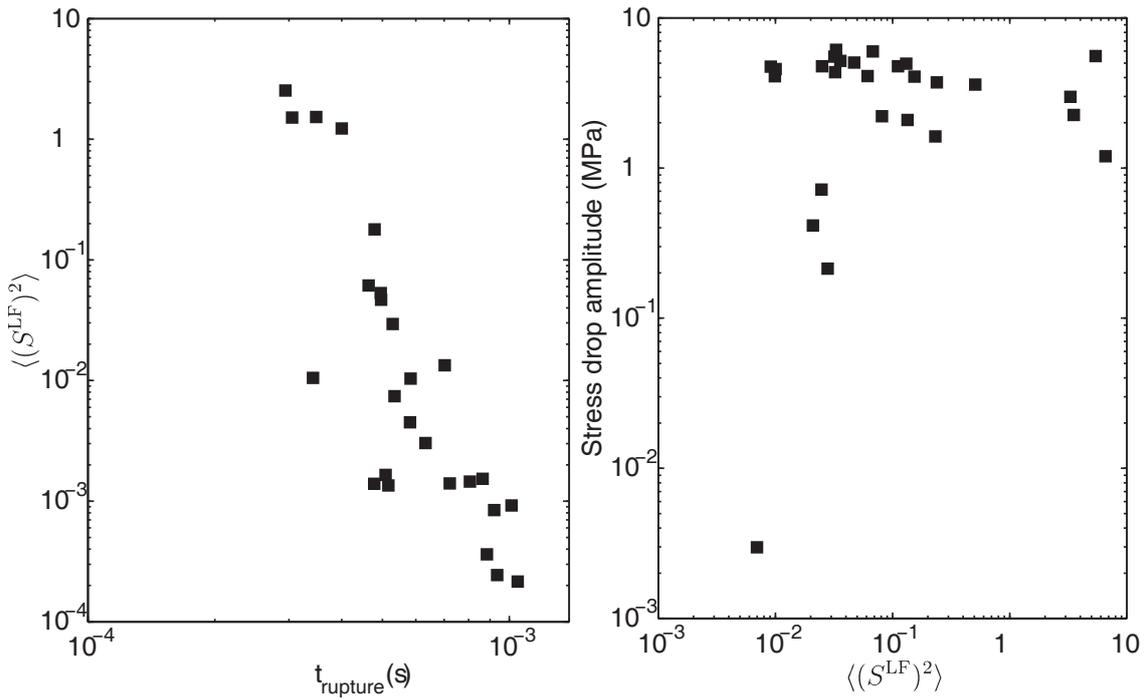


FIGURE 18. | Scaling between waveform maximum amplitude, rupture duration and static stress drop amplitude. The raw signals are filtered with a low pass first order butterworth filter at a cutoff frequency of 20 kHz, and the maximum amplitude of the square of this filtered signal is collected. The data suggest a negative correlation to $t_{rupture}$. However the static stress drop amplitude seems to be independent of the signal amplitude.

gypsum.

The major difference in the signals between room temperature and 70°C tests may thus be explained by the propagation speed of the shear band. From a mechanical and microstructural point of view, the processes are likely to be the same at both temperatures. The driving process of shear band formation at elevated pressure seems to be grain kinking : a plastic phenomenon. It involves motion of dislocations, which is very sensitive to temperature. The propagation of a shear band may encounter numerous obstacles : grain boundaries, misoriented grains that cannot easily kink or cleave. At low temperature, these obstacles slow down the propagation and it takes a significant time for plasticity to act and for the shear band to propagate. At elevated temperatures, those plastic processes are much faster and thus the shear band can form quicker. Such explanation is qualitative only, but explains why stress drops and shear bands induce a large amplitude AE at 70°C and do not at room temperature.

The event displayed in Figure 14g seems to occur in two phases, which may be attributed to the nucleation process. Phase I could be understood as a relatively slow coalescence of microcracks, similar to what is seen during the event shown in Figure 14c. At some point (phase II), the process accelerates and starts radiating higher energy. This acceleration point could correspond to a highly stressed zone encountered by the shear band during its propagation, thus releasing higher elastic energy during its breakdown (Rubinstein *et al.*, 2004).

In order to estimate a magnitude for each event, the peak intensity of the low frequency waveforms can be collected for all stress drop events during high temperature tests. The raw signals

are filtered with a first order, low pass butterworth filter at a cutoff frequency of 20 kHz. To avoid possible polarity differences from one channel to another, the filtered signals $S_i^{\text{HF}}(t)$ are squared, and the maximum of $(S_i^{\text{LF}}(t))^2$ is extracted. The average amplitude

$$\langle (S^{\text{LF}})^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \max \left\{ (S_i^{\text{LF}}(t))^2 \right\} \quad (4)$$

over the N channels is then calculated. Figure 18 reports this amplitude as a function of t_{rupture} for the test performed at $P_c = 50$ MPa. There is a general trend showing a correlation between the maximum amplitude and the rupture duration. The faster the rupture, the larger the amplitude of the waves. This is qualitatively consistent with the fact that seismic efficiency is generally an increasing function of the rupture speed (e.g. Kanamori & Brodsky, 2004). We also tried to correlate the maximum amplitude at low frequency $\langle (S^{\text{LF}})^2 \rangle$ (as defined in equation 4) with the amplitude of the stress drop as recorded by the axial stress measurement (Figure 18b). There is no correlation, which indicates that the static stress drop is not related to the dynamics of the rupture process. This is consistent with the seismological estimates of stress drops, that are found to be independent on the earthquakes' magnitude (e.g. Kanamori & Anderson, 1975), but are more variable for small earthquakes (e.g. Allmann & Shearer, 2007, 2009).

5.3. Comparison with Other Rocks

During the shear banding, our data combination ranging from mechanics, microstructure, to wave velocity and acoustic emissions allows us to observe phenomena occurring at two scales. At the microscopic grain scale, we observe the interplay between plastic deformation (kinks) and microcrack opening. These processes produce high frequency AE that we record on the piezoelectric transducers. At the macroscopic scale, the propagation of the band itself induces a stress drop, and at elevated temperature the propagation is fast enough to radiate elastic energy at low frequency. In typical fracture tests on brittle rocks such as granite, two cases are met : if the rock is intact, acoustic emission signals correspond only to microcracking and can be used to delineate the fracture plane (e.g. Scholz, 1968; Mogi, 1968; Lockner & Byerlee, 1977). The sample are usually too small for the fracture to accelerate and the macroscopic fracture never propagates dynamically to radiate low frequency waves (Ohnaka & Shen, 1999; Ohnaka, 2003). If the rock is already fractured or saw cut, stick-slip events are observed and the signal coming from the macroscopic fracture propagation is so large that the microcracking cannot be detected at the same time (Thompson *et al.*, 2005, 2009). In the case of Volterra gypsum, the macroscopic failure (or shear banding) is dynamic but does not hide the high frequency signals coming from the microcracks. In this material, the critical fault length above which fault propagation becomes dynamic (Ohnaka, 2003) is smaller than or of the same order of magnitude as the size of the sample ($\sim 5 - 10$ cm). However it is still unclear whether we observe a high velocity fault propagation or an accelerating fault at the transition from quasistatic to dynamic rupture. Our estimates of rupture speed, from 50 to 200 m s^{-1} may suggest the latter.

In Figure 19, the typical stress-strain curves of rocks (in gray) are reported for the transition from brittle, strain weakening to ductile, strain hardening behaviour. In the case of gypsum (in black), increasing temperature at elevated confining pressure produces an unstable ductile behaviour. Our experiments suggest that dynamic events can propagate within the ductile field of gypsum because

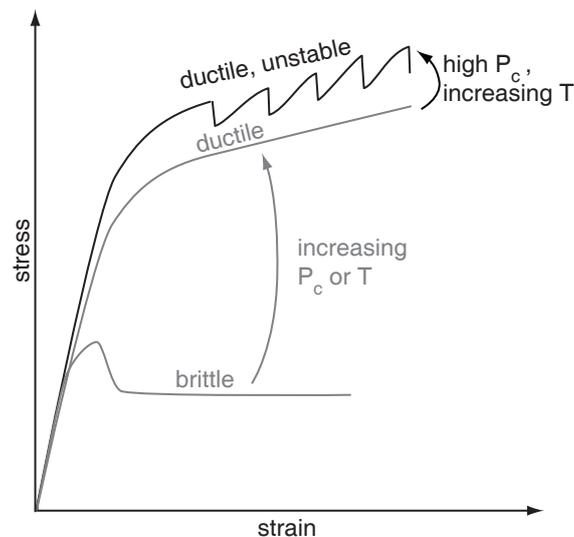


FIGURE 19. | The brittle-ductile transition for typical rocks (in gray), and the case of gypsum (in black). Usually, increasing pressure and temperature makes the rocks switch from brittle and strain weakening, to ductile and strain hardening behaviour. In the case of gypsum, a slight increase in temperature at elevated pressure makes this material change from a relatively smooth, ductile behaviour to a ductile but highly unstable behaviour.

the driving process of shear banding is a plastic phenomenon. This may be an evidence of the possibility of plastically-induced dynamic shear banding.

To which extent can we extrapolate this behaviour to the natural case? Two conditions would be required: (1) the microscopic processes identified in gypsum must exist in other, common types of rocks at depth and (2) fault zone irregularities and rock heterogeneity should not hamper those processes from being active. This restrains considerably the range of rocks and settings in which extrapolations can be done. The rocks must behave in a semi-brittle manner with only few intracrystalline slip systems available. The ambient temperature and pressure should be elevated enough to activate these slip systems, but not high enough to trigger any mineral phase change. Such description might correspond to rocks containing minerals such as serpentines, talc or olivine, e.g. an subducting oceanic crust. Indeed, serpentinites can also be kinked (e.g. Viti & Hirose, 2009), as well as talc (Escartín *et al.*, 2008) and olivine (e.g. Green II & Radcliffe, 1972). At elevated pressure and temperature those minerals may localize deformation in a similar way as the gypsum we studied. However, further experimental investigations are needed to make sure that deformation processes in these rocks are similar to those of gypsum (e.g. the work of Escartín *et al.* (2008) on talc).

6. Conclusion

The experimental data presented in this work showed that gypsum experiences a transition from brittle to semi-brittle behaviour between 10 and 20 MPa confining pressure. Temperature up to 70°C has little influence on this behaviour. The semi-brittle behaviour consists in the formation of multiple shear bands mainly composed of kinked gypsum grains and microcracks. Elastic wave

velocity drops during deformation, which can be attributed to the opening and propagation of microcracks in the samples. Due to the vertical differential stress, these cracks are preferably vertically oriented. There is a linear correlation between crack density evolution and axial deformation : the material can accumulate microcracks while hardening and without losing its integrity. This is typical of a semi-brittle behavior. Gypsum is thus a very suitable material to study the brittle-ductile transition in the laboratory.

At elevated pressure and temperature, shear banding is dynamic and produces a low frequency acoustic event. Within the signal, high frequency content may correspond to the damage associated with the creation of the shear band. The time during which this damage is created can be used to estimate the propagation time of the shear band. The corresponding rupture speeds range from 50 to 200 m s⁻¹.

The fact that shear banding is dynamic at elevated temperature but silent at room temperature points that gypsum behaves anomalously compared to other rocks. This anomaly may arise from the fact that a plastic micro-process, namely grain kinking, is a driving process in the shear band formation.

The slow and silent shear banding at room temperature and high pressure could correspond to an aseismic behaviour, analogue to silent and/or slow slip events (e.g. [Ide et al., 2007](#)), whereas at high temperature the rapid and dynamic ruptures could be understood as a seismic behaviour, either producing non-volcanic tremors, low frequency earthquakes (e.g. [Ide et al., 2007](#)) or simply regular earthquakes. Our set of experiments is obviously too specific to draw strong general conclusions as regards what may happen in nature. However, this opens the possibility that earthquakes may be generated at the brittle-ductile transition, and that micro-plasticity may help to generate dynamic stress drops.

A. Appendix

In this section we present the method to estimate crack density from P and S wave measurements. First, the uncracked moduli E_0 and ν_0 are obtained by inverting the velocity data obtained at 95 MPa hydrostatic stress, using

$$\nu_0 = \left(\frac{1}{2} \left(\frac{V_p}{V_s} \right)^2 - 1 \right) / \left(\left(\frac{V_p}{V_s} \right)^2 - 1 \right), \quad (5)$$

$$E_0 = 2\rho(1 + \nu_0)V_s^2, \quad (6)$$

where ρ is the rock density. With $V_p = 5500$ m.s⁻¹, $V_s = 3100$ m.s⁻¹ and $d = 2300$ kg.m⁻³ we get $E_0 \approx 5.6 \cdot 10^{10}$ Pa and $\nu_0 \approx 0.27$.

The forward problem consists in calculating the wave velocities in different directions as a function of the crack density tensor α . This tensor can be written

$$\alpha = \begin{pmatrix} \alpha_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_{33} \end{pmatrix} \quad (7)$$

where the subscript number indicates the orientation of the vector normal to the cracks plane. In the case of a transversely isotropic crack distribution oriented by axis 3, the vertical crack densities

are $\alpha_{11} = \alpha_{22}$ and the horizontal crack density is α_{33} . For dry rocks, [Sayers & Kachanov \(1995\)](#) established an approximate scheme relation between the stiffness tensor C and α , in the case of transversely isotropic crack distribution :

$$C_{11} + C_{12} = (1/E_0 + \alpha_{33})/D, \quad (8)$$

$$C_{11} - C_{12} = 1/((1 + \nu_0)/E_0 + \alpha_{11}), \quad (9)$$

$$C_{33} = ((1 - \nu_0)/E_0 + \alpha_{11})/D, \quad (10)$$

$$C_{44} = 1/(2(1 + \nu_0)/E_0 + \alpha_{11} + \alpha_{33}), \quad (11)$$

$$C_{13} = (\nu_0/E_0)/D, \quad (12)$$

$$C_{66} = 1/(2(1 + \nu_0)/E_0 + 2\alpha_{11}), \quad (13)$$

where the Voigt (two-index) notation is used and

$$D = (1/E_0 + \alpha_{33})((1 - \nu_0)/E_0 + \alpha_{11}) - 2(\nu_0/E_0)^2. \quad (14)$$

From the effective stiffness tensor, we calculate the wave phase velocity in along the propagation angles ϕ corresponding to our sensors setup :

$$V_p(\phi) = \left\{ (C_{11} \sin^2 \phi + C_{33} \cos^2 \phi + C_{44} + \sqrt{M}) / (2\rho) \right\}^{1/2}, \quad (15)$$

$$V_{sh}(\phi) = \left\{ (C_{11} \sin^2 \phi + C_{33} \cos^2 \phi + C_{44} - \sqrt{M}) / (2\rho) \right\}^{1/2}, \quad (16)$$

$$V_{sv}(\phi) = \left\{ (C_{66} \sin^2 \phi + C_{44} \cos^2 \phi) / \rho \right\}^{1/2}, \quad (17)$$

where

$$M = ((C_{11} - C_{44}) \sin^2 \phi - (C_{33} - C_{44}) \cos^2 \phi)^2 + ((C_{13} + C_{44}) \sin(2\phi))^2. \quad (18)$$

Formally, we obtain a function $\mathbf{V}(\alpha_{11}, \alpha_{33})$ that allows to calculate synthetic data.

In the case of an oblique path in a transversely isotropic medium, the measured wave velocity is the group velocity and not the phase velocity. It may induce an error of the order of 10 % ([Sarout, 2006](#)) in the calculation of elastic moduli. We do not take this complexity into account in our inversion process. Since the sensors configuration and ray angles are similar in all tests, our approximate calculations can be used to compare experiments with good confidence.

The uncertainty on the velocity data \mathbf{V}_{obs} is assumed to be $\sigma_V = 100 \text{ m.s}^{-1}$. We use the general discrete inverse problem theory as defined by [Tarantola \(2005\)](#), that associate a datapoint with a probability density. We assume a Laplace (double-exponential) probability density distribution because of the robustness of the ℓ_1 -norm. The model space $(\alpha_{11}, \alpha_{33})$ is fully explored and the posterior probability density

$$p_{\text{post}}(\alpha_{11}, \alpha_{33}) = \exp\left(\frac{\|\mathbf{V}(\alpha_{11}, \alpha_{33}) - \mathbf{V}_{\text{obs}}\|}{\sigma}\right) \quad (19)$$

is computed. The position $(\alpha_{11}^*, \alpha_{33}^*)$ of this maximum corresponds to the best solution in the sense of least absolute values criterion. The error of the resulting solution is estimated by calculating the range of crack density and mean orientation that keep p_{post} greater or equal to 60% of its maximum value.

Acknowledgments

We are grateful to Fabrice Brunet, Ernest Rutter, Luigi Burlini and R. Paul Young for helpful discussions, to Will Pettitt from ASC ltd. for his help on the acoustic monitoring system, and to Nathaniel Findling, Yves Piquier and Thierry Descamps for technical support. Sanchez Technologies' staff is thanked for their support on the triaxial apparatus. This work was financially supported by INSU program 3F (Failles, Fluides, Flux).

References

- Allmann, B. P., and P. M. Shearer, Spatial and temporal stress drop variations in small earthquakes near Parkfield, California, *J. Geophys. Res.*, 112(B04305), doi :10.1029/2006JB004395, 2007.
- Allmann, B. P., and P. M. Shearer, Global variations of stress drop for moderate to large earthquakes, *J. Geophys. Res.*, 114(B01310), doi :10.1029/2008JB005821, 2009.
- Ayling, M. R., P. G. Meredith, and S. A. F. Murrell, Microcracking during triaxial deformation of porous rocks monitored by changes in rock physical properties, I. Elastic-wave propagation measurements on dry rocks, *Tectonophysics*, 245, 205–221, 1995.
- Barberini, V., L. Burlini, E. H. Rutter, and M. Dapiaggi, High-strain deformation tests on natural gypsum aggregates in torsion, in *High-Strain Zones : Structure and Physical Properties, Special Publications*, vol. 245, edited by D. Bruhn and L. Burlini, pp. 277–290, Geological Society, London, 2005.
- Baud, P., A. Schubnel, and T.-F. Wong, Dilatancy, compaction, and failure mode in Solnhofen limestone, *J. Geophys. Res.*, 105(B8), 19,289–19,303, 2000.
- Baud, P., E. Klein, and T.-F. Wong, Compaction localization in porous sandstones : spatial evolution of damage and acoustic emission activity, *J. Struct. Geol.*, 26, 603–624, 2004.
- Benson, P. M., S. Vinciguerra, P. G. Meredith, and R. P. Young, Laboratory simulation of volcano seismicity, *Science*, 332(5899), 249–252, doi :10.1126/science.1161927, 2008.
- Beroza, G. C., and W. L. Ellsworth, Properties of the seismic nucleation phase, *Tectonophysics*, 261, 209–227, 1996.
- Brace, W. F., and J. D. Byerlee, Stick-slip as a mechanism for earthquakes, *Science*, 153, 990–992, 1966.
- Brace, W. F., and D. L. Kohlstedt, Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiments, *J. Geophys. Res.*, 85(B11), 6248–6252, 1980.
- Brace, W. F., B. W. P. Jr., and C. Scholz, Dilatancy in the fracture of crystalline rocks, *J. Geophys. Res.*, 71(16), 3939–3953, 1966.

- Brown, L. S., Cap-rock petrography, *AAPG Bulletin*, 15, 1931.
- Escartín, J., M. Andreani, G. Hirth, and B. Evans, Relationships between the microstructural evolution and the rheology of talc at elevated pressures and temperatures, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 268, 463–475, 2008.
- Evans, B., J. T. Fredrich, and T.-F. Wong, The brittle-ductile transition in rocks : Recent experimental and theoretical progress, in *The Brittle-ductile Transition in Rocks : the Heard Volume*, edited by A. G. Duba, W. B. Durham, J. W. Handin, and H. F. Wang, Geophys. Monogr. Ser., American Geophysical Union, Washington, DC, 1990.
- Fortin, J., S. Stanchits, G. Dresen, and Y. Guéguen, Acoustic emission and velocities associated with the formation of compaction bands in sandstone, *J. Geophys. Res.*, 111, B10203, doi :10.1029/2005JB003854, 2006.
- Fredrich, J. T., B. Evans, and T.-F. Wong, Micromechanics of the brittle to plastic transition in Carrara marble, *J. Geophys. Res.*, 94, 4129–4145, 1989.
- Green II, H. W., and S. V. Radcliffe, Dislocation mechanisms in olivine and flow in the upper mantle, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 15, 239–247, 1972.
- Gupta, I. N., Seismic velocities in rock subjected to axial loading up to shear fracture, *J. Geophys. Res.*, 78(29), 6936–6942, 1973.
- Hadizadeh, J., and E. H. Rutter, The low temperature brittle-ductile transition in a quartzite and the occurrence of cataclastic flow in nature, *Geol. Rundsch.*, 72, 493–509, 1983.
- Handin, J., and R. Hager, Experimental deformation of sedimentary rocks under confining pressure : Tests at room temperature on dry sample, *Am. Assoc. Pet. Geol. Bull.*, 41, 1–50, 1957.
- Heard, H. C., 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. Handin, Mem. Geol. Soc. Am., pp. 193–226, Geol. Soc. Am., New York, 1960.
- Heard, H. C., and W. W. Rubey, Tectonic implications of gypsum dehydration, *Geol. Soc. America Bull.*, 77, 741–760, 1966.
- Ide, S., G. C. Beroza, D. R. Shelly, and T. Uchide, A scaling law for slow earthquakes, *Nature*, 447, 76–79, doi :doi :10.1038/nature05780, 2007.
- Jaeger, J. C., and N. G. W. Cook, *Fundamentals of Rock Mechanics*, 1st ed., Methuen, London, 1969.
- Kanamori, H., and D. L. Anderson, Theoretical basis of some empirical relations in seismology, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 65(5), 1073–1095, 1975.
- Kanamori, H., and E. Brodsky, The physics of earthquakes, *Rep. Prog. Phys.*, 67, 1429–1496, 2004.
- Ko, S.-C., D. L. Olgaard, and U. Briegel, The transition from weakening to strengthening in dehydrating gypsum : Evolution of excess pore pressures, *Geophys. Res. Lett.*, 22(9), 1009–1012, 1995.
- Ko, S.-C., D. L. Olgaard, and T.-F. Wong, Generation and maintenance of pore pressure excess in a dehydrating system I. experimental and microstructural observations, *J. Geophys. Res.*, 102(B1), 825–839, 1997.
- Laubscher, H. P., Viscous components of Jura folding, *Tectonophysics*, 27, 239–254, 1975.
- Laughner, J. W., T. W. Cline, R. E. Newnham, and L. E. Cross, Acoustic emissions from stress-induced dauphiné twinning in quartz, *J. Phys. Chem. Minerals*, 4, 129–137, 1979.
- Lockner, D., and J. Byerlee, Acoustic emission and creep in rock at high confining pressure and differential stress, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 67(2), 247–258, 1977.

Lockner, D. A., J. B. Walsh, and J. D. Byerlee, Changes in seismic velocity and attenuation during deformation of granite, *J. Geophys. Res.*, 82(33), 5374–5378, 1977.

Lockner, D. A., J. D. Byerlee, V. Kuksenko, A. Ponomarev, and A. Sidorin, Observation of quasistatic fault growth from acoustic emissions, in *Fault Mechanics and Transport Properties of Rocks*, edited by B. Evans and T. F. Wong, International Geophysics Series, pp. 3–31, Academic Press, London, 1992.

Malavieille, J., and J. F. Ritz, Mylonitic deformation of evaporites in decollements ; examples from the Southern Alps, France, *J. Struct. Geol.*, 11, 583–590, 1989.

Milsch, H., and C. H. Scholz, Dehydration-induced weakening and fault slip in gypsum : Implications for the faulting process at intermediate depth in subduction zones, *J. Geophys. Res.*, 110, B04202, doi :10.1029/2004JB003324, 2005.

Mogi, K., Source locations of elastic shocks in the fracturing process in rocks (1), *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 46, 1103–1125, 1968.

Ohnaka, M., A constitutive scaling law and a unified comprehension for frictional slip failure, shear fracture of intact rock, and earthquake rupture, *J. Geophys. Res.*, 108(B2), 2080, doi :10.1029/2000JB000123, 2003.

Ohnaka, M., and L. Shen, Scaling of the shear rupture process from nucleation to dynamic propagation : Implications of geometry irregularity of the rupturing surfaces, *J. Geophys. Res.*, 104(B1), 817–844, 1999.

Olgaard, D. L., S.-C. Ko, and T.-F. Wong, Deformation and pore pressure in dehydrating gypsum under transiently drained conditions, *Tectonophysics*, 245, 237–248, 1995.

Paterson, M. S., and T. F. Wong, *Experimental Rock Deformation – The Brittle Field*, 2nd ed., Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2005.

Rosakis, A. J., O. Samudrala, and D. Coker, Cracks faster than the shear wave speed, *Science*, 284, 1337–1340, 1999.

Rubinstein, S. M., G. Cohen, and J. Fineberg, Detachment fronts and the onset of dynamic friction, *Nature*, 430, 1005–1009, 2004.

Sarout, J., Propriétés physiques et anisotropie des roches argileuses : Modélisation micromécanique et expériences triaxiales, Ph.d. thesis, École Normale Supérieure - Université Paris XI Orsay, 2006.

Sayers, C., and M. Kachanov, Microcrack-induced elastic wave anisotropy of brittle rocks, *J. Geophys. Res.*, 100(B3), 4149–4156, 1995.

Scholz, C. H., Experimental study of the fracturing process in brittle rocks, *J. Geophys. Res.*, 73(4), 1447–1454, 1968.

Schubnel, A., O. Nishizawa, K. Masuda, X. J. Lei, Z. Xue, and Y. Guéguen, Velocity measurements and crack density determination during wet triaxial experiments on Oshima and Toki granites, *Pure Appl. Geophys.*, 160, 869–887, 2003.

Schubnel, A., J. Fortin, L. Burlini, and Y. Guéguen, Damage and recovery of calcite rocks deformed in the cataclastic regime, in *High-Strain Zones : Structure and Physical Properties, Special Publications*, vol. 245, edited by D. Bruhn and L. Burlini, pp. 203–221, Geological Society, London, 2005.

Schubnel, A., E. Walker, B. D. Thompson, J. Fortin, Y. Guéguen, and R. P. Young, Transient creep, aseismic damage and slow failure in Carrara marble deformed across the brittle-ductile transition, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L17301, doi :10.1029/2006GL026619, 2006.

Schubnel, A., B. D. Thompson, J. Fortin, Y. Guéguen, and R. P. Young, Fluid-induced rupture experiment on Fontainebleau sandstone : Premonitory activity, rupture propagation, and aftershocks, *Geophys. Res. Lett.*, *34*, L19307, doi :10.1029/2007GL031076, 2007.

Sibson, R. H., Fault zone models, heat flow, and the depth distribution of earthquakes in the continental crust of the United States, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *72*, 151–163, 1982.

Stretton, I. C., An experimental investigation of the deformation properties of gypsum, Phd thesis, University of Manchester, 1996.

Tarantola, A., *Inverse Problem Theory*, 2 ed., SIAM, Philadelphia, 2005.

Thompson, B. D., R. P. Young, and D. A. Lockner, Observations of premonitory acoustic emission and slip nucleation during a stick slip experiment in smooth faulted Westerly granite, *Geophys. Res. Lett.*, *32*, L10304, doi :10.1029/2005GL022750, 2005.

Thompson, B. D., R. P. Young, and D. A. Lockner, Fracture in Westerly granite under AE feedback and constant strain rate loading : Nucleation, quasi-static propagation, and the transition to unstable fracture propagation, *Pure Appl. Geophys.*, *163*, 995–1019, 2006.

Thompson, B. D., R. P. Young, and D. A. Lockner, Premonitory acoustic emissions and stick-slip in natural and smooth-faulted Westerly granite, *J. Geophys. Res.*, *114*, B02205, doi :10.1029/2008JB005753, 2009.

Thomsen, L., Weak elastic anisotropy, *Geophysics*, *51*(10), 1954–1966, 1986.

Tullis, J., and R. A. Yund, The brittle ductile transition in feldspar aggregates : An experimental study, in *Fault Mechanics and Transport Properties of Rocks*, edited by B. Evans and T. F. Wong, International Geophysics Series, pp. 89–117, Academic Press, London, 1992.

Turner, F. J., and L. E. Weiss, Deformational kinks in burcite and gypsum, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, *54*, 359–364, 1965.

Umino, N., T. Okada, and A. Hasegawa, Foreshock and aftershock sequence of the 1998 M 5.0 Sendai, Northeastern Japan, earthquake and its implications for earthquake nucleation, *Bull. Seism. Soc. Am.*, *92*(6), 2465–2477, 2002.

Viti, C., and T. Hirose, Dehydration reactions and micro/nanostructures in experimentally--deformed serpentinites, *Contrib. Mineral. Petrol.*, *157*, 327–338, doi :10.1007/s00410-008-0337-6, 2009.

Weiss, J., and J.-R. Grasso, Acoustic emission in single crystals of ice, *J. Phys. Chem. B*, *101*(32), 6113–6117, 1997.

Wong, T.-F., S.-C. Ko, and D. L. Olgaard, Generation and maintenance of pore pressure excess in a dehydrating system 2. theoretical analysis, *J. Geophys. Res.*, *102*(B1), 841–852, 1997.

Paper 4.

Effect of dehydration reactions on earthquake nucleation : Stable sliding, slow transients and unstable slip.

N. Brantut¹, J. Sulem², A. Schubnel¹

Abstract

We study the influence of metamorphic dehydration reactions on the stability of slip in a one-dimensional, spring-slider model. The equations that govern the evolution of the velocity sliding block and of pore pressure and temperature inside the slip zone are deduced from the mass and energy balance of the multi-phases saturated medium and from the kinetics of the dehydration reaction. Such reactions induce two competing effects : a direct increase in pore pressure because they release fluid, and a limit in temperature increase because part of the frictional heat is absorbed in the endothermic reactions. The effect of the chemical reaction on the stability of stationary slip is studied. Dehydration reactions increase the critical stiffness at which the system becomes unstable. Depending on the sign of the perturbations, it is shown that dehydration reactions can either (1) trigger a catastrophic increase of pore pressure at quasi constant temperature leading to vanishing effective stress, or (2) trigger an arrest of the fault. Numerical simulations demonstrate the crucial role of initial pore pressure and temperature in the slip zone prior to the onset of the chemical reaction on the subsequent evolution of the system. For highly pressurized fault zones, in which the creep motion of the fault is stable in absence of dehydration reactions, the onset of the reaction can trigger transient slip events induced by chemical pressurization. The magnitude of such events appears to be proportional to the reaction progress. We conclude that metamorphic dehydration reactions strongly modify the nucleation of unstable slip, and are a possible origin for slow slip events in subduction zones.

1. Introduction

Earthquake nucleation and slip instability occur because the frictional resistance to slip on the fault walls decreases with slip (and/or slip rate), causing an acceleration of sliding. The shear resistance τ is classically expressed as proportional to the Terzaghi effective stress : $\tau = f(\sigma_n - p)$,

1. Laboratoire de Géologie, École Normale Supérieure, CNRS UMR 8538, Paris, France.

2. CERMES, UR Navier, CNRS UMR 8205, École des Ponts ParisTech, Université Paris-Est, Marne-la Vallée, France.

where σ_n is the normal stress acting on the fault, p is the pore pressure and f is the friction coefficient. A decreasing evolution of τ with increasing displacement can be induced by a change of either of these three factors. In the last thirty years there has been extensive studies to understand the dependency of friction coefficient with slip, slip rate, surface state and temperature (Dietrich, 1978, 1979; Marone *et al.*, 1990; Chester, 1994; Marone, 1998), leading to the formulation of the rate-and-state friction laws (Ruina, 1983). The normal stress can also change during slip due to wavy fault surfaces and geometrical incompatibilities. Finally, the pore pressure can also evolve, due to (1) dilatancy or compaction (Marone *et al.*, 1990), (2) fluid diffusion outside the shear zone, (3) shear heating and induced pore fluid pressurization, and (4) thermal decomposition reactions of unstable minerals inside the shear zone. The three first effects have already been widely studied, either separately (Garagash & Rudnicki, 2003a,b; Suzuki & Yamashita, 2006, 2007) or combined with rate-and-state friction laws (Segall & Rice, 2006). In particular, Segall & Rice (2006) have shown that shear heating and induced pore fluid pressurization becomes significant only when the slip rate is already high (\sim cm/s), and thus the onset of earthquake nucleation cannot be attributed solely to this effect. The role of dehydration reactions has not been yet considered for the nucleation of unstable slip.

Recent data on fault rocks mineralogy (e.g. Sulem *et al.*, 2004; Solum *et al.*, 2006; Hirono *et al.*, 2008) have revealed the presence of a significant amount of clays and hydrous phyllosilicates along major subsurface fault zones. This type of minerals are thermally unstable and can release adsorbed and/or structural water while turning into a denser reaction product. At relatively low pressure (below gigapascal), such reactions induce a total volume increase, i.e., the total molar volume of the reaction products (including water) is higher than the molar volume of the reactant. Consequently, dehydration or dehydroxylation reactions can increase the pore pressure. The subsequent reduction of the effective mean stress can induce a macroscopic rupture, which has been observed experimentally (Raleigh & Paterson, 1965; Heard & Rubey, 1966; Murrell & Ismail, 1976; Olgaard *et al.*, 1995; Milsch & Scholz, 2005). In addition, the endothermic character of such chemical reactions play also a major role in the energy balance of the system, as a part of the frictional heat is consumed by the reaction. Their effect on long runout landslides has been recently studied by Goren *et al.* (2010). This process has already been shown to influence faults mechanical behavior during seismic slip (Sulem & Famin, 2009; Brantut *et al.*, 2010; Veveakis *et al.*, 2010). In this work we investigate their effect on the stability of stationary fault motion.

The aim of this study is to explore coupled processes of shear heating, chemical reactions and pore fluid pressurization. Thus, we do not account for other processes mentioned above, such as changes in friction coefficient and total normal stress. The questions addressed are : (1) whether mineral decomposition reactions can influence the creep motion of a fault, and (2) whether they can destabilize the fault motion into accelerating slip. Following the approach of Garagash & Rudnicki (2003a), we first derive the governing equations for a one-dimensional model for a fault zone that undergoes a remote, slow loading. We then discuss a set of representative parameters and their corresponding geological setting. A linear perturbation analysis is performed to investigate the stability regimes. Finally we present some numerical examples using an Arrhenius law for the reaction kinetic. We show that dehydration reactions can either accelerate or decelerate the fault motion, depending on initial state and parameter values. Interestingly, dehydration reactions are shown to destabilize a fault motion that would otherwise be stable, leading to transient accelerated slip events.

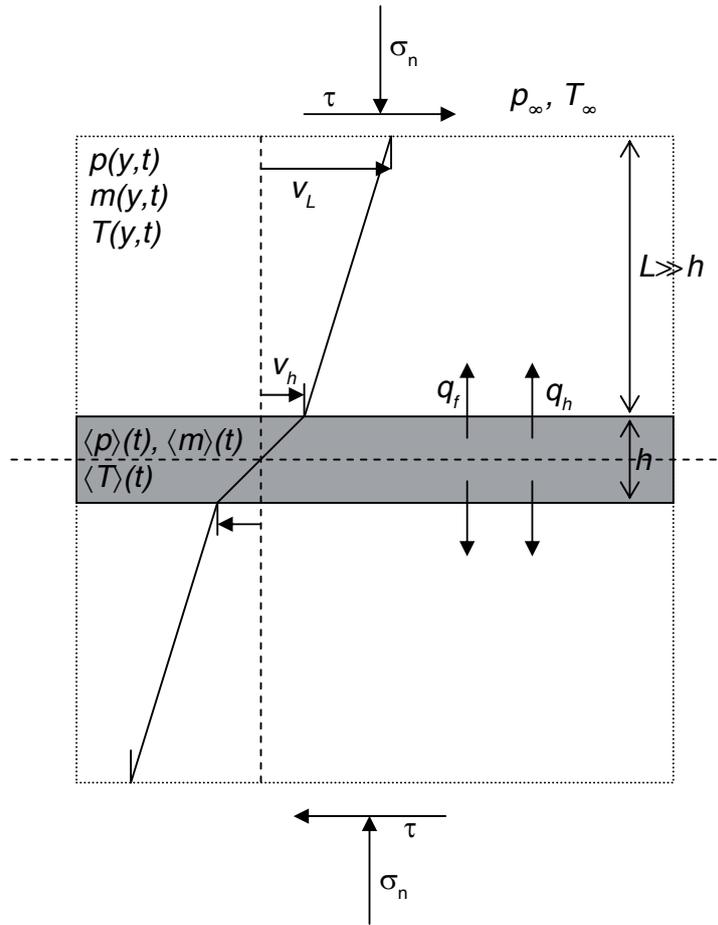


FIGURE 1. | Model of a deforming shear-band with heat and fluid fluxes

2. Model Description

Figure 1 shows the geometry of the problem and the far field loading conditions. A crustal block of thickness $2L$ contains a shear band of thickness h with $h \ll L$. Considering that the length scales in the direction parallel to the fault over which the thermo-poro-mechanical fields vary are much larger than in the direction normal to it, we analyse here a 1D problem. The pore pressure $p(t,y)$, the temperature $T(t,y)$, and the velocity $v(t,y)$ are assumed to be functions only of time t and of the position y in the direction normal to the band.

2.1. Stress Equilibrium

Because we neglect inertial effects, the shear stress τ and the total normal stress σ_n are uniform throughout the layer. The material inside the shear band ($|y| < h/2$) undergoes inelastic loading whereas the material inside the crustal block ($h/2 < |y| < h/2 + L$) behaves elastically. Thus the

shear stress in the crustal block is given by the elastic relation

$$\tau = G \left(\frac{D_L - D_h}{L} \right), \quad (1)$$

where G is the shear modulus, D_L is the slip displacement at $y = h/2 + L$ and D_h is the slip displacement at $y = h/2$.

Inside the shear band, it is assumed that the frictional resistance is proportional to the mean effective stress inside the band,

$$\tau = f(\sigma_n - \langle p \rangle), \quad (2)$$

where f is the friction coefficient of the material and $\langle p \rangle$ is the mean pore pressure inside the shear band.

Because equilibrium requires uniform shear stress, expressions 1 and 2 must be equal :

$$G \left(\frac{D_L - D_h}{L} \right) = f(\sigma_n - \langle p \rangle). \quad (3)$$

The slip velocity v_h at the shear band boundary is thus given by

$$v_h = v_L + f \frac{L}{G} \frac{d\langle p \rangle}{dt}, \quad (4)$$

where v_L is boundary condition for the slip rate at $y = h/2 + L$.

2.2. Mass Balance Equation

Conservation of fluid mass is expressed by

$$\frac{\partial m_f}{\partial t} = \frac{\partial m_d}{\partial t} - \frac{\partial q_f}{\partial y}, \quad (5)$$

where m_f is the total fluid mass per unit volume of porous medium (in the reference state), m_d is the mass per unit volume of the fluid released in the system by mineral decomposition and q_f is the fluid flux. The total fluid mass per unit volume of porous medium is written as $m_f = \rho_f n$, where n is the pore volume fraction (Lagrangian porosity) and ρ_f is the density of the saturating fluid. The left hand side of equation 5 is obtained by differentiating this product :

$$\frac{\partial m_f}{\partial t} = n \frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \rho_f \frac{\partial n}{\partial t}. \quad (6)$$

The derivatives of the rhs of equation 6 are given by

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} = \rho_f \beta_f \frac{\partial p}{\partial t} - \rho_f \lambda_f \frac{\partial T}{\partial t} \quad (7)$$

and

$$\frac{\partial n}{\partial t} = n \beta_n \frac{\partial p}{\partial t} - n \lambda_n \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial n_d}{\partial t}, \quad (8)$$

where $\beta_f = (1/\rho_f)(\partial \rho_f / \partial p)_T$ is the pore fluid compressibility, $\lambda_f = (-1/\rho_f)(\partial \rho_f / \partial T)_p$ is the pore fluid thermal expansion coefficient, $\beta_n = (1/n)(\partial n / \partial p)_T$ is the pore volume compressibility and

$\lambda_n = (1/n)(\partial n/\partial T)_p$ is the pore volume thermal expansion coefficient. The latter parameter is equal to the thermal expansion coefficient of the solid fraction for thermo-poro-elastic materials.

In equation 8, $\partial n_d/\partial t$ is the rate of inelastic porosity change. This term includes the effect of coseismic dilatancy, induced by fault surface irregularities and the solid volume change of the mineral decomposition reaction.

Using equations 7 and 8, the lhs of equation 5 is thus evaluated as (see also [Rice, 2006](#); [Sulem et al., 2007](#))

$$\frac{\partial m_f}{\partial t} = n\rho_f(\beta_n + \beta_f)\frac{\partial p}{\partial t} - n\rho_f(\lambda_f - \lambda_n)\frac{\partial T}{\partial t} + \rho_f\frac{\partial n}{\partial t}. \quad (9)$$

Using this relation, equation 5 can be rewritten as

$$-\frac{\partial q_f}{\partial y} = n\rho_f(\beta_n + \beta_f)\frac{\partial p}{\partial t} - n\rho_f(\lambda_f - \lambda_n)\frac{\partial T}{\partial t} + \rho_f\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial m_d}{\partial t}. \quad (10)$$

The flux term in equation 10 is evaluated assuming Darcy's law for fluid flow with viscosity η_f through a material of permeability k_f :

$$q_f = -\frac{\rho_f}{\eta_f}k_f\frac{\partial p}{\partial y}. \quad (11)$$

Substituting this relation into 10 yields the equation that governs the pore fluid production and diffusion :

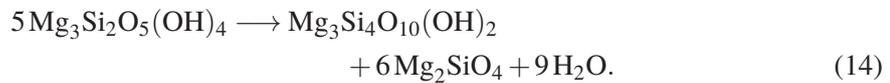
$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{\rho_f\beta^*}\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\rho_f}{\eta_f}k_f\frac{\partial p}{\partial y}\right) + \Lambda\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{\rho_f\beta^*}\frac{\partial m_d}{\partial t} - \frac{1}{\beta^*}\frac{\partial n_d}{\partial t}, \quad (12)$$

where

$$\Lambda = \frac{\lambda_f - \lambda_n}{\beta_f + \beta_n} \quad (13)$$

is the thermo-elastic pressurization coefficient under undrained conditions ([Rice, 2006](#)), and $\beta^* = n(\beta_n + \beta_f)$ is the storage capacity of the rock. This coefficient is pressure and temperature dependent because the compressibility and the thermal expansion coefficients of the fluid vary with pressure and temperature, and also because the compressibility of the pore space of the rock can change with effective stress ([Ghabezloo & Sulem, 2009](#)).

In the following, we shall neglect the effect of dilatancy induced by fault surface irregularities, and only consider the effect of the decomposition of the solid phase on porosity changes. For example, in a fault zone through a serpentinite rock, dehydration of serpentine induces a water release. If the serpentine mineral is lizardite we obtain



The rate of water release is evaluated using the kinetic of the chemical reaction. Assuming a first order reaction mechanism, the mass m_d of released water per unit volume is expressed as

$$\frac{\partial m_d}{\partial t} = \kappa(T)(m_0 - m_d), \quad (15)$$

where $\kappa(T)$ is the kinetic parameter and m_0 is the total mass of water that can be released per unit of rock volume. The value of m_0 is calculated considering the stoichiometry of the reaction and the

mass fraction of dehydrating mineral in the bulk rock. For instance, if we consider the dehydration of pure lizardite (equation 14), we get $m_0 = (9/5) \times \rho_{\text{lizardite}} M_{\text{H}_2\text{O}} / M_{\text{lizardite}}$, where $\rho_{\text{lizardite}}$ is the density of lizardite, $M_{\text{lizardite}}$ is the molar mass of lizardite and $M_{\text{H}_2\text{O}}$ is the molar mass of water. The dependency of $\kappa(T)$ on temperature can be expressed by an Arrhenius law in the form

$$\kappa(T) = A \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right), \quad (16)$$

where A is a constant (pre-exponential term of the Arrhenius law), E_a is the activation energy of the reaction and R is the gas constant ($8.314 \text{ J } ^\circ\text{K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$). Thus the mass m_d of released water per unit volume is expressed as

$$\frac{\partial m_d}{\partial t} = (m_0 - m_d) A \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right). \quad (17)$$

The rate of inelastic porosity change due to the reaction is expressed as :

$$\rho_f \frac{\partial n_d}{\partial t} = \xi \frac{\partial m_d}{\partial t}, \quad (18)$$

where ξ corresponds to the ratio of the volume of voids over the volume of fluid formed by the reaction. The pore volume created during the reaction can be plastically compacted at high effective stress, thus the evolution of n_d can be affected by compaction. Considering only the volume change of the reaction gives an upper bound of the porosity change. A reduced ξ value could be used to simulate additional compaction.

2.3. Energy Balance

Let E_F be the rate of frictional heat produced during slip and E_C the rate of heat used in the endothermic thermal decomposition. The equation of energy conservation is expressed as

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = E_F - E_C - \frac{\partial q_h}{\partial y}, \quad (19)$$

where ρC is the specific heat per unit volume of the fault material in its reference state and q_h is the heat flux. The fraction of plastic work converted into heat is represented by the Taylor-Quinney coefficient. For metals this coefficient takes values between 0.2 and 0.9 and the remainder contributes to the stored energy of cold work due to the creation of crystal defects (Rosakis *et al.*, 2000). In rocks, energy can be taken up by the creation of new mineral surfaces when grain size is reduced during deformation. During rapid earthquake slip (slip rate of the order of 1 m s^{-1}), dramatic changes in grain size are expected (Chester *et al.*, 2005; Brantut *et al.*, 2008) and the surface energy may correspond to a significant energy sink. Here we neglect this energy sink by considering that the fault rock within the shear zone has a steady-state microstructure. Such an assumption is appropriate since we are only dealing with long term, slow slip and the early stages of earthquake nucleation. All the plastic work is thus converted into heat, which leads to $E_F = \tau(\partial v / \partial y)$ inside the band ($|y| \leq h/2$) and $E_F = 0$ in the elastic deforming block.

As the reaction progresses, energy is absorbed due to the enthalpy change of the system. The rate of heat used in the chemical reaction can be expressed from the enthalpy change of the reaction and the rate of reacted fraction :

$$E_C = -\Delta_r H_T \frac{\partial m_d}{\partial t}, \quad (20)$$

where $\Delta_r H_T$ is the enthalpy change per unit mass of the dehydrating mineral. Equation 19 is rewritten as follows :

$$-\frac{\partial q_h}{\partial y} = \rho C \frac{\partial T}{\partial t} - E_F - \Delta_r H_T \frac{\partial m_d}{\partial t}. \quad (21)$$

The heat flux is related to the temperature gradient by Fourier's law,

$$q_h = -k_T \frac{\partial T}{\partial y}, \quad (22)$$

where k_T is the thermal conductivity of the saturated material. In equation 19 it is assumed that all heat flux is due to heat conduction neglecting heat convection by the moving hot fluid. This assumption is justified by the low pore volume fraction and the low permeability of fault gouges (Lee & Delaney, 1987). However, this assumption should be relaxed in case of a high permeability in the wall rocks of the fault. Substituting 22 into 19 gives the temperature evolution equation

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \tau \frac{\partial v}{\partial y} + \Delta_r H_T \frac{\partial m_d}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_T \frac{\partial T}{\partial y} \right). \quad (23)$$

2.4. Averaged Fields Inside the Shear Band

Considering the extreme thinness of the shear band as observed in faults zones (from few millimeters to few centimeters, cf. Rice (2006) and references therein), it is relevant to consider mean values for the pore pressure and temperature fields inside the slip zone. Let $\langle p \rangle$ and $\langle T \rangle$ be the mean pore pressure and temperature inside the shear band. The mean pore pressure is calculated as

$$\langle p \rangle(t) = \frac{1}{h} \int_{-h/2}^{h/2} p(y,t) dy, \quad (24)$$

and similar formulas hold for the spatial average of any quantity such as temperature and mass of fluid. Since we assume that the shear band thickness h does not evolve in time, the time derivative of mean pore pressure is

$$\frac{d\langle p \rangle(t)}{dt} = \frac{1}{h} \int_{-h/2}^{h/2} \frac{\partial p(y,t)}{\partial t} dy. \quad (25)$$

Equations 10 and 21 can thus be averaged over the shear band thickness to obtain the pore pressure and temperature gradients at the shear band boundaries :

$$\left. \frac{\partial p}{\partial y} \right|_{h/2} = \frac{h}{2} \frac{\eta_f}{\rho_f k_f} \left[\rho_f \beta^* \left(\frac{d\langle p \rangle}{dt} - \Lambda \frac{d\langle T \rangle}{dt} \right) + (\xi - 1) \frac{d\langle m_d \rangle}{dt} \right], \quad (26)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{h/2} = \frac{1}{k_T} \left[\frac{h}{2} \rho C \frac{d\langle T \rangle}{dt} - \tau v_h - \frac{h}{2} \Delta_r H_T \frac{d\langle m_d \rangle}{dt} \right]. \quad (27)$$

At this point, a useful simplification can be made by considering the averaged quantities $\langle p \rangle$ and $\langle T \rangle$ as boundary conditions at $y = h/2$. This assumption holds when the shear band thickness is very small compared to heat and fluid diffusion lengths, which is the case at the long time scales investigated here. In order to simplify the notations, in the following we reset the origin of y -axis at $h/2$, applying

$$y \leftarrow y - h/2.$$

The average rate of released fluid inside the shear band can be expressed from the kinetic law 17 as a function of the mean temperature $\langle T \rangle(t)$,

$$\frac{d\langle m_d \rangle}{dt} = (\langle m_0 \rangle - \langle m_d \rangle) A \exp\left(-\frac{E_a}{R\langle T \rangle}\right). \quad (28)$$

2.5. Dimensionless Formulation

The number of parameters introduced in the governing equations can be reduced by choosing appropriate dimensional quantities to scale the variables. We define characteristic time t^* , length y^* , pore pressure p^* , temperature T^* , fluid mass m^* and slip velocity v^* as follows :

$$t^* = \rho C L^2 / k_T, \quad y^* = L, \quad p^* = \sigma_n, \quad T^* = \frac{\sigma_n}{\Lambda}, \\ v^* = v_L, \quad \text{and } m^* = m_0. \quad (29)$$

The dimensionless time \tilde{t} , length \tilde{y} , pore pressure π , temperature θ , velocity u and mass of released fluid μ are

$$\tilde{t} = t/t^*, \quad \tilde{y} = y/L, \quad \pi = p/p^*, \quad \theta = T/T^*, \\ u = v_h/v^*, \quad \text{and } \mu = m_d/m_0. \quad (30)$$

Equations 4, 12, 23, 17, and boundary conditions 26 and 27 can then be rewritten as

$$u = 1 + \mathcal{A} \partial_t \langle \pi \rangle, \quad (31)$$

$$\partial_t \pi = \varepsilon \partial_{yy} \pi + \partial_t \theta + \mathcal{P} \partial_t \mu, \quad (32)$$

$$\partial_t \theta = \partial_{yy} \theta + \mathcal{T} \partial_t \mu, \quad (33)$$

$$\partial_t \mu = (1 - \mu) m_0 A t^* e^{-\frac{E_a}{RT^* \theta}}, \quad (34)$$

$$\left. \frac{\partial \pi}{\partial y} \right|_{y=0} = \frac{\delta}{\varepsilon} (\partial_t \langle \pi \rangle - \partial_t \langle \theta \rangle - \mathcal{P} \partial_t \mu), \quad (35)$$

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial y} \right|_{y=0} = -\mathcal{B} (1 - \langle \pi \rangle) u + \delta (\partial_t \langle \theta \rangle - \mathcal{T} \partial_t \mu), \quad (36)$$

where ∂_t denotes the derivative with respect to the dimensionless time \tilde{t} , and ∂_{yy} denotes the second derivative with respect to the dimensionless length \tilde{y} . In the following and throughout the rest of the text we note $t \equiv \tilde{t}$ and $y \equiv \tilde{y}$. The remote boundary conditions are $\pi(y=1) = \pi_\infty = p_\infty/p^*$ and $\theta(y=1) = \theta_\infty = T_\infty/T^*$.

In the normalized equations six dimensionless parameters are introduced,

$$\mathcal{P} = m_0 \frac{1 - \xi}{\rho_f \beta^*} \frac{1}{\sigma_n}, \quad \mathcal{T} = m_0 \frac{\Delta_r H_T}{\rho C} \frac{1}{\sigma_n / \Lambda}, \quad \mathcal{A} = f \frac{\sigma_n}{G} \frac{\alpha_{th}}{v_L L}, \\ \mathcal{B} = f \frac{v_L L}{\alpha_{th}} \frac{\Lambda}{\rho C}, \quad \varepsilon = \frac{\alpha_{hy}}{\alpha_{th}}, \quad \delta = \frac{h}{2L}, \quad (37)$$

where $\alpha_{th} = k_T/(\rho C)$ is the heat diffusivity, $\alpha_{hy} = k_f/(\eta_f \beta_f)$ is the fluid diffusivity and

1. \mathcal{P} relates the rate of reacted fraction with the pore pressure change and combines the effect of porosity changes due to the reaction and to possible compaction mechanisms,

2. \mathcal{T} relates the rate of reacted fraction with the temperature change and is negative for endothermal reactions,
3. \mathcal{A} relates the pore pressure change with the velocity change of the sliding block,
4. \mathcal{B} relates the dimensionless frictional work with the temperature change (shear heating effect),
5. ε compares the efficiency of fluid diffusion to heat diffusion,
6. δ is the normalized thickness of the shear zone.

The case of no reaction corresponds to $\mathcal{P} = \mathcal{T} = 0$. The asymptotic case of $\mathcal{A} \rightarrow 0$ corresponds to an infinitely stiff loading medium, which ensures a stable slip on the fault (e.g. [Scholz, 2002](#)). The case of $\varepsilon = 0$ corresponds to the undrained limit. A truly adiabatic limit cannot be realistically simulated by our set of equations because we chose the heat diffusion time as the characteristic timescale. However, setting a large ε can simulate a rock mass that is well thermally insulated.

2.6. Reaction Kinetic

The Arrhenius law used in the constitutive equations is highly non linear with temperature. In order to get simple insights on the stability of the system this law can be linearized around the temperature of equilibrium of the reaction T_{eq} . Theoretical studies ([Sulem & Famin, 2009](#); [Brantut et al., 2010](#)) have shown that temperature is efficiently buffered around the equilibrium temperature of the reaction during a slip event. Thus, temperature is not expected to increase far from T_{eq} when the reaction occurs. From the linearization we can define a threshold temperature T_c , below which no reaction occurs, and above which the reaction starts with a kinetic linearly dependent on temperature. In addition, we assume that the reaction rate is not limited by the amount of dehydrating mineral, i.e. $\mu \ll 1$. These assumptions correspond to the beginning of the reaction, when there is still a large amount of minerals to dehydrate, and when the temperature has just reached the equilibrium temperature. The linearization process is represented graphically on [Figure 2](#).

For convenience, in the following and throughout the text we shift the temperature values, applying $\theta \leftarrow \theta - \theta_c$, where $\theta_c = T_c/T^*$. The onset of the reaction thus corresponds to $\theta = 0$. We can express the reaction rate as

$$\partial_t \mu \sim \begin{cases} 0 & \text{if } \theta \leq 0 \\ c^* \theta & \text{if } \theta > 0 \end{cases} . \quad (38)$$

3. Representative Parameters

The set of parameters introduced in the constitutive equations needs to be constrained by laboratory and field data. Based on field and experimental data from the literature ([Wibberley, 2002](#); [Wibberley & Shimamoto, 2003](#); [Noda & Shimamoto, 2005](#); [Mizoguchi, 2005](#)) and on representative parameters used by [Garagash & Rudnicki \(2003a\)](#); [Rice \(2006\)](#); [Segall & Rice \(2006\)](#); [Sulem & Famin \(2009\)](#) we consider the values reported on [Table 1](#). The type of fault considered in the following is situated at the mid-sismogenic depth of 7 km, corresponding to a normal stress of 200 MPa and an initial pore pressure of 70 MPa. An other deeper setting will be introduced and investigated in [Section 5](#). The initial and remote temperature is 210 °C. The friction coefficient

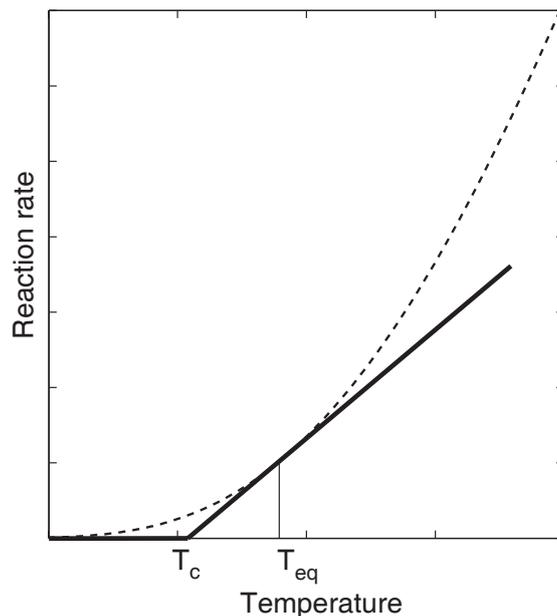


FIGURE 2. | Linearization of the Arrhenius law (dashed line) around T_{eq} . The threshold temperature T_c is the intersect of the slope with the T axis.

is of the order of 0.5, considering that clay minerals are present within the fault rock. The typical value of the thermal pressurization parameter Λ is taken equal to 0.5 (Rice, 2006; Rempel & Rice, 2006; Sulem & Famin, 2009; Brantut *et al.*, 2010). The heat diffusivity does not strongly depend on the rock type, and is set to $10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Water diffusivity may vary from $10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ to $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ depending on the rock type and its porosity and pore connectivity. Such values correspond to permeabilities ranging from 10^{-20} m^2 to 10^{-17} m^2 .

The shear zone thickness may range from a few centimeters down to a few millimeters in a case of an extremely localized shear zone. At seismic slip rates, it can be even thinner but we restrain our study to a slowly deforming region. We consider an average value of $h = 1 \text{ cm}$, which corresponds to $\delta = 10^{-6}$.

The loading distance L is not easily constrained because the geometry of the fault is oversimplified. However, Segall & Rice (2006) suggest an order of 10 km. The elastic shear modulus of the surrounding rock mass is set at 30 GPa. The remote loading velocity can be chosen as an average for plate motion velocity, i.e., few centimeters per year. This yields $v_L \sim 10^{-9} \text{ m s}^{-1}$.

The parameters linked to the chemistry of the rock depend of the particular reaction considered and the amount of dehydrating minerals. Investigating a general behaviour, we choose typical values. Concerning the enthalpy of dehydration reactions, data can be found in Hamada *et al.* (2009, and references therein), and is of the order of $\Delta_r H_T \sim 0.5 \text{ kJ kg}^{-1}$.

The mass of released water per unit of rock volume is calculated from the stoichiometry of the reaction and the amount of dehydrating mineral within the total rock mass. Typically, a pure serpentinite can release up to 15 wt% of water, which yields $m_0 = 400 \text{ kg m}^{-3}$. A fault rock containing 20 wt% of kaolinite can release up to 2.4 wt% of water, i.e. $m_0 = 65 \text{ kg m}^{-3}$ (Brantut *et al.*, 2008). These two examples can be seen as upper bounds for m_0 , so we use an average value of

Physical Parameter	Symbol	Typical Value	Unit
Forcing velocity	v_L	10^{-9}	m s^{-1}
Size of the crustal block	L	10^4	m
Elastic stiffness of the crustal block	G	$30 \cdot 10^9$	Pa
Friction coefficient	f	0.5	
Fluid density	ρ_f	10^3	kg m^{-3}
Storage capacity	β^*	10^{-9}	Pa^{-1}
Fluid diffusivity	α_{hy}	10^{-6} to 10^{-3}	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
Thermal pressurization factor	Λ	$0.5 \cdot 10^6$	$\text{Pa } ^\circ\text{C}^{-1}$
Void creation vs fluid release ratio	ξ	0.8	
Specific heat capacity	ρC	$2.7 \cdot 10^6$	$\text{Pa } ^\circ\text{C}^{-1}$
Heat diffusivity	α_{th}	10^{-6}	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
Enthalpy of the reaction	$\Delta_r H_T^0$	500	kJ kg^{-1}
Normal stress	σ_n	$200 \cdot 10^6$	Pa
Mass of released fluid	m_0	10^2	kg m^{-3}
Width of the slipping zone	h	10^{-1} to 10^{-3}	m

TABLE 1. | Typical parameter values for a fault at 7 km depth.

Mineral	A s^{-1}	E_a kJ mol^{-1}	T_{eq} $^\circ\text{C}$	T_c $^\circ\text{C}$	c^*
Kaolinite	$9.57 \cdot 10^8$	196.8	500	475	$7.6 \cdot 10^{10}$
Lizardite	$3.14 \cdot 10^{18}$	328	500	485	$12.7 \cdot 10^{11}$

TABLE 2. | Examples of kinetic parameters used in the calculations. Kaolinite dehydroxylation data are from [Saikia et al. \(2002\)](#), lizardite dehydration data are from [Llana-Fúnez et al. \(2007\)](#).

$$m_0 = 100 \text{ kg m}^{-3}.$$

The ratio of inelastic porosity increase over fluid volume production ξ is less than one, i.e. the total volume change is positive. It is estimated from the molar volumes of the reaction products compared to that of the starting mineral. For example, the reaction from lizardite to forsterite, talc and water (equation 14) creates around 26 % porosity, and up to 38 % of pore fluid volume at 70 MPa pore pressure and confining pressure, and 450°C ([Robie et al., 1979](#)). This yields $\xi \approx 0.7$. For kaolinite dehydroxylation, there are no data on the molar volume of the reaction product (metakaolinite). However, similar estimates performed on various dehydration reactions of antigorite, chrysotile, talc and various hydrous phyllosilicates yield values of ξ ranging from 0.7 to 0.9. Thus we use an average of $\xi = 0.8$.

The least constrained parameter is certainly the kinetic parameter c^* . It corresponds to the slope of the kinetic rate as a function of temperature. Using the kinetic parameters reported on Table 2, we perform a Taylor expansion of the Arrhenius law around $T_{eq} = 500^\circ\text{C}$ for kaolinite decomposition reaction. Using parameter values from [Saikia et al. \(2002\)](#), we find an expansion in the form of $A \exp(-E_a/RT) \sim 4.8 \cdot 10^{-5} + 1.9 \cdot 10^{-6}(T - T_{eq})$. It yields $T_c \approx 475^\circ\text{C}$. Similarly, for lizardite decomposition around $T_{eq} = 500^\circ\text{C}$ we use kinetic data from [Llana-Fúnez et al. \(2007\)](#) to get an expansion of the form $4.7 \cdot 10^{-5} + 3.2 \cdot 10^{-6}(T - T_{eq})$. The temperature of initiation is then $T_c = 485^\circ\text{C}$. The slope values need to be normalized by the reference time scale L^2/α_{th} and temperature scale σ_n/Λ to obtain the non dimensional c^* value. Using values from kaolinite decomposition we obtain $c^* \approx 7.6 \cdot 10^{10}$ and for lizardite $c^* \approx 12.7 \cdot 10^{10}$. These very large values imply that the dehydration reaction proceeds rapidly compared to diffusion and frictional heating processes. It will thus be the dominant phenomenon as soon as it starts.

Non dimensional Parameter	Symbol	Typical Value
Chemical pressurization parameter	\mathcal{P}^*	10^9 to 10^{10}
Chemical heat sink parameter	\mathcal{T}^*	-10^9 to -10^{10}
Pore pressure–slip rate coupling parameter	\mathcal{A}	$3 \cdot 10^{-4}$
Shear heating parameter	\mathcal{B}	1
Fluid to heat diffusivity ratio	ε	10
Normalized slipping zone width	δ	10^{-6}
Normalized far field temperature	θ_∞	-0.675
Normalized far field pore pressure	π_∞	0.3

TABLE 3. | Typical non dimensional parameter values for a fault at 7 km depth.

The threshold temperature T_c depends strongly on the mineral of interest. We consider here a fault containing hydrous phyllosilicates. Kaolinite has been found in Chelung-Pu fault gouge (Taiwan) and along an exhumated section of the Median Tectonic Line (Japan) (Hirono *et al.*, 2008; Brantut *et al.*, 2008). Its dehydration temperature is around 500° , i.e. 300°C above the ambient temperature. Serpentine minerals such as lizardite has been found in sub-surface faults such as San Andreas (Solum *et al.*, 2006) and is also a major constituent of subducting oceanic slabs. Lizardite dehydration temperature is also around 500° . This yields a remote normalized temperature of $\theta_\infty = -0.675$. We will use these values in the following calculations.

From these dimensional parameters, we calculate the typical values of the non dimensional parameters, summarized on Table 3.

4. Linear Stability Analysis

A stability analysis is performed to investigate whether the evolution in time of the pore pressure and temperature inside the shear zone remains bounded or not. The chemical reaction is active only for positive values of the normalized temperature θ , so that unstable paths growing towards negative θ stop the reaction and the governing equations degenerate to the ones with no chemical effect (cf. equation 38). Thus a linear stability analysis gives us insights on the evolution of the temperature and pore pressure inside the shear zone when dehydration reactions are triggered. In particular we are interested in searching the conditions for which the reaction can destabilize the system.

4.1. Stability Condition

The mathematical formulation is simplified by assuming linear diffusion profiles outside the shear zone. We investigate the behaviour of the average temperature $\langle\theta\rangle$ and pressure $\langle\pi\rangle$ inside the shear zone. Following the approach of Rudnicki & Chen (1988); Segall & Rice (1995), the pore pressure and temperature gradients are approximated by finite differences as

$$\left. \frac{\partial \pi}{\partial y} \right|_{y=0} = -\frac{\langle\pi\rangle - \pi_\infty}{l_{\text{hy}}}, \quad (39)$$

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial y} \right|_{y=0} = -\frac{\langle\theta\rangle - \theta_\infty}{l_{\text{th}}}, \quad (40)$$

where l_{hy} (respectively l_{th}) is the normalized characteristic length of fluid (respectively heat) diffusion. From these definitions, we get $l_{\text{hy}} = 1$ and $l_{\text{th}} = \sqrt{\alpha_{\text{hy}} t^* / L} = \sqrt{\varepsilon}$ because the characteristic time scale t^* is equal to the characteristic time of heat diffusion.

By replacing the expression of u (equation 31) into equalities 35 and 36, we obtain

$$\partial_t \langle \pi \rangle = \frac{1}{\mathcal{D}} \left[-\sqrt{\varepsilon} \frac{\langle \pi \rangle - \pi_\infty}{\delta} + (\mathcal{P}^* + \mathcal{T}^*) \langle \theta \rangle - \frac{\langle \theta \rangle - \theta_\infty}{\delta} + (1 - \langle \pi \rangle) \frac{\mathcal{B}}{\delta} \right], \quad (41)$$

$$\partial_t \langle \theta \rangle = \frac{1}{\mathcal{D}} \left[-\sqrt{\varepsilon} (1 - \mathcal{D}) \frac{\langle \pi \rangle - \pi_\infty}{\delta} + (\mathcal{T}^* + \mathcal{P}^* (1 - \mathcal{D})) \langle \theta \rangle - \frac{\langle \theta \rangle - \theta_\infty}{\delta} + (1 - \langle \pi \rangle) \frac{\mathcal{B}}{\delta} \right], \quad (42)$$

where

$$\mathcal{D} = 1 - \frac{\mathcal{A} \mathcal{B}}{\delta} (1 - \langle \pi \rangle). \quad (43)$$

The above linear system of equations can be studied analytically. Linear stability analysis is classically performed around the stationary solution (fixed point of the mathematical system 41 and 42) to investigate whether the fixed point is an attractor for the solution (i.e. the solution converges towards the stationary state) or a repulsor (i.e. the solution diverges) or a saddle point (i.e. attractor in one direction and repulsor in an other). As described in section 2.6, the amount of dehydrating minerals is assumed to be large enough so that the reaction kinetic is not limited by the finite quantity of reactant. Thus, the stationary solutions of equations 41 and 42 correspond to the initial trend at the onset of the reaction and cannot be extrapolated to infinitely long timescales. As we will show in section 5, using a finite amount of reactant does not dramatically change the conditions for instability, but rather modifies the long term evolution of the perturbations.

The stationary solution and the perturbation analysis are reported in detail in appendix A. The steady state solution (π_0, θ_0) is expressed as

$$\pi_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon} (1 - \mathcal{T}^* \delta) + \mathcal{P}^* \mathcal{B} \delta} (\pi_\infty \sqrt{\varepsilon} (1 - \mathcal{T}^* \delta) + \theta_\infty \mathcal{P}^* \delta + \mathcal{P}^* \mathcal{B} \delta), \quad (44)$$

$$\theta_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon} (1 - \mathcal{T}^* \delta) + \mathcal{P}^* \mathcal{B} \delta} (\sqrt{\varepsilon} (\theta_\infty + \mathcal{B} (1 - \pi_\infty))). \quad (45)$$

The evolution in time of a small perturbation $(\langle \tilde{\pi} \rangle, \langle \tilde{\theta} \rangle)$ around the stationary solution is given by

$$\begin{pmatrix} \langle \tilde{\pi} \rangle \\ \langle \tilde{\theta} \rangle \end{pmatrix} = c_1 e^{s_1 t} \mathbf{e}_1 + c_2 e^{s_2 t} \mathbf{e}_2, \quad (46)$$

where $c_{1,2}$ are arbitrary constants and $s_{1,2}$ and $\mathbf{e}_{1,2}$ are respectively the eigenvalues and eigenvectors of the matrix

$$\mathbf{G} = \frac{1}{\mathcal{D}} \begin{pmatrix} \frac{-\sqrt{\varepsilon} - \mathcal{B}}{\delta} & \mathcal{P}^* + \mathcal{T}^* - \frac{1}{\delta} \\ \frac{\sqrt{\varepsilon} (-1 + \mathcal{D}) - \mathcal{B}}{\delta} & \mathcal{P}^* (1 - \mathcal{D}) + \mathcal{T}^* - \frac{1}{\delta} \end{pmatrix}. \quad (47)$$

The explicit form of $s_{1,2}$ and $\mathbf{e}_{1,2}$ is given by equations 68 and 69 in the appendix. The stability of the system is controlled by the sign of the eigenvalues. If at least one eigenvalue has a positive real

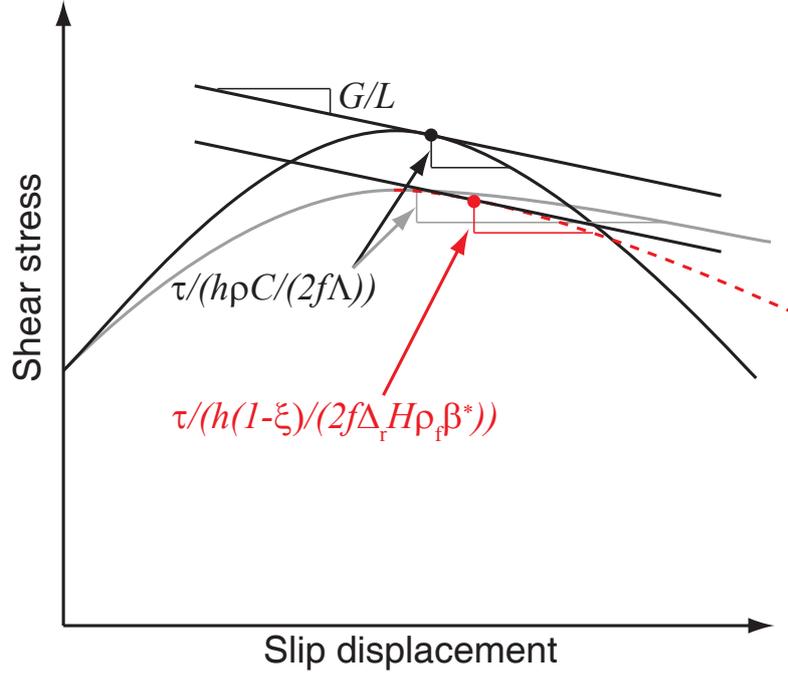


FIGURE 3. | Schematic representation of the stability condition. Gray : stable case, no reaction. Black : unstable case, no reaction. Red dotted line : unstable case, with reaction.

part, the system is unstable. As shown in appendix A, the stability condition is

$$\mathcal{D} > 0 \quad \text{and} \quad (1 - \mathcal{D})\mathcal{P}^* + \mathcal{T}^* < \frac{1 + \mathcal{B} + \sqrt{\mathcal{E}}}{\delta}. \quad (48)$$

Condition 48 highlights the role of dehydration reactions on the stability of a fault, and thus on its seismic behaviour. In the following we will investigate the physical meaning of condition 48 with reference to given geophysical situations.

4.2. Stability Fields

Without Reaction

If we neglect the contribution of the chemical kinetic parameters \mathcal{P}^* and \mathcal{T}^* , we can retrieve from equation 48 the solution derived by Garagash & Rudnicki (2003a). The sign of parameter \mathcal{D} fully determines the stability of the system. The expression of the dimensionless parameter \mathcal{D} (equation 43) can be rewritten using dimensional quantities as

$$\mathcal{D} = 1 - \frac{L}{G} \frac{\tau}{h\rho C/(2f\Lambda)}, \quad (49)$$

where τ is the current shear stress applied on the fault (equation 2). From equation 49 we recognize the characteristic weakening distance for undrained, adiabatic slip $h\rho C/(2f\Lambda)$ (e.g. Rice, 2006). Thus, the ratio $\tau/(h\rho C/(2f\Lambda))$ is the slope of the strength-slip curve of the fault, while G/L is

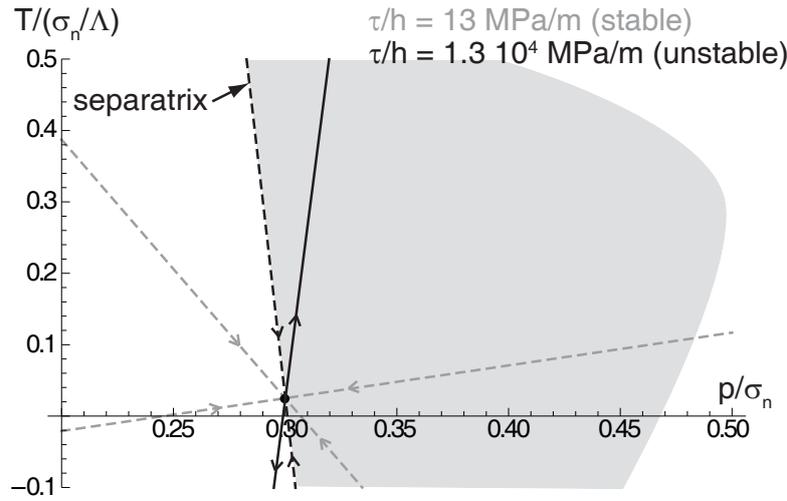


FIGURE 4. | Eigenvectors and growth rates in a stable case (in gray, for $\mathcal{A} = 3 \cdot 10^{27}$) and an unstable case (in black, for $\mathcal{A} = 3 \cdot 10^{24}$) in the case of no reaction, i.e., $\mathcal{P} = \mathcal{T} = 0$. Other parameter values are reported on Table 3. The shaded area corresponds to perturbations that lead to slip acceleration.

the elastic stiffness of the crustal block. Negative \mathcal{D} values correspond to $G L < (h C (2f))$, which means that the fault strength decreases more rapidly than the crustal block unloads (Figure 3, gray and black curves). This unstable behaviour is identical to the well known frictional instability for slip weakening interfaces (e.g. Scholz, 2002). The weakening mechanism is here triggered by thermal pore fluid pressurization.

Using the parameter values listed in Table 1, the block stiffness $G L$ is approximately $3 \text{ MPa m}^{\gg 1}$ and the ratio $(h C (2f))$ is $0.2 h$. The stability is thus ensured when $h > 5 G L$, i.e., within highly pressurized fault zones. Similar critical shear stress value is obtained within the framework of rate-and-state friction laws, where the weakening mechanism arises from the intrinsic changes in friction coefficient Ruina (e.g. 1983).

A stable case ($\mathcal{D} > 0$) and an unstable case ($\mathcal{D} < 0$) are displayed in Figure 4 in the (p, T) (or equivalently, the (p, T)) plane). As expected from equations 44 and 45, the stationary solution is the same in both cases. If $\mathcal{D} > 0$, both eigenvalues are negative and any small perturbation from the stationary solution vanishes in time. For $\mathcal{D} < 0$, the stationary solution is unstable and is a saddle point. The eigenvector direction corresponding to the eigenvalue with negative real part acts as a separatrix in the (p, T) plane, distinguishing between two regimes. If the small perturbation is a decrease in pressure or temperature, the instability grows towards lower pore pressure and temperature, thus stopping the fault motion. If the small perturbation is an increase in pore pressure or temperature, the instability grows towards high temperature and pore pressure, leading to an acceleration of the slip (shaded area on Figure 4). Interestingly, the slope of the unstable eigendirection is rather high, which means that the instability is mainly thermal for the set of parameters used.

Effect of the Reaction

The role of the reaction is investigated using nonzero values of parameters \mathcal{P} and \mathcal{T} . The stability condition (equation 48) is then more restrictive compared to the case without reaction, as the second inequality $(1 + \mathcal{D})\mathcal{P} + \mathcal{T} < (1 + \mathcal{B} + \dots)$ must also be verified. The stability

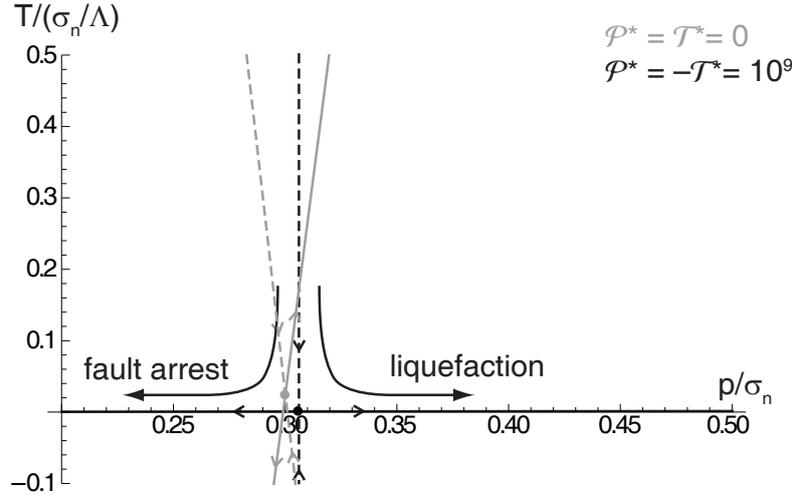


FIGURE 5. | Linear stability diagram for the no reaction case (gray), and when dehydration occurs, $\mathcal{P}^* = -\mathcal{T}^* = 10^9$ (black). For both case, $\mathcal{A} = 3 \cdot 10^{-4}$. The solid line corresponds to the unstable eigendirection, the dotted lines are stable eigendirections. The occurrence of the reaction induces either a rapid liquefaction (i.e., vanishing effective stress) or an arrest of the fault.

condition can be rewritten as

$$\mathcal{D} > \max \left\{ 0; 1 + \frac{\mathcal{T}^*}{\mathcal{P}^*} - \frac{1 + \mathcal{B} + \sqrt{\mathcal{E}}}{\delta \mathcal{P}^*} \right\}. \quad (50)$$

We have seen previously how the condition $\mathcal{D} > 0$ could be interpreted as the ratio between the unloading stiffness of the medium and the weakening of the fault. Inequality 50 describes how the weakening behaviour of the fault is affected by the occurrence of the dehydration reaction. Considering the parameter values listed in Table 3, the latter term $(1 + \mathcal{B} + \sqrt{\mathcal{E}})/(\delta \mathcal{P}^*)$ can be neglected compared to 1. The stability condition becomes thus

$$\mathcal{D} \gtrsim \max \left\{ 0; 1 + \frac{\mathcal{T}^*}{\mathcal{P}^*} \right\}. \quad (51)$$

For the case $\mathcal{P}^* \leq -\mathcal{T}^*$, the pressurization induced by the release of water (chemical pressurization) is lower than the depressurization induced by the endothermic character of the reaction. The stability condition is thus unchanged and remains $\mathcal{D} > 0$. However, as we will show later, the evolution of the pore pressure and temperature in the unstable regime is dramatically different. Note that the condition 51 indicates that the dehydration process can never turn an unstable situation into a stable one.

If $\mathcal{P}^* > -\mathcal{T}^*$, i.e., when the pore pressure increase due to the reaction is not fully compensated by the endothermic effect, the fault is unstable even when $\mathcal{D} > 0$, in the range $1 + \mathcal{T}^*/\mathcal{P}^* \gtrsim \mathcal{D} > 0$.

In terms of dimensional quantities, inequality 51 can be rewritten as

$$\frac{G}{L} \gtrsim \frac{\tau}{h(1 - \xi)/(2f\Delta_r H \rho_f \beta^*)}, \quad (52)$$

which can be understood as the comparison between the unloading stiffness G/L and the slip weakening of the fault $\tau/(h(1 - \xi)/(2f\Delta_r H \rho_f \beta^*))$ (Figure 3, red dotted curve). The quantity

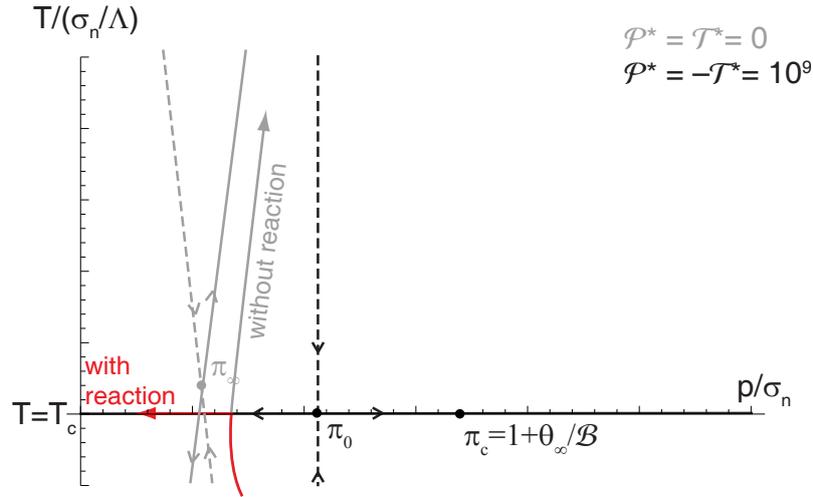


FIGURE 6. | Schematic diagram showing how the sense of instability can be changed at the onset of the reaction. Here we have $\pi_c > \pi_\infty$. The instability is initially supposed to lead to a slip acceleration (when no reaction occurs), but when the system reaches the threshold temperature T_c , the instability changes sign and leads to an arrest of the fault motion.

$h(1 - \xi)/(2f\Delta_r H \rho_f \beta^*)$ is recognized as the equivalent slip weakening distance linked to the dehydration process, for undrained, adiabatic chemical pressurization (equation (23) in [Brantut et al. \(2010\)](#)).

Interestingly, the approximate stability condition given by inequality 52 does not depend on the particular value of the kinetic parameter (dimensionless parameter c^*) that is loosely constrained by experimental data. The controlling factors are the enthalpy change of the reaction and the fluid mass release, that are well known for any particular dehydration reaction.

Using the parameter values listed in Table 1, stability is ensured when $\tau/h \lesssim 0.3 \times G/L \approx 1 \text{ MPa m}^{-1}$. This critical value is significantly lower than the value of 15 MPa m^{-1} determined in the absence of reaction (see previous section). Dehydration reactions are thus a destabilizing factor.

The evolution of pore pressure and temperature in the fault zone at the onset of instability can be estimated graphically in the (π, θ) plane. Let us first consider the case $\mathcal{D} < 0$, i.e., unstable. Figure 5 represents the eigendirections for the case $\mathcal{P}^* = -\mathcal{T}^* = 0$ (no reaction) and for the case $\mathcal{P}^* = -\mathcal{T}^* = 10^9$ (with reaction). The stationary solution is very close to $\theta = 0$, i.e., $T = T_c$, and the pore pressure is slightly above the far field state. The relative evolution of pore pressure and temperature is significantly different from the case without reaction. The eigendirections tend to be perpendicular to each other, the unstable direction being almost parallel to the pore pressure axis. The instability evolves at almost constant temperature, very close to the dehydration temperature T_c . For a positive perturbation in pore pressure, the shear zone evolves towards vanishing effective normal stress while the temperature remains almost constant. For a negative perturbation in pore pressure, the unstable mode evolves towards the arrest of the fault. In nature, small perturbations of either signs are statistically encountered. Thus both situations can equally occur.

In subsurface faults, the ambient temperature can be initially lower than the dehydration temperature. Shear heating can potentially trigger the onset of the dehydration reaction during the slip instability. In the following, we discuss how the subsequent evolution of the fault motion is control-

led by the initial pore pressure. The stationary solution without the reaction is simply expressed as (equations 44 and 45)

$$\pi_0 = \pi_\infty, \quad (53)$$

$$\theta_0 = \theta_\infty + \mathcal{B}(1 - \pi_\infty). \quad (54)$$

If the initial pore pressure is greater than π_∞ , the instability grows towards higher temperatures. Consequently, when the temperature reaches the threshold temperature of the reaction T_c , the new stationary state is given by equations 44 and 45. Considering that $\mathcal{T}^* \delta \gg 1$, π_0 can be expressed as

$$\pi_0 = \frac{-\pi_\infty \sqrt{\varepsilon} \mathcal{T}^* / \mathcal{P}^* + \theta_\infty + \mathcal{B}}{\mathcal{B} - \sqrt{\varepsilon} \mathcal{T}^* / \mathcal{P}^*}. \quad (55)$$

Using the parameter values listed in Table 1, the lower bound of the ratio $-\mathcal{T}^* / \mathcal{P}^*$ is of the order of 10^{-2} . It corresponds to a reaction that induces a large chemical pressurization (either because of high amount of released fluid and/or low solid volume change). The stationary pore pressure tends to

$$\lim_{\mathcal{T}^* / \mathcal{P}^* \rightarrow 0} \pi_0 = \pi_c = 1 + \frac{\theta_\infty}{\mathcal{B}}. \quad (56)$$

This limit value depends only on the boundary temperature θ_∞ and on the shear heating parameter \mathcal{B} . On the other hand, for high values of $-\mathcal{T}^* / \mathcal{P}^*$, the endothermic effect is dominant and the stationary pore pressure tends to π_∞ (i.e., identical to the no reaction case).

If $\pi_c < \pi_\infty$, the sense of evolution of the perturbation is unchanged and the slip acceleration continues. If $\pi_c > \pi_\infty$ and $-\mathcal{T}^* / \mathcal{P}^*$ sufficiently small, the current state for the pore pressure at the onset of the reaction is lower than the new steady state pore pressure (with reaction), and the instability turns towards a slip arrest. This result is rather counterintuitive : although the chemical pressurization effect is large, the pore pressure actually decreases because the pressurization due to shear heating is stopped by the reaction. Conversely, for high values of $-\mathcal{T}^* / \mathcal{P}^*$ (high endothermic effect), the slip acceleration continues. This point is illustrated in Figure 6.

In highly pressurized fault zones, the initial shear stress is low and the fault motion is stable in absence of reaction ($\mathcal{D} > 0$, Figure 7, light gray lines). As expected from inequality 51, the system is also stable when $\mathcal{P}^* = -\mathcal{T}^* = 10^9$ (Figure 7, dark gray lines). When $\mathcal{P}^* = -6\mathcal{T}^* = 6 \cdot 10^9$, the system becomes highly unstable as both eigenvalues are positive. Note again the almost horizontal slopes in the pore pressure–temperature plot, which features an almost isothermal evolution of the instability.

With dimensional quantities, the ratio $-\mathcal{T}^* / \mathcal{P}^*$ is written

$$\frac{-\mathcal{T}^*}{\mathcal{P}^*} = -\frac{\Delta_r H \Lambda \rho_f \beta^*}{\rho C (1 - \xi)}. \quad (57)$$

The key control parameter is ξ , i.e., the ratio of the voids volume created by the reaction over the fluid volume released. Parameter ξ is strongly dependent on compaction processes during dehydration. Considering the high effective stress at depth, it is very likely that the pore space is partly compacted during the dehydration process. For porous rocks above a given effective pressure threshold, the solid matrix cannot sustain the stress and collapses, which is accompanied by a porosity decrease (e.g. Wong *et al.*, 1997a, and references therein). Recent experimental data on serpentine deformed during dehydration (Llana-Fúnez *et al.*, 2007; Rutter *et al.*, 2009) also depict this

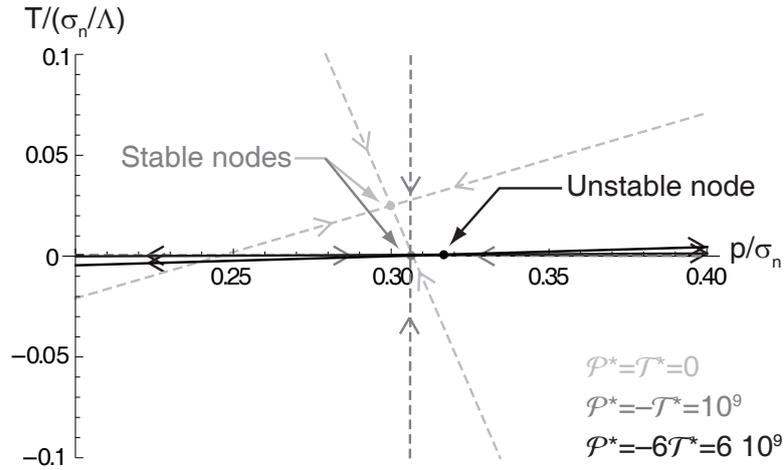


FIGURE 7. | Linear stability diagram for the no reaction case (light gray), and various values of kinetic parameters. For all cases, $\mathcal{A} = 3 \cdot 10^{-7}$, i.e. a normally stable situation. The solid lines correspond to unstable eigendirections, the dotted lines are stable eigendirections. If no reaction occurs or if $\mathcal{P}^* = -\mathcal{T}^*$, the system is stable. If \mathcal{P}^* is significantly higher than \mathcal{T}^* , both eigendirections become unstable. Note that in the latter case, the evolution of the system is almost isothermal.

type of behaviour. In such cases, the value of ξ can be close to zero, i.e., all the porosity created by the mineral dehydration can be simultaneously compacted. Then, the effect of the reaction on pore pressure is increased, and the system tends to be more unstable.

5. Numerical Examples

In the previous section we have theoretically investigated the effect of dehydration reactions on the stability of a fault using representative values of the parameters. As mentioned earlier, the perturbation analysis focuses on the early times of the considered reaction as we have considered a linear form for the kinetic law ($\mu \ll 1$). This approach allowed us to investigate the instability regimes. We can relax these assumptions and develop a numerical solution for the pore pressure and temperature inside the band (equations 35 and 36), using expressions 39 and 40 for the pore pressure and temperature gradients at the boundary of the shear band, and the Arrhenius law (equation 34) for the reaction progress.

First the case $\mathcal{D} < 0$ is investigated. The parameters are set as follows : $\mathcal{A} = 3 \cdot 10^{-4}$, $p_\infty = 70$ MPa and $T_\infty = 210^\circ\text{C}$, corresponding to conditions at mid-sismogenic depth (see Table 3). In the case of no reaction, if the initial pressure p_0 is less than the far field (steady state) pressure p_∞ , the instability tends to stop the fault motion (Figure 8, gray curve). Conversely, if $p_0 > p_\infty$ then the instability is an acceleration of the fault motion (Figure 8, solid black curve). In all cases, the pore pressure does not vary far from its initial value, whereas the temperature change is very significant. This thermal runaway is consistent with the analytical results detailed in the previous section.

This situation can change when the reaction is activated. Here we considered lizardite dehydration at 485°C , using the kinetic parameters reported in Table 2. In this case, the steady state pore pressure is higher than than p_∞ (see for instance equation 66). The fault acceleration is stopped when the reaction occurs, and starts again when the reaction is completed (Figure 8, dotted

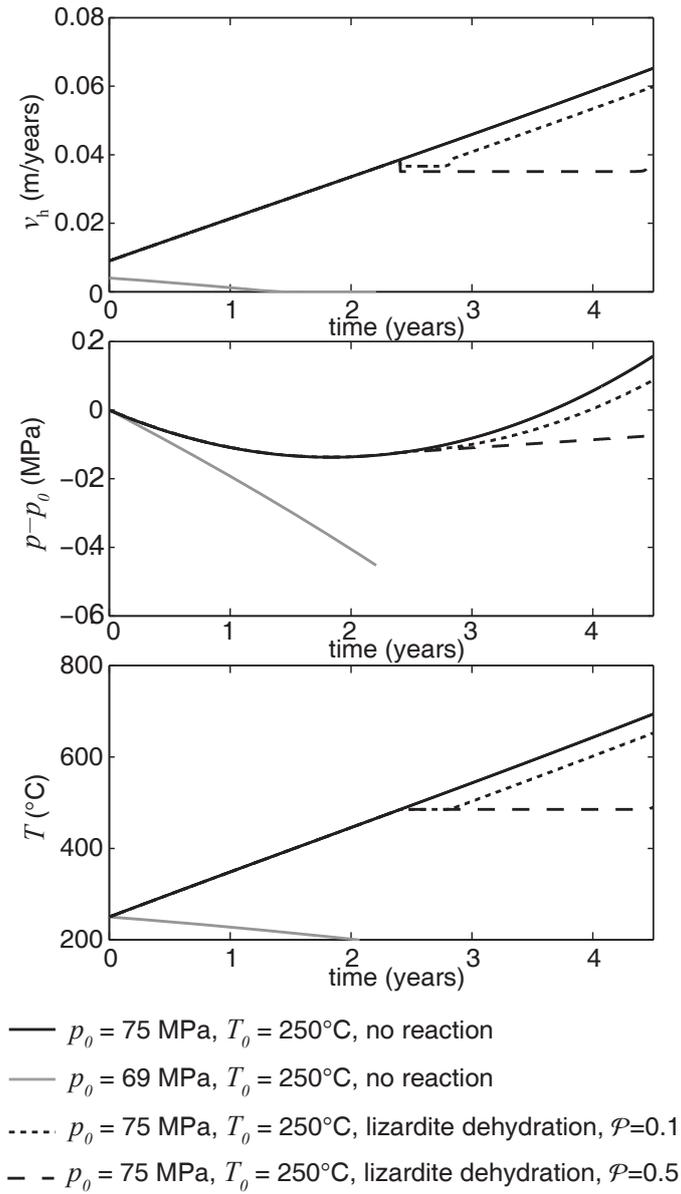


FIGURE 8. | Slip velocity, pore pressure and temperature evolution for various initial conditions in the case $\mathcal{D} < 0$. The dehydration of lizardite is implemented by using the Arrhenius law (equation 28) and the parameters reported in Table 2. Slip acceleration is stopped during the reaction ; the higher value of \mathcal{P} , the longer it stops. The higher value $\mathcal{P} = 0.5$ corresponds to a large compaction, i.e., assuming $\xi = 0$.

black curve). The duration of the stabilization of the slip is controlled by the parameter \mathcal{P} , i.e., the amount of dehydrating mineral (parameter m_0) and the change in pore volume ξ .

The case $\mathcal{D} > 0$ can also be investigated. It would correspond to a combination of a high stiffness G/L , a relatively large slipping zone width h and/or a low thermal pressurization factor Λ . The parameter values used to model such a situation are the same as those presented in Table 1, except that $G = 50 \cdot 10^9 \text{ Pa}$, $L = 10^3 \text{ m}$, $h = 10^{-1} \text{ m}$, and $\Lambda = 0.3 \cdot 10^6 \text{ Pa } ^\circ\text{C}$. Note that such values remain

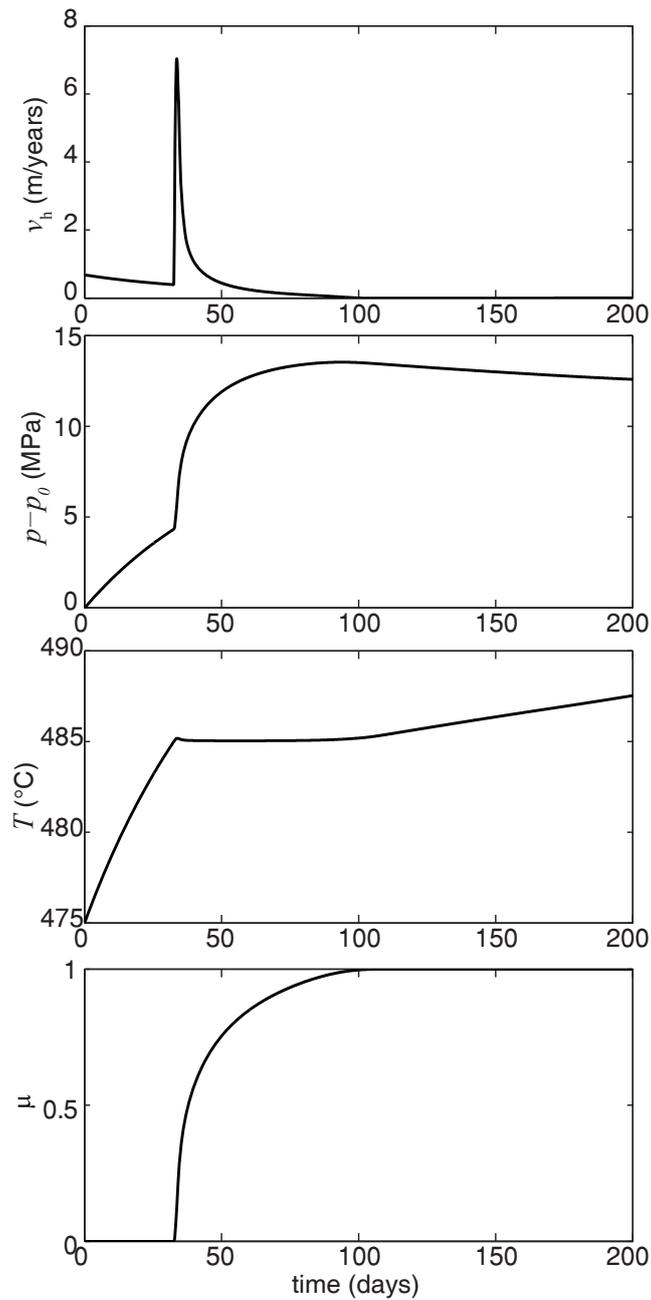


FIGURE 9. | Slip velocity, pore pressure and temperature evolution in the case $\mathcal{D} > 0$ (stable without reaction). The dehydration reaction induces a transient increase in pore pressure, temperature and slip velocity. The slip acceleration is fast at the onset of the reaction and then decelerate. The total duration of the slip event is a few days.

in a plausible range for natural fault rocks. One important parameter is the ratio G/L , which is however loosely constrained considering the oversimplification of the fault geometry. An extension of our model to two or three dimensions could help to obtain a more realistic configuration and thus estimate a realistic range for the unloading stiffness of the crustal block.

Physical Parameter	Symbol	Value	Unit
Size of the crustal block	L	10^3	m
Elastic stiffness of the crustal block	G	$50 \cdot 10^9$	Pa
Normal stress	σ_n	10^9	Pa
Mass of released fluid	m_0	400	kg m^{-3}
Width of the slipping zone	h	10^{-1}	m
Far field pore pressure	p_∞	$920 \cdot 10^6$	Pa
Far field temperature	T_∞	500	$^\circ\text{C}$
Heat diffusivity	α_{th}	10^{-6}	m^2s^{-1}
Fluid diffusivity	α_{hy}	10^{-6}	m^2s^{-1}
Thermal pressurization factor	Λ	$0.3 \cdot 10^6$	$\text{Pa } ^\circ\text{C}^{-1}$
Enthalpy of the reaction	$\Delta_r H^0$	500	kJ kg^{-1}
Void creation vs fluid release ratio	ξ	0.8	
Fluid to heat diffusivity ratio	ε	1	
Normalized slipping zone width	δ	$5 \cdot 10^{-5}$	
Chemical pressurization parameter	\mathcal{P}	0.032	
Chemical heat sink parameter	\mathcal{T}	-0.022	
Shear heating parameter	\mathcal{B}	0.056	
Elastic coupling parameter	\mathcal{A}	0.01	

TABLE 4. | Parameters used for the calculation of a slip on a serpentine-bearing fault at 35 km depth.

When no reaction occurs, the system is stable. However, the dehydration reaction induces a transient instability that ends when the reaction is finished (Figure 9). It consists in an acceleration of the fault motion up to eight meters per year, two orders of magnitude above the remote loading rate. In this case, the pore pressure increase is only due to the chemical effect: the system undergoes a chemical pressurization. The pore pressure peak will thus be high for large values of \mathcal{P} , for instance if ξ is low (e.g. if compaction occurs).

The case $\mathcal{P} > 0$ can be further studied in the setting of a deep fault embedded in serpentinite, e.g., within a subduction zone. The parameter values used in this situation are summarized in Table 4. The depth is 35 km, which corresponds to a lithostatic pressure of the order of 1 GPa. In the case of a highly pressurized medium, we assume an ambient pore pressure of 920 MPa. The ambient initial temperature is set at 500°C to simulate a cold geothermal gradient (i.e., 15°C km^{-1}). The initial mass of water that can be released by the dehydration of serpentine per unit volume is $m_0 = 400 \text{ kg m}^{-3}$ (cf. section 3). Here again, we use $G = 50 \cdot 10^9 \text{ Pa}$, $L = 10^3 \text{ m}$, $h = 10^{-1} \text{ m}$, and $\Lambda = 0.3 \cdot 10^6 \text{ Pa } ^\circ\text{C}$ to model a stable fault motion in absence of reaction.

Recalling the expression of the slip velocity, obtained by combining equations 31 and 35,

$$u = \frac{1}{\mathcal{D}} \left(1 + \frac{\mathcal{A}}{\delta} \left(\sqrt{\varepsilon} (\pi_\infty - \pi) + (\theta_\infty - \theta) + \delta (\mathcal{T} + \mathcal{P}) \partial_t \mu \right) \right), \quad (58)$$

an estimate of the change of velocity Δu at the onset of the reaction is given by

$$\Delta u = \frac{\mathcal{A}}{\mathcal{D}} (\mathcal{T} + \mathcal{P}) \partial_t \mu. \quad (59)$$

In the example shown in Figure 10, we show that when the reaction starts, the slip velocity suddenly increases up to 3.6 m year^{-1} , and then decreases rapidly to the initial value. The crisis lasts approximately four days. This increase is mainly controlled by the value of the dimensionless parameter \mathcal{P} . From the estimate of the velocity, it is possible to obtain the total slip Δd associated

with the onset of the reaction :

$$\Delta d = \frac{\mathcal{A}}{\mathcal{D}}(\mathcal{T} + \mathcal{P})\Delta\mu, \quad (60)$$

where $\Delta\mu$ is the increment of reaction progress during the transient. The slip history is thus entirely dictated by the reaction progress. The larger amount of dehydrating mineral, the larger the slip is. The magnitude M of the slip event for a given fault surface S is thus

$$M = G(\Delta d)S \propto \Delta\mu. \quad (61)$$

The scaling given by equation 61 implies that the finite amount of dehydrating mineral dictates the size of the slow slip event. The moment rate is controlled by the reaction kinetic.

6. Conclusions

A one-dimensional spring-slider block model has been used to analyze the instabilities emerging from thermal pressurization and mineral dehydrations within a shear zone. The stability condition has been derived analytically, and represented in terms of critical stiffness of the fault zone. Instabilities arise from two distinct origins : (1) from the thermal pressurization process itself, associated with a critical stiffness equal to $\tau/(h\rho C/2f\Lambda)$; (2) from the dehydration reactions, associated with a critical stiffness equal to $\tau/(h(1 - \xi)/(2f\Delta_r H\rho_f\beta^*))$.

The instabilities originated from thermal pressurization (type 1) can lead either to an arrest or to an unbounded acceleration of the fault motion, depending on the sign of the perturbation. Such instabilities are themselves modified by the occurrence of the reaction. In the analytical approach, assuming an infinite amount of dehydrating mineral, the instability develops towards vanishing effective normal stress while the temperature remains close to the dehydration temperature. The numerical tests performed with a finite amount of dehydrating mineral demonstrate that this effect is actually limited in time, and stops when the reaction is completed. The numerical tests showed that the linearization of the Arrhenius law is a good approximation, as the temperature never rises much higher than the equilibrium temperature.

For sufficiently small shear stress values, of the order of a few MPa, instabilities linked to thermal pressurization are excluded. However instabilities can still arise from the dehydration reactions (type 2), as the corresponding critical stiffness is higher. Numerical simulations show that such instabilities tend to lead to a transient acceleration of the fault motion. The acceleration stops when the reaction is finished. The maximum slip rate is of the order of a few meters per year during the transient. The magnitude of such events is dictated by the amount of dehydrating mineral, and the moment rate is dictated by the reaction kinetic. The transients slow slip events could correspond to slow and silent slip events detected in several subduction zones. Recent studies (Melbourne & Webb, 2003; Rogers & Dragert, 2003) have shown that slow earthquakes, slip transients and low frequency earthquakes are generally associated with non-volcanic tremor activity in subduction zones. On the other hand, Burlini *et al.* (2009) have recently shown that the tremor signals recorded in the field could be qualitatively compared to the acoustic signals recorded in the laboratory during serpentinite dehydration. These observations, when combined with our study, suggest that non volcanic tremors, if indeed linked to dehydration reactions occurring within the subducting slab, could be accompanied by slip transients. In fact, both seem to result from the same single phenomenon : dehydration reactions in the subducting oceanic crust.

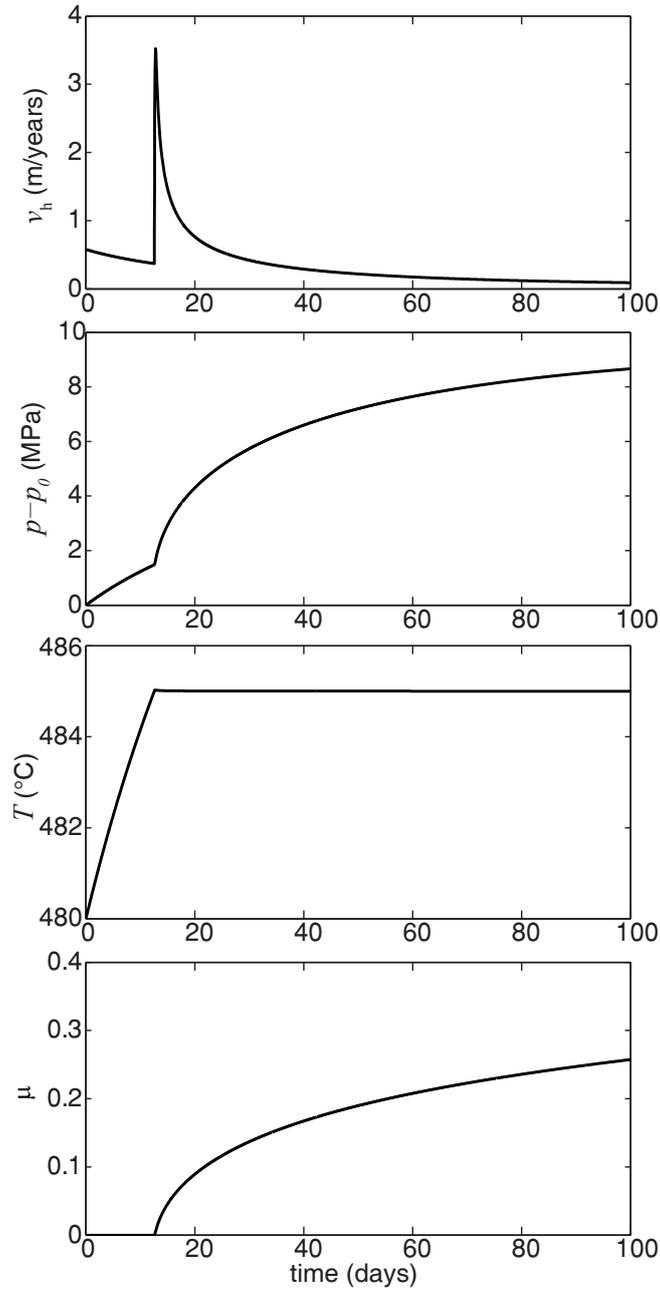


FIGURE 10. | Fault at 35 km depth : Slip velocity, pore pressure and temperature evolution in the case $\mathcal{D} > 0$ (stable without reaction), and for parameters detailed in Table 4. The onset of dehydration is marked by a transient increase of temperature and slip velocity. This transient event lasts approximately two days. The fault motion remains otherwise stable.

In our model, the stability of fault motion is ensured when the shear stress acting on the fault is extremely low (a few MPa) (cf. equation 52). In similar one dimensional fault zone models that use the empirical rate-and-state friction law as a constitutive equation for the evolution of friction

at the interface, the stability condition is written as (e.g. [Ruina, 1983](#)) :

$$G/L > (\sigma_n - p)(b - a)/d_c, \quad (62)$$

where a , b and d_c are constitutive parameters of the interface. Using typical values of $(b - a) = 0.005$, $d_c = 10^{-2}$ m (e.g. [Segall & Rice, 1995](#)), and $G/L = 3$ MPa m⁻¹, the stability condition is $(\sigma_n - p) < 6$ MPa. Such a value is of the same order of magnitude as the one found in our model. Thus, the instability expected within the rate-and-state framework arises at similar conditions as the instability determined in a dehydrating fault zone. However, a comprehensive analysis incorporating both fluid pressurization, dehydration and rate-and-state friction should be performed in order to compare the various effects in a single framework.

Throughout this study, the calculations and numerical simulations always showed a strong thermal effect of the dehydration reaction. The dynamic change in pore pressure due to shear heating explains partly the almost isothermal behaviour of the shear zone, but the most important cause is the fact that dehydration reactions are endothermic. This is consistent with previous studies of rapid fault slip including endothermic chemical reactions ([Sulem & Famin, 2009](#); [Brantut *et al.*, 2010, 2011](#)), that emphasized this strong thermal effect even at slip velocities as high as 1 m s⁻¹. The initial amount of hydrous mineral is a key parameter. After an earthquake, this amount can be strongly depleted and the thermal effect can be lost over the seismic cycle. However, if the rupture passes through another part of the fault zone, even a few centimeters far from the previous slip zone, the amount of minerals to dehydrate is intact. Moreover, the almost ubiquitous presence of clay minerals along major fault zones ([Sulem *et al.*, 2004](#); [Solum *et al.*, 2006](#); [Hirono *et al.*, 2008](#)) may suggest interseismic fluid circulations and alteration of gouge zones to form a significant amount of unstable, hydrous minerals.

The reaction kinetic was described by a simple first order reaction rate and an Arrhenius law to account for its temperature dependency. A more detailed investigation would also include the pore pressure dependency of the reaction rate. Qualitatively, an increase in pore pressure should induce a decrease of the reaction rate. Such a negative feedback could hamper the growth of instabilities. In the lack of quantitative experimental data on the effect of pore pressure on the kinetic law of dehydration reactions, this effect was not considered in our analysis. Nevertheless, it is likely that the pore pressure variations have a second order effect on reaction kinetics, compared to the major temperature dependency dictated by the Arrhenius law. Indeed, variations in pore pressure may affect the equilibrium conditions of the reactions, and merely offset the dehydration temperatures. Thorough experimental work would be needed to quantify this effect so that it can be implemented in our model.

In this study we only investigated nucleation by shear heating and pore fluid pressurization. A more complete description would include rate and state dependency of the friction coefficient, dilatancy or compaction. [Segall & Rice \(2006\)](#) have shown that thermal pressurization plays a role only at a late phase of nucleation. Metamorphic dehydration reactions may have important effects even at early times, if the ambient temperature is already close to the equilibrium temperature of these reactions. The exact interplay of metamorphism and earthquake nucleation is thus still an open question.

We have analyzed the case of endothermic dehydration reactions with positive total volume change. However, one should bear in mind that at greater depth, several endothermic reactions with negative volume change, such as eclogitisation and/or olivine to spinel transitions, take place. Although these reactions involve no or little fluid phase, the stability analysis of a medium under-

going such transitions could be an interesting future perspective, which might once again highlight the importance of metamorphism in earthquake nucleation.

Notations

u	Normalized slip velocity
π	Normalized pore pressure
θ	Normalized temperature
m_0	Total mass of releasable water per unit of rock mass
ξ	Ratio of the volume of voids created over the volume of fluid released per unit of reaction progress
\mathcal{P}	Non dimensional pore pressure increase per unit of reaction progress (chemical pressurization effect)
\mathcal{T}	Non dimensional temperature change per unit of reaction progress (endothermic effect of the reaction)
\mathcal{P}^*	Chemical pressurization effect including the temperature dependency of the reaction kinetic
\mathcal{T}^*	Endothermic effect including the temperature dependency of the reaction kinetic
\mathcal{A}	Non dimensional coupling between pore pressure rate and slip velocity
\mathcal{B}	Non dimensional frictional heating source
ε	Ratio of hydraulic diffusivity over heat diffusivity
δ	Dimensionless thickness of the localized shear zone.

A. Explicit Expressions of the Perturbation

In this section we present a linearized stability analysis of the system formed by equations 41 and 42. Such a system can be written in matrix form as follows :

$$\partial_t \mathbf{x} = \mathbf{G}\mathbf{x} + \mathbf{c} \quad (63)$$

where $\mathbf{x} = (\langle \pi \rangle, \langle \theta \rangle)$, and

$$\mathbf{G} = \frac{1}{\mathcal{D}} \begin{pmatrix} \frac{-\sqrt{\varepsilon} - \mathcal{B}}{\delta} & \mathcal{P}^* + \mathcal{T}^* - \frac{1}{\delta} \\ \frac{\sqrt{\varepsilon}(-1 + \mathcal{D}) - \mathcal{B}}{\delta} & \mathcal{P}^*(1 - \mathcal{D}) + \mathcal{T}^* - \frac{1}{\delta} \end{pmatrix}, \quad (64)$$

and

$$\mathbf{c} = \frac{1}{\delta \mathcal{D}} \begin{pmatrix} \sqrt{\varepsilon} \pi_\infty + \theta_\infty + \mathcal{B} \\ (1 - \mathcal{D}) \sqrt{\varepsilon} \pi_\infty + \theta_\infty + \mathcal{B} \end{pmatrix}. \quad (65)$$

The stationary solutions of the system, i.e. $\mathbf{x}_0 = (\pi_0, \theta_0)$ verifying $\mathbf{G}\mathbf{x}_0 + \mathbf{c} = 0$, is

$$\pi_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}(1 - \mathcal{T}^* \delta) + \mathcal{P}^* \mathcal{B} \delta} (\pi_\infty \sqrt{\varepsilon}(1 - \mathcal{T}^* \delta) + \theta_\infty \mathcal{P}^* \delta + \mathcal{P}^* \mathcal{B} \delta), \quad (66)$$

$$\theta_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}(1 - \mathcal{T}^* \delta) + \mathcal{P}^* \mathcal{B} \delta} (\sqrt{\varepsilon}(\theta_\infty + \mathcal{B}(1 - \pi_\infty))). \quad (67)$$

Assuming that the system is at steady state, we study the evolution in time of a small perturbation

$\tilde{\mathbf{x}} = (\langle \tilde{\pi} \rangle, \langle \tilde{\theta} \rangle)$. This perturbation verifies $\partial_t \tilde{\mathbf{x}} = \mathbf{G} \tilde{\mathbf{x}}$. The eigenvalues of matrix \mathbf{G} are respectively

$$s_{1,2} = \frac{1}{2\mathcal{D}} \left[-\frac{1 + \mathcal{B} + \sqrt{\varepsilon}}{\delta} + (1 - \mathcal{D})\mathcal{P}^* + \mathcal{T}^* \pm \sqrt{\left(-\frac{1 + \mathcal{B} + \sqrt{\varepsilon}}{\delta} + (1 - \mathcal{D})\mathcal{P}^* + \mathcal{T}^* \right)^2 + 4\frac{\mathcal{D}}{\delta^2} (-\sqrt{\varepsilon} - (\mathcal{P}^*\mathcal{B} - \mathcal{T}^*\sqrt{\varepsilon})\delta)} \right], \quad (68)$$

and the corresponding eigenvectors are respectively

$$\mathbf{e}_{1,2} = \left(\frac{\delta}{\sqrt{\varepsilon}(1 - \mathcal{D}) + \mathcal{B}} \left[(1 - \mathcal{D})\mathcal{P}^* + \mathcal{T}^* - \frac{1}{\delta} - s_{1,2}\mathcal{D} \right], 1 \right). \quad (69)$$

The solution is thus

$$\tilde{\mathbf{x}} = c_1 e^{s_1 t} \mathbf{e}_1 + c_2 e^{s_2 t} \mathbf{e}_2, \quad (70)$$

where $c_{1,2}$ are arbitrary constants. The perturbation will thus grow exponentially in time if at least one of the eigenvalues $s_{1,2}$ is positive, i.e. $\text{Re}(s_{1,2}) > 0$.

If $\mathcal{D} < 0$, then s_2 is always positive while s_1 remains negative, independently from the values of \mathcal{P}^* and \mathcal{T}^* . The system is unstable and corresponds to a saddle point (see example in Figure 4). All the perturbations lying on the left of the separatrix follow the unstable direction towards decreasing temperature and pressure. Conversely, those lying on the right of the separatrix follow the unstable eigendirection towards increasing temperature and pressure.

If $\mathcal{D} > 0$, positive eigenvalues can be found when

$$(1 - \mathcal{D})\mathcal{P}^* + \mathcal{T}^* > \frac{1 + \mathcal{B} + \sqrt{\varepsilon}}{\delta}. \quad (71)$$

Acknowledgments

The authors thank Fabrice Brunet for fruitful discussions, and two anonymous reviewers for their useful comments. NB thank gratefully Basile Gallet for his help on the stability analysis.

References

- Brantut, N., A. Schubnel, J.-N. Rouzaud, F. Brunet, and T. Shimamoto, High velocity frictional properties of a clay-bearing fault gouge and implications for earthquake mechanics, *J. Geophys. Res.*, *113*, B10401, doi :10.1029/2007JB005551, 2008.
- Brantut, N., A. Schubnel, J. Corvisier, and J. Sarout, Thermochemical pressurization of faults during coseismic slip, *J. Geophys. Res.*, *115*, B05314, doi :10.1029/2009JB006533, 2010.
- Brantut, N., R. Han, T. Shimamoto, N. Findling, and A. Schubnel, Fast slip with inhibited temperature rise due to mineral dehydration : Evidence from experiments on gypsum, *Geology*, accepted for publication, 2011.
- Burlini, L., G. Di Toro, and P. Meredith, Seismic tremor in subduction zones : Rock physics evidence, *Geophys. Res. Lett.*, *36*, L08305, doi :10.1029/2009GL037735, 2009.

Chester, F. M., Effects of temperature on friction : Constitutive equations and experiments with quartz gouge, *J. Geophys. Res.*, 99(B4), 7247–7261, 1994.

Chester, J. S., F. M. Chester, and A. K. Kronenberg, Fracture surface energy of the Punchbowl fault, San Andreas system, *Nature*, 437(1), 133–136, 2005.

Dietrich, J. H., Time-dependent friction and mechanics of stick-slip, *Pure Appl. Geophys.*, 116, 790–806, 1978.

Dietrich, J. H., Modeling of rock friction : 1. experimental results and constitutive equations, *J. Geophys. Res.*, 84, 2161–2168, 1979.

Garagash, D. I., and J. W. Rudnicki, Shear heating of a fluid-saturated slip-weakening dilatant fault zone 1. limiting regimes, *J. Geophys. Res.*, 108(B2), 2121, doi :10.1029/2001JB001653, 2003a.

Garagash, D. I., and J. W. Rudnicki, Shear heating of a fluid-saturated slip-weakening dilatant fault zone : 2. quasi-drained regime, *J. Geophys. Res.*, 108(B2), 2472, doi :10.1029/2002JB002218, 2003b.

Ghabezloo, S., and J. Sulem, Stress dependent thermal pressurization of a fluid-saturated rock, *Rock Mech. Rock Eng.*, 42(1), 1–24, 2009.

Goren, L., E. Aharonov, and M. H. Anders, The long runout of the heart mountain landslide : A chemo-thermo-poro-elastic mechanism, *J. Geophys. Res.*, doi :10.1029/2009JB007113, in press, 2010.

Hamada, Y., T. Hirono, W. Tanikawa, W. Soh, and S. Song, Energy taken up by co-seismic chemical reactions during a large earthquake : An example from the 1999 Taiwan Chi-Chi earthquake, *Geophys. Res. Lett.*, 36, L06301, doi :10.1029/2008GL036772, 2009.

Heard, H. C., and W. W. Rubey, Tectonic implications of gypsum dehydration, *Geol. Soc. America Bull.*, 77, 741–760, 1966.

Hirono, T., K. Fujimoto, T. Yokoyama, Y. Hamada, W. Tanikawa, O. Tadai, T. Mishima, M. Tanimizu, W. Lin, W. Soh, and S. Song, Clay mineral reactions caused by frictional heating during an earthquake : An example from the Taiwan Chelungpu fault, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L16303, doi :10.1029/2008GL034476, 2008.

Lee, T. C., and P. T. Delaney, Frictional heating and pore pressure rise due to fault slip, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 88, 569–591, 1987.

Llana-Fúnez, S., K. H. Brodie, E. H. Rutter, and J. C. Arkwright, Experimental dehydration kinetics of serpentinite using pore volumetry, *J. Metamorphic Geol.*, 25, 423–438, 2007.

Marone, C., Laboratory-derived friction laws and their application to seismic faulting, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 26, 643–696, 1998.

Marone, C., C. B. Raleigh, and C. H. Scholz, Frictional behavior and constitutive modeling of simulated fault gouge, *J. Geophys. Res.*, 95(B5), 7007–7025, 1990.

Melbourne, T. I., and F. H. Webb, Slow but not quite silent, *Science*, 300, 1886–1887, 2003.

Milsch, H., and C. H. Scholz, Dehydration-induced weakening and fault slip in gypsum : Implications for the faulting process at intermediate depth in subduction zones, *J. Geophys. Res.*, 110, B04202, doi :10.1029/2004JB003324, 2005.

Mizoguchi, K., High-velocity frictional behavior of Nojima fault gouge and its implications for seismogenic fault motion, Ph.d. thesis, Kyoto University, 2005.

Murrell, S. A. F., and I. A. H. Ismail, The effect of decomposition of hydrous minerals on the mechanical properties of rocks, *Tectonophysics*, 31, 207–258, 1976.

- Noda, H., and T. Shimamoto, Thermal pressurization and slip-weakening distance of a fault : An example of Hanaore fault, southwest Japan, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 95(4), 1224–1233, 2005.
- Olgaard, D. L., S.-C. Ko, and T.-F. Wong, Deformation and pore pressure in dehydrating gypsum under transiently drained conditions, *Tectonophysics*, 245, 237–248, 1995.
- Raleigh, C. B., and M. S. Paterson, Experimental deformation of serpentinite and its tectonic implications, *J. Geophys. Res.*, 70(16), 3965–3985, 1965.
- Rempel, A., and J. R. Rice, Thermal pressurization and onset of melting in fault zones, *J. Geophys. Res.*, 111, B09314, doi :10.1029/2005JB004006, 2006.
- Rice, J. R., Heating and weakening of faults during earthquake slip, *J. Geophys. Res.*, 111, B05311, doi :10.1029/2005JB004006, 2006.
- Robie, R. A., B. S. Hemingway, and J. R. Fisher, Thermodynamic properties of minerals and related substances at 298.15 K and 1 bar (10^5 pascals) pressure and at higher temperatures, *U.S. Geological Survey Bulletin*, 1452, 1979.
- Rogers, G., and H. Dragert, Episodic tremor and slip on the cascadia subduction zone : The chatter of silent slip, *Science*, 300, 1942–1943, 2003.
- Rosakis, P., A. J. Rosakis, G. Ravichandran, and J. Hodowany, A thermodynamic internal variable model for the partition of plastic work into heat and stored energy in metals, *J. Mech. Phys. Solids*, 48, 581–607, 2000.
- Rudnicki, J. W., and C.-H. Chen, Stabilization of rapid frictional slip on a weakening fault by dilatant hardening, *J. Geophys. Res.*, 93, 4745–4757, 1988.
- Ruina, A. L., Slip instability and state variable friction laws, *J. Geophys. Res.*, 88, 10,359–10,370, 1983.
- Rutter, E. H., S. Llana-Fùnez, and K. H. Brodie, Dehydration and deformation of intact cylinders of serpentinite, *J. Struct. Geol.*, 31, 29–43, doi :10.1016/j.jsg.2008.09.008, 2009.
- Saikia, N., P. Sengupta, P. K. Gogoi, and P. C. Borthakur, Kinetics of dehydroxylation of kaolin in presence of oil field effluent treatment plant sludge, *Appl. Clay Sci.*, 22, 93–102, 2002.
- Scholz, C. H., *The Mechanics of Earthquake and Faulting*, 2nd ed., Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom, 2002.
- Segall, P., and J. R. Rice, Dilatancy, compaction, and slip instability of a fluid-infiltrated fault, *J. Geophys. Res.*, 100(B11), 22,155–22,171, 1995.
- Segall, P., and J. R. Rice, Does shear heating of pore fluid contribute to earthquake nucleation ?, *J. Geophys. Res.*, 111, B09316, doi :10.1029/2005JB004129, 2006.
- Solum, L. G., S. H. Hickman, D. A. Lockner, D. E. Moore, B.A. van der Pluijm, A. M. Schleicher, and J. P. Evans, Mineralogical characterization of protolith and fault rocks from the SAFOD main hole, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L21314, doi :10.1029/2006GL027285, 2006.
- Sulem, J., and V. Famin, Thermal decomposition of carbonates in fault zones : slip-weakening and temperature-limiting effects, *J. Geophys. Res.*, 114, B03309, doi :10.1029/2008JB005912, 2009.
- Sulem, J., I. Vardoulakis, H. Ouffroukh, M. Boulon, and J. Hans, Experimental characterization of the thermo-poro-mechanical properties of the Aegion fault gouge, *C. R. Geosciences*, 336(4-5), 455–466, 2004.
- Sulem, J., P. Lazar, and I. Vardoulakis, Thermo-poro-mechanical properties of clayey gouge and application to rapid fault shearing, *Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech.*, 31, 523–540, 2007.
- Suzuki, T., and T. Yamashita, Nonlinear thermoporoelastic effects on dynamic earthquake rupture, *J. Geophys. Res.*, 111, B03307, doi :10.1029/2005JB003810, 2006.

Suzuki, T., and T. Yamashita, Understanding of slip-weakening and -strengthening in a single framework of modeling and its seismological implications, *Geophys. Res. Lett.*, *34*, L13303, doi :10.1029/2007GL030260, 2007.

Veveakis, E., S. Alevizos, and I. Vardoulakis, Chemical reaction capping of thermal instabilities during shear of frictional faults, *J. Mech. Phys. Solids*, in press, 2010.

Wibberley, C. A. J., Hydraulic diffusivity of fault gouge zones and implications for thermal pressurization during seismic slip, *Earth Planets Space*, *54*, 1153–1171, 2002.

Wibberley, C. A. J., and T. Shimamoto, Internal structure and permeability of major-lip fault zones : the Median Tectonic Line in Mie Prefecture, southwest Japan, *J. Struct. Geol.*, *25*, 59–78, 2003.

Wong, T. F., C. David, and W. Zhu, The transition from brittle faulting to cataclastic flow in porous sandstones : Mechanical deformation, *J. Geophys. Res.*, *102*(B2), 3009–3025, 1997.

Paper 5.

Fast slip with inhibited temperature rise due to mineral dehydration : Evidence from experiments on gypsum

N. Brantut¹, R. Han^{2,3}, T. Shimamoto², N. Findling¹ and A. Schubnel¹

Abstract

Anomalously low heat flow around active faults has been a recurrent subject of debate over the past decades. We present a series of High Velocity Friction experiments on gypsum rock cylinders showing that the temperature of the simulated fault plane is efficiently buffered due to large scale endothermic dehydration reaction. The tests were performed at 1 MPa normal stress and a velocity of 1.3 m s^{-1} , while measuring the temperature close to the sliding surface and the relative humidity around the sample. The temperature close to the sliding surface is remarkably stable at around 100°C during the dehydration reaction of gypsum. Microstructural and X-ray diffraction investigations show that dehydration occurs at the very beginning of the test, and progresses into the bulk as slip increases. In the hottest parts of the sample, anhydrite crystal growth is observed. The half-thickness of the dehydrated layer ranges from $160 \mu\text{m}$ at 2 m slip up to 5 mm at 68 m slip. Thermodynamical estimates of the energy needed for the dehydration to occur yield values ranging from 10 to 50% of the total mechanical work input. The temperature plateau is thus well explained by the energy sink due to the dehydration reaction and the phase change from liquid water into steam. We suggest that similar endothermic reactions can efficiently buffer the temperature of fault zones during an earthquake. This is a way to explain the low heat flow around active faults and the apparent scarcity of frictional melts in nature.

1. Introduction

A recurrent issue in fault zone studies is the low or absent temperature and heat flux anomalies along seismically active faults (Lachenbruch, 1980). The temperature of a fault zone is closely related to the shear stress acting on it during its motion. Applying a simple Coulomb friction law with a constant friction coefficient of 0.6 or 0.8 within a few cm or mm thick slipping zone induces an elevated shear stress that should trigger rapid and ubiquitous melting of the fault rocks during

1. Laboratoire de Géologie, CNRS UMR 8538, École Normale Supérieure, Paris, France.

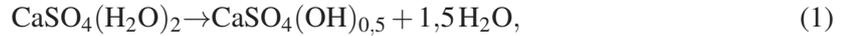
2. Department of Earth and Planetary Systems Science, Hiroshima University, Higashi-Hiroshima, Japan.

3. Geologic Environment Division, Korea Institute of Geoscience and Mineral Resources, Daejeon, South Korea.

a seismic event. However, geological records of seismically induced frictional melt are relatively scarce (e.g. [Sibson, 2003](#); [Sibson & Toy, 2006](#)). Among other hypotheses, it has been suggested that faults may be statically strong but dynamically weak. Several dynamic fault weakening mechanisms have been recognized from experimental and theoretical works : silica gel formation of SiO₂-rich rocks ([Goldsby & Tullis, 2002](#); [Di Toro *et al.*, 2004](#)), thermal pressurization of pore fluids ([Sibson, 1973](#); [Lachenbruch, 1980](#); [Mase & Smith, 1985, 1987](#); [Andrews, 2002](#); [Rice, 2006](#)), flash heating ([Rice, 1999, 2006](#)).

In addition, recent studies of rapid phase changes during High Velocity Friction (HVF) tests, ([Hirose & Bystricky, 2007](#); [Han *et al.*, 2007a, 2010](#); [Brantut *et al.*, 2008](#)), have emphasized the possible importance of chemical reactions at the time scale of an earthquake. Thermal decomposition reactions are generally endothermic processes. Theoretical studies ([Sulem & Famin, 2009](#); [Brantut *et al.*, 2010](#)) have reported that the temperature on the fault plane can be kept relatively low due to the latent heat of reaction, if they are fast enough to occur during a fast slip event.

To test such a hypothesis, we performed HVF tests on solid gypsum blocks. Gypsum is a hydrous calcium sulfate (or CaSO₄(H₂O)₂) that dehydrates at ~ 100°C to form bassanite (CaSO₄(H₂O)_{0.5}), and bassanite itself turns into anhydrite at slightly higher temperature (around 140°C) :



During the tests, shear stress, temperature and relative humidity were continuously recorded. Microstructural and X-Ray Diffraction (XRD) analysis were performed on the tested samples, and a gross energy budget is analyzed to infer the amount of mechanical energy converted into latent heat of reaction. We finally discuss the possible consequences of such processes in nature during a large earthquake.

2. Materials and methods

Experiments were performed in a rotary high velocity friction apparatus at Hiroshima University ([Shimamoto & Hirose, 2006](#); [Togo *et al.*, 2009](#), see also [DR1](#)). The normal stress applied on the simulated fault was $\sigma \sim 1$ MPa, and the slip rate was held constant at 1.3 m s^{-1} . The tested material was initially pure gypsum polycrystals from Volterra (Italy). The specimen geometry is a pair of solid cylinders with an outer diameter R of 24.95 mm (Fig. 1A). Due to the rotary geometry of the samples, all the results are interpreted in terms of equivalent slip and slip rate. Assuming that shear stress τ is homogeneous on the sliding surface of area $S = \pi R^2$, an equivalent velocity V_{eq} can be written as

$$\tau V_{\text{eq}} S = \iint_S \tau \omega dS, \quad (3)$$

where ω is the angular velocity (in rad s^{-1}), which implies ([Hirose & Shimamoto, 2005](#))

$$V_{\text{eq}} = \frac{2}{3} \omega R. \quad (4)$$

Thus, the equivalent slip, hereafter referred as "displacement" ; (resp. slip rate) corresponds to the slip (resp. slip rate) at 2/3 of the total radius. Mechanical data are reported in terms of effective friction, calculated as the ratio τ/σ .

All tests were performed at room temperature and room humidity conditions. The atmosphere around the sample was not confined. The temperature inside the gypsum blocks was measured by two K-type thermocouples (TC), located respectively at 0.9 mm (TC1) and 4.5 mm (TC2) from the sliding surface (Fig. 1B ; see also figure DR2). The precise vertical position of the TC tip cannot be known, thus we only report an approximate position (± 0.2 mm). High temperature ceramic bond was used to fix the TC positions. Relative humidity around the sample was measured with a capacitance type sensor placed at ~ 2 cm from the sample surface. Prior to each test, we applied a few bars of axial load and grinded slowly, at a few tens of rpm, the samples' end surfaces one on each other. This ensured a good matching of the sliding surfaces and prevented from breaking the sample edges during fast motion. Prior to starting the test, the sliding surface was cleaned from the gouge produced.

3. Experimental results

The typical frictional behavior of a pair of solid rock cylinders consists in a peak friction of 0.6 at the onset of slip, followed by a dramatic decrease down to 0.2 within the first meter of displacement (Fig. 1C and 1D). Friction then increases to a second peak of 0.4 over 4 m of slip, and finally it decreases gradually over the next 30–40 m of slip down to 0.2. The onset of H₂O emission was detected at 0.5 m of slip, and the sensor is saturated after 16.5 m of slip. The temperature measured by TC1, i.e., at 0.9 mm from the sliding surface, starts increasing at 1.2 m of slip and rises up to 100°C at 5.8 m of slip. Then temperature remains constant for 6 m, and finally rises again to reach $\sim 900^\circ\text{C}$ at the end of the test. The temperature at 4.5 mm from the sliding surface (TC2) starts increasing very slowly at 8 m, reaches 100°C at 50 m and is kept constant at this value during the rest of the test. After this experiment was stopped, we let the sample come back to room temperature and room humidity without removing the applied load. Then, a second run was performed. The frictional behavior consists in a unique, initial peak friction of 1.0 and a subsequent weakening down to 0.25 over a slip weakening distance of 3 m ; a second weakening is observed at 13 m of slip down to 0.15 in friction (Fig. 1E). The temperature recorded by TC1 increases continuously up to $\sim 900^\circ\text{C}$ at 34 m of slip. The temperature measured with TC2 increases in a way similar to that of the first run, and remains constant at 100°C when it reaches this value. In similar tests performed on Carrara marble, Han *et al.* (2010) report significantly higher temperature rise away from the slipping zone. Humidity starts to increase at 5 m of slip, and rises only from 43.8% to 47.3% at the end of the test.

We repeated the solid cylinders experiment five times and stopped the run at total displacements of 2, 8, 10, 35, and 68 m (see Fig. DR3). After each test one half of the sample was kept for thin-sectioning and the surface of the other half was observed under Scanning Electron Microscope (SEM). At 2 m of slip, the sliding surface consists in a very smooth slickenside made of grains of ~ 1 μm or less in diameter (Fig. 2A). In some parts of the surface, these small grains are aggregated to form desiccation figures, which is an evidence of the presence of liquid water on the surface. Such feature is not seen when slip displacement is larger, thus it is unlikely that it is due to post-experiment condensation of ambient humidity. In an additional test stopped at 60 m displacement, the sliding surface observed by SEM formed by a compact assemblage of grains ranging from 5 to 20 μm in diameter (Fig. 2B). Such a texture may be due to high temperature recrystallization and grain growth close to the sliding surface. On the surface itself fine grains of 1 μm in size are observed.

The samples were drilled step by step every 500 μm and the powder was analyzed using XRD. A representative example is shown on Fig. 4 (68 m slip ; other data can be found in Fig. DR4). Anhydrite is found in the first 4 mm, bassanite is found only between 2 and 4 mm and gypsum appears clearly below 4mm, where it is still mixed with a little anhydrite and bassanite. Below 5 mm, only gypsum is found. The thin sections display this evolution of the dehydrated zone with increasing displacement (Fig. 3A–3E). We calculate its mean thickness by measuring the dehydrated area on the thin section, divided by the diameter of the sample. It increases from 160 μm at 2 m of slip, 610 μm at 8 m, 1.120 mm at 10 m, 2.870 mm at 35 m, up to 5.080 mm at 68 m of slip (Fig. 5). The transition from pure gypsum (transparent, rounded grains) to bassanite (brownish microliths) is relatively sharp as seen on Fig. 3F. It varies from a few tens of microns at 2 m slip up to few hundreds of microns at elevated slip displacement. In the latter experiments, the anhydrite grains close to the sliding surface have recrystallized (Fig. 3G) in the region of the sample that experienced the largest heat production.

4. Interpretations and discussion

Our observations show a large scale dehydration reaction of gypsum during the HVF tests. The temperature plateau observed along the simulated fault zone can be explained considering that the reactions 1 and 2 are endothermic. The temperature plateau at the beginning of the tests is around 100°C, which corresponds to the liquid-vapor transition of water. The reaction kinetic is thus fast enough to supply water continuously as friction occurs, which provides the heat sink buffering the temperature rise. We estimate thermodynamically the energy needed to perform such reactions. The reaction enthalpy is $\Delta_r H^0 = 16.92 \text{ kJ mol}^{-1}$ from gypsum to anhydrite and liquid water, and $\Delta_r H^0 = 98.17 \text{ kJ mol}^{-1}$ if water is released as vapor (Robie *et al.*, 1979), neglecting the dependency of $\Delta_r H$ with temperature. Starting from pure, non porous gypsum the enthalpy per unit volume ranges from 453 MJ m⁻³ to 2629 MJ m⁻³. Multiplying by the dehydrated thickness h we get an energy per unit surface $E_c = h \times 453 \text{ MJ m}^{-2} - h \times 2629 \text{ MJ m}^{-2}$. The total mechanical work W is calculated directly as the area below the friction curve. The relationship between E_c and W follows a linear trend (Fig. 5). The average ratio E_c/W ranges from 9% if we exclude water vaporization, up to 52% when vaporization is complete. Considering that part of the dehydrated zone is actually bassanite and not anhydrite, and that only part of water is converted into steam, the real value may fall in between those extremes.

The low friction coefficient during the first weakening episode can be correlated to the inferred presence of liquid water on the surface. We have no evidence to distinguish whether the initial weakening is due to fluid pressure, hydrodynamic lubrication or chemical effect. After dehydration of the sliding surface material, the lithology has changed, which may explain the second peak friction, along with the higher peak friction coefficient in the second run (Fig. 1D). The final slow weakening could be due to lubrication by aggregates or individual small grains disposed on the sliding surface, but no obvious interpretation can be drawn so far.

The case of gypsum could be viewed as an analogue of hydrous minerals (e.g., serpentines, clays and phyllosilicates) that are commonly observed in major fault zones (Sulem *et al.*, 2004; Solum *et al.*, 2006; Hirono *et al.*, 2008). Similarly to gypsum, they could dehydrate coseismically and thus also buffer the fault plane temperature. In the case of gypsum dehydration, we have observed that 83% of the enthalpy change is due to the vaporization of water. Above 23 MPa and 647°K, water is supercritical, thus the transition from structurally bonded to supercritical water occurs in

a single step, leading to overall elevated enthalpy changes ranging from 100 to 1000 kJ mol⁻¹ for most dehydration reactions (Robie *et al.*, 1979). At the geological scale, for a given dehydration reaction there is a depth at which the ambient temperature is close to, but below, the equilibrium temperature of the reaction. Assuming an Arrhenius model, a slight temperature increase above this equilibrium temperature induces a dramatic increase of the reaction kinetic, thus allowing a similar process of temperature buffering.

Our microstructural observations (Fig. 3) suggest that geological evidences of coseismic mineral reactions may remain after an earthquake. Field evidences in the gouge of the Chelungpu fault seem to confirm this hypothesis, at least on clay minerals (Hirono *et al.*, 2008). It remains unclear whether such evidences can be preserved over the geological timescale because rehydration process may occur. However, the recrystallization and crystal growth features might be a more stable print, if the temperature is high enough for these phenomena to occur.

Understanding faults behavior needs complete characterizations, from physical properties of rocks to mineralogical and geological investigations. Because of this complexity, strongly depending on details in the fault rocks properties and composition, the existence of a "standard" fault zone model could be seriously questioned. Nevertheless, our experiments open the possible existence of a coseismic metamorphism, which, in particular, might explain the low heat flow around active faults and the relative scarcity of pseudotachylytes in nature.

Acknowledgments

We thank T. Togo and K. Oohashi for their help using the apparatus and Hayami Ishisako for thin section preparation. Diane Moore and two anonymous reviewers helped to improve the manuscript. NB thanks F. Brunet for helpful suggestions and comments. This work was partially funded by INSU project 3F.

References cited

- Andrews, D.J., 2002, A fault constitutive relation accounting for thermal pressurization of pore fluid : *Journal of Geophysical Research*, v. 107, p. 2363, doi :10.1029/2002JB001942.
- Brantut, N., Schubnel, A., Rouzaud, J.-N., Brunet, F., and Shimamoto, T., 2008, High-velocity frictional properties of a clay-bearing fault gouge and implications for earthquake mechanics : *Journal of Geophysical Research*, v. 113, p. B10401, doi :10.1029/2007JB005551.
- Brantut, N., Schubnel, A., Corvisier, J., and Sarout, J., 2010, Thermo-Chemical Pressurization of Faults During Coseismic Slip : *Journal of Geophysical Research*, v. 115, p. B05313, doi :10.1029/2009JB006533.
- Di Toro, G., Goldsby, D., and Tullis, T.E., 2004, Friction falls towards zero in quartz rock as slip velocity approaches seismic rates : *Nature*, v. 427, p. 436-439, doi :10.1038/nature02249.
- Goldsby, D.L., and Tullis, T.E., 2002, Low frictional strength of quartz rocks at subseismic slip rates : *Geophysical Research Letters*, v. 29, p. 1844, doi :10.1029/2002GL015240.
- Han, R., Shimamoto, T., Hirose, T., Ree, J.-H., and Ando, J., 2007, Ultralow friction of carbonate faults caused by thermal decomposition : *Science*, v. 316, p. 878-881, doi :10.1126/science.1139763.
- Han, R., Hirose, T., and Shimamoto, T., 2010, Strong velocity weakening and powder lubrication of simulated carbonate faults at seismic slip rates : *Journal of Geophysical Research*, v. 115, p. B03412, doi :10.1029/2008JB006136.

Hirono, T., Fujimoto, K., Yokoyama, T., Hamada, Y., Tanikawa, W., Tadai, O., Mishima, T., Tanimizu, M., Lin, W., Soh, W., and Song, S.-R., 2008, Clay mineral reactions caused by frictional heating during an earthquake : An example from the Taiwan Chelungpu fault : *Geophysical Research Letters*, v. 35, p. L16303, doi :10.1029/2008GL034476.

Hirose, T., and Shimamoto, T., 2005, Growth of molten zone as a mechanism of slip weakening of simulated faults in gabbro during frictional melting : *Journal of Geophysical Research*, v. 110, p. B05202, doi :10.1029/2004JB003207.

Hirose, T., and Bystricky, M., 2007, Extreme dynamic weakening of faults during dehydration by coseismic shear heating : *Geophysical Research Letters*, v. 34, p. L14311, doi :10.1029/2007GL030049.

Lachenbruch, A.H., 1980, Frictional heating, fluid pressure, and the resistance to fault motion : *Journal of Geophysical Research*, v. 85, p. 6097-6112, doi :10.1029/JB085iB11p06097.

Lachenbruch, A.H., and Sass, J.H., 1980, Heat flow and energetic of the San Andreas fault zone : *Journal of Geophysical Research*, v. 85, p. 6185-6222, doi :10.1029/JB085iB11p06185.

Mase, C.W., and Smith, L., 1985, Pore-fluid pressures and frictional heating on a fault surface : *Pure and Applied Geophysics*, v. 122, p. 583-607, doi :10.1007/BF00874618.

Mase, C.W., and Smith, L., 1987, Effects of Frictional Heating on the Thermal, Hydrologic, and Mechanical Response of a Fault : *Journal of Geophysical Research*, v. 92, no. B7, p. 6249-6272, doi :10.1029/JB092iB07p06249.

Rice, J.R., 1999, Flash heating at asperity contacts and rate-depend friction, *Eos Transactions AGU*, v. 80, Fall Meeting Supplement, Abstract S21D-05.

Rice, J.R., 2006, Heating and weakening of faults during earthquake slip : *Journal of Geophysical Research*, v. 111, p. B05311, doi :10.1029/2005JB004006.

Robie, R.A., Hemingway, B.S., and Fisher, J.R., 1979, Thermodynamic properties of minerals and related substances at 298.15 k and 1 bar (105 pascals) pressure and at higher temperatures, U. S. Geological Survey Bulletin, v. 1452.

Shimamoto, T., and Hirose, T., 2006, Reproducing low to high-velocity fault motion in fluid-rich environments : An experimental challenge and preliminary results, *Geophysical Research Abstracts*, v. 8, EGU06-A-09077.

Sibson, R.H., 1973, Interaction between temperature and pore-fluid pressure during earthquake faulting-A mechanism for partial or total stress relief : *Nature*, v. 243, p. 66-68.

Sibson, R.H., 2003, Thickness of the seismic slip zone : *Bulletin of the Seismological Society of America*, v. 93, p. 1169-1178, doi :10.1785/0120020061.

Sibson, R.H., and Toy, V.G., 2006, The habitat of fault-generated pseudotachylyte : presence vs. absence of friction-melt, in Abercrombie R., Mc Garr A., Di Toro G., and Kanamori H., eds., *Earthquakes : Radiated Energy and the Physics of Faulting*, *Geophysical Monograph Series*, Volume 170 : Washington DC, American Geophysical Union, p. 153-166.

Solum, J.G., Hickman S.H., Lockner D.A., Moore D.E., Van der Pluijm B.A., Schleicher A.M., and Evans J.P., 2006, Mineralogical characterization of protolith and fault rocks from the SAFOD Main Hole, *Geophysical Research Letters*, v. 33, p. L21314, doi :10.1029/2006GL027285.

Sulem, J., Vardoulakis, I., Ouffroukh, H., Boulon, M., and Hans, J., 2004, Experimental characterization of the thermo-poro-mechanical properties of the Aegion fault gouge, *Comptes Rendus Geosciences*, v. 336, p. 455-466.

Sulem, J., and Famin, V., 2009, Thermal decomposition of carbonates in fault zones : Slip-weakening and temperature-limiting effects : *Journal of Geophysical Research*, v. 114, p. B03309, doi :10.1029/2008JB006004.

Togo, T., Shimamoto, T., Ma, S., and Hirose, T., 2009, High-velocity friction of faults : a review and implication for landslide studies, in *The Next Generation of Research on Earthquake-Induced Landslides : An International Conference in Commemoration of 10th Anniversary of the Chi-Chi Earthquake*, National Central University, Jungli, Taiwan, p. 205-216.

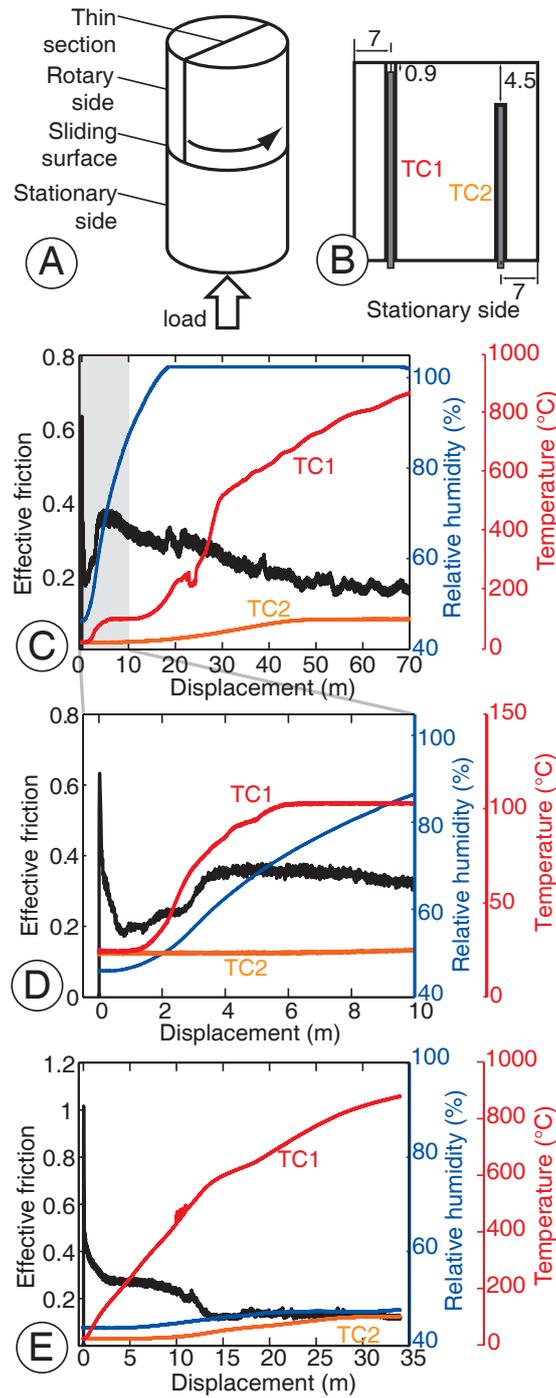


FIGURE 1. | Sample assembly (A), and positions of thermocouples (B) for the HVF tests (positions in mm). C, D, E : Effective friction in terms of friction coefficient (black), relative humidity (blue) and thermocouple outputs (red : TC1, orange, TC2) as functions of slip displacement during High Velocity Friction tests performed at normal stress of 1 MPa and velocity of 1.3 m s^{-1} . C : Temperature close to the sliding surface (TC1, red) is constant for 10 m at the beginning of the test. D : Zoom on the first 10 meters of slip. E : Second run on the same sample after cooling at room temperature. No temperature plateau is recorded on TC1.

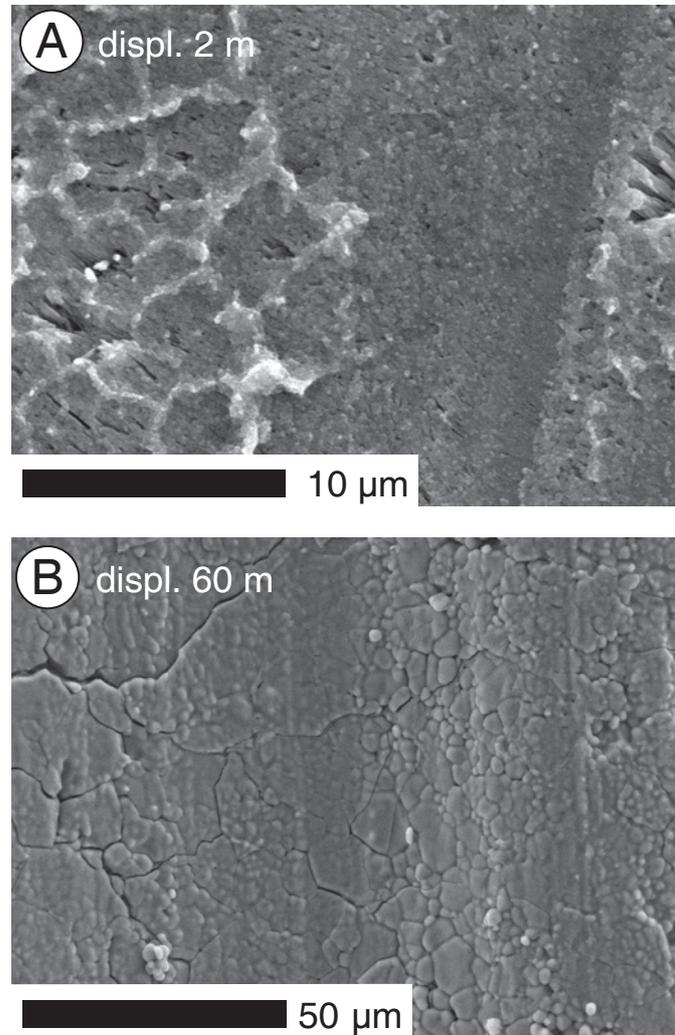


FIGURE 2. | Representative SEM photomicrographs of the sliding surfaces of experimental samples. A : Sliding surface of a sample after an HVF test conducted at 1 MPa normal stress, 1.3 m s^{-1} and for 2 m slip. The grain size is $1 \text{ }\mu\text{m}$ or less. On the left desiccation marks are present. B : Sliding surface of a sample after an HVF test conducted at 1 MPa normal stress, 1.3 m s^{-1} and for 60 m slip. Aggregates of small grains are found on a very smooth and compact surface.

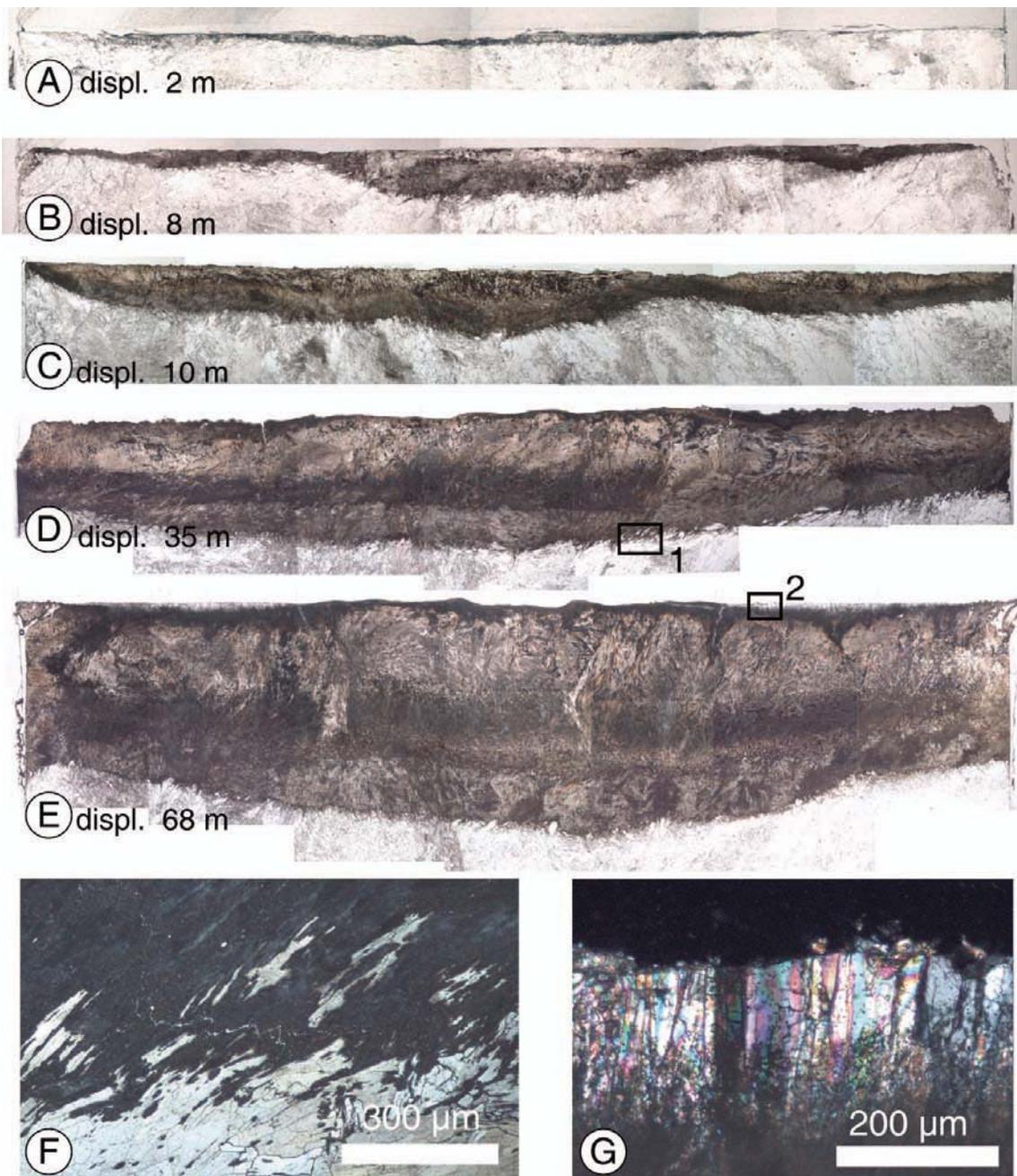


FIGURE 3. | Photomicrographs of thin sections of samples deformed at 1 MPa normal stress, 1.3 m s^{-1} and for total displacement of 2 m (A), 8 m (B), 10 m (C), 35 m (D) and 68 m (E). The total width of a sample is 24.95 mm. The sliding surface is on the top of each picture; the rotation axis is at their center. F : Close view of the dehydration front located on area 1. G : Recrystallization and grain growth of anhydrite close to the sliding surface (area 2).

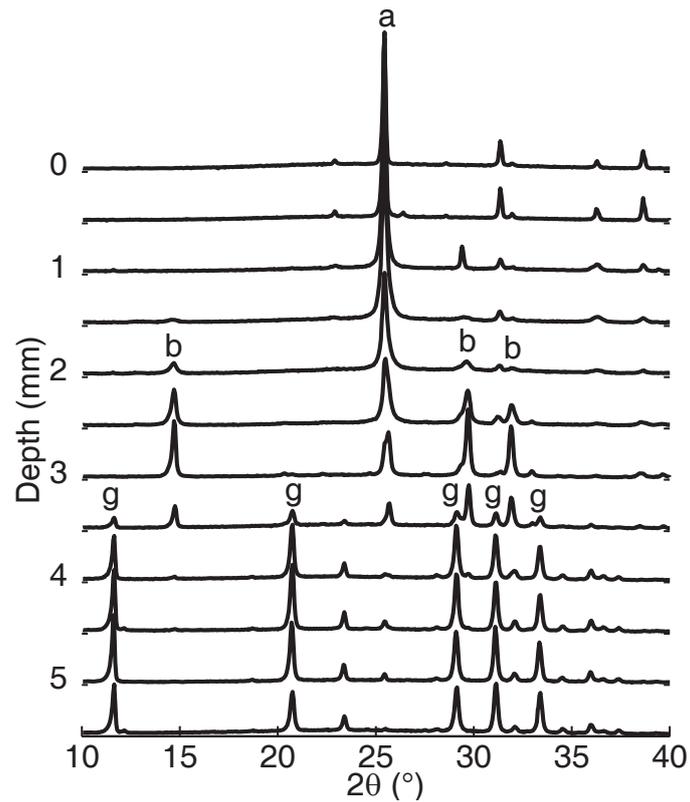


FIGURE 4. | X-Ray Diffraction (XRD) spectra as a function of depth for the sample slid up to 68 m. The sample was drilled and analyzed by steps of 500 μm . A smooth transition from anhydrite (a) to bassanite (b) is observed below 2.5 mm, and the transition to gypsum (g) is relatively sharp at 4.5 mm. Very low intensity anhydrite peaks are still found throughout the sample but they may be due to contamination by fine powder coming from the upper surface of the sample.

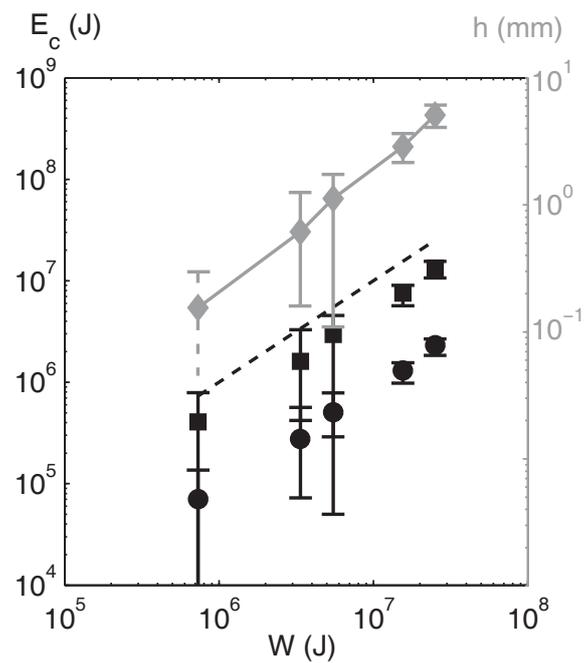


FIGURE 5. | Energy (E_c) needed to dehydrate the gypsum thickness measured on thin sections (Figs. 3A–3E), as a function of total mechanical work input (W) during the test. Circles correspond to dehydration of gypsum to anhydrite and liquid water; Squares corresponds to dehydration of gypsum to anhydrite and water vapor. Gray diamonds correspond to measured thickness h . The ratio between the latent heat taken by the reaction over the mechanical work (dotted line of slope 1) ranges from 10% to 50%.

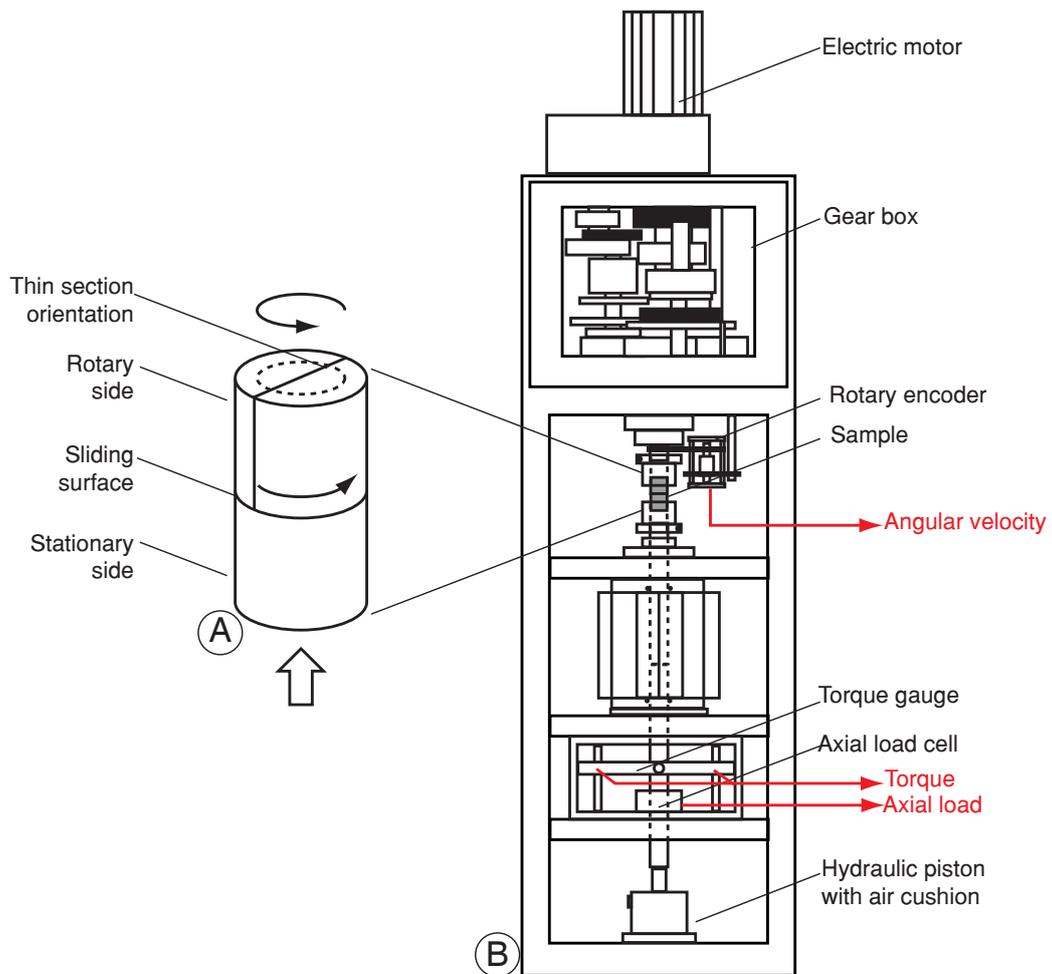


FIGURE DR1. | Specimen assembly (A) and sketch of the High Velocity Friction apparatus (B) at Hiroshima University. Note that the thin section is performed on only one of the cylinders. Recorded data are denoted by red labels and arrows.

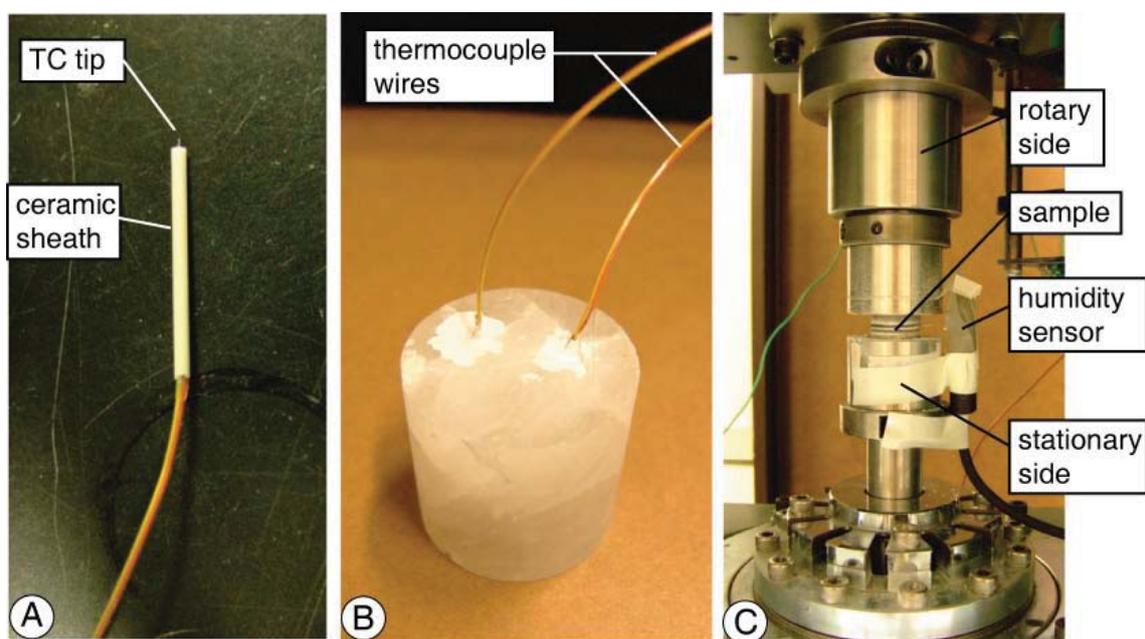


FIGURE DR2. | A : Photograph of a K type thermocouple. B : Photograph of the stationary side of the sample. The sliding surface is at the bottom and the sample will be flipped upside down when put in the apparatus. C : Photograph of the sample assembly after an experiment. The humidity sensor is protected by a net to prevent the gouge from damaging it. Twisted iron wires are used to hamper the edges of the cylinders from being broken at the onset of the run.

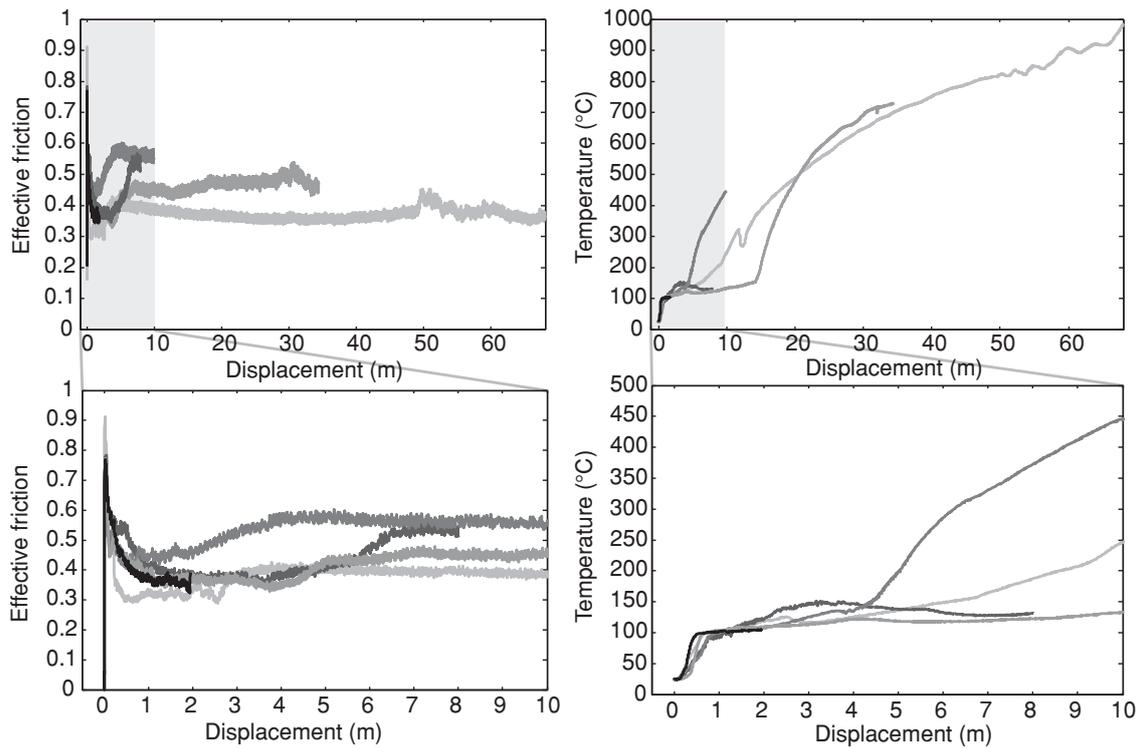


FIGURE DR3. | Effective friction and temperature evolutions for all the tests stopped at various total displacements. The bottom graphs correspond to the first 10 meters of slip. The applied normal stress is 1 MPa and the equivalent velocity is 1.3 m/s. The temperature is measured with a K type thermocouple set at around 1 mm from the sliding surface (see figure 1B in the main text of the paper). The overall reproducibility is not quantitatively perfect ; however the qualitative behavior is always the same : the friction coefficient first decreases, and then increases. During the first 4 to 10 meters of slip, the temperature remains constant at around 100 C.

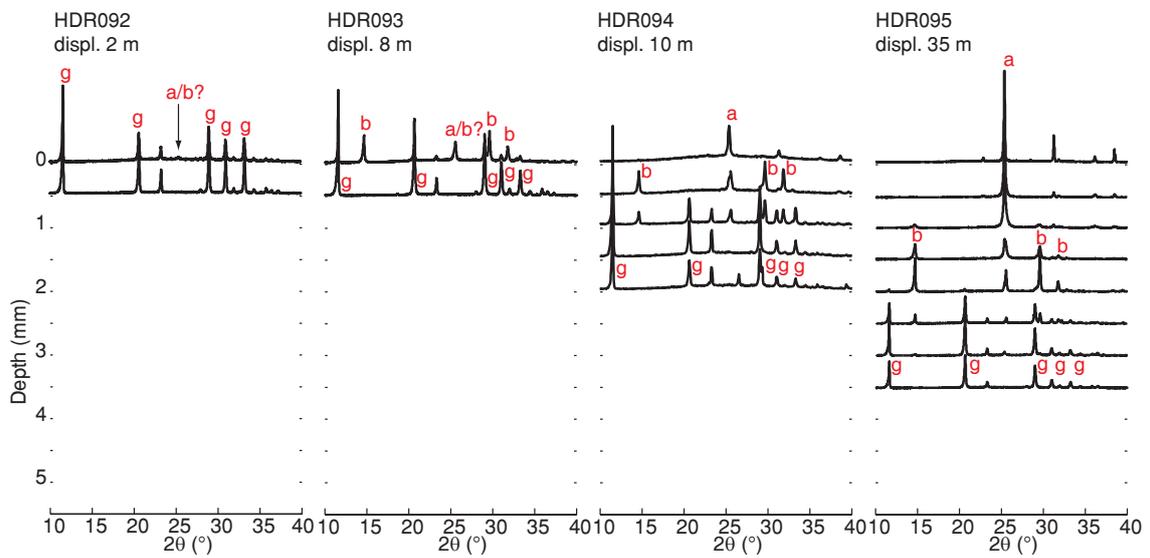


FIGURE DR4. | Summary of x-ray diffraction spectra as function of depth for all the tests stopped at various total displacements, except the one showed in the main text of the paper. Letters "a", "b", and "g" denote a characteristic peak of anhydrite, bassanite and gypsum, respectively. Note that it is possible to detect the presence of anhydrite and/or bassanite close to the sliding surface in the test stopped at only 2 m of slip.

RÉSUMÉ

Le comportement mécanique des roches est fortement dépendant de la présence de fluides, de la température, et des caractéristiques intrinsèques des minéraux qui la composent, en particulier de leur réactivité chimique. L'objectif de ce travail est d'explorer le rôle de la température, de la pression de fluide et des réactions de déshydratations de certains minéraux sur les processus de déformation des roches au cours de la rupture sismique. L'approche utilisée est à la fois expérimentale et théorique.

Des expériences de déformation du gypse à des température de 25 à 70°C montrent une localisation de la déformation dans des bandes de cisaillement, par des processus à la fois fragiles et ductiles. La déformation est lente à température ambiante alors qu'à 70°C la formation des bandes de cisaillement est dynamique. Cette accélération des processus en température pourrait être liée à la plus grande rapidité des processus plastiques. Dans des tests jusqu'à 150°C, au-delà de la température de déshydratation du gypse, les échantillons se compactent fortement, ce qui est associé à une forte activité acoustique. Au cours de la transformation, le module de Poisson de la roche diminue, à cause des effets de fissuration et du remplacement des phases.

L'analyse théorique des couplages thermo-hydro-mécaniques et chimique au cours de la nucléation et du glissement sismique montre que le caractère endothermique des réactions de déshydratation permet une limitation très efficace de la température le long des failles, y compris pendant des glissements rapides. Cet aspect est confirmé par des tests expérimentaux de friction sur du gypse soumis à un glissement à haute vitesse. De plus, les analyses de stabilité du système théorique montrent que les réactions de déshydratation peuvent déstabiliser un glissement stable et ainsi provoquer une accélération pouvant donner lieu à un séisme.

Les travaux présentés dans cette thèse montrent la complexité du comportement mécanique des roches contenant des minéraux hydratés ; cela met en lumière l'importance de la connaissance de la lithologie et de la minéralogie des roches, ce qui est souvent mésestimé en sismologie. Cette complexité est sans doute responsable de la grande variété de séismes observés dans la nature (lents, basse fréquences, tremors...).

ABSTRACT

The mechanical behaviour of rocks depends strongly on the presence of fluids, temperature and mineral characteristics, in particular their chemical reactivity. This work aims at exploring the role of temperature, fluid pressure and mineral dehydration reactions on the deformation processes of rocks during seismic rupture. The approach combines experiments and theory.

Deformation tests on gypsum at 25 and 70°C show that strain is localized in shear bands, formed by a mixture of brittle and plastic processes. Shear banding is slow at room temperature whereas it is dynamic at 70°C. This acceleration of the deformation with increasing temperature could be explained by a thermal activation of plasticity. In heating tests up to 150°C, above the dehydration temperature of gypsum, the samples undergo a strong compaction, which is associated with a large acoustic activity. During the reaction, the Poisson's ratio of the rock decreases, due to microcracks accumulation and phase change.

A theoretical analysis of thermo-hydro-mechanical and chemical couplings during nucleation and seismic slip demonstrates that the endothermic character of dehydration reactions is responsible for a strong thermal buffering of the plane, even if the slip rate is high. This prediction is confirmed by experimental high-velocity friction tests on gypsum. In addition, the stability analysis of a theoretical fault model shows that dehydration reactions can destabilize a normally (i.e. when no reaction occurs) stable fault, which can potentially lead to an earthquake.

The work summarized in this thesis shows a great complexity of the mechanical behaviour of thermally unstable rocks; it emphasizes the importance of a good knowledge of fault rocks lithology and mineral composition, which is often overlooked by seismologists. This complexity is probably responsible for the great variety of earthquakes observed in nature (e.g. slow or silent slips, low frequency events, non-volcanic tremors...).