



HAL
open science

Caractérisation expérimentale du frottement effectif des zones de faille

Guillaume Chambon

► **To cite this version:**

Guillaume Chambon. Caractérisation expérimentale du frottement effectif des zones de faille. Géologie appliquée. Université Paris Sud - Paris XI, 2003. Français. NNT : . tel-00006613

HAL Id: tel-00006613

<https://theses.hal.science/tel-00006613>

Submitted on 30 Jul 2004

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Présentée

Pour obtenir

**Le Grade de Docteur en Sciences
de l'Université Paris XI Orsay**

Spécialité : Sciences de la Terre

Par

Guillaume CHAMBON

**Caractérisation expérimentale
du frottement effectif
des zones de faille**

Thèse soutenue le 18 décembre 2003

Composition du jury :

M. Pierre Vergely	Président
M. James H. Dieterich	Rapporteur
M. Jean Sulem	Rapporteur
M. Pascal Bernard	Examineur
M. James R. Rice	Examineur
M. Jean Schmittbuhl	Directeur de thèse
M. Alain Corfdir	Invité

Table des matières

Remerciements	1
Remarques générales	3
Introduction	5
1 Lois de frottement : du laboratoire au terrain	7
1.1 Formalisme RSF	7
1.1.1 Notion de loi de frottement	7
1.1.2 Loi de frottement de Dieterich-Ruina	9
1.1.3 Validations expérimentales	10
1.1.4 Interprétation physique	15
1.1.5 Universalité de la loi de Dieterich-Ruina	18
1.2 Le problème de D_c	20
1.2.1 Applications des lois RSF à la mécanique des séismes	20
1.2.2 Lois de frottement en glissement	22
1.2.3 Adoucissement du frottement sur les failles réelles	24
1.3 Réponses possibles	26
1.3.1 Mise à l'échelle de la loi de Dieterich-Ruina	27
1.3.2 Au-delà de la loi de Dieterich-Ruina	28
2 Présentation du dispositif expérimental	33
2.1 L'Appareil de Cisaillement Simple Annulaire (ACSA)	33
2.1.1 Description de l'appareil	33
2.1.2 Conditions aux limites	35
2.1.3 Intérêts de l'ACSA par rapport aux autres dispositifs	40
2.1.4 Améliorations possibles de l'ACSA	42
2.2 Protocole de fabrication des échantillons	43
2.3 La chaîne de commandes et d'acquisition	44
2.3.1 Interface matérielle	44
2.3.2 Interface logicielle	46
2.3.3 Tests de calibration	54
2.4 Essais réalisés	56
2.4.1 Échantillons utilisés	56
2.4.2 Programme expérimental	57
2.4.3 Exemples de résultats bruts	58

3	Loi de frottement macroscopique	67
3.1	Article GRL02	67
3.1.1	Résumé des principaux résultats	67
3.1.2	Article	68
3.2	Article JGR03	73
3.2.1	Résumé des principaux résultats	73
3.2.2	Article	76
3.3	Compléments	110
3.3.1	Modélisation RSF des variations de vitesse	110
3.3.2	Expériences d'arrêt sous charge	114
3.3.3	Mesures de la contrainte interne	118
3.4	Comparaison avec les données sismologiques	120
3.4.1	Distance critique d'adoucissement D_c	121
3.4.2	Énergie de fracture G_c	122
3.4.3	Lois d'échelle	125
3.4.4	Conclusions sur notre loi de frottement	129
4	Déformations microscopiques dans l'échantillon	131
4.1	Analyse des séries de photos par CIV	131
4.1.1	Principes de la méthode	131
4.1.2	Précision atteinte	134
4.1.3	Limitations de la technique	135
4.1.4	Élimination de la composante homogène parasite	136
4.2	Article PRE03	139
4.2.1	Résumé des principaux résultats	139
4.2.2	Article	141
4.3	Reproductibilité des résultats	150
4.3.1	Phases initiales	150
4.3.2	Chutes imposées de la contrainte cisailante	151
4.3.3	Changements de sens	153
4.3.4	Bilan	153
4.4	Phénomène de compaction lente	154
4.4.1	Localisation de la compaction lente dans l'échantillon	155
4.4.2	Corrélations entre compaction lente et cisaillement	161
4.4.3	Mécanisme physique de compaction activée par le cisaillement	163
4.5	Conclusions sur le lien micro-macro	170
5	Fonctionnement mécanique des zones de faille	175
5.1	Article TEC03	175
5.1.1	Résumé des principaux résultats	175
5.1.2	Article	178
5.2	Compléments	196
	Références	208

Remerciements

Mes remerciements s'adressent en premier lieu à *Jean Schmittbuhl*, mon directeur de thèse. C'est lui qui m'a orienté vers un sujet de recherches passionnant, à l'interface entre sismologie et physique des milieux granulaires. Lui aussi qui m'a poussé à persévérer malgré les réticences exprimées par la communauté des mécaniciens des failles face à mes premiers résultats. Lui encore qui m'a initié aux joies et aux subtilités du travail expérimental. Malgré la quantité impressionnante de projets qu'il arrive à mener de front, il a toujours su se rendre disponible lorsque j'en exprimais le besoin.

Je remercie tout autant *Alain Corfdir* pour avoir accordé sa confiance à l'expérimentateur débutant que j'étais et m'avoir permis d'utiliser cette extraordinaire machine qu'est l'ACSA. Sans cette collaboration très intense avec le CERMES, et toutes les discussions passionnantes qui en ont résulté, ma thèse n'aurait pu voir le jour. Je souhaite également remercier *Knut Jørgen Måløy*, qui m'a très gentiment accueilli lors de mon séjour d'un mois à l'université d'Oslo et m'a offert des conditions idéales pour me concentrer sur mes expériences.

Mes remerciements s'adressent aussi aux membres de mon jury, et particulièrement à mes deux rapporteurs, *Jim Dieterich* et *Jean Sulem*, qui ont accepté de suivre l'évolution de mon manuscrit au fil de ses versions successives. Les remarques et les conseils exprimés par *Pierre Vergely*, *Pascal Bernard* et *Jim Rice* me sont également très profitables.

Je tiens également à remercier tous les techniciens et ingénieurs des différents laboratoires que j'ai fréquentés : *Guy Marolleau* et *Thierry Decamps* à l'ENS, *Xavier Boulay* et *Emmanuel de Laure* au CERMES, ainsi que l'équipe technique du département de physique de l'université d'Oslo. Leurs compétences, leur savoir-faire et leur disponibilité m'ont été bien souvent indispensables. Dans un autre registre, qu'aurais-je fait face aux méandres administratifs du système de recherche français sans l'aide précieuse de *Ghislaine Pernat*, d'*Isabelle Lavaleix* et, surtout, de *Françoise Larincq*? Qu'elles en soient toutes trois chaleureusement remerciées.

J'ai aussi grandement bénéficié des interactions qui se sont initiées tout au long de ma thèse avec de nombreux chercheurs. Au risque d'en oublier la plupart, je citerais en particulier *Jean-Pierre Vilotte*, *Stéphane Roux*, *Raül Madariaga*, *Alain Cochard*, *François Renard*, *Michel Bouchon*, *Alon Ziv*, *Philippe Claudin*, *Evelyne Kolb*, ainsi que les nombreux participants du GdR Milieux Divisés organisé par *Olivier Pouliquen*. Je les remercie tous de leur disponibilité et de leurs conseils. Je remercie également mes "collègues" doctorants pour tous les bons moments que nous avons passés à discuter ensemble : *Nicolas Gland*, *Francesco Pacchiani*, *Anthony Sladen* (merci en particulier pour l'organisation des séminaires de lecture où j'ai beaucoup appris), *Yves Méheust*, *Jean-Paul Ampuero*, *Lydie Staron*, ...

Enfin, je remercie toute ma famille pour leur soutien indéfectible au cours de ces nombreuses années d'études. Et puis *Céline*, pour tout, et plus encore.

Remarques générales

Références aux articles

La plupart des travaux présentés dans ce manuscrit ont fait l'objet d'articles soumis à des revues scientifiques. Ces articles sont reproduits dans les chapitres 3, 4 et 5. Nous proposons pour chacun d'eux un résumé détaillé en français récapitulant les principaux résultats présentés. Nous ferons référence à ces articles en employant les abréviations suivantes :

- GRL02 : article **reproduit en page 68** : “Laboratory gouge friction : Seismic-like slip weakening and secondary rate- and state-effects”, publié dans *Geophysical Research Letters* en 2002 [*Chambon et al.*, 2002b],
- JGR03 : deux articles joints **reproduits en page 76** : “Frictional response of a thick gouge sample : I. Mechanical measurements and microstructures” et “Frictional response of a thick gouge sample : II. Friction law and implications for faults”, soumis à *Journal of Geophysical Research B* en 2003 (les deux parties seront parfois distinguées par JGR03-I et JGR03-II),
- PRE03 : article **reproduit en page 141** : “Shear with comminution of a granular material : Microscopic deformations outside the shear band”, publié dans *Physical Review E* en 2003 [*Chambon et al.*, 2003],
- TEC03 : article **reproduit en page 178** : “Effective fault core thickness : from laboratory experiments to field scale observations”, soumis à *Tectonophysics* en 2003.

Références aux figures

Les figures et tables apparaissant dans le corps du manuscrit sont numérotées en relation avec le chapitre auquel elles appartiennent. La “Figure 3.12” représente ainsi la douzième figure du chapitre 3. Au contraire, les figures et tables appartenant aux quatre articles suivent des numérotations indépendantes. En cas d'ambiguïté, nous y ferons référence par une citation du type : “Figure 5 de JGR03-II”.

Introduction

Dans la croûte supérieure, la déformation est principalement accommodée par des glissements le long de *zones de faille*. En première approximation, ces failles peuvent être considérées comme de simples discontinuités (fractures) mettant au contact deux murs rocheux susceptibles de glisser l'un par rapport à l'autre. Il en existe à toutes les échelles, depuis les petits objets infra-métriques, souvent riches d'informations sur le terrain, jusqu'aux grandes failles lithosphériques que l'on peut suivre sur des milliers de kilomètres. L'accumulation du glissement sur ces structures peut se produire de manière stable, par fluage lent le long de l'interface. Toutefois, et c'est la raison pour laquelle les failles constituent l'un des objets d'étude privilégiés de la géophysique, le glissement s'y accumule généralement par intermittences, donnant naissance aux tremblements de Terre. Les deux lèvres de la faille restent bloquées durant de longues périodes, et ne se débloquent que lors de brefs événements dynamiques permettant de libérer une partie de l'énergie de déformation emmagasinée dans les roches environnantes. La compréhension et, peut-être un jour, la prédiction des processus sismiques passe donc nécessairement par une étude approfondie du comportement mécanique, ou rhéologie, des zones de faille.

La réponse mécanique des failles est généralement caractérisée en termes de *loi de frottement*. Dans ce cadre, les épisodes sismiques de glissement dynamique sont attribués à des instabilités de frottement. La nucléation d'une telle instabilité n'est possible que s'il existe des mécanismes d'*adoucissement* permettant, lorsque le glissement s'initie, de diminuer la résistance de la faille et donc d'amplifier le mouvement. Ainsi, l'étude de la rhéologie des zones de faille consiste donc essentiellement à caractériser les mécanismes d'adoucissement du frottement actifs durant les séismes. L'approche la plus fructueuse pour aborder ces sujets est certainement l'approche expérimentale, qui tente d'élucider la physique du frottement à petite échelle pour l'extrapoler ensuite aux failles naturelles. De nombreux travaux ont ainsi mis en évidence l'existence d'un processus d'adoucissement vraisemblablement universel, associé à des effets de fluage lent sur les micro-aspérités du contact. Il est raisonnable de penser que ce même processus doit également être actif sur les failles. Cependant, ce processus s'avère incapable de rendre compte de certains aspects de la phénoménologie des séismes, et particulièrement des quantités d'énergie colossales mises en jeu. La question fondamentale de l'origine de l'adoucissement sur les failles est donc toujours largement ouverte à l'heure actuelle. En corollaire, le problème de la loi de frottement à utiliser pour rendre compte de la rhéologie de ces objets constitue lui-aussi matière à débats.

Un ingrédient potentiellement important pour comprendre les mécanismes d'adoucissement durant les séismes réside en la structure complexe des zones de faille réelles. Certes, les plans de faille indurés et polis constituent souvent, sur le terrain, des objets bien définis et très spectaculaires. Néanmoins, il convient également d'intégrer à la zone de faille les

matériaux fortement déformés, souvent broyés, que l'on trouve sur des épaisseurs parfois plurimétriques autour des plans principaux. En outre, l'épaisseur totale de la zone endommagée par la déformation peut atteindre plusieurs centaines de mètres, et sa transition avec la roche-mère est souvent diffuse. Une faille doit donc être envisagée comme une *interface épaisse* composée d'un matériau complexe et granulaire que l'on appelle génériquement *gouge*. La caractérisation de son comportement mécanique en termes de loi de frottement constitue une approche effective, macroscopique. Le coefficient de frottement que l'on cherche à définir doit intégrer la rhéologie de toutes les zones de gouge qui interviennent dans la réponse mécanique au cours du glissement. Cependant, le rôle exact joué au cours des séismes par les niveaux de gouge et leurs hétérogénéités, ainsi que les mécanismes de déformation à l'œuvre dans ces matériaux complexes, restent très mal connus. En conséquence, l'épaisseur mécanique des failles, c'est-à-dire l'épaisseur de la zone intervenant dans le processus d'adoucissement macroscopique, constitue également une inconnue.

Dans ce manuscrit, nous allons tenter d'apporter quelques éléments de réponse aux questions mises en lumière ci-dessus. Quel est le mécanisme physique d'adoucissement du frottement sur les failles durant les séismes ? Quelle loi de frottement utiliser pour en rendre compte ? Quel rôle joue la gouge dans la réponse mécanique effective des failles ? Notre démarche est principalement expérimentale, en examinant au laboratoire la rhéologie d'une épaisse couche de gouge synthétique soumise à des cisaillements plurimétriques. Nous essayons, pour interpréter nos résultats, de synthétiser les points de vue complémentaires de la mécanique du frottement et de la physique des matériaux granulaires. L'objet du chapitre 1 est de clarifier la problématique de notre étude grâce à une revue plus détaillée des questions ouvertes quant aux mécanismes d'adoucissement sur les failles. Le chapitre 2 est consacré à la description du dispositif que nous avons utilisé au laboratoire. Dans les chapitres 3 et 4, nous présentons nos résultats expérimentaux envisagés successivement aux échelles macroscopique (réponse mécanique des échantillons) et microscopique (processus d'accommodation de la déformation à l'échelle des grains). Nous discutons également des possibilités d'extrapolation de nos résultats aux failles naturelles. Enfin, en lien avec cette dernière thématique, le chapitre 5 ébauche un schéma mécanique du fonctionnement des zones de faille réelles fondé sur la réponse de nos échantillons.

Chapitre 1

Lois de frottement : du laboratoire au terrain

Ce chapitre est consacré à une revue rapide des problèmes physiques qui se posent lorsqu'on essaie de comprendre l'adoucissement du frottement sur les failles durant les séismes à partir des expériences de laboratoire. Nous souhaitons à la fois présenter la problématique de notre étude et introduire les notions dont nous aurons besoin par la suite. Après avoir décrit les lois de frottement de type RSF (*rate- and state-dependent friction*) qui permettent de rendre compte de la plupart des résultats expérimentaux existants, nous exposerons leur principal point de désaccord avec les observations sismologiques. Ceci nous conduira à envisager deux approches différentes afin de réconcilier expériences de frottement au laboratoire et données de terrain. Enfin, nous expliciterons l'approche suivie dans ce manuscrit.

1.1 Formalisme RSF

1.1.1 Notion de loi de frottement

À l'échelle macroscopique, le frottement entre deux solides est décrit par un *coefficient de frottement* μ , que l'on définit comme le rapport entre la force tangentielle T et la force normale N exercées sur l'interface frottante (Figure 1.1) :

$$\mu = \frac{T}{N}. \quad (1.1)$$

En première approximation, le coefficient de frottement μ peut être considéré comme indépendant de la force normale N et de l'aire de contact nominale (apparente) Σ_a entre les deux solides (lois d'Amontons). La formulation d'une *loi de frottement* consiste à prescrire l'évolution du coefficient μ avec les paramètres physiques du contact (quantité de glissement, vitesse de glissement, état de l'interface,...).

La loi de frottement la plus classique est la loi de Coulomb, qui décrit le frottement comme un phénomène à seuil. En situation statique (vitesse de glissement $v = 0$), cette loi stipule que les propriétés du contact n'imposent qu'une borne supérieure au coefficient de frottement : $\mu \leq \mu_s$, où μ_s est le coefficient de frottement *statique*. En situation dynamique ($v > 0$), au contraire, la loi prédit que la valeur du coefficient de frottement est constante : $\mu = \mu_d$, où

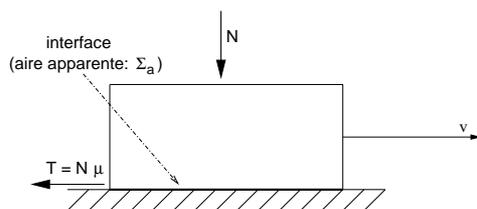


FIG. 1.1 – Situation de base du frottement solide-solide : patin glissant à la vitesse v .

μ_d est le coefficient de frottement *dynamique*. De plus, les coefficients statique et dynamique vérifient généralement l'inégalité suivante : $\mu_d < \mu_s$ (adoucissement instantané du frottement lors de l'initiation du glissement). Cette loi à seuil constitue évidemment une loi idéalisée, mais elle rend très bien compte, au premier ordre, de la phénoménologie du frottement observée au laboratoire. Pour le frottement roche-roche, les coefficients μ_d et μ_s sont typiquement de l'ordre de 0.6 à 0.8 [Byerlee, 1978; Scholz, 1997].

La situation “statique” ($\mu \leq \mu_s$) peut être régularisée en remarquant que les variations du coefficient de frottement impliquent en fait toujours des déplacements finis de l'interface provenant de petites déformations quasi-élastiques des aspérités en contact [p. ex., Berthoud et al., 1999]. Quant à la transition statique-dynamique, la régularisation la plus directe de la loi de Coulomb consiste à considérer que l'adoucissement du frottement ne se fait plus instantanément, mais requiert une quantité de glissement finie. Ceci conduit à la classe des lois de frottement adoucissantes en glissement (*slip-weakening*) [voir Figure 1.7]. Ces lois sont fréquemment utilisées pour représenter l'évolution du frottement sur les failles au cours des ruptures sismiques [p. ex., Peyrat et al., 2001; Aochi et Madariaga, 2003] (voir aussi § 1.2.2 et § 3.4).

Un autre raffinement de la loi de Coulomb consiste à prendre en compte, dans le cas $v > 0$, des variations du coefficient de frottement dynamique μ_d avec la vitesse de glissement v . Au second-ordre, on observe en effet fréquemment que le frottement solide-solide diminue avec la vitesse. Ceci conduit à la formulation de lois de frottement adoucissantes en vitesse (*velocity-weakening*). Ces lois ont également été utilisées pour modéliser la rupture sismique, en les couplant parfois à des lois d'adoucissement en glissement [p. ex., Cochard et Madariaga, 1994; Schmittbuhl et al., 1996; Madariaga et Olsen, 2002].

Au second-ordre, d'autres facteurs influent aussi sur la valeur du coefficient de frottement, comme l'âge des contacts ou l'histoire du glissement. La compilation de nombreux résultats expérimentaux a permis de formuler les lois de frottement de type RSF (*rate- and state-dependent friction*). Ces lois prescrivent des (petites) dépendances du coefficient de frottement μ avec la vitesse de glissement v ainsi qu'avec une série de variables Θ_i qui décrivent l'état de l'interface [Dieterich, 1979; Ruina, 1983; Marone, 1998a] :

$$\mu = \mu_0 + f(v) + \sum_i \Theta_i. \quad (1.2)$$

La loi RSF la plus classique est la loi de Dieterich-Ruina que nous expliciterons dans le paragraphe suivant. Comme nous le verrons, cette loi permet de rendre compte de la grande majorité des résultats expérimentaux existants, ainsi que de nombreuses observations sismologiques concernant les failles réelles. Sous certaines conditions, on peut également montrer que cette loi généralise les lois de Coulomb et les lois d'adoucissement en glissement et en

vitesse, lesquelles apparaissent alors comme des cas particuliers [p. ex., *Perfettini*, 2000; *Cocco et Bizzarri*, 2002] (voir aussi § 1.2.2).

1.1.2 Loi de frottement de Dieterich-Ruina

Sur la base de nombreuses observations expérimentales, *Dieterich* [1979] et *Ruina* [1983] ont formulé la loi de frottement suivante :

$$\mu = \mu_0 + A \ln \left(\frac{v}{v_0} \right) + \Theta, \quad (1.3)$$

avec A , $\Theta \lesssim 10^{-2} \mu_0$. Cette loi prédit des petites variations du coefficient de frottement μ avec le logarithme de la vitesse de glissement v et avec une variable d'état empirique Θ .

Afin de compléter la loi (1.6), il convient de formuler une équation d'évolution régissant la variable d'état Θ . Différentes expressions ont été proposées dans la littérature [*Dieterich*, 1979; *Ruina*, 1983; *Perrin et al.*, 1995; *Marone*, 1998a], parmi lesquelles on peut retenir en particulier la loi en *vieillessement* (*ageing law*) :

$$\frac{d\Theta}{dt} = B \frac{v_0}{d_c} \left(e^{-\Theta/B} - \frac{v}{v_0} \right), \quad (1.4)$$

et la loi en *glissement*¹ (*slip law*) :

$$\frac{d\Theta}{dt} = -\frac{v}{d_c} \left[\Theta + B \ln \left(\frac{v}{v_0} \right) \right]. \quad (1.5)$$

Dans les deux expressions (1.4) et (1.5), le paramètre d_c représente une distance critique pour les variations de Θ . Le choix de la “meilleure” loi d'évolution pour décrire la variable d'état reste un problème ouvert [*Marone*, 1998a]. Concernant la modélisation des résultats expérimentaux, les différences entre les deux lois présentées ci-dessus sont généralement minimes. Toutefois, d'après *Beeler et al.* [1994], l'expression (1.4) est celle qui permet de rendre compte au mieux de tous les effets mis en évidence dans les expériences de *slip-hold-slip* (voir ci-dessous). Dans ce manuscrit, c'est essentiellement cette loi en *vieillessement* que nous emploierons (voir chapitre 3).

Dans la suite, la combinaison des expressions (1.3) et (1.4) sera appelée “loi de frottement de Dieterich-Ruina”. Nous en utiliserons fréquemment une formulation équivalente dans laquelle, la variable d'état Θ est remplacée par une variable auxiliaire θ selon : $\Theta = B \ln(\theta/\theta_0)$. Comme nous le verrons au § 1.1.4, cette variable d'état θ possède une interprétation physique directe. On obtient alors :

$$\mu = \mu_0 + A \ln \left(\frac{v}{v_0} \right) + B \ln \left(\frac{\theta}{\theta_0} \right), \quad (1.6)$$

avec, comme loi d'évolution :

$$\frac{d\theta}{dt} = 1 - \frac{\theta v}{d_c}. \quad (1.7)$$

¹La dénomination des lois d'évolution provient du fait que l'expression (1.4) prédit une augmentation régulière de la variable Θ pour $v = 0$, alors qu'au contraire l'expression (1.5) ne permet l'existence de variations de Θ que pour $v > 0$ [*Beeler et al.*, 1994; *Marone*, 1998a].

Les coefficients A et B sont généralement considérés comme constants, et valent typiquement de l'ordre de 10^{-2} (voir § 1.1.5). Les paramètres v_0 et θ_0 représentent des constantes de normalisation associées au frottement de référence μ_0 .

Du fait de sa dépendance logarithmique en v , la loi de frottement de Dieterich-Ruina n'est adaptée ni pour les très grandes ni pour les très petites vitesses de glissement. Expérimentalement, sa validité a été établie typiquement dans la gamme $10^{-2} \leq v \leq 10^4 \mu\text{m/s}$ [p. ex., *Blanpied et al.*, 1998; *Mair et Marone*, 1999], ainsi que durant des tests de *slip-hold-slip* pour lesquels la vitesse à l'interface peut chuter jusqu'à des valeurs extrêmement faibles, inférieures à $10^{-5} \mu\text{m/s}$ [p.ex., *Beeler et al.*, 1994; *Marone*, 1998b]. Différentes régularisations ont été proposées afin d'étendre formellement l'applicabilité de l'expression (1.6) dans les limites $v \rightarrow 0$ [p. ex., *Kato et Tullis*, 2001; *Lapusta et Rice*, 2003], et $v \rightarrow \infty$ [*Rice et Tse*, 1986; *Weeks*, 1993; *Chester*, 1994]. Il faut noter, toutefois, que l'on ne dispose pour l'instant que de très peu de résultats expérimentaux dans ces gammes extrêmes de vitesse.

Les régularisations proposées à forte vitesse prennent parfois en compte la température de l'interface, qui joue alors le rôle d'une variable d'état additionnelle [*Blanpied et al.*, 1998]. De manière générale, de nombreux auteurs ont utilisé des formes modifiées de la loi (1.3) incluant une ou plusieurs variables d'état supplémentaires Θ_i [p. ex., *Gu et al.*, 1984; *Blanpied et Tullis*, 1986; *Tullis et Weeks*, 1986]. Le plus souvent, ces variables supplémentaires sont régies par des équations d'évolution du type (1.4) ou (1.5). Enfin, signalons également que sur la base d'observations expérimentales, certaines études ont proposé de raffiner la loi d'évolution (1.7) en y introduisant une sensibilité à la force normale N [*Linker et Dieterich*, 1992; *Dieterich et Linker*, 1992; *Perfettini et al.*, 2001]. Dans la suite, toutefois, nous nous contenterons de la forme "de base" de la loi de Dieterich-Ruina [Eqs (1.6) et (1.7)]. En effet, nos expériences ont été conduites pour des vitesses variant typiquement entre 1 et 100 $\mu\text{m/s}$, et sous une contrainte normale essentiellement constante.

1.1.3 Validations expérimentales

Comme nous l'avons déjà souligné, les dépendances en v et θ introduites dans la loi de Dieterich-Ruina représentent des effets de second-ordre. Pourtant, ces dépendances s'avèrent fondamentales pour comprendre un certain nombre de comportements observés au laboratoire. Dans les paragraphes suivants, nous présentons les trois expériences-clés qui ont permis d'aboutir à la formulation de la loi. Ces expériences ont d'ailleurs débouché sur une méthodologie privilégiée pour l'étude des lois de frottement et la détermination des paramètres associés.

Sauts de vitesse

Le premier type d'expériences s'intéresse à la réponse du coefficient de frottement lors de variations instantanées de la vitesse de glissement v [p. ex., *Biegel et al.*, 1989; *Marone et al.*, 1990; *Beeler et al.*, 1996]. Pour une augmentation de la vitesse imposée, l'évolution du coefficient μ peut être décomposée en deux phases (Figure 1.2a) :

1. un *effet direct*, correspondant à une augmentation instantanée de μ ,
2. un *effet retardé*, au cours duquel μ relaxe vers une nouvelle valeur stationnaire μ_{ss} .

En outre, on remarque que le coefficient de frottement stationnaire μ_{ss} dépend de la vitesse v selon une loi d'évolution quasi-logarithmique (Figure 1.2b). On parle d'adoucissement en glissement (*velocity weakening*) lorsque la fonction $\mu_{ss}(v)$ est décroissante, et de durcissement en glissement (*velocity strengthening*) lorsque $\mu_{ss}(v)$ est croissante.

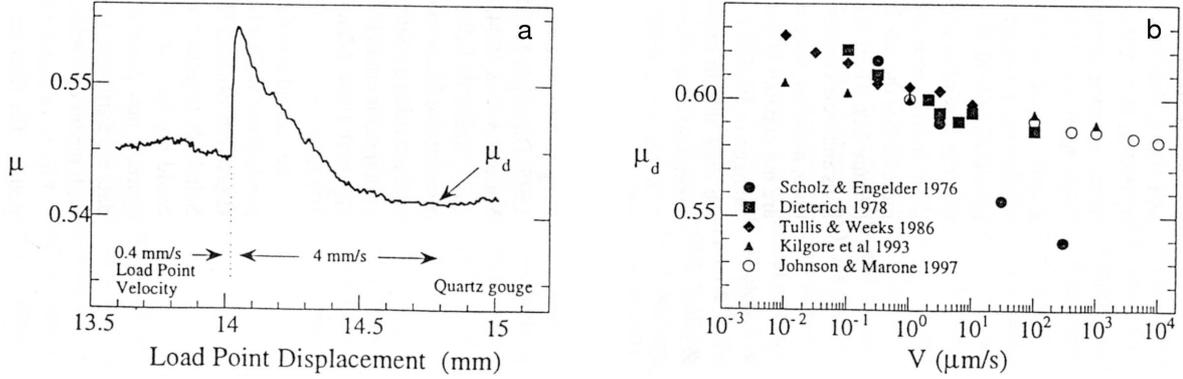


FIG. 1.2 – Résultats d'expériences de sauts de vitesse [figures extraites de l'article de revue de Marone, 1998a]. (a) Variation du coefficient de frottement μ en fonction du déplacement lors d'une augmentation instantanée de la vitesse de glissement (données obtenues en cisillant une couche de gouge entre deux blocs). (b) Évolution du coefficient de frottement stationnaire μ_d (noté μ_{ss} dans le texte) en fonction de la vitesse de glissement v (coordonnées semi-logarithmiques). Les données proviennent d'expériences effectuées avec des échantillons de roches nus (symboles fermés) ou séparés par une couche de gouge granulaire (symboles ouverts).

Ces effets observés lors de sauts de vitesse sont parfaitement reproduits par la loi de Dieterich-Ruina. L'expression (1.6) prédit ainsi l'existence d'un effet direct d'amplitude :

$$(\Delta\mu)_{direct} = A \ln \left(\frac{v_2}{v_1} \right), \quad (1.8)$$

où v_1 et v_2 représentent respectivement les vitesses initiale et finale. La loi d'évolution (1.7) prédit l'existence d'une valeur stationnaire de θ fonction de la vitesse :

$$\theta_{ss} = \frac{d_c}{v}. \quad (1.9)$$

D'où l'existence d'un coefficient de frottement stationnaire dépendant logarithmiquement de la vitesse :

$$\mu_{ss} = \mu_0 + (A - B) \ln \left(\frac{v}{v_0} \right). \quad (1.10)$$

Enfin, toujours en accord avec les observations, la loi (1.7) prédit également que l'état stationnaire ne peut être atteint qu'après une phase de relaxation. Durant cette phase, la variable θ présente une évolution exponentielle caractérisée par un glissement critique égal à d_c .

Les expressions (1.8) et (1.10) montrent que l'étude des variations de μ lors des sauts de vitesse permet d'estimer tous les paramètres intervenant dans la loi de Dieterich-Ruina, à savoir A , B et d_c (ce dernier paramètre est estimé grâce à la phase de relaxation). En pratique, cependant, la situation n'est pas aussi simple. En effet, les machines d'essai possèdent généralement

une élasticité finie qui influe, notamment, sur l'effet direct et la phase de relaxation du frottement. En toute rigueur, l'estimation des paramètres de frottement (hormis $A - B$) à partir de sauts de vitesse nécessite donc l'emploi d'une procédure d'inversion numérique prenant en compte le couplage entre élasticité et loi de Dieterich-Ruina [Tullis et Weeks, 1986; Marone et al., 1990; Marone et Kilgore, 1993; Reinen et Weeks, 1993].

Expériences de *slip-hold-slip*

Les expériences de type *slip-hold-slip* consistent à étudier l'influence d'arrêts du glissement ($v = 0$) sur le coefficient de frottement [p. ex., Dieterich, 1972; Beeler et al., 1994; Marone, 1998b]. Après une période d'arrêt, on observe que la reprise du glissement est caractérisée par un pic de résistance qui correspond à la notion classique de coefficient de frottement *statique* (Figure 1.3a). De plus, ce pic de frottement augmente systématiquement avec le temps de repos t_{hold} en suivant, lorsque t_{hold} est suffisamment grand, une loi d'évolution logarithmique (Figure 1.3b).

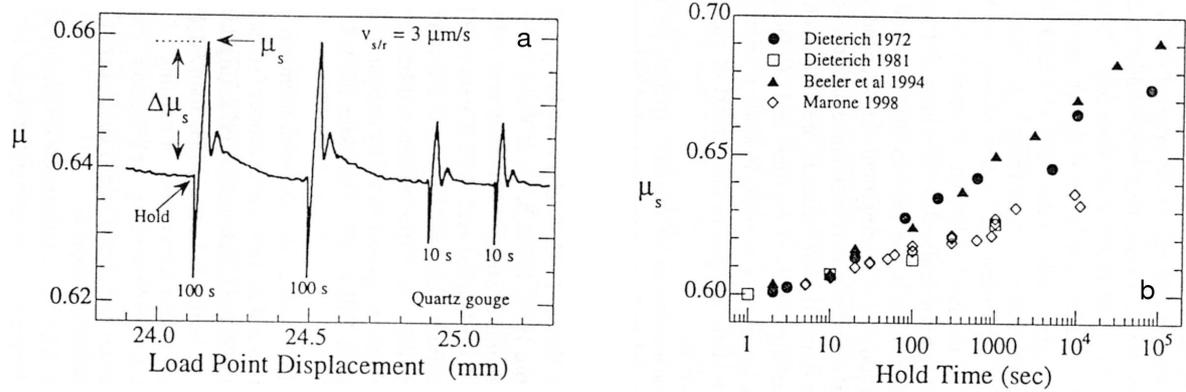


FIG. 1.3 – Résultats d'expériences de *slip-hold-slip* [figures extraites de l'article de revue de Marone, 1998a]. (a) Enregistrement du coefficient de frottement μ au cours de plusieurs phases successives d'arrêt et de reprise du glissement (données obtenues en cisailant une couche de gouge entre deux blocs). La quantité $\Delta\mu_s$ représente l'écart entre le pic de frottement μ_s après une phase d'arrêt et la valeur de μ avant l'arrêt. (b) Évolution du pic de frottement μ_s (i.e. du coefficient de frottement statique) en fonction de la durée de la phase d'arrêt (coordonnées semi-logarithmiques). Les données proviennent d'expériences effectuées avec des échantillons de roches nus (symboles fermés) ou séparés par une couche de gouge granulaire (symboles ouverts).

La loi de Dieterich-Ruina rend bien compte de cette influence du temps de repos t_{hold} sur le coefficient de frottement statique. En effet, à vitesse nulle, l'évolution de la variable d'état θ est linéaire en t_{hold} [voir Eq. (1.7)] :

$$\theta = \theta_i + t_{hold}. \quad (1.11)$$

Par conséquent, lorsque t_{hold} est suffisamment grand (par rapport à la valeur initiale θ_i), la variation $\Delta\mu_s$ du coefficient de frottement calculée entre le pic et la phase de glissement précédente (voir Figure 1.3a) s'exprime comme :

$$\Delta\mu_s \approx B \ln(t_{hold}). \quad (1.12)$$

On retrouve donc l'évolution logarithmique en temps observée dans les données. On remarque également que la détermination expérimentale de la fonction $\Delta\mu_s(t_{hold})$ permet d'estimer le coefficient B de la loi de frottement [et ce même en présence d'une élasticité de la machine d'essai: voir *Beeler et al.*, 1994].

D'autres phénomènes caractéristiques des expériences de *slip-hold-slip* sont également très bien modélisés par la loi de Dieterich-Ruina. Il s'agit en particulier de la relaxation quasi-logarithmique du coefficient de frottement lors des phases d'arrêt, ainsi que d'une influence de la vitesse de glissement sur l'amplitude du pic $\Delta\mu_s$ [*Beeler et al.*, 1994; *Marone*, 1998a,b]. Notons toutefois que pour reproduire correctement ces phénomènes, il est crucial de prendre également en compte l'élasticité du dispositif expérimental. C'est en effet grâce à l'élasticité que la vitesse conserve à tout instant des valeurs finies au cours des phases d'arrêt et que la loi (1.6) continue donc à être applicable².

Stabilité du glissement

Une des motivations premières ayant conduit à la formulation des lois de frottement de type RSF consistait à rendre compte des conditions d'apparition de glissement saccadé (*stick-slip*) dans les expériences de laboratoire [p. ex., *Scholz et al.*, 1972; *Dieterich*, 1978]. En particulier, il avait été remarqué que les propriétés du dispositif expérimental, notamment sa raideur, possédaient une influence déterminante sur la stabilité du glissement. Le modèle le plus simple pour représenter les expériences de frottement, et étudier les prédictions de la loi de Dieterich-Ruina en matière de stabilité du glissement, consiste en un système de patin-ressort. Il s'agit d'un patin frottant tracté à vitesse v par l'intermédiaire d'un ressort élastique de raideur k (voir schéma en Figure 3.1).

L'analyse de stabilité linéaire du système de patin-ressort [*Dieterich*, 1979; *Ruina*, 1983; *Rice et Ruina*, 1983; *Perfettini*, 2000] montre que le régime de glissement continu ne peut être stable que lorsque la raideur k est supérieure à une valeur critique k_{cr} . Dans la limite quasi-statique, cette raideur critique est donnée par :

$$k_{cr} = -\frac{N}{d_c} \frac{d\mu_{ss}}{d\ln v} = \frac{N}{d_c} (B - A). \quad (1.13)$$

La transition $k = k_{cr}$ correspond à une bifurcation de Hopf : pour $k \leq k_{cr}$, le glissement continu est instable et le système acquiert un mouvement périodique de glissement saccadé (Figure 1.4). À la naissance de l'instabilité, la pulsation critique des petites oscillations s'exprime comme :

$$\omega_c = \frac{v}{d_c} \sqrt{\frac{B - A}{A}}. \quad (1.14)$$

Il apparaît donc que le paramètre clé pour la stabilité du glissement est le coefficient $B - A$. L'expression (1.13) indique que l'apparition de glissement saccadé ne peut se produire

²Cette influence de l'élasticité évite d'avoir à employer une version régularisée de la loi (1.6) au cours des phases d'arrêt. Du fait de l'élasticité (de l'échantillon ou de la machine d'essai), il subsiste toujours un fluage lent du contact permettant d'appliquer la loi classique de Dieterich-Ruina. En outre, ce fluage résiduel dépend aussi de la vitesse de glissement durant les phases de cisaillement et influe sur la valeur du pic de frottement lors du redémarrage [*Marone*, 1998b]. La valeur du frottement statique μ_s est donc fonction des conditions expérimentales employées pour la mesurer et, par suite, ne peut pas être considérée comme une propriété intrinsèque du contact [*Marone*, 1998a; *Baumberger et al.*, 1999].

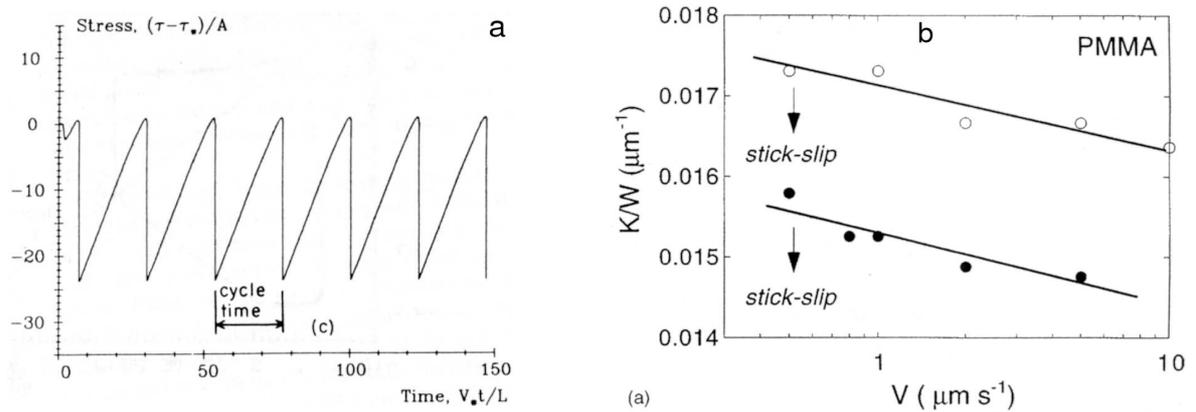


FIG. 1.4 – (a) Évolution de la force de frottement en fonction du temps au cours du glissement saccadé [figure extraite de l'article de *Rice et Tse*, 1986]. Ces données proviennent de simulations numériques du système de patin-ressort gouverné par la loi de Dieterich-Ruina dans le cas $k < k_{cr}$. (Ces calculs ont été conduits en employant l'équation d'évolution (1.5); toutefois, ce détail est sans importance pour l'allure des cycles de *stick-slip*.) (b) Diagramme de stabilité expérimental d'un patin frottant en PMMA (plastique transparent) dans le plan $K/W-V$, c'est-à-dire $k/N-v$ en utilisant les notations employées dans le texte [figure extraite de l'article de *Baumberger et al.*, 1999]. Les deux séries de données correspondent à des expériences effectuées pour deux températures différentes. Le domaine de glissement saccadé est située en-dessous des courbes de bifurcation.

que dans le cas $B - A > 0$, c'est-à-dire pour un régime de frottement *adoucissant* en vitesse [voir (1.10)]. Pour un frottement durcissant en vitesse, le glissement continu est inconditionnellement stable. Dans le cas $B - A > 0$, l'analyse de stabilité précédente montre que le glissement saccadé est favorisé par une faible raideur de chargement k , en bon accord avec les expériences [p. ex., *Dieterich*, 1978]. Les autres facteurs promoteurs d'instabilité prédits par (1.13), à savoir une petite valeur de d_c ou une forte charge normale N , sont également bien cohérents avec les observations expérimentales. Notons au passage que l'étude au laboratoire de systèmes proches de leur limite de stabilité offre une méthode alternative, par le biais des expressions (1.13) et (1.14), pour déterminer les valeurs des paramètres de frottement A , B et d_c [p. ex., *Baumberger et al.*, 1999].

En employant la loi d'évolution (1.5), des études de stabilité non-linéaire ont prouvé que, pour $B - A > 0$ et $k > k_{cr}$, le régime de glissement continu du patin n'est en fait que conditionnellement stable [*Gu et al.*, 1984; *Weeks*, 1993]. En d'autres termes, des perturbations d'amplitude suffisamment grande peuvent induire des événements de glissement saccadé. Là encore, les diagrammes de phase non-linéaires calculés numériquement se sont avérés en bon accord avec les données expérimentales³ [*Tullis et Weeks*, 1986; *Tullis*, 1988]. Enfin, *Baum-*

³Le régime de stabilité conditionnelle pour $k > k_{cr}$ est observé avec la loi d'évolution en *glissement* (1.5) mais n'existe pas avec la loi en *vieillessement* (1.4) [*Ranjith et Rice*, 1999; *Perfettini*, 2000]. Contrairement aux résultats de *Beeler et al.* [1994] évoqués au § 1.1.2, les données expérimentales concernant la stabilité du glissement semblent donc plutôt en faveur de la loi d'évolution (1.5) [*Tullis et Weeks*, 1986]. Toutefois, l'interprétation en terme de loi constitutive des instabilités de glissement observées au laboratoire est toujours très délicate en raison du bruit expérimental et des nombreux facteurs "parasites" pouvant affecter le coefficient de frottement (quantité de glissement, température,...) [*Marone*, 1998a].

berger et al. [1995] ont également montré qu’une analyse faiblement non-linéaire au voisinage de la bifurcation de Hopf reproduisait fidèlement les caractéristiques des cycles de *stick-slip* (amplitude, fréquence) observées au laboratoire pour $k \lesssim k_{cr}$. Le seul désaccord systématique entre prédictions et observations provient, en tout cas pour certains matériaux, d’une légère influence de la vitesse v sur la raideur critique k_{cr} (Figure 1.4b) [*Heslot et al.*, 1994; *Persson*, 1998; *Baumberger et al.*, 1999]. Cette dépendance peut être prise en compte dans le cadre du formalisme RSF, mais au prix de raffinements *ad hoc* de la loi de Dieterich-Ruina.

1.1.4 Interprétation physique

Dans le cas du frottement solide-solide, l’origine physique des termes en v et θ de la loi de Dieterich-Ruina est aujourd’hui bien comprise, grâce notamment aux travaux du groupe de Baumberger et Caroli (B-C) [voir en particulier: *Berthoud et al.*, 1999; *Baumberger et al.*, 1999]. Ces auteurs ont conduit, à l’aide de matériaux modèles (PMMA, carton, gels,...), des expériences de frottement très fines qui leur ont permis d’identifier les différents processus microscopiques à l’œuvre. Nous allons tenter dans cette partie de résumer en termes simples leurs résultats principaux.

À l’échelle microscopique, les interfaces solide-solide sont constituées de nombreuses aspérités de taille typiquement micrométrique. L’aire réelle de contact Σ_r est généralement négligeable par rapport à l’aire nominale (apparente) de contact Σ_a [*Dieterich et Kilgore*, 1994]. Pour de telles interfaces multi-contacts, la force de frottement T peut être exprimée comme le produit de l’aire réelle de contact Σ_r par une résistance au cisaillement moyenne des aspérités σ_s : $T = \sigma_s \Sigma_r$ [*Bowden et Tabor*, 1950]. Le modèle de B-C se fonde sur une généralisation de cette décomposition classique, dans laquelle ils dissocient les dépendances en v et θ de la loi de Dieterich-Ruina :

$$T = \sigma_s(v) \Sigma_r(\theta). \quad (1.15)$$

Cette décomposition présuppose que les effets directs et retardés ont des origines physiques très différentes.

Sur la base des idées de *Dieterich* [1979] et *Ruina* [1983], B-C proposent d’interpréter la variable d’état θ comme un *âge moyen* des contacts le long de l’interface [voir aussi *Linker et Dieterich*, 1992; *Dieterich et Kilgore*, 1994]. Pour B-C, la dépendance en θ de la loi de Dieterich-Ruina est due à un processus de vieillissement par fluage sous contrainte normale des aspérités micrométriques. En utilisant des lois classiques de fluage, ces auteurs montrent qu’un tel processus tend à accroître progressivement l’aire réelle de contact Σ_r selon la relation :

$$\Sigma_r(\theta) \propto 1 + \beta \ln \left(\frac{\theta}{\theta_0} \right). \quad (1.16)$$

L’expression (1.16) rend bien compte de l’augmentation du coefficient de frottement statique avec le temps d’arrêt⁴.

⁴Notons qu’il existe une interprétation concurrente attribuant le vieillissement des contacts à des effets de condensation capillaire progressive entre les aspérités [*Bocquet et al.*, 1998; *Crassous et al.*, 1999]. Cette interprétation permet également de rendre compte de l’augmentation logarithmique du frottement statique avec le temps d’arrêt. Elle prédit, en outre, une dépendance du processus de vieillissement avec le taux d’humidité ambiant. Cette influence de l’humidité semble confirmée par les résultats expérimentaux présentés dans les deux études citées ci-dessus. En général, il est vraisemblable que les deux mécanismes proposés (fluage normal et condensation capillaire) soient actifs.

Lorsqu'il y a glissement à vitesse v , la population de contacts est soumise à un perpétuel renouvellement. Par conséquent, l'âge moyen des contacts θ ne peut s'accroître indéfiniment et doit saturer à une valeur stationnaire, fonction de v . Ceci permet de comprendre l'existence d'un coefficient de frottement dynamique stationnaire [voir Eq (1.10)]. L'expression (1.9), à savoir $\theta_{ss} = d_c/v$, montre en outre que la distance critique d_c peut être interprétée comme une *taille caractéristique moyenne* des contacts [Dieterich, 1979; Scholz, 1988].

L'interprétation de l'effet direct est plus subtile car elle implique directement la rhéologie des micro-contacts [voir (1.15)]. Commençons par expliquer, selon B-C, l'origine de la résistance au cisaillement σ_s des aspérités. Le long d'une interface multi-contacts, les aspérités sont en permanence accrochées (*pinned*) dans des états d'équilibre métastables. (Les forces responsables de ces effets d'accrochage peuvent être d'origine adhésive ou élastique.) L'application d'une force de cisaillement provoque une modification du "paysage énergétique" ressenti par chaque aspérité et induit ainsi des décrochages (*depinning*) successifs vers des positions plus stables. Chaque décrochage dissipe une quantité d'énergie finie, ce qui explique l'existence de la résistance $\sigma_s > 0$.

Lorsque le système est plongé dans un environnement bruité, les décrochages d'états métastables provoqués par le cisaillement se trouvent en compétition avec le processus de rééquilibrage activé par les fluctuations. (Le bruit en question peut être d'origine thermique ou dynamique, *i.e.* créé par les interactions élastiques entre aspérités.) Cette compétition est d'autant plus sensible que l'effet du cisaillement est lent, c'est-à-dire que la vitesse de glissement est faible. En d'autres termes, plus v est forte et plus les décrochages induits par le cisaillement sont favorisés (en nombre) au détriment des rééquilibres lents activés par les fluctuations. Ce mécanisme résulte en une dépendance positive de la résistance des aspérités σ_s avec la vitesse v . Précisément, B-C ont établi la loi suivante :

$$\sigma_s(v) \propto 1 + \alpha \ln \left(\frac{v}{v_0} \right). \quad (1.17)$$

L'expression (1.17) prédit bien l'existence d'un effet direct dans les expériences de frottement. En outre, combinées à la décomposition (1.15), les deux expressions (1.16) et (1.17) permettent effectivement de retrouver la loi empirique de Dieterich-Ruina (à un terme supplémentaire négligeable près).

Il convient cependant de souligner que les "aspérités" mises en jeu dans l'établissement de (1.17) doivent nécessairement avoir une taille beaucoup plus petite que celles impliquées dans le processus de fluage (1.16). Dans le cas contraire, le modèle proposé serait incapable de reproduire quantitativement l'amplitude de l'effet direct dans les expériences. Pour B-C, les éléments de base intervenant dans la dissipation frictionnelle sont des joints *nanométriques*, probablement quasi-2D et ultra-confinés [voir aussi, Persson, 1998; Perfettini, 2000]. Comme le montre Bureau *et al.* [2002], ces joints peuvent également présenter une dynamique interne résultant en des effets de vieillissement indépendants de ceux décrits par (1.16). L'expression de la résistance au cisaillement (1.17) ne constitue donc qu'une première approximation de la rhéologie de ces joints [voir aussi Baumberger *et al.*, 2003].

Nous avons vu précédemment (voir § 1.1.3) qu'un facteur essentiel pour observer des instabilités de glissement était l'existence d'un régime d'adoucissement en vitesse ($B - A > 0$). Comme le montre (1.10), un tel adoucissement provient de la compétition entre le comportement rhéologique des aspérités (effet direct durcissant) et l'effet de renouvellement-vieillessement de la population de contacts (effet retardé adoucissant). Or, il est raisonnable

d'envisager, au-delà d'une certaine vitesse critique de glissement, une saturation de la dynamique de vieillissement des contacts. Ainsi, quand bien même un régime d'adoucissement serait observé à faible vitesse, on peut s'attendre à ce qu'il disparaisse à forte vitesse et laisse place au comportement durcissant représentatif de la rhéologie des aspérités. En outre, pour des vitesses encore plus fortes, le frottement doit entrer dans un régime *inertiel* visqueux où μ croît proportionnellement à v (voir B-C).

La transition vers le régime inertiel de frottement a été observée par *Heslot et al.* [1994] en utilisant un système modèle carton-carton (Figure 1.5a). Une telle transition adoucissement-durcissement avec la vitesse a également été rapportée dans certaines expériences "géophysiques" (frottement roche-roche sous fort confinement), et incorporée dans des versions généralisées de la loi de Dieterich-Ruina [p. ex., *Kilgore et al.*, 1993; *Weeks*, 1993; *Blanpied et al.*, 1998]. Toutefois, les auteurs de ces études géophysiques attribuent généralement le durcissement observé pour les fortes vitesses à des effets thermiques. De plus, les différents résultats existants n'apparaissent pas complètement compatibles entre eux. Par exemple, la transition adoucissement-durcissement n'apparaît que pour les faibles pressions de confinement dans les expériences de *Kilgore et al.* [1993] (Figure 1.5b), alors que *Blanpied et al.* [1998] rapportent un résultat opposé (transition observée uniquement aux fortes pressions).

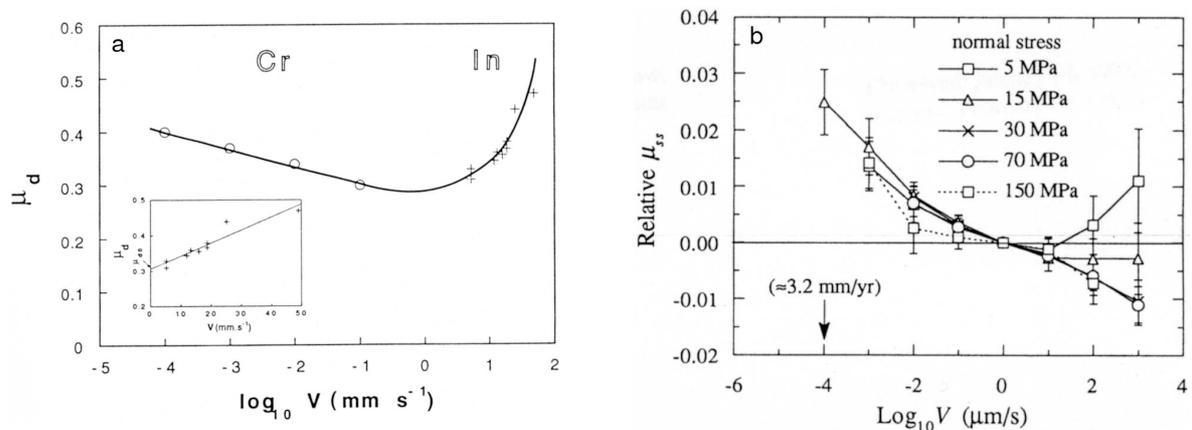


FIG. 1.5 – (a) Évolution du coefficient de frottement stationnaire μ_d (noté μ_{ss} dans le texte) en fonction de la vitesse de glissement v (coordonnées semi-logarithmiques) [figure extraite de l'article de *Heslot et al.*, 1994]. Ces données ont été obtenues avec un système expérimental de patin-ressort mettant en jeu un frottement carton-carton. On remarque la transition entre le régime d'adoucissement en vitesse aux faibles vitesses (Cr : *creep*) et le régime durcissant aux fortes vitesses (In : *inertial*). (Insert) Données du régime inertiel en coordonnées linéaires. (b) Évolution du coefficient de frottement stationnaire μ_{ss} en fonction de la vitesse de glissement v (coordonnées semi-logarithmiques) [figure extraite de l'article de *Kilgore et al.*, 1993]. Ces données proviennent d'expériences de frottement entre des blocs de granite soumis à différentes contraintes normales. La transition durcissement-adoucissement n'est observée que pour la contrainte normale la plus faible (5 MPa).

1.1.5 Universalité de la loi de Dieterich-Ruina

Initialement, la loi de Dieterich-Ruina a été dérivée pour décrire le frottement roche-roche dans un contexte géophysique. Pourtant, comme nous venons de le voir, l'interprétation des processus en jeu a pu être développée en employant des matériaux modèles soumis à des confinements très faibles. Il apparaît en effet que les comportements décrits par cette loi sont quasiment universels. La Figure 1.6 montre ainsi que la réponse caractéristique aux sauts de vitesse (voir § 1.1.3) est observée pour une gamme extrêmement large de matériaux. De plus, on remarque que cette réponse se manifeste non seulement dans les expériences de frottement solide-solide, mais également lors du cisaillement d'une fine couche de gouge synthétique (sable de quartz en général) placée entre deux blocs de roche (voir aussi Figures 1.2 et 1.3). Ce dernier résultat est d'autant plus remarquable que l'interprétation physique présentée dans le paragraphe précédent n'est pas directement applicable au cas du cisaillement de matériaux granulaires.

Coefficients A et B

Dans le cas du frottement roche-roche comme dans le cas de cisaillement de gouges, les valeurs des coefficients A et B de la loi de Dieterich-Ruina sont systématiquement dans la gamme $10^{-3} - 10^{-2}$ [Dieterich et Kilgore, 1994; Marone et al., 1990]. Dans le détail, cependant, de nombreux paramètres peuvent influencer sur ces coefficients et, par suite, sur le signe de la différence $B - A$. On observe ainsi qu'alors que le frottement de surfaces de roches nues est généralement adoucissant en vitesse ($B - A < 0$), la présence d'une couche de gouge tend à stabiliser le glissement, c'est à dire à augmenter la valeur de $B - A$ [Marone, 1998a]. Cet effet peut être expliqué en prenant en compte le comportement volumique des matériaux granulaire cisailés (voir § 3.3.1).

La quantité de glissement semble également avoir une influence essentielle sur $B - A$, particulièrement en présence de gouge. En cisillant une couche de gouge sur de très grands déplacements δ , Beeler et al. [1996] rapportent ainsi une première transition durcissement-adoucissement pour $\delta \approx 10$ mm, puis une transition inverse pour $\delta \approx 100$ mm. Les mécanismes physiques en jeu doivent impliquer l'usure des surfaces rocheuses et les transitions de localisation dans le matériau granulaire. Toutefois, une étude systématique de ces processus resterait à conduire. Enfin, d'autres paramètres peuvent également influencer sur le signe de $B - A$, comme la température [Blanpied et al., 1991], ou même la pression de confinement (en présence de gouge) [Marone et al., 1990; Scholz, 1998].

Distance critique d_c

Pour le frottement roche-roche, la distance critique d_c est généralement de l'ordre de 1–10 μm (Figure 1.6). Sa valeur dépend essentiellement de la rugosité des surfaces en contact [p. ex., Okubo et Dieterich, 1984; Ohnaka et Shen, 1999]. Ces observations sont bien cohérentes avec l'interprétation proposée dans le § 1.1.4 selon laquelle d_c correspond à une taille typique des aspérités le long de l'interface frottante. Dans le cas du cisaillement de couches de gouge, les valeurs de d_c sont en général plus grandes, typiquement de l'ordre de 100 μm [Marone et al., 1990; Marone, 1998a]. En outre, Marone et Kilgore [1993] ont observé une dépendance

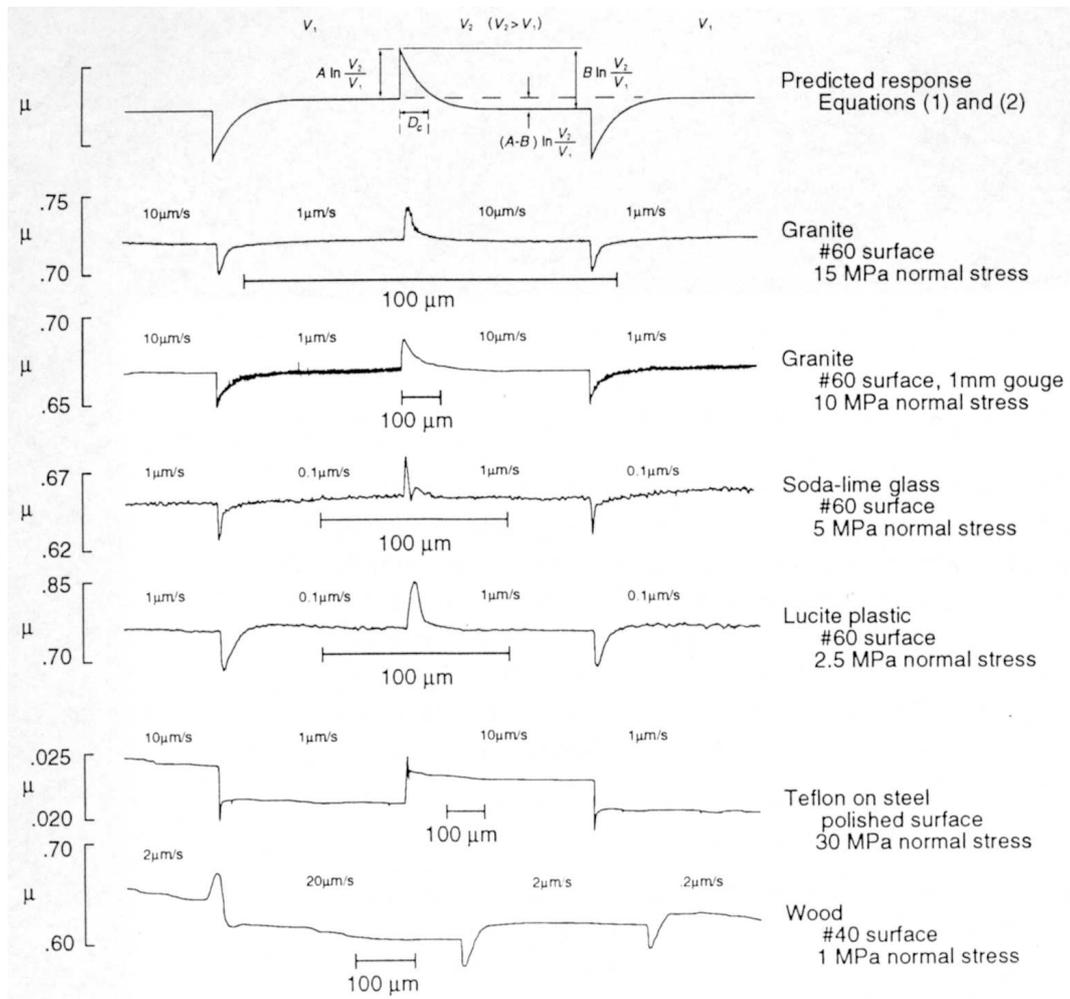


FIG. 1.6 – Évolution du coefficient de frottement μ en fonction du glissement au cours d'expériences de sauts de vitesse [figure extraite de l'article de *Dieterich et Kilgore*, 1994]. La courbe supérieure correspond à la réponse prédite par la loi de Dieterich-Ruina. Les autres courbes correspondent aux réponses mesurées dans différents systèmes expérimentaux impliquant des matériaux très divers.

systématique de d_c avec la taille des grains (initiaux) dans la gouge et une diminution progressive de cette distance avec la quantité de glissement imposée.

L'interprétation de la distance critique d_c en présence de gouge reste une question ouverte. Il pourrait sembler raisonnable de la relier à une taille caractéristique des grains dans le matériau [voir p. ex. *Biegel et al.*, 1989]. Toutefois, la définition d'une telle taille caractéristique n'est pas triviale dans le cas de granulométries polydisperses ou de fracturation des particules lors du glissement. *Marone et Kilgore* [1993] proposent plutôt de relier d_c à l'épaisseur des zones qui localisent la déformation dans la gouge. Même s'ils n'en ont pas d'évidence directe, ils suggèrent en particulier que la diminution de d_c observée au cours du cisaillement est provoquée par un amincissement de ces zones de localisation⁵.

1.2 Le problème de D_c

1.2.1 Applications des lois RSF à la mécanique des séismes

Comme nous l'avons évoqué en introduction, les zones de faille naturelles consistent généralement en des interfaces épaisses constituées d'un broyat de roche plus ou moins cohésif que l'on appelle gouge [p. ex., *Scholz*, 1997; *Sibson*, 2003]. L'universalité de la loi de Dieterich-Ruina au laboratoire, y compris dans les expériences mettant en jeu des couches de gouge synthétique, suggère que cette loi peut être extrapolée au cas des failles réelles. Autrement dit, cette universalité suggère que les mécanismes d'adoucissement actifs durant les séismes doivent être du même type que ceux décrits par la loi de Dieterich-Ruina. Par ailleurs, il s'avère que cette loi permet également de rendre compte de diverses observations concernant le fonctionnement mécanique des failles réelles. Nous renvoyons en particulier aux revues de *Marone* [1998a] et *Scholz* [1998]. À titre d'exemple, nous allons présenter ici deux des applications les plus spectaculaires de la loi de Dieterich-Ruina, concernant la modélisation du cycle sismique et des séquences de répliques.

Modélisation du cycle sismique

Nous avons vu précédemment qu'un système de patin-ressort régi par la loi de Dieterich-Ruina pouvait donner lieu, dans le cas $B - A > 0$, à des cycles de glissement saccadé (Figure 1.4a). Qualitativement, l'analogie entre ce glissement saccadé et la répétition des séismes sur les failles est évidente. Les phases de croissance lente, essentiellement linéaire, de la contrainte cisailante correspondent aux périodes inter-sismiques, alors que les épisodes de chute quasi-instantanée de la contrainte représentent les événements sismiques. Dans le détail, on peut également remarquer dans les cycles de glissement saccadé une accélération progressive du mouvement juste avant les épisodes de chute de contrainte. Ceci est en bon

⁵Nous pouvons remarquer que nos propres résultats apportent un argument en faveur de cette interprétation. En effet, nous mettons en évidence un processus d'amincissement des zones de localisation de la déformation. Précisément, le mécanisme de découplage lent observé dans nos échantillons entre la bande de cisaillement et le reste du matériau (voir en particulier PRE03 et TEC03) résulte en une "sur-localisation" de la déformation. La déformation se concentre progressivement dans une couche située en périphérie de la bande de cisaillement initiale. L'épaisseur de la zone de gouge qui accommode effectivement l'essentiel de la déformation décroît donc au cours du cisaillement.

accord avec l'observation de phénomènes précurseurs avant les grands séismes (augmentation du taux de sismicité, du taux de déformation,...) [p. ex., *Tullis*, 1988; *Scholz*, 1997].

Le système simple de patin-ressort peut être généralisé à des situations plus réalistes de failles incluses dans des massifs élastiques 2D ou 3D. L'étude de stabilité linéaire montre dans ce cas que le glissement continu sur la faille est instable dès que les longueurs d'onde de la perturbation appliquée dépassent une longueur critique donnée par [*Rice et Ruina*, 1983; *Rice et al.*, 2001; *Perfettini*, 2000] :

$$L_{cr} \approx \frac{gd_c}{(B - A)\sigma}. \quad (1.18)$$

Dans l'expression précédente, g représente le module de cisaillement du milieu environnant et σ la contrainte normale sur la faille. La longueur L_{cr} constitue une *longueur de nucléation* des instabilités. Toute perturbation naissant sur la faille doit nécessairement se développer de manière quasi-statique jusqu'à atteindre la taille critique L_{cr} avant de pouvoir donner lieu à un épisode de glissement dynamique [p. ex., *Dieterich*, 1992]. Même si l'on ne dispose pas d'évidences indiscutables, plusieurs études sismologiques tendent à prouver l'existence d'une telle phase de nucléation précédant les grands séismes [*Beroza et Ellsworth*, 1996; *Shibazaki et al.*, 2002; *Ampuero*, 2002].

L'évolution de failles incluses dans des milieux continus élastiques et gouvernées par la loi de Dieterich-Ruina a fait l'objet de nombreuses simulations numériques [p. ex., *Rice*, 1993; *Ben-Zion et Rice*, 1997; *Lapusta et Rice*, 2003]. Moyennant des distributions adéquates des différents paramètres des modèles, ces études permettent de générer des successions d'évènements sismiques relativement réalistes. Elles sont ainsi capables de modéliser correctement le couplage entre les domaines sismogéniques de la faille et ceux soumis à un fluage lent. Chaque séisme est précédé d'une phase d'accélération pré-sismique (phase de nucléation) et suivi par une phase de relaxation post-sismique qui sont, qualitativement, bien cohérentes avec les données [voir aussi *Scholz*, 1998]. Dans une certaine mesure, ces études permettent également de reproduire l'hétérogénéité des champs de glissement et de contraintes sur la faille observée lors des séismes réels. Elles soulignent en particulier le rôle clé joué par l'histoire antérieure de la sismicité sur cette hétérogénéité [voir *Lapusta et Rice*, 2003].

Toutefois, une limitation notable de la loi de Dieterich-Ruina est son incapacité à générer des distributions complexes de séismes. Il est bien connu que la sismicité naturelle vérifie la loi d'échelle empirique de Gutenberg-Richter, qui relie la magnitude M des séismes au nombre $N(M)$ d'évènements de magnitude supérieure à M [p. ex., *Scholz*, 1997] :

$$N(M) = aM^{-b}, \quad (1.19)$$

avec $b \approx 1$. Au contraire, la sismicité synthétique générée dans les simulations de failles utilisant la loi de Dieterich-Ruina n'est généralement constituée que d'une ou deux populations d'évènements. De même, ces simulations reproduisent très mal les successions de précurseurs et de répliques observées dans la Nature avant et après les grands évènements.

Deux approches ont été proposées pour tenter de reproduire cette complexité dans les simulations. La première consiste à introduire dans les modèles, *ab initio*, de fortes hétérogénéités censées représenter les aspérités et les barrières présentes sur les failles réelles. Ces hétérogénéités peuvent être implémentées soit par le biais des paramètres constitutifs employés,

soit en utilisant des modèles *intrinsèquement discrets*⁶ [p. ex., *Cochard et Madariaga*, 1996; *Schmittbuhl et al.*, 1996]. Cette approche considère donc que la complexité des distributions de séismes ne provient pas de la loi de frottement mais plutôt des propriétés de la zone de faille. Une approche alternative, proposée en particulier par *Shaw et Rice* [2000] [voir aussi *Ben-Zion et Rice*, 1997], tente au contraire de générer cette complexité en modifiant la loi de Dieterich-Ruina classique. En restant dans le cadre d'un formalisme RSF, ces auteurs proposent ainsi d'introduire deux variables d'état indépendantes associées à des distances caractéristiques très découplées. Nous verrons que nos résultats expérimentaux tendent à corroborer l'existence d'une telle loi (voir § 3.4).

Modélisation des séquences de répliques

Après un grand séisme, de nombreuses répliques (*aftershocks*) se produisent à la fois sur la faille principale et sur des failles annexes. Le nombre n de ces répliques décroît avec le temps t depuis l'évènement principal en suivant la loi empirique d'Omori :

$$n \propto \frac{1}{(1+t)^p}, \quad (1.20)$$

où $p \approx 1$ [p. ex., *Scholz*, 1997]. Un des plus grands succès de la loi de Dieterich-Ruina consiste en sa capacité à reproduire fidèlement ce processus de décroissance hyperbolique des répliques. *Dieterich* [1994] considère ainsi une population de failles indépendantes qui, en l'absence de perturbation, donne lieu à un taux de sismicité de base constant. Il montre que lorsqu'on soumet cette population à un incrément brutal de contrainte, le taux de sismicité augmente instantanément au-dessus de son niveau de base, puis décroît ensuite en suivant une loi tout à fait cohérente avec (1.20). Plus récemment, *Ziv et Rubin* [2003] ont généralisé ce résultat en prouvant que les conclusions de *Dieterich* [1994] restent valables même lorsqu'on relâche les principales hypothèses de son étude (à savoir l'indépendance des répliques et le fait que toutes les failles étaient considérées dans leur phase d'accélération pré-sismique).

1.2.2 Lois de frottement en glissement

Malgré les succès des lois RSF de type Dieterich-Ruina, de nombreuses études utilisent des lois d'adoucissement en glissement pour décrire l'évolution du frottement sur les failles. Ce type de loi a été développé en mécanique de la fracture où il est employé pour représenter l'affaiblissement progressif de la zone de processus avant le passage de la rupture [*Rice*, 1980]. En géophysique, le cas le plus courant consiste à considérer une loi d'adoucissement en glissement *linéaire* (Figure 1.7). Cette loi prescrit que la décroissance du coefficient de frottement μ commence au moment où le glissement s'initie et se prolonge ensuite à taux constant sur une distance D_c . Au-delà, μ ne varie plus et reste égal à sa valeur dynamique μ_d . Le paramètre D_c représente la distance critique d'adoucissement de la loi.

L'intérêt principal des lois en glissement est d'être beaucoup plus faciles à implémenter numériquement que les lois RSF. Cependant, leur applicabilité aux situations géophysiques est

⁶La notion de modèle intrinsèquement discret désigne les modèles où le pas de discrétisation spatiale est plus grand que la longueur de nucléation des instabilités L_{cr} [*Rice*, 1993]. (Cette condition est réalisée en utilisant des maillages numériques suffisamment grossiers ou en considérant des lois de frottement pour lesquelles $L_{cr} = 0$, comme les lois d'adoucissement en vitesse par exemple.) *Ben-Zion et Rice* [1997] suggèrent que de tels modèles peuvent prendre en compte, de manière approchée, l'hétérogénéité des failles.

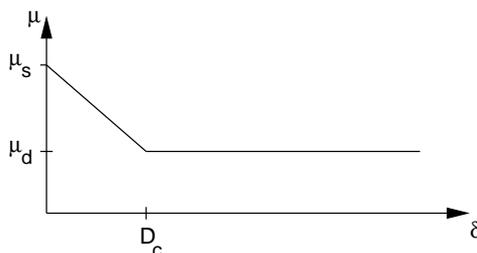


FIG. 1.7 – Évolution du coefficient de frottement μ en fonction du glissement δ dans le cas d’une loi d’adoucissement linéaire en glissement.

plus restreinte. Elles sont ainsi incapables de générer des répétitions d’instabilités analogues au cycle sismique. Dans le cas de la loi de Dieterich-Ruina, l’apparition de glissement saccadé est rendu possible par la combinaison de l’effet d’adoucissement en vitesse avec un mécanisme de vieillissement en temps. Si les lois en glissement prennent également en compte un effet d’adoucissement, elles ne comportent en revanche aucun mécanisme capable de renforcer la faille après les instabilités. Les lois en glissement sont également incapables de reproduire la décroissance lente des répliques après un séisme. En effet, comme le montre *Dieterich* [1994], c’est essentiellement grâce à sa dépendance logarithmique en vitesse que la loi de Dieterich-Ruina permet de rendre compte de ce processus.

En revanche, les lois en glissement sont bien adaptées si l’on veut se limiter à l’étude d’un évènement sismique particulier. Ces lois donnent lieu à des phénomènes d’initiation et de propagation des instabilités très similaires à ceux observés avec la loi de Dieterich-Ruina. En particulier, dans la mesure où le frottement s’adoucit sur une quantité de glissement non nulle, elles prédisent également l’existence d’une taille critique de nucléation analogue à (1.18) en-deçà de laquelle les instabilités ne peuvent se développer dynamiquement [p. ex., *Campillo et Ionescu*, 1997; *Uenishi et Rice*, 2003]. *Cocco et Bizzarri* [2002] et *Bizzarri et Cocco* [2003] suggèrent d’ailleurs que, pour la modélisation d’une rupture dynamique unique, l’emploi d’une loi d’adoucissement en glissement est essentiellement équivalent à l’emploi de la loi de Dieterich-Ruina. Ces auteurs considèrent une faille régie par la loi de Dieterich-Ruina et montrent que, durant la rupture, l’évolution de la contrainte cisailante suit une évolution en glissement analogue à celle que prédirait une loi en glissement. La distance critique D_c de la loi équivalente en glissement est liée au paramètre d_c de la loi RSF selon :

$$D_c = \eta d_c, \quad (1.21)$$

où le coefficient $\eta \approx 10 - 20$ avec le choix de paramètres réaliste de *Cocco et Bizzarri* [2002].

Certains expérimentateurs font également le choix d’interpréter leurs résultats en termes de loi en glissement plutôt qu’en utilisant le formalisme RSF [p. ex., *Ohnaka et Shen*, 1999; *Ohnaka*, 2003]. Ces auteurs étudient l’évolution du frottement au cours d’un épisode de glissement (dynamique) sur une faille expérimentale constituée de deux blocs rocheux en contact. Leur argument principal est que le formalisme en glissement permet des comparaisons plus faciles entre résultats de laboratoire et observations naturelles. Cependant, il est tout à fait possible que les mécanismes d’adoucissement à l’œuvre durant leurs expériences de rupture soient en fait du même type que ceux décrits par la loi de Dieterich-Ruina, c’est à dire essentiellement activés par la vitesse de glissement. La très faible distance d’adoucissement

$D_c \approx 10 \mu\text{m}$ déterminée par *Ohnaka et Shen* [1999], en bon accord avec les valeurs habituelles du paramètre RSF d_c , vient d'ailleurs conforter cette interprétation.

De manière générale, l'observation d'une évolution du coefficient de frottement avec le glissement n'est pas suffisante pour déterminer les mécanismes physiques d'adoucissement en jeu. En d'autres termes, il ne faut pas confondre formalisme en glissement et processus d'adoucissement activé par le glissement. Ainsi, ce n'est pas parce que, pour un épisode de rupture donné, la loi de Dieterich-Ruina se réduit à une loi *apparente* en glissement que les processus à l'œuvre sont activés uniquement par le glissement. Physiquement, la dynamique interne dépend en fait de v et θ . Il suffirait, par exemple, d'imposer un temps d'arrêt au système pour constater l'apparition d'un pic de frottement incompatible avec le formalisme d'adoucissement en glissement. À l'inverse, il est possible d'imaginer l'existence de "vrais" mécanismes d'adoucissement en glissement, indépendants du temps. Clairement, la physique de tels mécanismes pourrait être prise en compte par une loi d'adoucissement en glissement, mais pas par une loi de type Dieterich-Ruina classique (voir chapitre 3).

1.2.3 Adoucissement du frottement sur les failles réelles

Comme nous l'avons vu, de solides arguments tendent à montrer que la loi expérimentale de Dieterich-Ruina peut être utilisée pour décrire l'évolution du frottement sur les failles réelles. Non seulement cette loi est-elle universelle au laboratoire, mais elle permet également de rendre compte de phénomènes naturels très subtils tels que les processus de nucléation des séismes ou l'activation des répliques. Pour autant, comme nous allons l'expliquer, l'extrapolation aux failles de la loi de Dieterich-Ruina se trouve confrontée à un problème quantitatif majeur concernant les distances critiques d'adoucissement en jeu. Précisément, les valeurs du paramètre d_c déterminées au laboratoire (1–100 μm) semblent beaucoup trop petites pour rendre compte de l'adoucissement du frottement sur les failles réelles.

Nous présenterons dans le § 3.4.1 une revue des principaux résultats sismologiques existants concernant la distance d'adoucissement sur les failles. Pour les raisons de simplicité évoquées plus haut, l'évolution du coefficient de frottement au cours des séismes est généralement modélisée en utilisant des lois formulées en glissement. Les estimations sismologiques de distance d'adoucissement concernent donc essentiellement le paramètre D_c . Quelle que soit la méthode employée, on constate que les valeurs de D_c trouvées pour les grands séismes sont systématiquement dans la gamme 0.1-1 m (Figure 1.8). (Nous appelons ici *grands* séismes les événements ayant produit un glissement typiquement supérieur à 1 m.) Même en tenant compte de l'expression (1.21) reliant les paramètres D_c et d_c , il existe donc *au moins* deux ordres de grandeur entre les distances d'adoucissement mesurées au laboratoire et celles estimées pour les failles réelles. Cette observation ne plaide pas en faveur de l'applicabilité de la loi expérimentale de Dieterich-Ruina aux situations naturelles.

Il faut cependant avoir conscience du fait que la marge d'erreur sur les estimations de D_c pour les failles est considérable. La méthode la plus employée consiste reconstruire l'histoire des contraintes au cours du séisme en utilisant les modèles cinématiques de glissement obtenus à partir des enregistrements sismologiques [*Ide et Takeo*, 1997; *Bouchon et al.*, 1998]. Comme le soulignent leurs auteurs, ces études surestiment vraisemblablement la distance d'adoucissement réelle du fait, en particulier, des procédures de lissage imposées par la faible résolution spatiale des modèles cinématiques. De plus, les limitations fréquentielles des données utilisées induisent une indétermination fondamentale entre le paramètre D_c et une autre inconnue du

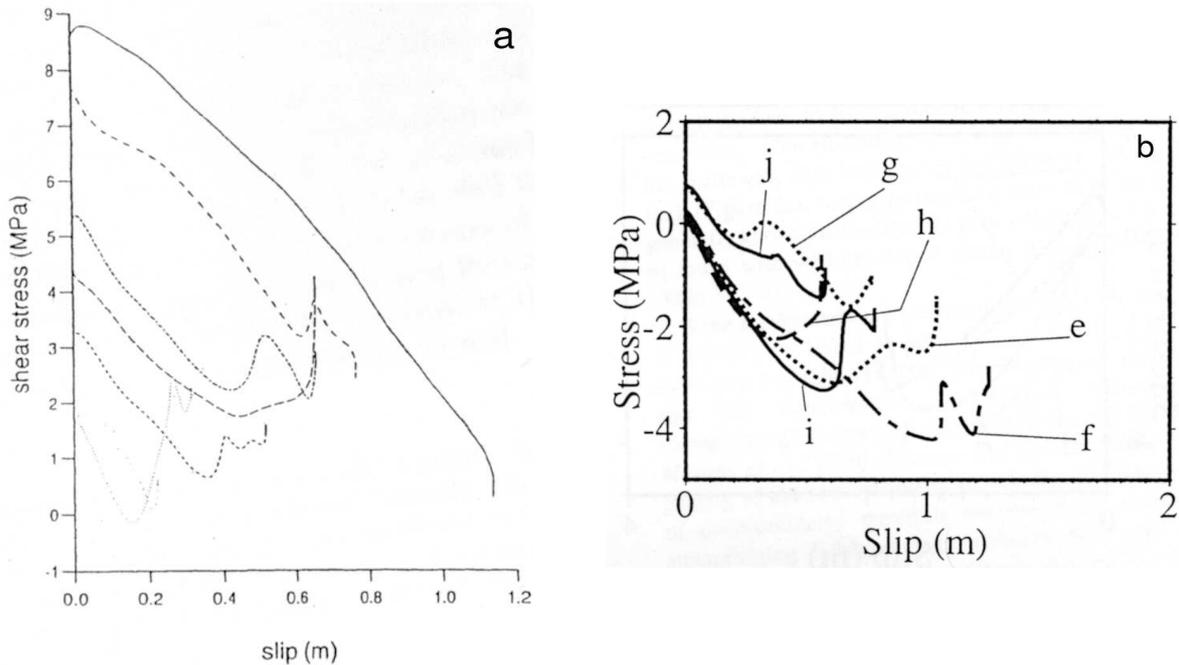


FIG. 1.8 – Évolution de la contrainte cisailante en fonction du glissement au cours du séisme de Kobe (1995, $M_S = 6.8$). **(a)** Figure extraite de l'article de *Bouchon et al.* [1998]. Les différentes courbes correspondent à différentes positions sur la faille le long d'un profil vertical. (Plus les pointillés sont légers, plus la position considérée est profonde, dans la gamme 0–20 km.) **(b)** Figure extraite de l'article de *Ide et Takeo* [1997]. Les différentes courbes correspondent à différentes positions sur la faille, toutes situées en profondeur (> 10 km). Pour les deux figures, l'histoire de la contrainte a été reconstruite à partir des modèles cinématiques de glissement. Les auteurs de la Figure (a) ont pu déterminer l'histoire de la contrainte absolue, alors que ceux de la Figure (b) se sont limités à l'histoire de la contrainte relative.

problème : l'excès de contrainte⁷ [*Guatteri et Spudich*, 2000]. Une autre méthode consiste à déterminer D_c à partir de l'observation dans certains enregistrements sismologiques de la phase de nucléation dynamique des séismes [*Ampuero*, 2002; *Ohnaka*, 2003]. Les résultats obtenus sont tout aussi discutables car la mise en évidence de cette phase de nucléation impose d'étudier les données dans des gammes de fréquence très sensibles aux phénomènes d'atténuation des ondes sismiques [*Ellsworth et Beroza*, 1995; *Beroza et Ellsworth*, 1996; *Shibazaki et al.*, 2002].

Toutefois, même si la valeur exacte de D_c sur les failles reste incertaine, on peut se convaincre aisément qu'elle doit être, en tout état de cause, bien supérieure aux valeurs mesurées au laboratoire. *Guatteri et Spudich* [2000] montrent ainsi qu'à la différence du paramètre D_c , l'énergie apparente de fracture G_c peut être estimée de manière relativement stable à partir des inversions sismologiques. Les valeurs trouvées pour les grands séismes

⁷L'excès de contrainte (*strength excess*) est défini comme la différence $\Delta\tau_e = \tau_s - \tau_0$ entre la contrainte τ_s au pic de la loi de frottement (voir Figure 1.7) et la contrainte initiale τ_0 qui régnait à la position considérée avant le début du glissement. Du fait de la forte hétérogénéité des champs de glissement et de contrainte sur les failles, ce paramètre $\Delta\tau_e$ est non nul en de nombreux endroits de la zone de rupture [p. ex. *Bouchon*, 1997; *Bouchon et al.*, 1998].

sont typiquement de l'ordre de $G_c \approx 10^6 - 10^8 \text{ J/m}^2$ (voir § 3.4.2, Figure 3.9). Par ailleurs, cette énergie de fracture est reliée à D_c selon : $G_c \approx \Delta\tau \times D_c$, où $\Delta\tau$ représente la chute de contrainte induite par le séisme. Cette quantité $\Delta\tau$ peut être déduite de manière fiable à partir des spectres des enregistrements sismologiques [Abercrombie, 1995; Aki et Richards, 2002]. En dépit d'une assez forte dispersion dans les résultats, il semble que la valeur de $\Delta\tau$ soit constante pour une large gamme de tailles de séismes, et en tout cas toujours comprise dans les bornes extrêmes 0.1-100 MPa. Même dans le cas le plus défavorable ($G_c = 10^6 \text{ J/m}^2$ et $\Delta\tau = 0.1 \text{ MPa}$), on aboutit alors à l'estimation suivante : $d_c \approx D_c/10 > 1 \text{ mm}$, qui reste incompatible avec les valeurs déterminées expérimentalement.

Dans une étude récente, Lapusta et Rice [2003] présentent cependant un argument intéressant qui tend à contredire l'existence d'une grande différence entre les distances d'adoucissement expérimentales et sismologiques. Ils remarquent que la taille des zones de rupture pour les plus petits séismes que l'on arrive à mesurer est de l'ordre de 1 m. La longueur L_{cr} de la zone de nucléation de ces séismes doit donc nécessairement être inférieure à 1 m. En utilisant l'expression (1.18), et en considérant des valeurs réalistes de $g = 30000 \text{ MPa}$, $\sigma = 50 \text{ MPa}$ et $B - A = 0.014$, ils en déduisent une estimation du paramètre RSF $d_c \lesssim 10 \mu\text{m}$ tout à fait compatible avec les mesures expérimentales. Nous pensons que la prise en compte conjointe de cet argument et de celui présenté dans le paragraphe précédent revient nécessairement à considérer l'existence de plusieurs longueurs d'adoucissement indépendantes sur les failles réelles. En accord avec cette interprétation, différents résultats récents mettent d'ailleurs en évidence des variations de D_c en fonction de la taille du séisme considéré (voir § 3.4.3, Figure 3.12).

En conclusion, il est donc vraisemblablement nécessaire de faire une distinction entre petits et grands séismes. Pour les petits séismes, les distances d'adoucissement mises en jeu sont apparemment bien compatibles avec les résultats expérimentaux. Dans ce cas, il semble raisonnable de vouloir décrire l'évolution du frottement au cours du séisme en utilisant la loi de Dieterich-Ruina. Pour les grands séismes, en revanche, les distances d'adoucissement que l'on observe sont beaucoup plus grandes que celles déterminées au laboratoire. Malgré les nombreux arguments évoqués précédemment, l'évolution du frottement lors des ces séismes ne peut donc pas être décrite en extrapolant directement la loi expérimentale de Dieterich-Ruina.

1.3 Réponses possibles

Les conclusions de la section précédente sous-tendent les questions qui vont nous guider tout au long de ce manuscrit. Comment décrire l'adoucissement du frottement sur les failles au cours des grands séismes dans la mesure où celui-ci semble incompatible *quantitativement* avec les lois expérimentales classiques ? La différence quantitative observée signifie-t-elle que les mécanismes physiques régissant l'évolution du frottement sur les failles sont différents de ceux observés au laboratoire ? Les études sismologiques n'apportent malheureusement que peu d'éléments de réponse à ces questions. En effet, comme nous l'avons déjà souligné, la connaissance de l'évolution du frottement au cours d'un épisode de rupture dynamique n'est pas suffisante pour déterminer la loi de frottement. Dans la suite, nous allons présenter rapidement les deux démarches distinctes que l'on peut suivre pour tenter de répondre à ces questions et, donc, de réconcilier lois de frottement expérimentales et sismologiques.

1.3.1 Mise à l'échelle de la loi de Dieterich-Ruina

La première approche consiste à supposer que les mécanismes physiques décrits par la loi de Dieterich-Ruina restent les mécanismes dominants à l'échelle des failles. Cependant, afin de rendre compte quantitativement de l'adoucissement au cours des (grands) séismes, il faut alors considérer que la distance caractéristique d_c de la loi est beaucoup plus grande à l'échelle des failles qu'à l'échelle du laboratoire. En d'autres termes, cette approche regarde la quantité d_c comme un paramètre dépendant de l'échelle du système étudié [p. ex. *Scholz*, 1988; *Marone et Kilgore*, 1993; *Ohnaka*, 2003].

Au vu de l'interprétation classique reliant d_c à une taille caractéristique des aspérités sur l'interface frottante (voir § 1.1.4), une dépendance de cette longueur caractéristique avec l'échelle paraît *a priori* assez naturelle. Récemment, *Campillo et al.* [2001] et *Perfettini et al.* [2003] ont calculé la longueur d'adoucissement équivalente d'une faille hétérogène composée d'un assemblage de segments bloqués et glissants. En utilisant un formalisme en glissement, ils montrent que le paramètre D_c macroscopique de la faille est beaucoup plus grand que les longueurs d'adoucissement régissant chaque segment. De plus, cette longueur macroscopique est fonction de la taille caractéristique des hétérogénéités sur la faille.

On imagine aisément que les hétérogénéités impliquées dans le glissement sur les failles doivent avoir une taille plus grande que celles impliquées dans les expériences de laboratoire. Ceci pourrait expliquer la différence entre les valeurs de d_c dans les deux cas. En pratique, cependant, le problème s'avère beaucoup plus complexe dès qu'il s'agit de quantifier précisément la taille caractéristique des hétérogénéités. Ainsi, différentes études ont montré que la rugosité des surfaces de fracture était fractale (auto-affine), et ce aussi bien à l'échelle du laboratoire [*Schmittbuhl et al.*, 1995] qu'à l'échelle du terrain [*Brown et Scholz*, 1985; *Power et al.*, 1987; *Schmittbuhl et al.*, 1993]. De plus, quelle que soit l'échelle considérée, l'exposant de Hurst⁸ que l'on détermine est toujours le même, de l'ordre de 0.8. Il est donc formellement impossible de définir une taille caractéristique à partir de la rugosité des surfaces de fracture.

Malgré ce constat, différents auteurs ont tout de même cherché à mettre en évidence des tailles caractéristiques dans les propriétés des contacts solide-solide. À partir de l'observation de leurs échantillons expérimentaux, *Ohnaka et Shen* [1999] et *Ohnaka* [2003] affirment ainsi que le caractère auto-affine des surfaces de fracture doit nécessairement être confiné à une gamme d'échelles finie. Ils suggèrent que les longueurs de coupure correspondantes sont vraisemblablement beaucoup plus grandes sur les failles qu'au laboratoire, et proposent d'y relier directement le paramètre d_c . On peut toutefois opposer à leur argument le fait que la rugosité de leurs échantillons a été préparée synthétiquement par abrasion. Elle ne peut donc pas être considérée comme représentative de la rugosité de vraies surfaces de fracture qui, en général, n'exhibent pas de telles longueurs de coupure [*Schmittbuhl et al.*, 1995].

Quant aux surfaces de failles réelles, les données existantes sont insuffisantes pour infirmer ou confirmer l'existence de coupures dans le régime d'auto-affinité. La gamme d'échelle analysée sur le terrain n'excède jamais la dizaine de mètres [*Power et al.*, 1987; *Schmittbuhl et al.*, 1993]. Néanmoins, nous avons récemment examiné les corrélations du champ de contrainte sur la faille de Nojima au cours du séisme de Kobe [à partir des inversions de *Bouchon et al.*, 1998]. Sans être définitifs, les résultats de cette étude montrent que l'hétérogénéité des failles

⁸L'exposant de Hurst ζ caractérise l'anisotropie de la transformation affine laissant une surface auto-affine (statistiquement) invariante. Le cas $\zeta = 1$ correspond à une surface auto-similaire, le cas $\zeta = 0.5$ à une "surface brownienne".

à très grande échelle (plusieurs km) semble toujours bien compatible avec un comportement auto-affine d'exposant de Hurst égal à 0.8 [Chambon *et al.*, 2002a].

Scholz [1988] démontre qu'il est possible de faire apparaître une longueur caractéristique dans le problème du contact entre deux surfaces fractales [voir aussi Perfettini, 2000]. Il s'agit de la taille minimale des jonctions formées au contact, laquelle dépend en particulier de la pression de confinement appliquée. Toutefois, l'applicabilité de cette longueur aux failles naturelles est loin d'être évidente, particulièrement en présence de débris provenant de l'usure progressive des surfaces. Cette remarque s'applique d'ailleurs génériquement à tous les modèles tentant d'extrapoler les valeurs expérimentales de d_c en se fondant sur les propriétés des interfaces solide-solide. Tous ces modèles se trouvent intrinsèquement limités par la complexité des zones de faille réelles, en particulier par la présence de gouge.

Ceci nous amène à évoquer la situation plus réaliste de la mise à l'échelle de d_c en présence d'une couche de gouge. Comme, nous l'avons déjà expliqué (voir 1.1.5), Marone *et Kilgore* [1993] proposent, dans ce cas, de relier le paramètre d_c à l'épaisseur T des zones accommodant la déformation dans le matériau. D'après leurs résultats expérimentaux, ils établissent la relation suivante : $d_c = \xi T$, avec $\xi \approx 0.01$. Une distance d'adoucissement "sismologique" $d_c \approx D_c/10 = 1$ cm correspondrait donc à $T \approx 1$ m. On peut remarquer que cette valeur de T est justement de l'ordre de l'épaisseur des noyaux déformés observés autour des grandes failles [Chester *et al.*, 1993; Chester *et Chester*, 1998]. Toutefois, comme nous le soulignerons par la suite (voir chapitre 5), la zone localisant l'essentiel de la déformation au cours d'un séisme ne correspond généralement qu'à une infime portion de ce noyau.

En résumé, s'il semble naturel de considérer que le paramètre d_c doit dépendre de l'échelle, aucun des mécanismes physiques proposés pour expliquer cette dépendance ne s'avère pour l'instant capable d'expliquer quantitativement la différence entre les valeurs mesurées au laboratoire et sur les failles. Cette approche se trouve confrontée à la difficulté fondamentale de définir une taille caractéristique pertinente pour décrire l'hétérogénéité sur les surfaces de fracture et sur les failles.

1.3.2 Au-delà de la loi de Dieterich-Ruina

La seconde approche pour réconcilier lois de frottement expérimentales et sismologiques consiste à supposer qu'il existe sur les failles des processus d'adoucissement autres que ceux décrits par la loi de Dieterich-Ruina. Cette approche n'implique pas que les processus décrits par la loi de Dieterich-Ruina soient inactifs à l'échelle des failles. Comme nous l'avons vu, il est d'ailleurs probable que ces processus restent dominants au cours des petits séismes. Toutefois, cette approche considère qu'au moins lors des grands séismes, il doit également exister d'autres mécanismes d'adoucissement, d'amplitude supérieure aux effets "à la Dieterich-Ruina" et vraisemblablement associés à des distances caractéristiques décimétriques.

Dans la suite de manuscrit, c'est cette seconde approche que nous allons privilégier pour tenter de résoudre le *problème de D_c* . Nous voulons mettre en évidence *expérimentalement* l'existence de nouveaux mécanismes d'adoucissement. Compte tenu de la prédominance de la loi de Dieterich-Ruina dans quasiment toutes les études expérimentales existantes, cette recherche de nouveaux mécanismes d'adoucissement impose la conception de nouveaux protocoles. Il convient d'explorer l'influence de paramètres peu étudiés jusqu'à présent en tentant, si possible, de se rapprocher des conditions naturelles. Avant de passer à la description de

nos travaux, nous voulons rappeler rapidement certains résultats récents suggérant qu'il est effectivement possible de mettre en défaut la loi de Dieterich-Ruina au laboratoire.

Observations expérimentales existantes

Fortes vitesses de glissement. Le premier paramètre dont on peut songer à explorer l'influence plus systématiquement est la vitesse de glissement, particulièrement dans la limite des hautes vitesses. Les gammes expérimentales typiques de vitesse ($1 - 100 \mu\text{m/s}$) se situent en effet bien en-deçà des valeurs sismiques ($\approx 1 \text{ m/s}$). D'une part, comme nous l'avons déjà évoqué (voir § 1.1.4), on peut s'attendre à une disparition de l'adoucissement en vitesse dans la loi de Dieterich-Ruina au-delà d'une certaine vitesse critique. D'autre part, il est probable que la conjugaison entre fortes vitesses et fort confinement puisse également entraîner une augmentation importante de la température le long de l'interface. Ceci pourrait activer de nouveaux mécanismes d'adoucissement causés, en particulier, par des processus de fusion locaux ou globaux [Rice, 1999]. Tsutsumi et Shimamoto [1997] ont atteint expérimentalement cette limite de fusion sous cisaillement en imposant des vitesses de l'ordre du m/s à des échantillons de gabbro. Ils observent que l'apparition du liquide fondu est accompagnée d'une diminution de plus de 50% du coefficient de frottement effectif de l'interface.

Goldsby et Tullis [2002] décrivent une étude dans laquelle ils ont imposé des taux de glissement allant jusqu'à quelques mm/s à des échantillons de quartzite. À ces vitesses, les effets thermiques restent négligeables dans leurs expériences. Pourtant, ils rapportent également un fort effet d'adoucissement du frottement, d'amplitude complètement incompatible avec la loi de Dieterich-Ruina habituelle (Figure 1.9a). De plus, les mécanismes à l'origine de cet adoucissement semblent être activés exclusivement par le glissement de l'interface : la décroissance du frottement n'est absolument pas affectée par l'application de périodes d'arrêt. Enfin, de façon remarquable, on s'aperçoit que cet adoucissement implique justement une distance caractéristique apparente D_c d'ordre décimétrique. Goldsby et Tullis [2002] attribuent ce nouvel effet à la lubrification de l'interface par un gel de silice amorphe qui résulterait de la fracturation extrême de fins débris d'usure en présence d'humidité. La possibilité d'extrapoler aux failles naturelles un tel mécanisme d'adoucissement reste une question ouverte.

Déchargement de l'interface. D'autres auteurs se sont intéressés à l'évolution du coefficient de frottement au cours d'expériences de *slip-hold-slip* modifiées [Nakatani, 1998; Karner et Marone, 1998, 2001]. Dans les expériences classiques, la contrainte cisailante à l'interface varie très peu durant les phases d'arrêt (seul l'effet de fluage à tendance à provoquer une relaxation lente du coefficient de frottement : voir § 1.1.3). Au contraire, ces auteurs prescrivent des déchargements partiels ou totaux de la contrainte cisailante durant les phases d'arrêt qu'ils réalisent. Ils considèrent un système constitué d'une fine couche de gouge placée entre deux blocs de roche, et étudient la réponse du coefficient de frottement lors de la reprise du cisaillement après ces phases d'arrêt déchargées. [voir aussi les expériences similaires de Géminard et al., 1999; Losert et al., 2000].

On observe en premier lieu que l'amplitude du pic de frottement intervenant après les phases d'arrêt déchargées est notablement plus grande que dans les expériences conventionnelles (Figure 1.9b). De plus, ce pic est d'autant plus fort que la contrainte résiduelle durant la phase d'arrêt est faible. Karner et Marone [2001] rapportent également un effet d'adoucissement en temps : le pic de frottement a tendance à diminuer avec le temps d'arrêt imposé.

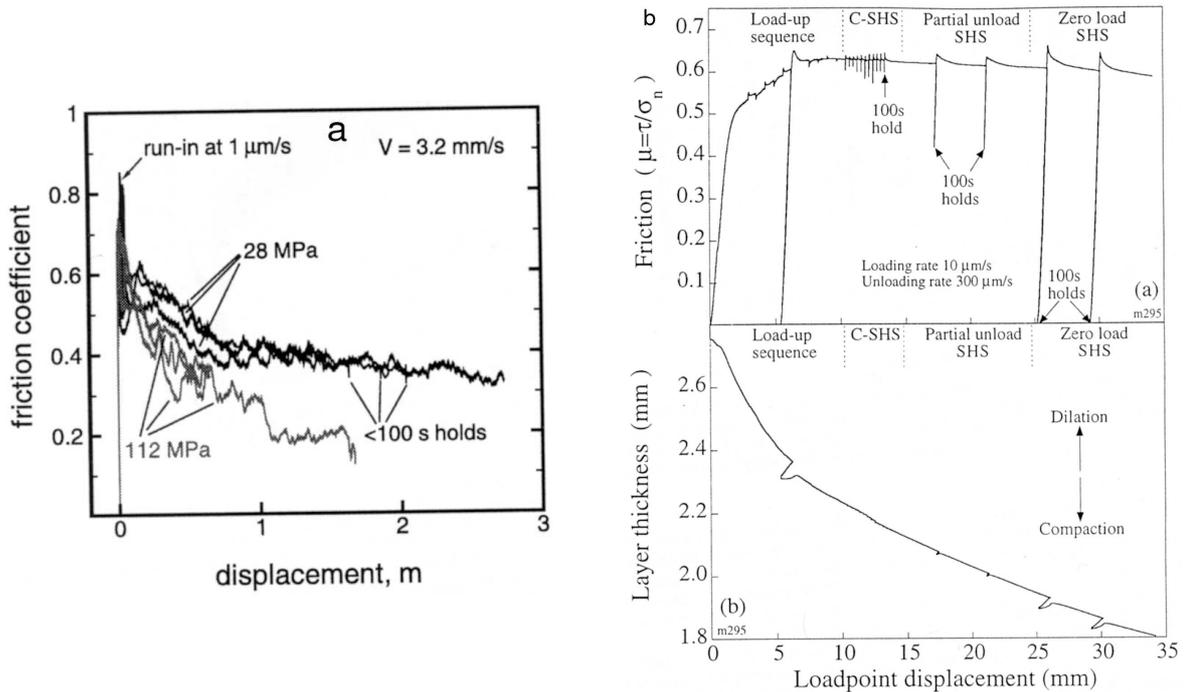


FIG. 1.9 – (a) Évolution du coefficient de frottement en fonction du glissement au cours d’expériences conduites avec des surfaces de quartzite. La vitesse de glissement appliquée v est de 3.2 mm/s et la pression de confinement de 28 ou 112 MPa [figure extraite de l’article de *Goldsby et Tullis*, 2002]. (b) Évolution du coefficient de frottement effectif et de l’épaisseur de la couche de gouge au cours d’une expérience de cisaillement d’une gouge synthétique (sable de quartz) [figure extraite de l’article de *Karner et Marone*, 2001]. La vitesse de cisaillement v est de 10 μm/s et la pression de confinement de 25 MPa. L’expérience composite présentée implique des phases d’arrêt conventionnelles (C-SHS) de durées variables entre 10 s et 10000 s, et des phases d’arrêt avec déchargement partiel ou total de l’interface (SHS) de durées égales à 100 s.

Dans les expériences de *Nakatani* [1998], au contraire, le pic semble indépendant du temps d’arrêt. Quoiqu’il en soit, ces auteurs remarquent tous que le comportement observé après les phases d’arrêt déchargées est incompatible avec la loi de frottement de Dieterich-Ruina classique.

Pour *Karner et Marone* [2001] comme pour *Nakatani* [1998], cette réponse atypique est liée à des mécanismes spécifiquement granulaires de consolidation et de réorganisation intervenant dans la couche de gouge lors des déchargements. On remarque également que ces mécanismes semblent impliquer des distances caractéristiques supérieures à celles observées durant les expériences habituelles. Comme le montre la Figure 1.9b, le ré-adoucissement du frottement après les pics intervient sur des glissements de l’ordre de plusieurs mm. Ces observations permettent de tirer une conclusion provisoire quant à l’applicabilité de la loi de Dieterich-Ruina en présence de gouge. Comme le soulignent *Karner et Marone* [2001], cette loi est bien adaptée pour décrire la réponse à de petites perturbations, mais semble prise en défaut dès que le système est placé dans une situation suffisamment éloignée de son état d’équilibre.

Vue d'ensemble de notre étude

La démarche que nous avons suivie a consisté à examiner la réponse en frottement d'une couche de gouge granulaire d'épaisseur nettement supérieure aux cas habituellement étudiés (voir chapitre 2). Indépendamment de la vitesse de glissement ou de l'amplitude des perturbations imposées, l'augmentation de l'épaisseur de la gouge constitue en effet une autre piste pour tenter de rapprocher les expériences de laboratoire des systèmes naturels. Pour caractériser la rhéologie de nos échantillons épais, nous avons employé à la fois les tests RSF classiques (sauts de vitesse, *slip-hold-slip*) et des sollicitations moins conventionnelles telles que l'application d'arrêts déchargés ou de très grands glissements.

Comme nous le verrons (chapitre 3), un nouveau mécanisme d'adoucissement impliquant des distances caractéristiques décimétriques apparaît dans nos expériences. Ceci nous a permis de formuler une nouvelle loi de frottement généralisant la loi classique de Dieterich-Ruina. Les prédictions de notre loi, particulièrement en termes d'énergie de fracture libérée durant le glissement, s'avèrent en très bon accord avec les observations sismologiques. En outre, nous disposons également de photos permettant d'étudier localement l'accommodation de la déformation dans nos échantillons (chapitre 4). Nous avons pu en déduire une interprétation physique rendant compte du nouveau mécanisme d'adoucissement observé. En particulier, nous montrerons que ce mécanisme est lié à des effets de relaxation lente intervenant hors de la bande de cisaillement fortement déformée. Autrement dit, l'épaisseur mécanique effective de nos échantillons est beaucoup plus grande que ne le suggère la microstructure. Finalement, sur la base d'observations de terrain, nous avons tenté d'extrapoler nos résultats expérimentaux en proposant un modèle simple de fonctionnement mécanique des zones de faille (chapitre 5).

Chapitre 2

Présentation du dispositif expérimental

Dans ce chapitre, nous décrivons le dispositif expérimental que nous avons utilisé pour caractériser la rhéologie des gouges de faille. Nous voulons, en particulier, préciser les conditions aux limites imposées aux échantillons et insister sur les particularités de nos expériences par rapport aux études antérieures. Certains aspects plus techniques concernant la fabrication des échantillons, la chaîne de commandes et d'acquisition, ainsi que le logiciel de pilotage de la machine seront également abordés. Finalement, nous récapitulerons les différents matériaux que nous avons utilisés et les différents essais réalisés.

2.1 L'Appareil de Cisaillement Simple Annulaire (ACSA)

2.1.1 Description de l'appareil

L'ACSA est décrit en détail dans l'article JGR03-I (voir en particulier les Figures 2 à 4 de cet article). Nous nous contenterons dans ce paragraphe de rappeler son principe de fonctionnement et de présenter quelques illustrations supplémentaires. Cet appareil a été développé au CERMES (École Nationale des Ponts et Chaussées) au cours de la thèse de *Lerat* [1996]. Initialement destiné à l'étude des interfaces sol-structure en mécanique des sols, nous avons pu l'utiliser dans le cadre de problématiques géophysiques (étude de très grands déplacements, variations de la vitesse de cisaillement,...).

Comme le montre la Figure 2.1, le principe de l'ACSA consiste à construire un échantillon annulaire de matériau granulaire autour d'un cylindre central en acier. Le cisaillement du matériau est assuré par la mise en rotation du cylindre à vitesse angulaire imposée Ω_i . La surface externe de l'échantillon est placée au contact d'une chambre de confinement remplie d'eau à pression imposée σ_e . Une membrane cylindrique en néoprène (épaisseur : 2 mm) assure l'isolation entre le matériau et le liquide de confinement. Verticalement, deux plaques fixes et rigides (respectivement en dural et verre) viennent enserrer les surfaces supérieure et inférieure de l'échantillon. La circonférence du cylindre central est de 63 cm, et la dimension des sections radiales de l'échantillon de 10×10 cm.

Nous avons utilisé deux cylindres centraux différents, l'un lisse, l'autre rugueux (Figures 2.2 et 2.3). Seul le cylindre rugueux garantit une bonne transmission du cisaillement

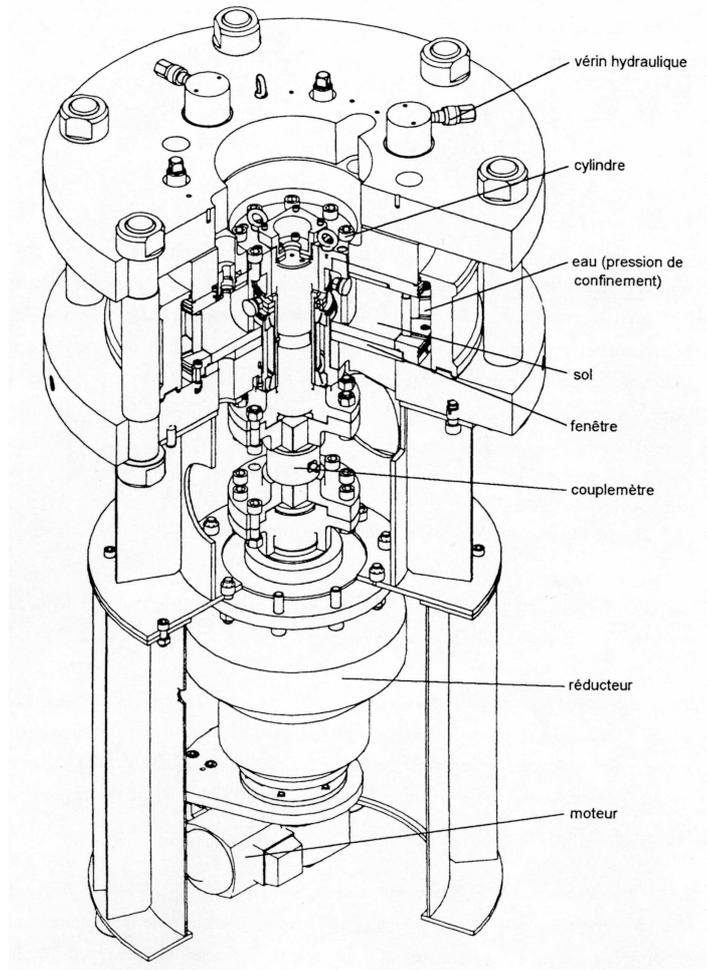


FIG. 2.1 – Vue éclatée de l’Appareil de Cisaillement Simple Annulaire. Cette figure est extraite de la thèse de *Lerat* [1996]. L’échantillon de matériau granulaire est dénoté *sol* sur le schéma.

au matériau en empêchant les glissements acier-grains à l’interface. Toutefois, l’intérêt du cylindre lisse est de posséder sur sa surface cinq capteurs de contrainte. Durant les essais, différentes quantités macroscopiques et microscopiques sont mesurées en continu. Nous les récapitulons ci-dessous.

1. Le couple Γ appliqué par le moteur pour maintenir le cylindre central en rotation uniforme est mesuré au moyen d’un couplemètre (Figure 2.4). Les valeurs de Γ sont ensuite utilisées pour calculer la contrainte cisailante moyenne τ qui s’exerce sur la surface du cylindre, selon la relation :

$$\tau = \frac{\Gamma}{2\pi R_i^2 H}, \quad (2.1)$$

où $R_i = 10$ cm et $H = 10$ cm représentent respectivement le rayon du cylindre et sa hauteur.

2. Les variations de volume globales ΔV de l’échantillon sont déterminées grâce au contrôleur pression-volume utilisé pour maintenir une pression constante dans la chambre de

confinement (Figure 2.4). Il s'agit en fait de variations du rayon externe R_e qui constitue le seul degré de liberté pour accommoder les déformations volumiques du matériau :

$$\Delta V \approx 2\pi H R_e \Delta R_e. \quad (2.2)$$

3. La pression σ_e dans la chambre de confinement est mesurée grâce à deux capteurs indépendants. L'un est directement relié à la chambre, l'autre est situé dans le contrôleur pression-volume. Un autre capteur permet également de mesurer la pression interstitielle dans l'échantillon (ou *contre-pression*).
4. La rotation progressive du cylindre est mesurée grâce à un encodeur opto-électronique (Figure 2.5). Ceci permet de vérifier si la vitesse angulaire imposée est effectivement suivie.
5. La contrainte normale interne σ_i qui s'exerce sur le cylindre central peut être mesurée lorsqu'on utilise le cylindre lisse (grâce aux capteurs disposés sur sa surface).
6. Enfin, il est également possible d'observer et d'imager la surface inférieure des échantillons grâce à deux fenêtres percées dans l'embase inférieure de l'ACSA. Comme nous le verrons, les séries de photos prises à travers ces fenêtres donnent accès au champ de déformation microscopique à l'intérieur de l'échantillon.

2.1.2 Conditions aux limites

L'ACSA présente de fortes similitudes avec un rhéomètre de Couette. Cependant, compte tenu des spécificités de la machine et des matériaux étudiés, la formulation des conditions limites s'appliquant sur les échantillons s'avère non-triviale. Pour une modélisation à deux dimensions et en milieux continus (classiques) de nos expériences, il faudrait prescrire quatre conditions limites. Dans ce qui suit, nous proposons le choix nous paraissant le plus raisonnable pour un tel jeu de quatre conditions. Implicitement, ces conditions sont supposées indépendantes de la coordonnée orthoradiale (symétrie de révolution).

Conditions sur la surface interne de l'échantillon

Les conditions limites sur la surface interne de l'échantillon peuvent être exprimées en termes de déplacements radiaux u_r et orthoradiaux u_θ (voir notations sur la Fig. 2.6) :

$$u_r(R_i) = 0, \quad (2.3)$$

$$u_\theta(R_i) = R_i \Omega_i t = vt = \delta, \quad (2.4)$$

où t représente le temps, Ω_i la vitesse angulaire du cylindre central, et v la vitesse linéaire à sa surface. Par analogie avec les failles, le déplacement $\delta = vt$ sera appelée *glissement* dans tout ce manuscrit. L'hypothèse à la base de ces deux conditions est l'indéformabilité du cylindre central. Elle est très raisonnable¹ dans la gamme de pression de confinement que nous avons utilisée ($\sigma_e < 1$ MPa, à comparer aux modules élastiques de l'acier de l'ordre de quelques centaines de GPa).

¹Il pourrait toutefois être intéressant de quantifier précisément la déformation du cylindre au cours des essais. D'une part, si ces déformations sont mesurables, elles pourraient être utilisées pour estimer la contrainte normale moyenne sur le cylindre même dans le cas rugueux. D'autre part, la distribution de contrainte normale à l'intérieur de l'échantillon est vraisemblablement très hétérogène. Il faudrait donc examiner si des concentrations locales de contrainte ne pourraient pas résulter en un poinçonnement "sensible" (ou tout du moins visible : voir chapitre 4) de la surface du cylindre.

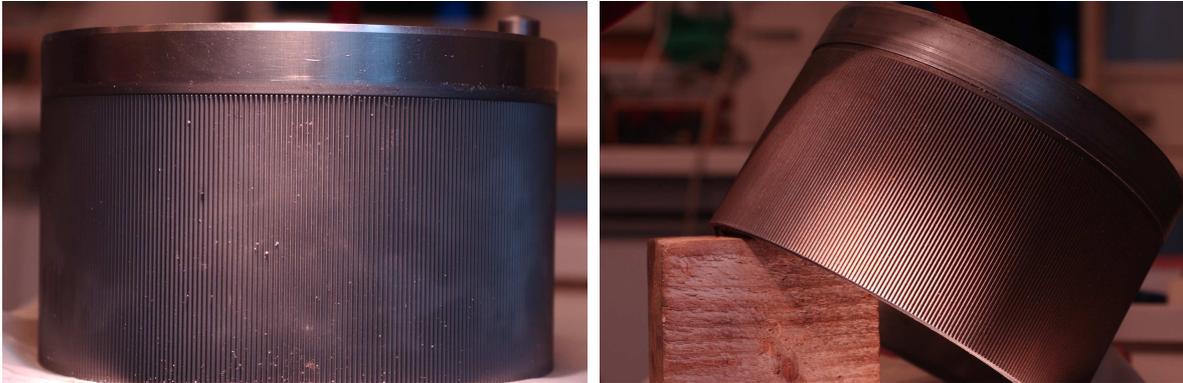


FIG. 2.2 – Photos du cylindre central rugueux. La rugosité est constituée de cannelures triangulaires profondes de 1 mm et perpendiculaires au cisaillement. **(gauche)** Modèle en inox. On remarque que la taille de la rugosité est du même ordre que le diamètre moyen des grains dans les matériaux que nous avons employés (voir 2.4.1). Ceci garantit une bonne transmission du cisaillement à l'échantillon. **(gauche)** Modèle en acier : c'est celui que nous avons utilisé pour nos essais.

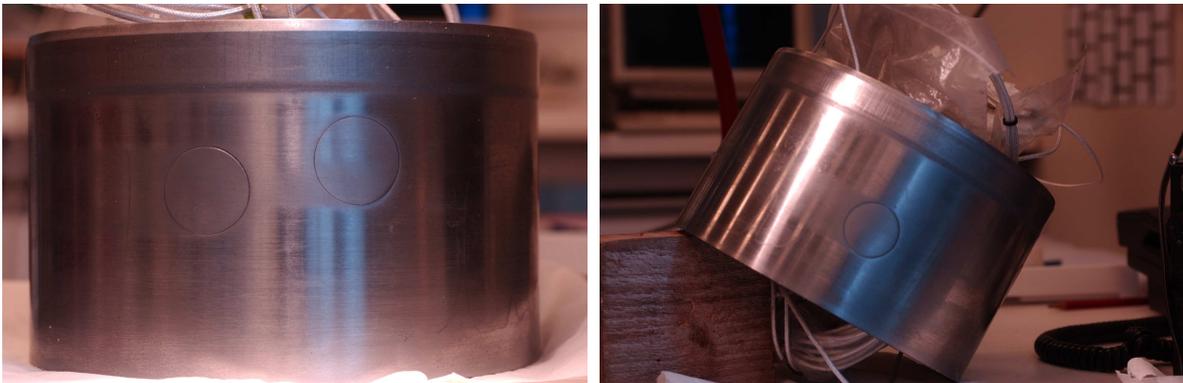


FIG. 2.3 – Photos du cylindre central lisse. L'amplitude de sa rugosité est inférieure à $15 \mu\text{m}$ [Lerat, 1996]. On distingue trois des cinq capteurs de contrainte disposés sur la surface du cylindre. Ces capteurs sont des prototypes développés par la société Entran. Leur géométrie est conçue pour s'adapter parfaitement à la surface du cylindre. Chaque capteur est équipé de quatre ponts de jauge et retourne une mesure de la contrainte moyenne sur sa surface. Comme on peut le voir, ils sont positionnés à différentes hauteurs sur le cylindre afin d'échantillonner différentes zones du champ de contrainte.

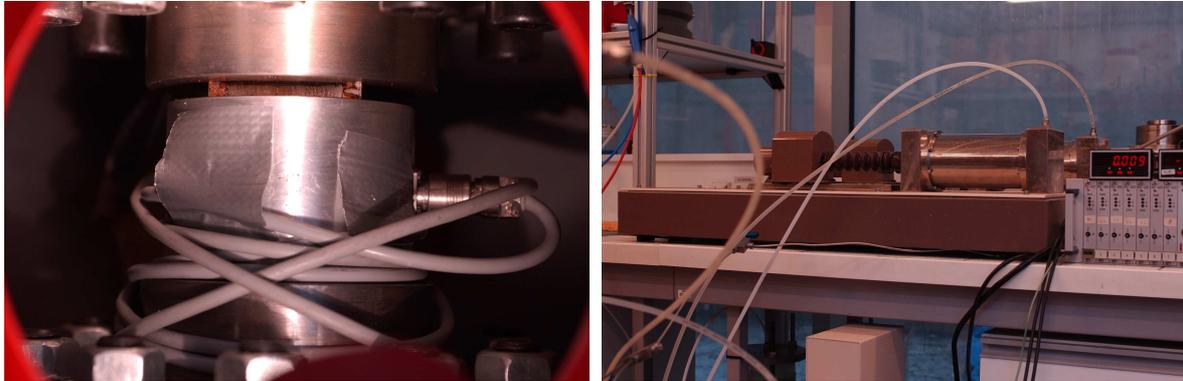


FIG. 2.4 – **(gauche)** Photo du couplemètre de la société FGP. Il est monté entre le motoréducteur et l'axe du cylindre en rotation, en série sur la chaîne de transmission (voir Figure 2.1). La grande longueur de fil permet d'imposer de très grands cisaillements sans avoir à interrompre l'essai. **(droite)** Photo du contrôleur pression-volume GDS. Un piston commandé par un moteur pas à pas permet de maintenir une pression constante dans le cylindre (capacité : 1 L) tout en mesurant les variations de volume. Un tuyau en polyamide, de section virtuellement indéformable, connecte ce cylindre à la chambre de confinement de l'ACSA.

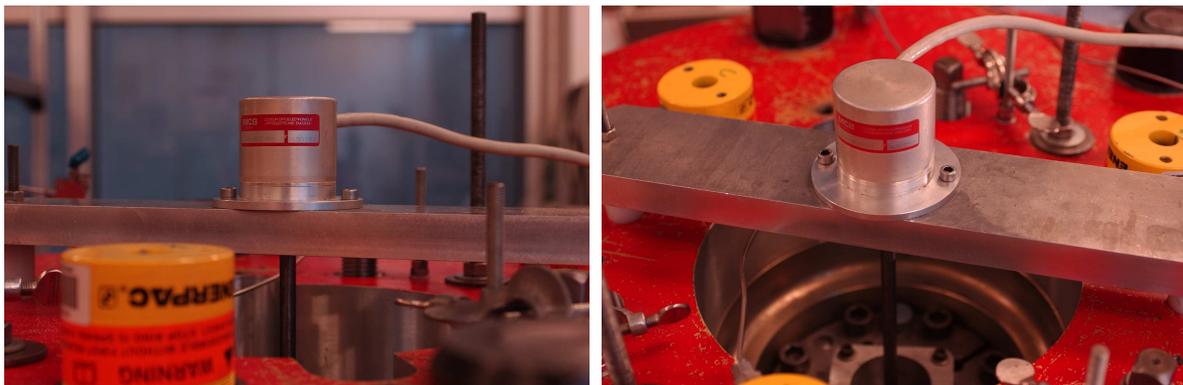


FIG. 2.5 – Photos de l'encodeur opto-électronique de rotation de la société MCB. Il fonctionne sur 13 bits, ce qui correspond à 8192 points par tour. On peut distinguer l'axe reliant l'encodeur au cylindre tournant. On aperçoit la surface supérieure du cylindre sur la photo de droite.

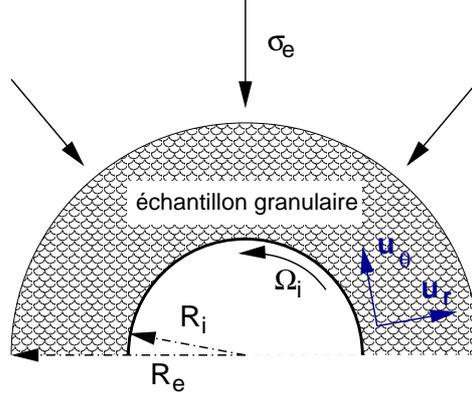


FIG. 2.6 – Conditions imposées aux limites de l'échantillon granulaire dans l'ACSA.

La condition (2.4) implique en outre qu'il n'y ait aucun découplage entre le cylindre tournant et le matériau granulaire. Cette hypothèse est vraisemblablement justifiée lorsque le cylindre central présente une rugosité de l'ordre du diamètre moyen des grains de l'échantillon. C'est le cas de la plupart de nos essais, pour lesquels nous avons utilisé le cylindre rugueux (Figure 2.2). Cependant, nous avons aussi réalisé des essais avec le clou lisse, pour lequel un tel découplage entre cylindre et échantillon n'est pas à exclure. Il serait alors probablement plus pertinent de remplacer (2.4) par une condition en contrainte cisailante imposée.

Conditions sur la surface externe de l'échantillon

Pour la surface externe de l'échantillon, il convient de considérer des conditions limites mixtes, formulées en contrainte radiale σ_r et en déplacement orthoradial u_θ :

$$\sigma_r(R_e) = \sigma_e, \quad (2.5)$$

$$u_\theta(R_e) = 0, \quad (2.6)$$

où l'on rappelle que σ_e représente la pression de l'eau dans la chambre de confinement. La condition (2.5) est justifiée car la rigidité en flexion de la membrane de 2 mm d'épaisseur entourant l'échantillon est négligeable.

La condition (2.6) est plus problématique. En effet, la membrane est potentiellement soumise à des contraintes cisailantes $\sigma_{r\theta}$ non-négligeables, et est donc susceptible de se déformer en torsion. Dans un système 2D à symétrie de révolution, les équations d'équilibre imposent (indépendamment de la rhéologie de l'échantillon) une décroissance en $1/r^2$ de la contrainte cisailante avec le rayon r . D'après les mesures de couple durant nos expériences (voir JGR03-I), on peut ainsi s'attendre à des contraintes cisailantes typiques sur la membrane (i.e. en $r = R_e$) de l'ordre de 10^{-1} MPa. Ces valeurs ne sont pas complètement ridicules par rapport aux modules élastiques du néoprène (≈ 10 MPa).

Néanmoins, il est peu probable que les déplacements orthoradiaux $u_\theta(R_e)$ puissent excéder, s'ils existent, une fraction de grain. En effet, aucune déformation cisailante permanente n'est relevée dans la membrane après les essais, alors qu'on constate pourtant que les grains les plus externes s'y indentent sous l'effet de la pression de confinement. Une autre indication dans le même sens provient des mesures de vélocimétrie locale dans l'échantillon (voir PRE03). Elles

indiquent qu'après la localisation, les déplacements des grains hors de la bande de cisaillement n'excèdent jamais quelques dizaines de microns. Pourtant, la période post-localisation devrait être propice à d'éventuelles variations de torsion de la membrane car le couple mesuré, et donc la contrainte cisailante en $r = R_e$, chute fortement.

Influence de la dimension verticale et frottement aux parois

Si l'on exclut l'influence de la gravité, nous pensons qu'il est raisonnable de considérer les déformations dans l'ACSA comme quasi-2D. En d'autres termes, les mouvements des grains doivent être essentiellement horizontaux et rester inchangés au voisinage des deux plaques enserrant l'échantillon. Comme nous le verrons plus loin, cette quasi-bidimensionnalité du mouvement des grains est confirmée par les mesures de vélocimétrie locale (voir chapitre 4). Pour le moment, nous nous contentons de discuter l'influence des plaques inférieure et supérieure.

En premier lieu, il apparaît que ce confinement vertical tend effectivement à empêcher (du moins en moyenne) les mouvements verticaux de grains à l'intérieur de l'échantillon. D'une part, toute augmentation de la hauteur H est interdite puisque les plaques inférieure et supérieure sont fixes et rigides. D'autre part, si une diminution de la hauteur H est théoriquement envisageable, elle est très irréaliste. En raison du confinement radial appliqué, une telle compaction verticale entraînerait en effet la création d'un vide entre la surface de l'échantillon et la plaque supérieure.

Au contraire, les mouvements horizontaux restent permis au voisinage des deux plaques puisque leurs surfaces sont lisses. Il est en principe possible que ces mouvements horizontaux se voient affectés par une force de frottement qui se développerait entre les parois et l'échantillon. Nous ne disposons malheureusement pas de mesures directes permettant d'évaluer l'importance du frottement aux parois dans l'ACSA. Néanmoins, trois arguments indirects peuvent être avancés, tendant tous à prouver que ces frottements restent négligeables lors du cisaillement.

- Nous remarquons tout d'abord (voir PRE03) que les mouvements des grains le long de la plaque inférieure sont très intermittents et subissent de fréquents changements de sens au cours du temps. De tels mouvements semblent incompatibles avec une forte mobilisation du frottement aux parois.
- La composante radiale des frottements aux parois contribuerait, si elle existe, à écranter la contrainte de confinement appliquée sur la surface externe de l'échantillon. Elle induirait donc une diminution de la valeur de la contrainte normale sur le cylindre central. Ce problème est discuté en détail dans JGR03-I en exploitant, en particulier, les mesures de contrainte interne réalisées avec le cylindre lisse. Nous montrons que l'écrantage, et donc les frottements radiaux, restent apparemment faibles durant les essais cisailants.
- La composante orthoradiale des frottements aux parois participerait, quant à elle, à la reprise du couple appliqué par le cylindre central. Elle diminuerait ainsi la contrainte cisailante qui s'exerce sur la membrane. La valeur du cisaillement effectif sur la membrane est difficile à quantifier. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent [condition (2.6)], la membrane subit vraisemblablement très peu de torsion durant les essais. Ceci pourrait faire penser qu'une partie non-négligeable du couple est reprise par le frottement aux parois. Cependant, il est possible d'estimer² qu'une torsion minime de la membrane suffit à équilibrer la contrainte cisailante qu'elle subirait en l'absence

²Les forces orthoradiales par unité de longueur qui s'appliqueraient sur la membrane en l'absence de frot-

de frottement. Il n'apparaît donc pas nécessaire d'invoquer de forts frottements ortho-radiaux aux parois pour reprendre le couple appliqué à l'échantillon.

2.1.3 Intérêts de l'ACSA par rapport aux autres dispositifs

Revue des différents dispositifs existants

Les nombreuses études existantes sur la rhéologie en cisaillement des milieux granulaires sont réalisées principalement dans deux contextes différents : la géophysique (comportement des gouges de faille) et la mécanique des sols (comportement des interfaces sol-structure). Les dispositifs expérimentaux utilisés par ces deux disciplines sont souvent très similaires. Ils peuvent essentiellement être regroupés en quatre catégories (Figure 2.7) :

- l'appareil de cisaillement direct plan, qui est couramment employé en routine pour la caractérisation des sols (boîte de Casagrande). Une version plus évoluée (l'appareil de cisaillement direct double) a été développée pour les problématiques géophysiques [Biegel *et al.*, 1989; Marone *et Kilgore*, 1993; Nakatani, 1998; Mair *et Marone*, 1999; Karner *et Marone*, 2001],
- l'appareil de cisaillement direct annulaire, développé d'abord en mécanique des sols [p. ex., Hungr *et Morgenstern*, 1984] puis en géophysique [Beeler *et al.*, 1996; Goldsby *et Tullis*, 2002],
- l'appareil de cisaillement simple plan, utilisé principalement pour l'étude des sols [p. ex., Kishida *et Uesugi*, 1987]. Il a également été employé pour l'étude des gouges dans une configuration triaxiale particulière [Marone *et Scholz*, 1989; Marone *et al.*, 1990],
- enfin, l'appareil de cisaillement simple annulaire (ACSA), que nous utilisons.

Outre ces grands types d'essais, diverses expériences de cisaillement granulaire ont aussi été réalisées en utilisant des dispositifs propres, souvent conçus pour l'étude de problèmes physiques particuliers. Citons en particulier les travaux de Gémard *et al.* [1999] et de Pouliquen *et Forterre* [2002], qui s'intéressent spécifiquement à des questions de rhéologie macroscopique et de frottement.

Modes de déformation imposés

Comme nous le montrons dans la Table 2.1, le mode de déformation imposé par les appareils de cisaillement simple annulaire s'avère être le plus avantageux pour l'étude du comportement des gouges de faille. En premier lieu, ces appareils permettent d'appliquer à l'échantillon des quantités arbitrairement grandes de déplacement cisailant, typiquement plusieurs mètres. Ceci est impossible avec les dispositifs plans car les effets de bord deviennent rapidement dominants, généralement au bout de quelques millimètres ou centimètres de cisaillement (selon les cas).

tement aux parois peuvent être exprimées comme : $\sigma_{r\theta}H \approx 0.1 \text{ MPa} \times 10 \text{ cm} = 10^4 \text{ N.m}^{-1}$. Elles restent du même ordre que la raideur effective en cisaillement de la membrane que l'on peut estimer ainsi : $Me \approx 10 \text{ MPa} \times 2 \text{ mm} \approx 10^4 \text{ N.m}^{-1}$, où M représente un module élastique du néoprène et e l'épaisseur de la membrane. En outre, il est probable l'essentiel de la déformation du néoprène se concentre au voisinage des deux joints toriques qui maintiennent la membrane en place. Si ces bandes de déformation sont de largeur millimétrique, une torsion macroscopique relativement minime ($u_\theta < 1 \text{ mm}$) de la membrane peut donc être suffisante pour équilibrer le cisaillement subi en l'absence de frottement aux parois.

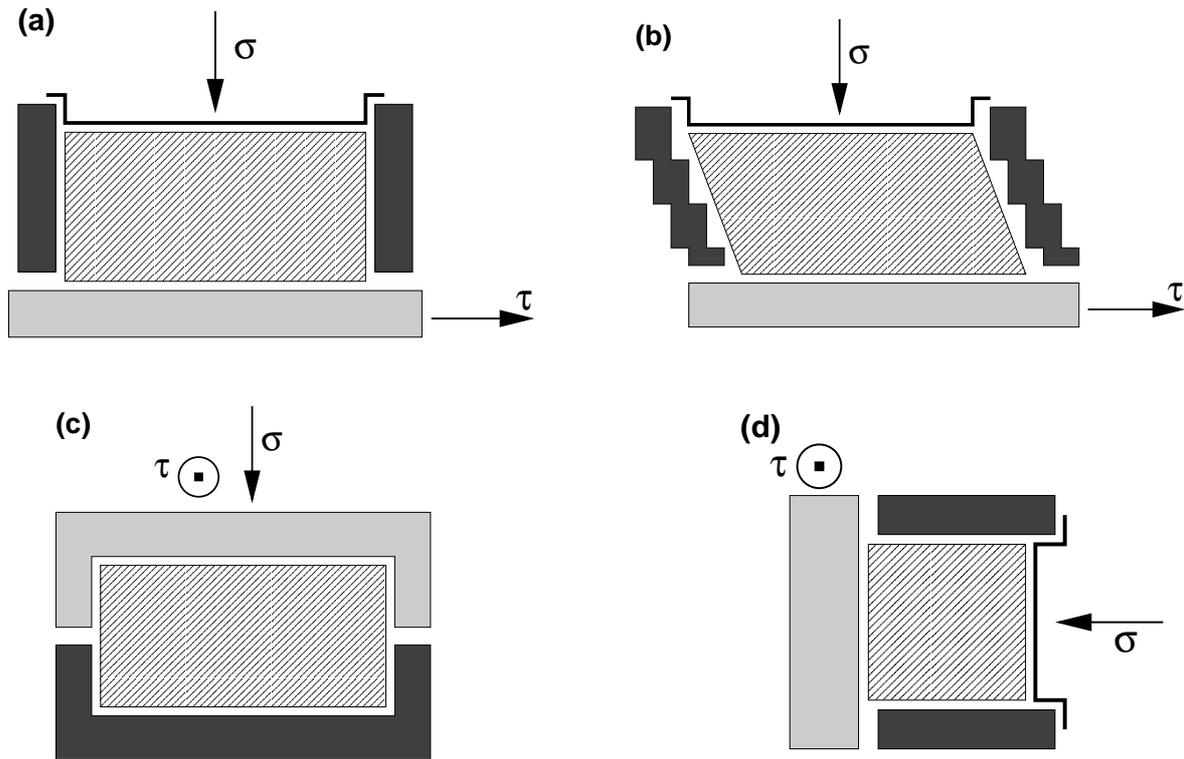


FIG. 2.7 – Les quatre configurations principales de cisaillement granulaire. (a) Cisaillement direct plan. (b) Cisaillement simple plan. (c) Cisaillement direct annulaire (vue en section radiale). (d) Cisaillement simple annulaire (vue en section radiale). Signalons que la terminologie “cisaillement simple annulaire” a également été employée dans la littérature pour désigner un autre dispositif expérimental, similaire à (c) mais possédant des parois latérales articulées [Yoshimi et Kishida, 1981]. Comme l’ACSA, cet autre dispositif permet d’appliquer des grandes déformations sans imposer le style de déformation. En revanche, il ne garantit pas l’homogénéité du cisaillement sur l’interface.

Ensuite, l’ACSA est le seul dispositif qui garantisse une excellente homogénéité de la déformation imposée le long de l’interface cisailée. Dans les autres configurations, cette homogénéité est entachée d’artefacts dus soit aux effets de bord (pour les géométries planes), soit à des gradients radiaux de déplacement (pour le cisaillement direct annulaire).

Enfin, l’avantage générique des appareils de cisaillement simple est qu’ils n’imposent pas à la déformation de l’échantillon d’être localisée. Les conditions limites sont compatibles à la fois avec une déformation localisée et une déformation en volume. Au contraire, les appareils de cisaillement direct favorisent fortement la localisation de la déformation et prescrivent, le plus souvent, la position de la bande de cisaillement principale [voir en particulier Beeler et al., 1996].

Épaisseurs des échantillons

La différence principale entre les appareils utilisés en géophysique et en mécanique des sols réside dans l’épaisseur des échantillons granulaires étudiés. En géophysique, les dispositifs

	CD plan	CD ann.	CS plan	CS ann.
possibilité de grands cisaillements	non	OUI	non	OUI
homogénéité du cisaillement imposé	non	non	non	OUI
possibilité de déformation en volume	non	non	OUI	OUI

TAB. 2.1 – Comparaison entre les modes de déformation imposés par les différents dispositifs expérimentaux de cisaillement granulaire. Abréviations : CD plan : cisaillement direct plan ; CD ann. : cisaillement direct annulaire ; CS plan : cisaillement simple plan ; CS ann. : cisaillement simple annulaire.

d'étude des gouges de faille consistent généralement en des extensions d'instruments conçus au départ pour étudier le frottement solide. Ces appareils ne peuvent cisailer qu'une fine couche de gouge de quelques grains d'épaisseur comprise entre deux blocs de roche. Au contraire, les dispositifs de cisaillement de sols sont souvent prévus pour des échantillons beaucoup plus épais. Le but est de permettre, en particulier, des comparaisons raisonnables entre expériences et modélisations en milieux continus. C'est ainsi que l'épaisseur des échantillons dans l'ACSA atteint une centaine de grains (avec des grains de 1 mm de diamètre).

Compte-tenu de la largeur des niveaux de gouge observés sur les failles réelles (voir chapitre 5), nous pensons que l'étude d'échantillons si épais revêt également un grand intérêt pour les problématiques géophysiques. Nous verrons ainsi que nos expériences mettent en évidence des mécanismes spécifiques de structuration lente qui s'avèrent très importants pour la rhéologie des échantillons. Ces mécanismes ne peuvent pas être observés en utilisant des échantillons fins (surtout si, par ailleurs, le cisaillement appliqué est direct).

En contrepartie de l'épaisseur des échantillons, les pressions de confinement que l'on peut atteindre avec l'ACSA (1 MPa au plus) restent très faibles par rapport aux valeurs des contraintes dans la croûte (typiquement 30 MPa par km de profondeur). Toutefois, comme nous le discuterons, il semble que la validité de nos résultats ne dépende pas de cette faible pression de confinement.

2.1.4 Améliorations possibles de l'ACSA

Tous nos essais ont été réalisés en utilisant la "configuration de base" de l'ACSA. Cependant, différentes extensions avaient été prévues dès la conception de la machine et certaines pourraient s'avérer très intéressantes pour l'étude des gouges de faille. En particulier, il devrait être possible de réaliser des essais avec des échantillons saturés d'eau, en réglant la pression (ou le volume) du fluide interstitiel au moyen d'un deuxième contrôleur pression-volume. Cela permettra de se rapprocher encore plus des conditions dans les failles réelles, et d'étudier de nombreuses questions relatives au rôle des fluides dans la mécanique des failles [p. ex. *Scholz, 1997; Segall et Rice, 1995*].

Une deuxième extension prévue concerne le confinement vertical de l'échantillon. Elle consiste à remplacer la plaque fixe recouvrant le matériau par une plaque mobile dont la hauteur est pilotée par trois vérins hydrauliques. Il sera ainsi possible de mesurer directement

la contrainte normale moyenne s'exerçant sur la plaque supérieure durant les essais, et donc de préciser quelque peu les conditions limites sur les surfaces horizontales de l'échantillon (voir section 2.1.2). Alternativement, des modes de compression isotrope de l'échantillon pourront également être réalisés en appliquant des pressions identiques contre la membrane et contre la plaque supérieure.

La mise en place de ces modifications a bien avancé depuis la fin de nos essais, dans le cadre de la thèse d'Anca Dumitrescu. Des premiers résultats sont déjà disponibles concernant la comparaison du comportement des échantillons secs et saturés [*Dumitrescu et Corfdir*, 2003]. Enfin, un pluviateur compatible avec la géométrie de l'ACSA a également été développé. Il permet aujourd'hui la fabrication d'échantillons granulaires de densité bien contrôlée.

2.2 Protocole de fabrication des échantillons

L'ACSA constitue un grand instrument. La hauteur de l'appareil monté avoisine 1.8 m, et certaines pièces mobiles ne peuvent être manipulées qu'au moyen d'un palan. La mise en place d'un essai représente en soi une entreprise non négligeable. Ainsi, les étapes de fabrication d'un échantillon et de démontage après l'essai nécessitent chacune plusieurs heures. Un programme expérimental avec l'ACSA doit donc être réfléchi à l'avance afin d'optimiser les périodes de disponibilité de la machine.

Les différentes étapes du protocole de fabrication d'un échantillon sont explicitées ci-dessous (et illustrées dans la Figure 2.8).

1. Mise en place de la plaque inférieure en verre et du cylindre central choisi (lisse ou rugueux).
2. Positionnement de la membrane externe en néoprène. Elle est maintenue provisoirement en place au moyen d'un moule (voir Figure 2.8-1).
3. Remplissage du volume entre la membrane et le cylindre interne par le matériau granulaire (Figure 2.8-1). Ce remplissage nécessite un grand soin afin d'obtenir des échantillons suffisamment denses et reproductibles. Nous déposons le matériau couche par couche dans la machine, chaque couche étant tassée grâce à de légères vibrations. La masse précise de l'échantillon est déterminée (elle est typiquement de l'ordre de 15 kg).
4. Pose de la plaque supérieure sur l'échantillon. Cette opération est effectuée grâce au palan.
5. Application du vide au sein de l'échantillon, puis retrait du moule (Figure 2.8-2). L'application du vide permet d'éviter que l'échantillon ne s'effondre sous le poids de la plaque supérieure au moment où l'on retire le moule.
6. Mesure de la hauteur et de la circonférence externe de l'échantillon (l'épaisseur de la membrane est connue). Ces mesures nous servent à déterminer la densité moyenne de l'échantillon.
7. Pose, à l'aide du palan, de l'enceinte de la chambre de confinement. Celle-ci vient se positionner autour de l'échantillon (Figure 2.8-3).
8. Pose de l'embase supérieure, toujours au moyen du palan (Figure 2.8-4). Cette embase est fixée à l'embase inférieure par l'intermédiaire de six colonnes. Elle sert à empêcher tout mouvement (vertical ou rotationnel) de la plaque supérieure recouvrant

l'échantillon. Notons que les différentes manipulations avec le palan sont toutes relativement délicates car les pièces mobiles sont très lourdes (particulièrement l'embase supérieure qui pèse 80 kg) et doivent venir s'ajuster parfaitement.

9. Fixation de l'encodeur et connexion des différents capteurs à la chaîne d'acquisition (Figure 2.8-5).
10. Remplissage et mise sous pression de la chambre de confinement. Signalons à ce propos que la forme de l'enceinte a été spécialement conçue pour éviter d'y emprisonner des bulles d'air. Le vide dans l'échantillon est relâché dès que la pression de confinement dépasse 100 kPa.

Généralement, la réponse de l'échantillon est enregistrée dès la phase de confinement. Toutefois, l'essai cisailant proprement dit ne commence qu'après que la pression s'est stabilisée à la valeur choisie.

Le point le plus difficile de ce protocole est de garantir une étanchéité parfaite au niveau des joints entre la membrane et les plaques inférieure et supérieure. En effet, une fuite d'eau dans l'échantillon, outre perturber les conditions d'essai en humidifiant le matériau, fausserait la mesure du volume par le contrôleur pression-volume. La qualité de cette étanchéité est testée au moment de l'application du vide mais est ensuite difficile à apprécier durant les essais. On ne se rend généralement compte d'une éventuelle fuite que lors du démontage.

2.3 La chaîne de commandes et d'acquisition

Notre principale contribution au développement de l'ACSA a consisté à mettre à jour et à reprogrammer toute la chaîne de commandes et d'acquisition. Notre but a été de mettre au point un système complètement automatisé, piloté depuis un PC de contrôle. Ceci est en effet indispensable pour pouvoir réaliser des expériences qui se prolongent sur plusieurs jours sans surveillance permanente. Les différents capteurs à acquérir au cours des essais ont été décrits dans le paragraphe 2.1.1 (voir aussi JGR03-I). En ce qui concerne les commandes, il convient de pouvoir piloter informatiquement le moteur de l'ACSA ainsi que le contrôleur pression-volume. Dans la suite, nous allons tout d'abord décrire l'interface entre ces différents dispositifs et le PC de contrôle, puis présenter le programme de pilotage que nous avons mis au point.

2.3.1 Interface matérielle

Les différents ports d'entrées-sorties du PC dont nous nous servons pour les opérations de communication avec l'ACSA sont les suivants (Figure 2.9) :

- **sept entrées analogiques**, associées à une carte d'acquisition PCI (National Instruments). La conversion digitale des signaux est effectuée sur 16 bits. Sont connectés à ces entrées le capteur de pression de confinement, le capteur de contre-pression, le capteur de couple, ainsi que les cinq capteurs de contrainte normale disposés sur le cylindre lisse. Chaque capteur est associé à un conditionneur qui amplifie analogiquement le signal de mesure avant de le transmettre au convertisseur analogique-digital.
- **une sortie analogique et une sortie TTL**, également associées à la carte d'acquisition PCI. Elles sont utilisées pour commander respectivement la vitesse et le sens de



FIG. 2.8 – Illustration de différentes étapes au cours de la fabrication d'un échantillon de sable (expérimentateur sur les photos : Nouredine Frih). L'ordre chronologique se lit de la gauche vers la droite et de haut en bas. (1) Échantillon monté dans son moule. (2) Mise en place de la plaque supérieure et application du vide dans l'échantillon. (3) Mise en place de l'enceinte de la chambre de confinement. (4) Mise en place de l'embase supérieure. (5) Fixation de l'encodeur de rotation sur l'embase supérieure. (6) Vue de l'ACSA durant un essai.

rotation du moteur. Il s'agit d'un moteur asynchrone piloté en fréquence. Son sens est sélectionné par la sortie TTL via un commutateur électronique. Sa vitesse est réglée par l'intermédiaire d'un convertisseur tension-fréquence indépendant du PC de contrôle sur lequel est branchée la sortie analogique.

- **le port parallèle du PC**, utilisé pour l'acquisition de l'encodeur opto-électronique de rotation. La sortie de l'encodeur doit être lue en deux temps car elle codée sur 13 bits alors que le port parallèle ne compte que 8 bits de données. Un multiplexeur électronique permet de lire d'abord les 8 premiers bits, puis les 5 derniers. La commutation du multiplexeur est pilotée par le registre de commande du port parallèle. Elle a lieu à la fréquence maximale permise par le PC, et est nettement découplée des changements de valeur discrets de l'encodeur (dont la fréquence est toujours inférieure à 1.3 Hz).
- **un bus GPIB** (carte ISA de marque Keithley), utilisé en entrée et en sortie pour les communications avec le contrôleur pression-volume. Le contrôleur attend des mots de commande ASCII et, selon les cas, renvoie une mesure (pression, volume) ou effectue un ordre (dans notre cas : stabilisation à une pression donnée). L'interface GPIB peut également être utilisée pour connecter un multimètre numérique permettant, le cas échéant, d'acquérir des données provenant de capteurs analogiques supplémentaires.
- **un bus SCSI** (carte PCI), utilisé en entrée et en sortie pour piloter et récupérer les images de l'appareil photo numérique.

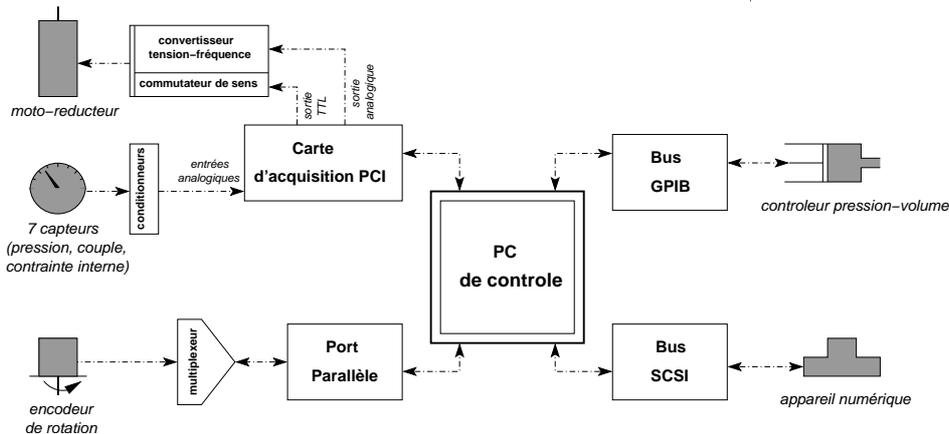


FIG. 2.9 – Représentation schématique des interfaces entre les différents dispositifs de la chaîne de commandes et d'acquisition de l'ACSA et le PC de contrôle.

2.3.2 Interface logicielle

Nous avons développé un programme permettant l'acquisition synchrone de tous les capteurs et le pilotage d'essais complexes (changements de vitesse, de pression de confinement,...). Nous avons utilisé pour ce faire le logiciel de programmation Labview (National Instruments), qui permet la conception d'applications conviviales et très modulaires et offre de nombreuses facilités pour lire et écrire sur les ports du PC. L'utilisation de ce logiciel (du moins sous sa version de base), en revanche, constitue une solution assez peu performante en termes de gestion du temps. Toutefois, nous avons néanmoins pu atteindre des fréquences d'acquisition suffisantes pour nos besoins. Seul l'appareil photo numérique reste indépendant du logiciel

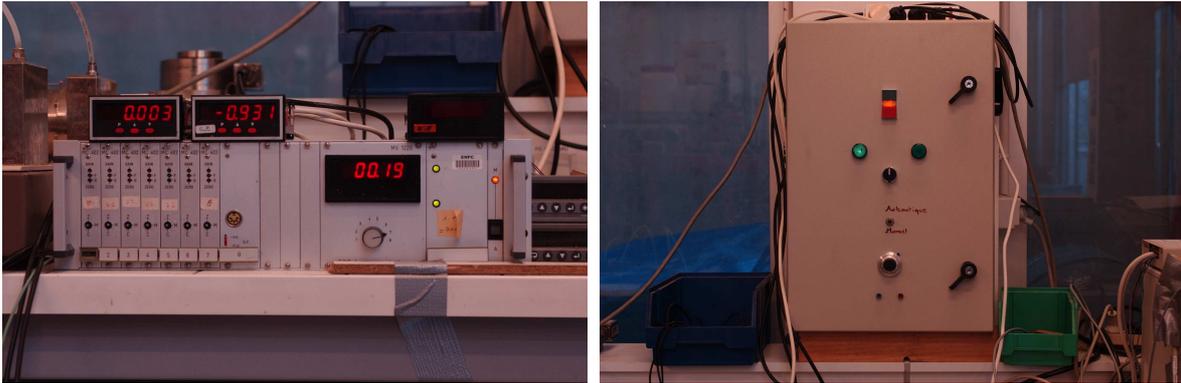


FIG. 2.10 – (**gauche**) Conditionneurs des différents capteurs analogiques. Le banc inférieur est utilisé pour le couplemètre et les cinq capteurs de contrainte interne. Les deux conditionneurs supérieurs (avec afficheur) sont utilisés pour le capteur de pression de confinement et de contre-pression. (**droite**) Armoire de commande du moteur. Elle contient un convertisseur tension-fréquence et un commutateur de sens. Les boutons en façade peuvent être utilisés pour un pilotage manuel.

général pour éviter de ralentir l'acquisition des autres capteurs durant le rapatriement des images. Lorsqu'on l'utilise, l'appareil photo peut être piloté par un deuxième PC au moyen d'un programme dédié développé (sous Linux) par Jean Schmittbuhl.

Code source

La conception de programmes sous Labview repose sur l'utilisation d'un langage graphique (G). Nous présentons en Figure 2.11 le *diagramme* commenté de notre programme de pilotage de l'ACSA. Les commentaires ajoutés permettent d'isoler les différentes parties fonctionnelles du code source, de manière à savoir où intervenir en cas de problème. La complexité du diagramme provient de la prise en compte de deux objectifs relativement contradictoires. D'une part, nous voulions créer une interface graphique évoluée, capable de gérer de façon transparente les nombreux systèmes de pilotage et d'acquisition de la machine. D'autre part, nous avons tenté d'optimiser la fréquence d'acquisition maximale envisageable. De nombreuses procédures de sécurité (arrêt en cas d'erreur, arrêt à distance, ...) ont également été implémentées. Il est à noter que toutes les opérations de communication avec les différents éléments de la chaîne de commande et d'acquisition sont prises en charge par des *sous-diagrammes* dédiés.

Utilisation du logiciel

Grâce à l'utilisation extensive des possibilités d'interface graphique offertes par Labview, le lancement et le suivi d'essais à l'aide de notre programme de pilotage est très simple. Comme le montre la Figure 2.12, l'écran du PC est divisé en trois parties : une partie "commandes" pour la programmation des essais (feuille à onglets grisée), une partie "acquisition" où sont affichées les valeurs mesurées par les capteurs, et une partie "contrôle" servant principalement à lancer et arrêter les essais.

La programmation et le lancement d'un essai se font en trois étapes :

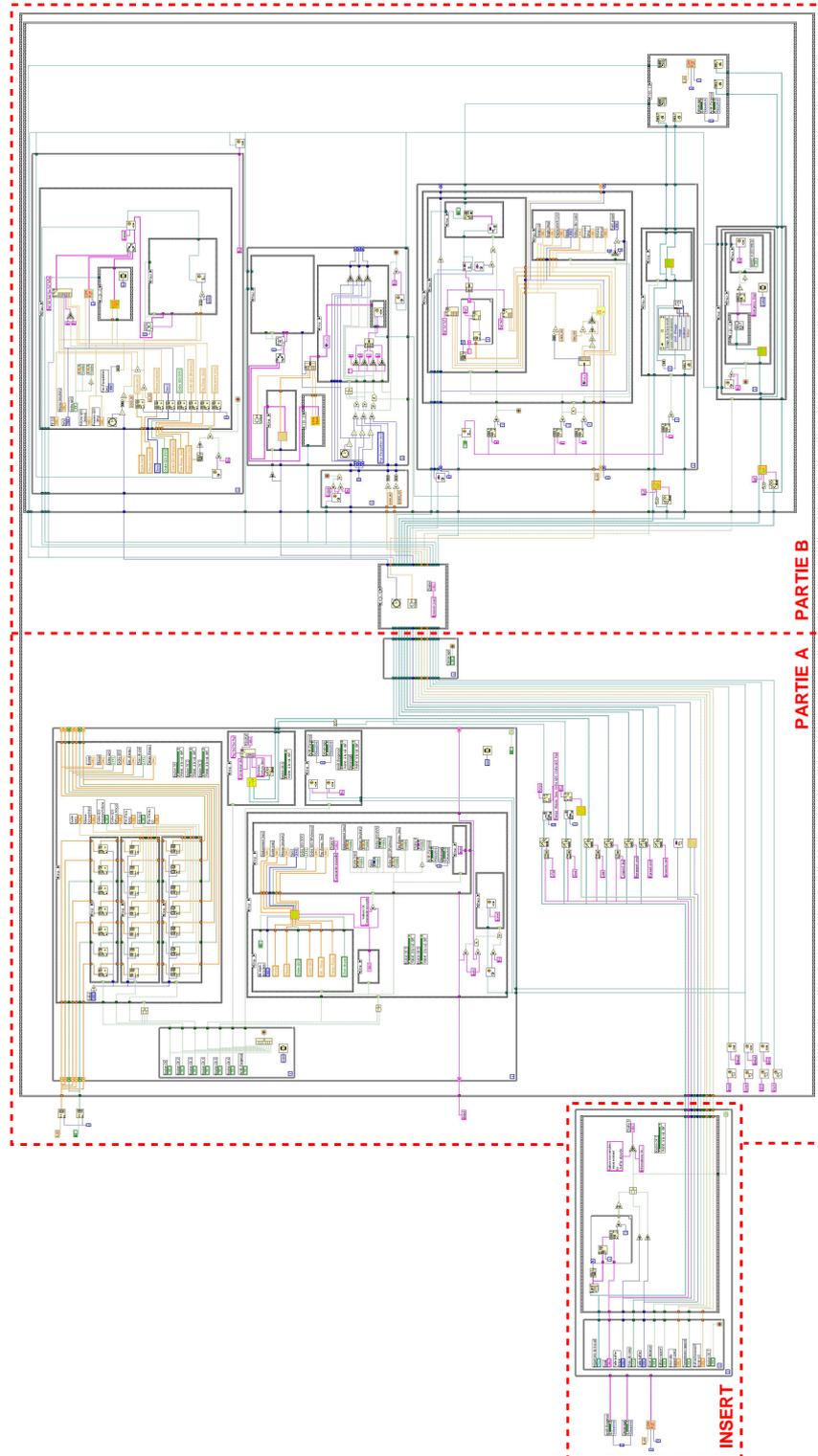


FIG. 2.11 – Diagramme source du programme de pilotage de l'ACSA. Ce diagramme ne gère que les applications de plus haut niveau. Les opérations de bas niveau sont dédiées à des sous-diagrammes que nous ne reproduisons pas.

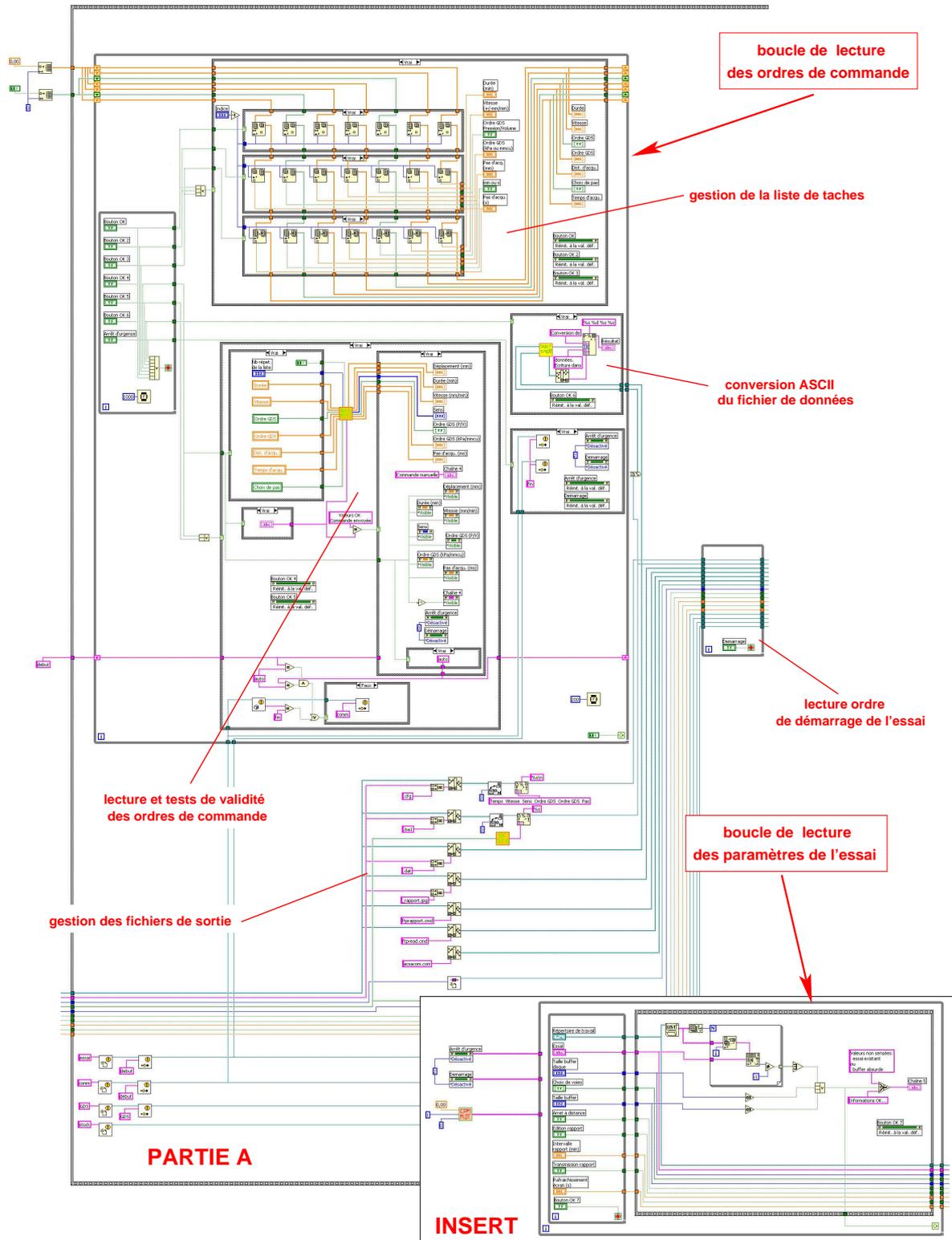


FIG. 2.11 – (suite) Agrandissement commenté de la partie A et de l'insert. Cette partie concerne surtout la gestion de l'interface graphique.

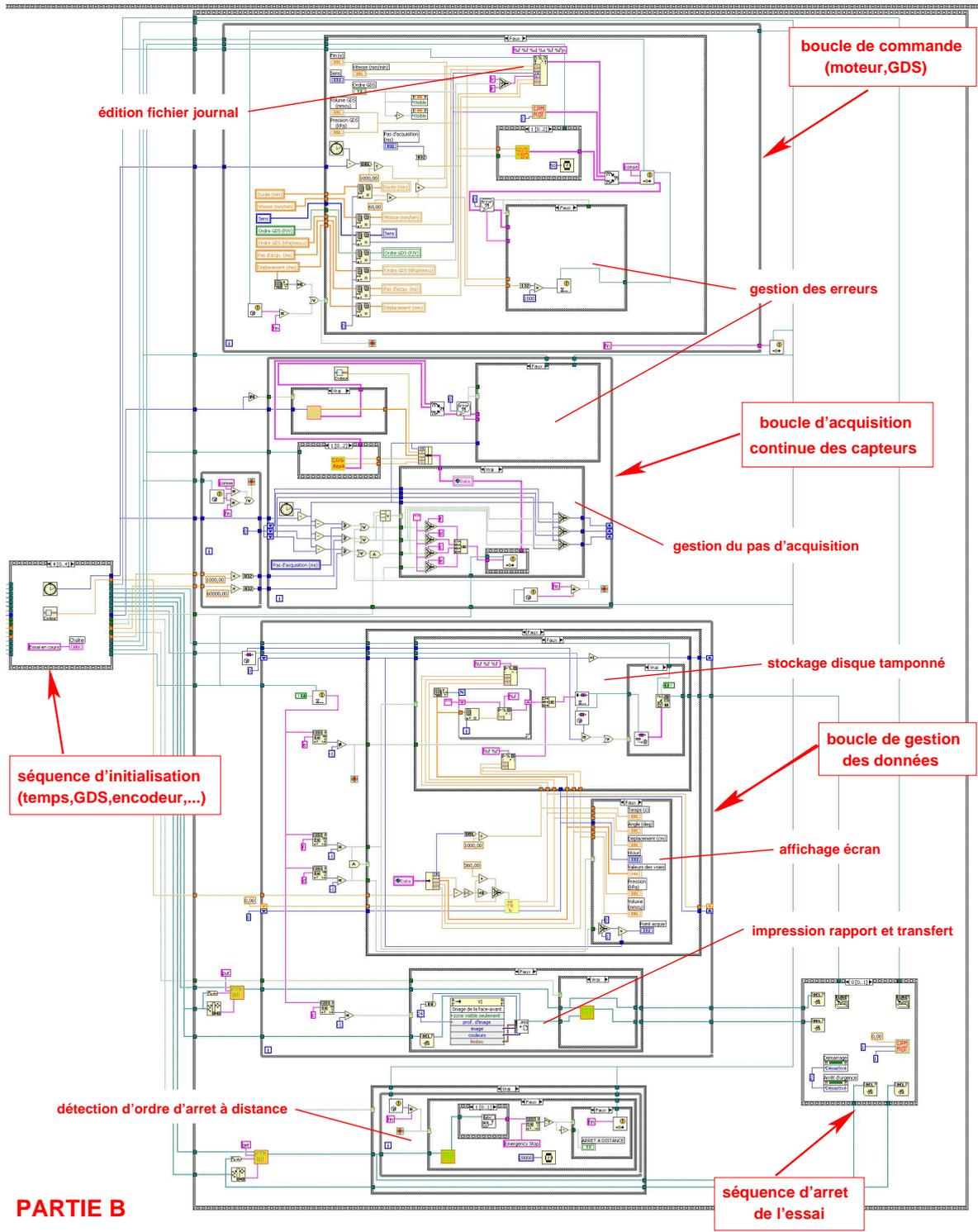


FIG. 2.11 – (suite) Agrandissement commenté de la partie B. Cette partie concerne la gestion des commandes et des acquisitions de données.

1. choix des propriétés générales de l'essai dans l'onglet "Caractéristiques de l'essai" (Figure 2.12a). Il s'agit essentiellement du nom de l'essai (utilisé pour les fichiers de données), des voies analogiques à acquérir (en fonction des capteurs installés), de la taille du tampon d'acquisition (nombre d'acquisitions à 5 kHz moyennées dans chaque "lecture" des capteurs) et de la taille du tampon-disque (nombre de pas d'acquisition stockés temporairement avant inscription des données sur le disque dur). Après avoir défini toutes ces caractéristiques, l'utilisateur doit les valider. Elles subissent une série de tests visant, entre autres, à ne pas écraser de fichiers existants. Si elles sont acceptées, il n'est ensuite plus possible de les modifier au cours de l'essai.
2. choix des paramètres de l'essai, à savoir vitesse et sens de rotation, mode du contrôleur pression-volume (pression ou volume imposé), valeur de la pression ou du volume imposé, pas d'acquisition. Il est possible de définir ces paramètres directement au moyen de l'onglet "Contrôle interactif" (Figure 2.12b), ou bien d'utiliser l'onglet "Contrôle programmé" (Figure 2.12c) afin de programmer une liste de tâches comportant plusieurs phases de durées déterminées avec des paramètres différents. Ces paramètres ou cette liste de tâches doivent ensuite être validés (série de tests pour vérifier que les valeurs choisies sont acceptables) avant d'être activés.
3. Lorsque les deux étapes précédentes sont accomplies, il est alors possible de lancer l'essai en appuyant sur le bouton "Démarrage". Il faut noter que certains tests et procédures d'initialisation ne sont réalisés qu'à ce moment-là. L'essai ne démarre donc effectivement qu'au bout de quelques secondes.

Durant l'essai, l'onglet "Phase en cours" (Figure 2.12d) rappelle les différents paramètres actuellement en vigueur. Il est possible de modifier à tout instant les paramètres en cours ou la liste de tâches restantes en utilisant les onglets "Contrôle interactif" ou "Contrôle programmé". Les modifications prennent effet instantanément après validation des nouveaux paramètres, sauf dans le cas d'une nouvelle liste de tâche venant en remplacement d'une liste plus ancienne (dans ce cas la nouvelle liste est activée seulement à la fin de la phase en cours).

Durant l'essai, le logiciel écrit un fichier de données (extension : .ba1) et un fichier journal (extension : .cfg). Ce dernier est utilisé pour consigner les durées et les paramètres de toutes les phases réalisées. Il faut noter que le fichier de données "brut" est écrit, pour des raisons d'efficacité, dans un format natif qui doit être converti en format ASCII standard pour pouvoir être utilisé. Ceci peut être réalisé à tout moment avec l'onglet "Traitement des résultats" (extension du fichier converti : .dat).

L'arrêt de l'essai intervient soit lors d'une erreur quelconque, soit lorsqu'une phase se termine et que la liste des tâches restantes est vide, soit lorsque l'ACSA est en mode "Contrôle interactif" depuis 1 h sans qu'aucune nouvelle instruction n'ait été envoyée (sécurité), soit, enfin, lorsque le bouton "Arrêt d'urgence" est pressé. Il est également possible d'arrêter un essai à distance si la case correspondante a été cochée dans l'onglet "Caractéristiques de l'essai". Dans ce cas, l'arrêt est déclenché lorsque l'instruction en est donnée dans un fichier prédéfini que le logiciel va lire périodiquement sur un serveur FTP. Dans le même esprit, il est possible de faire éditer à intervalles réguliers des rapports de l'essai (captures d'écran) et de les transmettre sur un serveur FTP afin qu'un utilisateur distant puisse les consulter. (Pour des raisons de sécurité, on ne peut pas utiliser directement le logiciel de pilotage de l'ACSA à distance.)

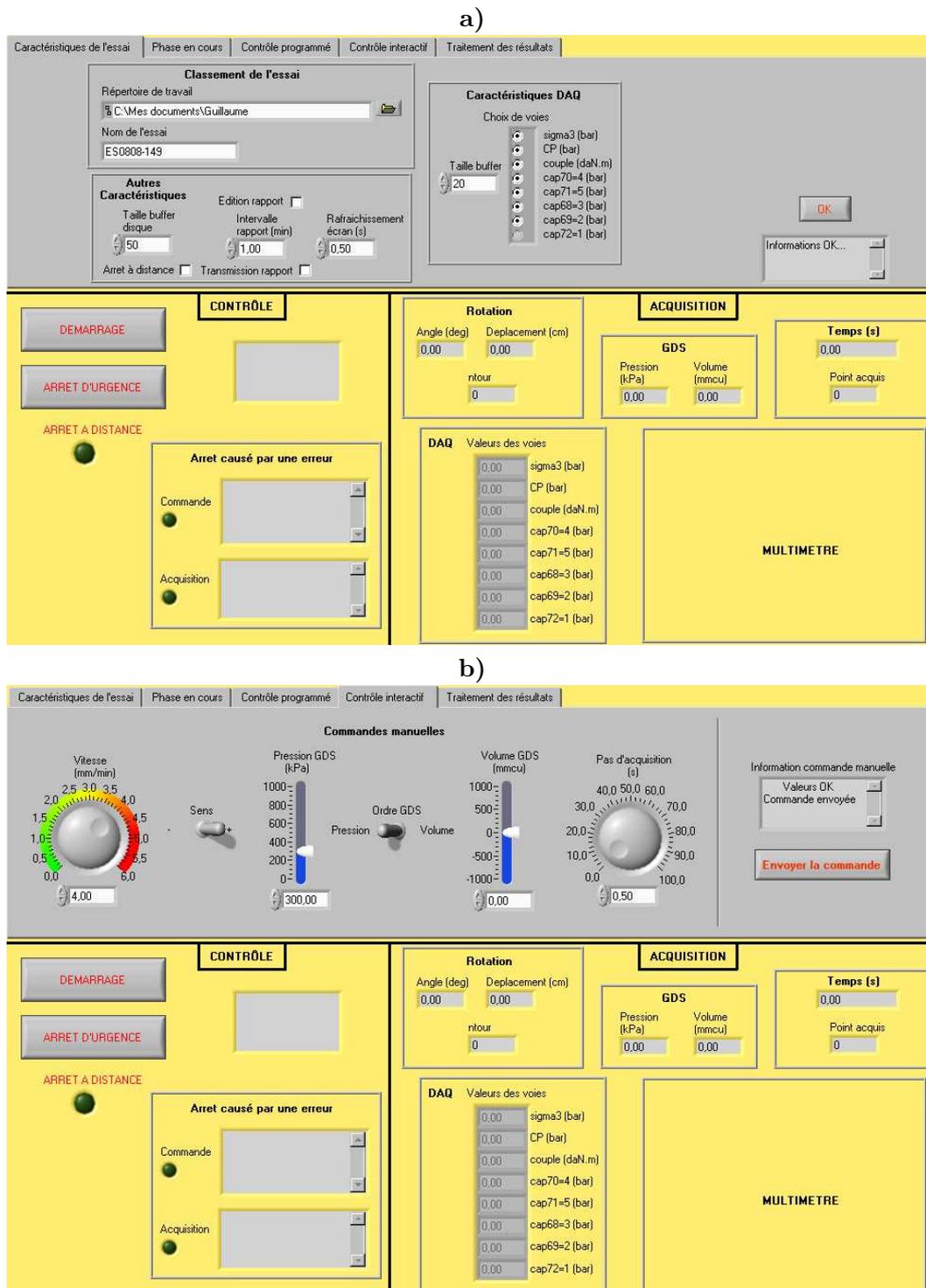


FIG. 2.12 – Différentes captures d'écran de l'interface graphique du logiciel de pilotage de l'ACSA durant la programmation et le lancement d'un essai.

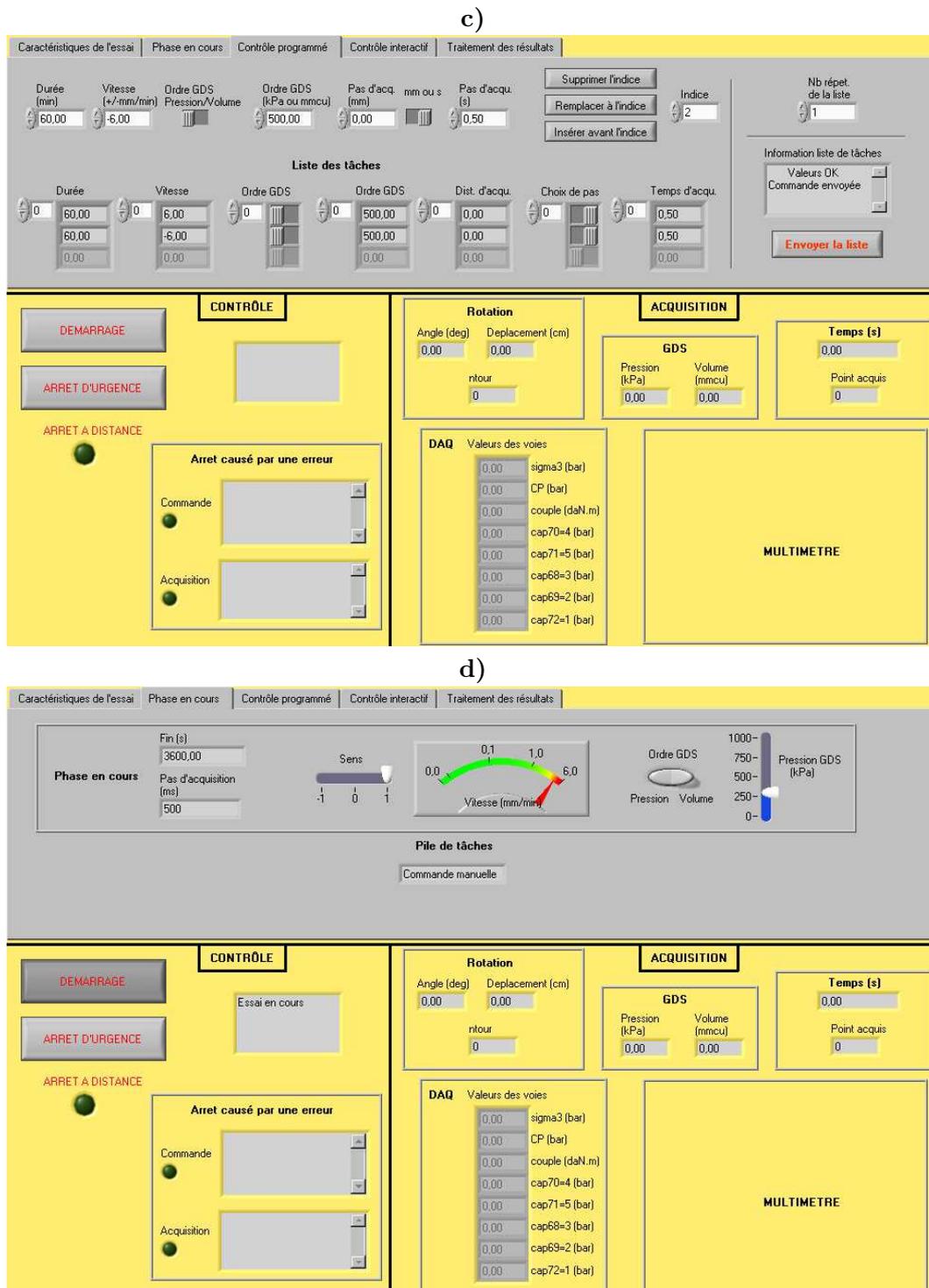


FIG. 2.12 – suite

Performances du logiciel

Le pas d'acquisition minimal que peut maintenir avec régularité le logiciel est de l'ordre de 100 ms (soit 10 μm de glissement à la vitesse maximale). Il s'agit de l'intervalle minimal entre les enregistrements successifs dans le fichier de données, sachant que chaque enregistrement correspond à une lecture conjointe de l'encodeur, du contrôleur pression-volume et des différents capteurs analogiques. Des fréquences d'acquisition bien plus élevées pourraient être atteintes pour les voies analogiques seules, mais la nécessité d'acquérir de façon synchrone différents ports d'entrée, ainsi que les procédures de sécurité pour éviter, par exemple, de lire et écrire en même temps sur le bus GPIB, diminuent notablement les performances de Labview.

Les différentes valeurs mesurées sont également affichées sur l'écran du PC. La fréquence de rafraîchissement des affichages peut être réglée indépendamment de la fréquence d'acquisition, et il est conseillé de la choisir plus petite pour ne pas perturber le rythme d'enregistrement des données. On notera que nous avons évité toute représentation graphique des données en temps réel car ce type d'application aurait encore considérablement ralenti l'exécution du logiciel.

2.3.3 Tests de calibration

Capteurs analogiques

Afin d'être sûrs de la fiabilité de nos mesures, nous avons recalibré tous les capteurs analogiques utilisés. Cette opération se fait en deux temps. Dans un premier temps, il convient de régler le gain et le zéro des conditionneurs de manière à ce que toute la plage de tensions de la carte d'acquisition (au choix : 0–10 V ou 0–1 V) soit couverte lorsque la grandeur mesurée varie dans sa gamme utile. Dans un deuxième temps, il faut définir sur le PC le mode de mise à l'échelle des données pour convertir la mesure de tension en unités physiques. La méthode la plus simple pour réaliser ces calibrations consiste à disposer de capteurs de référence dont les caractéristiques sont connues.

Pour le couplemètre, nous ne disposons pas de capteur de référence. Le zéro a donc été réglé "à vide" (pas de cylindre central monté). Le gain du conditionneur a été fixé en utilisant les indications du fabricant (sensibilité annoncée : 2.027 mV/V) afin que la sortie 0–10 V corresponde linéairement à l'étendue de mesure de 0–700 daN.m. Au cours des essais, il s'est avéré que le réglage du zéro était imprécis et qu'il convenait de décaler les mesures de couple de -4 daN.m. Cette correction est très facile à réaliser après coup dans les fichiers de données.

Les deux capteurs de pression de confinement et de contre-pression ont été calibrés au moyen d'un capteur étalon de référence. La sortie analogique 0–10 V des conditionneurs a été réglée pour correspondre à la plage de pression 0–1 MPa dans le cas du capteur de confinement, et à la plage -0.1 –1 MPa dans le cas du capteur de contre-pression (0 représentant la pression atmosphérique). Il faut noter que les conditionneurs de ces capteurs possèdent un afficheur qu'il convient de calibrer indépendamment, avant la sortie analogique.

Les capteurs de contrainte normale disposés sur le cylindre lisse ont été calibrés en remplissant entièrement l'ACSA d'eau. La pression de l'eau peut être ajustée entre 0 et 1 MPa grâce au contrôleur pression-volume, et nous utilisons le capteur de pression de confinement comme référence. Les tests ont révélé qu'un des capteurs était endommagé : il retourne en

permanence sa valeur limite. Nous n'avons donc pu en utiliser que quatre durant nos essais. Nous nous sommes également aperçu que les valeurs de calibration (en particulier le zéro) varient légèrement à chaque fois que les capteurs sont démontés et remontés. Cet effet pourrait être dû à des contraintes résiduelles engendrées lors de la fixation des capteurs dans leurs logements. Il est donc conseillé de renouveler les tests de calibration avant chaque série d'essais avec le cylindre lisse. Pour cette raison, nous n'avons procédé qu'à un réglage grossier des gains et des zéros sur les conditionneurs (dans la gamme 0–1 V). Les réglages fins doivent être ajustés directement sur le PC en modifiant la mise à l'échelle des données. La figure 2.13 présente les caractéristiques de ces capteurs (linéarité, réversibilité), ainsi que la procédure de détermination des paramètres de mise à l'échelle sur le PC (sans toucher aux réglages des conditionneurs).

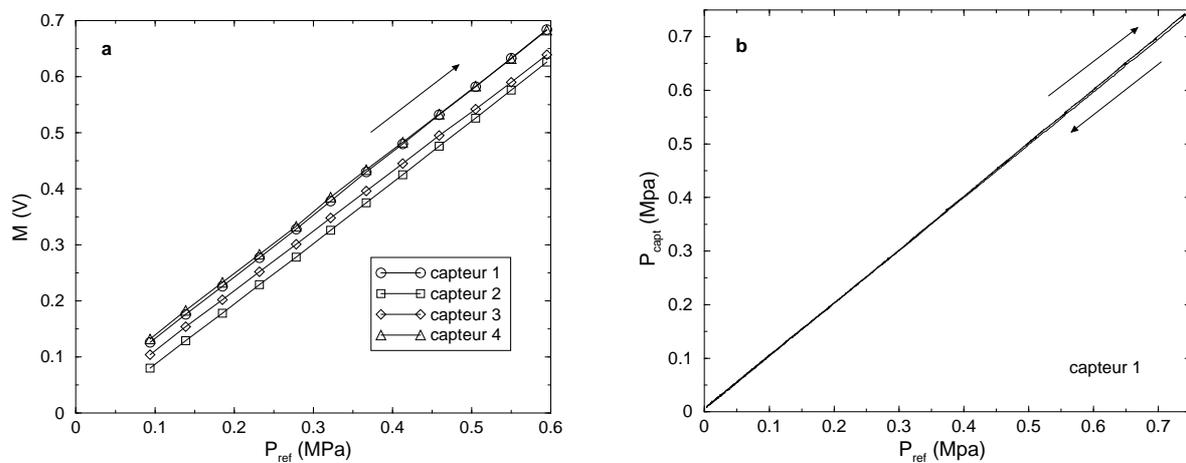


FIG. 2.13 – Résultats de tests de calibration pour les quatre capteurs de contrainte normale utilisables sur le clou lisse. **(a)** Évolution des tensions M en sortie des conditionneurs lors d'une augmentation progressive de la pression imposée P_{ref} (mesurée par le capteur de confinement). Pour les quatre capteurs, la linéarité est excellente. L'équation des droites est déterminée par régression linéaire et utilisée ensuite pour mettre à l'échelle les mesures de contrainte normale. **(b)** Évolution de la pression P_{capt} mesurée par le capteur 1 lors d'un essai de montée-descente de la pression imposée P_{ref} . La réversibilité est excellente en dessous de 0.5 MPa et se dégrade très légèrement au-dessus. La situation est identique pour les trois autres capteurs. La mise à l'échelle appliquée pour les mesures présentées cette figure provient d'un test de calibration ancien depuis lequel le capteur a subi un démontage. C'est pourquoi on distingue en particulier un petit décalage du zéro de la courbe.

Moteur

Il nous a également fallu “calibrer” le moteur, c'est-à-dire déterminer le rapport entre la tension appliquée sur la sortie analogique de la carte d'acquisition et la vitesse de rotation effective du cylindre central. Cette calibration est facile à réaliser en utilisant les mesures fournies par l'encodeur de rotation. De plus, elle ne requiert pas une très grande précision puisqu'il est toujours possible de mesurer la vitesse réelle *a posteriori* à partir des enregistrements de l'encodeur dans le fichier de données. Au premier ordre, la gamme de vitesse

de glissement permise par le moteur (0–6 mm/min) est couverte en envoyant une tension de 0–9 V au convertisseur tension-fréquence (correspondance linéaire).

2.4 Essais réalisés

2.4.1 Échantillons utilisés

Différents travaux de terrain ont établi que la distribution de taille des grains dans les gouges de faille naturelles est auto-similaire avec une dimension fractale voisine de 2.6 [Sammis *et al.*, 1987; Sammis et Biegel, 1989; An et Sammis, 1994]. Pour étudier la rhéologie des gouges au laboratoire, certains auteurs ont donc utilisé, sinon des échantillons naturels, du moins des échantillons reproduisant cette granulométrie fractale [Biegel *et al.*, 1989]. Nous avons choisi de travailler avec des échantillons de granulométrie plus simple (monodisperse le plus souvent) et bien contrôlée. Nous suivons en cela d’autres études qui ont également fait ce choix de travailler avec des matériaux simplifiés [p. ex., Marone *et al.*, 1990; Mair et Marone, 1999]. Ceci facilite grandement la préparation d’échantillons reproductibles, et permet souvent une analyse plus poussée des différents mécanismes physiques à l’œuvre à l’échelle des grains. Il faut noter, toutefois, qu’à la différence des granulométries fractales qui semblent “stationnaires”, les granulométries monodisperses sont susceptibles d’évoluer durant le cisaillement par fracturation de grains (voir TEC03).

Les différents matériaux que nous avons utilisés sont décrits en détail dans JGR03-I. Pour certains essais à but de tests, non discutés dans l’article, nous avons également employé du sable d’Hostun RF (dénové hrf). Les principales caractéristiques de tous ces matériaux sont rappelées dans la Table 2.2. Il s’agit en général de sable ou de billes de verre directement tiré des sacs livrés par les fournisseurs (Figure 2.14). Nous avons cependant systématiquement vérifié les distributions granulométriques annoncées au moyen d’une série de tamis standards. Seul le matériau gb3 est obtenu synthétiquement en mélangeant, en masse, 33% de billes de verre de 0.3 mm avec le matériau gb1. Un grand soin doit être apporté à la réalisation de ce mélange pour garantir son homogénéité et éviter la ségrégation des tailles de bille. Signalons également que, pour certains essais, un matériau légèrement modifié – obtenu en écrétant la distribution sa1 entre les tamis de 0.80 et 1.25 mm – a été employé (il est dénoté sae).

nom	matériau	forme des grains	granulométrie	diamètre moyen	Ref. Fournisseur
sa1	sable de quartz	anguleux	monodisperse	1.0 mm	Sté Bellanger-Sopromat (G2)
sa2	sable de quartz	anguleux	monodisperse	0.6 mm	Sté Bellanger-Sopromat (F35)
hrf	sable de quartz	anguleux	monodisperse	0.3 mm	Sté Sika (Hostun RF)
gb1	billes de verre	ronds	monodisperse	1.0 mm	Sté Centraver (JM20 98-3)
gb2	billes de verre	ronds	monodisperse	0.7 mm	Sté Centraver (MV 425-850)
gb3	billes de verre	ronds	bidisperse	–	Synthétique

TAB. 2.2 – Caractéristiques des six types de matériaux utilisés durant nos essais.

Les densités et porosités moyennes initiales des échantillons sont déterminées en connaissant leurs dimensions et la masse de matériau utilisée (voir section 2.2). Nous utilisons une valeur de 2.8 pour la densité des grains de sable et de 2.6 pour celle des billes de verre (valeurs déterminées expérimentalement). Tous les échantillons de sable que nous avons réalisés avaient une porosité initiale comprise entre 41% et 49%. Les porosités de nos échantillons

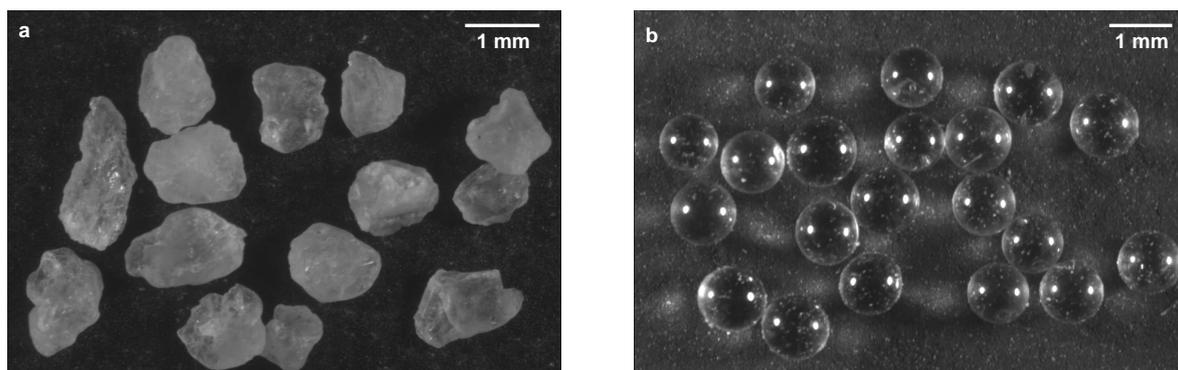


FIG. 2.14 – Photographies à la loupe binoculaire de quelques grains extraits des matériaux utilisés. (a) Sable sa1. (b) Billes de verre gb1.

de billes monodisperses étaient systématiquement un peu plus faibles, comprise entre 36% et 40%. Enfin, la porosité initiale du seul échantillon de billes bidisperses utilisé était de 30% environ.

2.4.2 Programme expérimental

Tous nos essais ont été réalisés durant les années 2000 et 2001. La Table 2.3 récapitule les paramètres de tous les essais de cisaillement exploitables. Outre ces essais de cisaillement, nous avons également réalisé de nombreux essais de tests (calibrations des capteurs, étude du bruit d'acquisition,...) que nous ne décrivons pas ici.

Nous nous sommes intéressés à l'influence de différents paramètres sur la réponse de l'échantillon au cisaillement : quantité de glissement, vitesse de glissement, temps d'arrêt, changements du sens de glissement et déchargements de l'échantillon, pression de confinement. Étant donnée la durée de nos essais (souvent supérieure à une semaine), la plupart ont été conçus pour permettre l'étude de plusieurs paramètres à la fois. C'est pourquoi ils comportent généralement de nombreux épisodes différents. La nomenclature utilisée dans la Table 2.3 permet de distinguer les différents types d'épisodes présents dans chaque essai :

- C : épisode de cisaillement à vitesse et pression de confinement constantes,
- p : épisode de cisaillement durant lequel on impose des variations de la pression de confinement,
- H : épisode d'arrêt du cisaillement (vitesse nulle),
- D : épisode d'arrêt durant lequel on impose une chute de la contrainte cisailante,
- P : épisode d'arrêt durant lequel on impose une variation de la pression de confinement,
- o : épisode d'arrêt durant lequel on impose une oscillation de la pression de confinement (cycles de détente/recompression, ou l'inverse),
- V : changement de vitesse,
- S : changement du sens de cisaillement.

Les épisodes de type D sont similaires aux tests de déchargement présentés par *Karner et Marone* [2001] (voir chapitre 1). Ils sont réalisés en tirant parti de l'existence d'un léger jeu dans le système d'entraînement du cylindre. Il est ainsi possible, en inversant durant quelques secondes le sens de rotation du moteur, d'annuler le couple imposé en ne provoquant qu'une

variation minimale du glissement δ (toujours inférieure à $500 \mu\text{m}$, sans doute due à un effet de décharge élastique de l'échantillon).

2.4.3 Exemples de résultats bruts

Nous présentons dans les Figures 2.15 à 2.19 quelques exemples de résultats bruts obtenus lors des phases de cisaillement initiales de différents échantillons. Ces figures nous donnent l'occasion de préciser quelques points généraux sur lesquels nous n'aurons plus l'occasion de revenir dans la suite.

Les essais jusqu'au no 65 inclus ont été réalisés en utilisant l'ancienne chaîne de commandes et d'acquisition de l'ACSA (qui fonctionnait avec le logiciel Viewdac). On peut se rendre compte que le passage à la nouvelle chaîne d'acquisition, pilotée sous Labview, a permis de réduire notablement le bruit d'acquisition sur deux types de mesures en particulier (comparer les Figures 2.15 et 2.16) :

- les mesures du glissement δ par l'encodeur. Avec l'ancienne interface, l'encodeur retournait assez fréquemment des valeurs aberrantes en raison d'un problème de câblage de ses sorties. La correction de ce problème sur la nouvelle interface a permis d'éliminer complètement ces points aberrants. Pour pouvoir exploiter malgré tout les essais réalisés avec l'ancienne chaîne d'acquisition, nous avons réalisé un programme de filtrage permettant de corriger les valeurs aberrantes par interpolation des mesures voisines.
- les mesures de couple Γ par le couplemètre. Cette réduction du bruit sur Γ est essentiellement due au choix d'une tension d'alimentation plus forte pour le couplemètre. Il faut également noter qu'après l'essai 40, la réfection des soudures de connexion du couplemètre avait déjà permis une amélioration très substantielle de la stabilité des mesures de couple. (Avant cette réfection, les valeurs de Γ présentaient des sauts erratiques très fréquents d'amplitude pouvant aller jusqu'à 10 daN.m [voir *Chambon, 2000*].) Le bruit avant cette réfection est noté H dans la Table 2.3, celui après est noté L.

On remarque également qu'au tout début des essais cisailants avec le cylindre rugueux, la pression de confinement σ_e théoriquement constante subit des fluctuations pouvant atteindre 100 kPa . (Figures 2.15, 2.16, 2.17). Ces fluctuations sont dues à l'inertie importante du contrôleur pression-volume : celui-ci n'arrive pas à "suivre" les variations très rapides du volume de l'échantillon se produisant lors de l'initiation du cisaillement (séquence de compaction-dilatance, voir JGR03-I). En raison de ces fluctuations de σ_e , la forme de l'évolution en glissement du couple Γ est également perturbée, typiquement jusqu'au pic. Ce phénomène est généralement plus faible avec le cylindre lisse (Figures 2.18, 2.19), et l'utilisation de vitesses de cisaillement inférieures à $20 \mu\text{m/s}$ permet de l'éliminer même avec le cylindre rugueux.

Enfin, on pourra également remarquer que les réponses du sable et des billes de verre présentées dans les Figures 2.18 et 2.19 (cylindre lisse) sont qualitativement très différentes de celles discutées dans l'article JGR03-I. L'explication en est que les données exposées dans cet article (Figures 12 et 13) correspondent à des phases de cisaillement non-initiales, c'est à dire réalisées après plusieurs changements de sens. Or, avec le cylindre lisse, les réponses mesurées durant les premières phases de cisaillement d'un échantillon sont généralement très atypiques et varient d'un échantillon à l'autre. Des réponses reproductibles ne sont obtenues qu'au bout, typiquement, de 5–6 changements de sens.

no. essai	26	28	35	38	39	40	44	46	47	48	50	51
matériau ^a	sae	sae	sae	sae	sae	sae	sae	sae	sae	sae	gb1	gb1
clou ^b	R	R	R	R	R	R	R	R	R	R	R	R
no. échantillon	2 ^c	2 ^d	2 ^d	2	2	2	3 ^c	3 ^d	3 ^d	3 ^d	4 ^c	4 ^d
type d'essai ^e	CV	CV	CVS	CVS	CV	CV	CV	CV	CV	CV	CV	CV
sens de rotation	+	+	+/-	-/+	+	+	+	+	-	-	+	-
déplacement δ en fin d'essai ^f	135	102	3	-2	133	300	150	145	-150	-148	7	-84
déplacement partiel δ_p en fin d'essai ^f	135	237	3	23	133	300	150	295	150	298	7	84
déplacement cumulé δ_{cum} en fin d'essai ^f	135	237	647	990	1123	1423	150	295	445	593	7	91
confinement ^g	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5
bruit d'acquisition ^h	H	H	H	H	H	H	L	L	L	L	L	L
visualisation ⁱ	-	-	-	-	-	-	K/C	-	K	-	K	C

^a voir section 2.4.1

^b R : clou rugueux ; L : clou lisse

^c premier cisaillement de l'échantillon

^d échantillon non sollicité entre l'essai considéré et celui qui le précède dans le tableau

^e voir texte

^f en cm, voir section 3.2

^g en bars

^h H : bruit important ; L : bruit faible (voir section 2.4.3)

ⁱ - : pas de visualisation ; K : appareil photo numérique ; C : caméra numérique

TAB. 2.3 – Paramètres de tous les essais de cisaillement exploitables

no. essai	53 ^j	56	57	58	59	60	61	63	64	65 ^k
matériau ^a	sae	sa1	sa1	sa1	sa1	sa1	sa1	sa1	sa1	sa1
clou ^b	R	R	R	R	R	R	R	R	R	R
no. échantillon	5 ^c	6 ^c	6 ^d	6	6 ^d	6 ^d	6 ^d	7 ^c	7	7 ^d
type d'essai ^e	CV	CSD	CSD	CV	CH	CV	CH	CH	CV	CSD
sens de rotation	+	+/-	+/-	+	+	-	-	+	+	+/-
déplacement δ en fin d'essai ^f	170	21	289	406	420	-190	-403	403	150	?
déplacement partiel δ_p en fin d'essai ^f	170	21	289	406	826	190	593	403	553	?
déplacement cumulé δ_{cum} en fin d'essai ^f	170	621	3307	3710	4456	4646	5049	403	553	?2653-3853 ?
confinement ^g	5	5	5	5	5	5	5	5	5	5
bruit d'acquisition ^h	L	L	L	L	L	L	L	L	L	-
visualisation ⁱ	-	K	K	K	-	-	-	-	-	-

^a voir section 2.4.1

^b R : clou rugueux ; L : clou lisse

^c premier cisaillement de l'échantillon

^d échantillon non sollicité entre l'essai considéré et celui qui le précède dans le tableau

^e voir texte

^f en cm, voir section 3.2

^g en bars

^h H : bruit important ; L : bruit faible (voir section 2.4.3)

ⁱ - : pas de visualisation ; K : appareil photo numérique

^j fuite de la chambre de confinement durant l'essai

^k essai durant lequel le PC est tombé en panne : pas d'enregistrement

TAB. 2.3 – suite

no. essai	72	74	76	77	78	88	91	97	100
matériau ^a	hrf	hrf	hrf	hrf	hrf	gb2	gb2	sa2	sa2
clou ^j	L ^j	L ^j	L ^j	L ^j	L ^j	R	R	R	R
no. échantillon	9 ^c	9 ^d	9 ^d	9 ^d	9 ^d	10 ^c	10	11 ^c	11 ^d
type d'essai ^e	CSV	CSV _p	CSHD	CSp	CSHD _o	C	CSVHD _o	CSV	CSVHD
sens de rotation	+/-	-/+	+/-	-/+	+/-	+	+/-	+/-	+/-
déplacement δ en fin d'essai ^f	48	14	0	0	0	36	24	39	8
déplacement partiel δ_p en fin d'essai ^f	6	30	12	6	18	36	72	30	108
déplacement cumulé δ_{cum} en fin d'essai ^f	60	106	130	226	262	36	240	99	323
confinement ^g	3	3/4	3	1/2/3/4	4	5	5	5	5
bruit d'acquisition ^h	N	N	N	N	N	N	N	N	N
visualisation ⁱ	-	-	-	-	-	-	-	-	-

^a voir section 2.4.1

^b R : clou rugueux ; L : clou lisse

^c premier cisaillement de l'échantillon

^d échantillon non sollicité entre l'essai considéré et celui qui le précède dans le tableau

^e voir texte

^f en cm, voir section 3.2

^g en bars

^h N : nouvelle chaîne d'acquisition

ⁱ - : pas de visualisation

^j capteurs de contrainte interne mal placés dans leurs logements

TAB. 2.3 – suite

no. essai	107	109	115	117	119	120	122	131	132	134	135
matériau ^a	gb3	gb3	gb2	gb2	gb2	gb2	gb2	sa2	sa2	sa2	sa2
clou ^b	R	R	L ^j	L ^j	L ^j	L ^j	L ^j	L ^k	L ^k	L ^k	L ^k
no. échantillon	12 ^c	12 ^d	13 ^c	13 ^d	13 ^d	13 ^d	13 ^d	14 ^c	14	14 ^d	14 ^d
type d'essai ^e	CS	CSHD	Co	CSD _o	CSo	CH	CSP _o	CSP	CSP _o	CSP	CSP
sens de rotation	+/-	+/-	+	+/-	+/-	+	+/-	-/+	+/-	+/-	+/-
déplacement δ en fin d'essai ^f	0	0	40	0	0	23	22	-41	-10	5	32
déplacement partiel δ_p en fin d'essai ^f	30	40	40	20	54	23	10	2	28	1	30
déplacement cumulé δ_{cum} en fin d'essai ^f	60	140	40	200	308	331	350	106	152	185	228
confinement ^g	5	5	5	5	5	5	1	1/1.5/2/3/5	1/1.5	2	1/2/4/5
bruit d'acquisition ^h	N	N	N	N	N	N	N	N	N	N	N
visualisation ⁱ	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-

^a voir section 2.4.1

^b R : clou rugueux ; L : clou lisse

^c premier cisaillement de l'échantillon

^d échantillon non sollicité entre l'essai considéré et celui qui le précède dans le tableau

^e voir texte

^f en cm, voir section 3.2

^g en bars

^h N : nouvelle chaîne d'acquisition

ⁱ - : pas de visualisation

^j capteurs de contrainte interne mal placés dans leurs logements

^k saturation des capteurs de contrainte interne en cours d'essai

TAB. 2.3 – suite

no. essai	136	137	140	147	148	154 ^j	156 ^j	158
matériau ^a	sa2	sa2	sa2	gb2	gb2	sa2	sa2	sa2
clou ^b	L ^k	L ^k	L ^k	L	L	R	R	R
no. échantillon	14 ^d	14 ^d	14 ^d	15 ^c	15 ^d	16 ^c	16 ^d	17 ^c
type d'essai ^e	CSP _o	CSP	CSP	CSP	CSP	CSP	CSP	CSP
sens de rotation	+/-	-/+	-/+	-/+	+/-	+/-	-/+	+/-
déplacement δ en fin d'essai ^f	33	6	-31	-20	0	60	0	0
déplacement partiel δ_p en fin d'essai ^f	1	10	3	6	20	60	60	40
déplacement cumulé δ_{cum} en fin d'essai ^f	269	382	517	56	207	300	1020	200
confinement ^g	1/4/5	2/3/4/5	1/2/3/4/5	3/4/5	1.5/2/3/5	1/2/4/5	1/3/3.5/4/4.5/5	3/4/5
bruit d'acquisition ^h	N	N	N	N	N	N	N	N
visualisation ⁱ	-	-	-	-	-	-	-	-

^a voir section 2.4.1

^b R : clou rugueux ; L : clou lisse

^c premier cisaillement de l'échantillon

^d échantillon non sollicité entre l'essai considéré et celui qui le précède dans le tableau

^e voir texte

^f en cm, voir section 3.2

^g en bars

^h N : nouvelle chaîne d'acquisition

ⁱ - : pas de visualisation ; K : appareil photo numérique

^j fuite de la chambre de confinement durant l'essai

^k saturation des capteurs de contrainte interne en cours d'essai

TAB. 2.3 – suite

no. essai	161	162	163	167	169	170	171
matériau ^a	sa2	sa2	sa2	sae	sae	sae	sae
clou ^b	R	R	R	R	R	R	R
no. échantillon	17 ^d	17	17 ^d	18 ^c	18 ^d	18 ^d	18 ^d
type d'essai ^e	CSP	CSP	CSP	CH	CSHP	C	CSHP
sens de rotation	+/-	-/+	+/-	+	+/-	+	+/-
déplacement δ en fin d'essai ^f	20	-20	0	4	0	35	-70
déplacement partiel δ_p en fin d'essai ^f	30	50	60	4	60	35	150
déplacement cumulé δ_{cum} en fin d'essai ^f	480	1000	1240	4	964	999	1389
confinement ^g	1/2/3	3/3.5/4/4.5/5/5.5	5.5/4.5/3.5/2.5	2	2/3/3.5/4/4.5/5/5.5/6	4	2-6
bruit d'acquisition ^h	N	N	N	N	N	N	N
visualisation ⁱ	-	-	-	K	K	-	-

^a voir section 2.4.1

^b R : clou rugueux ; L : clou lisse

^c premier cisaillement de l'échantillon

^d échantillon non sollicité entre l'essai considéré et celui qui le précède dans le tableau

^e voir texte

^f en cm, voir section 3.2

^g en bars

^h N : nouvelle chaîne d'acquisition

ⁱ - : pas de visualisation ; K : appareil photo numérique

TAB. 2.3 – suite

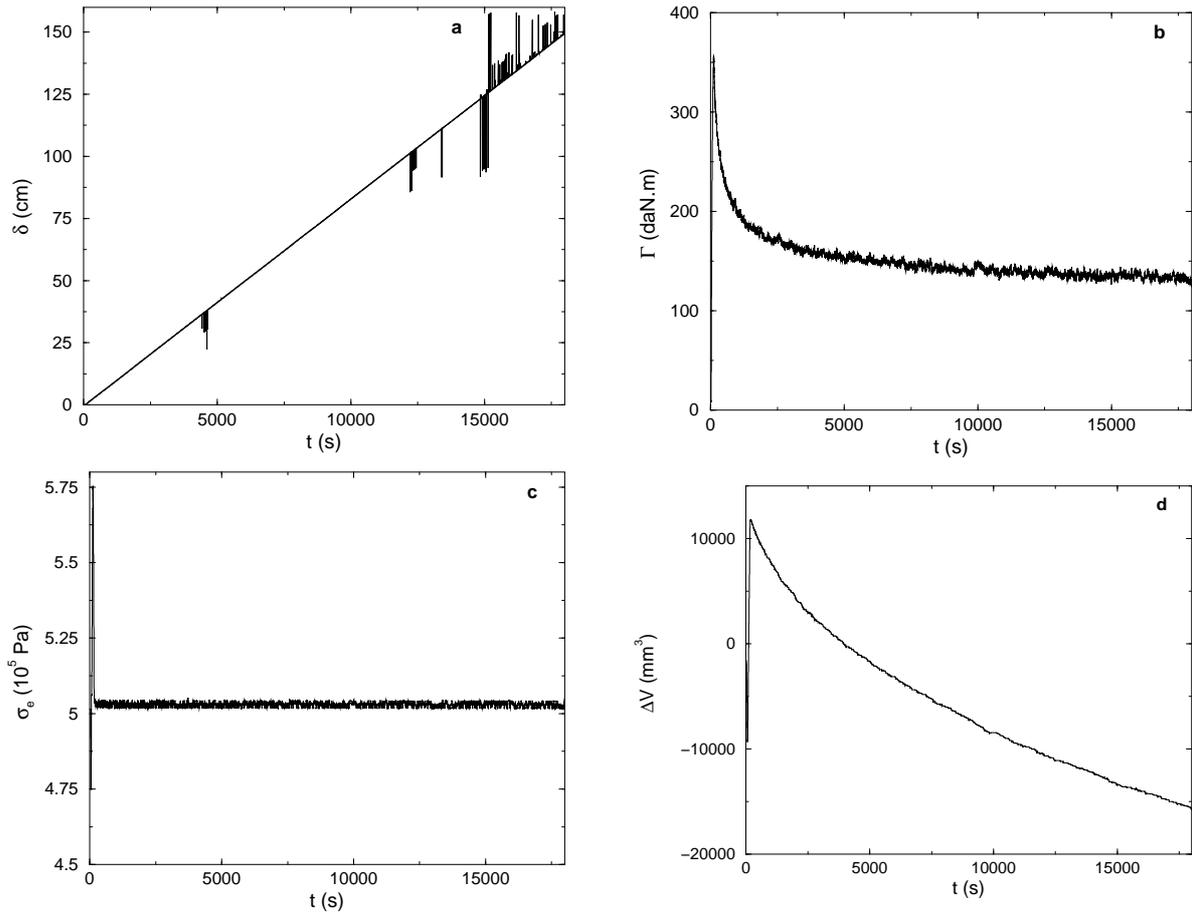


FIG. 2.15 – Enregistrements durant la première phase de l’essai 56 (voir Table 2.3). Il s’agit du cisaillement initial d’un échantillon de sable sa1 avec le clou rugueux (vitesse $v = 83 \mu\text{m/s}$, confinement $\sigma_e = 0.5 \text{ MPa}$). Évolutions du glissement δ , du couple Γ , de la pression de confinement σ_e et des variations de volume ΔV en fonction du temps t depuis le début de l’essai.

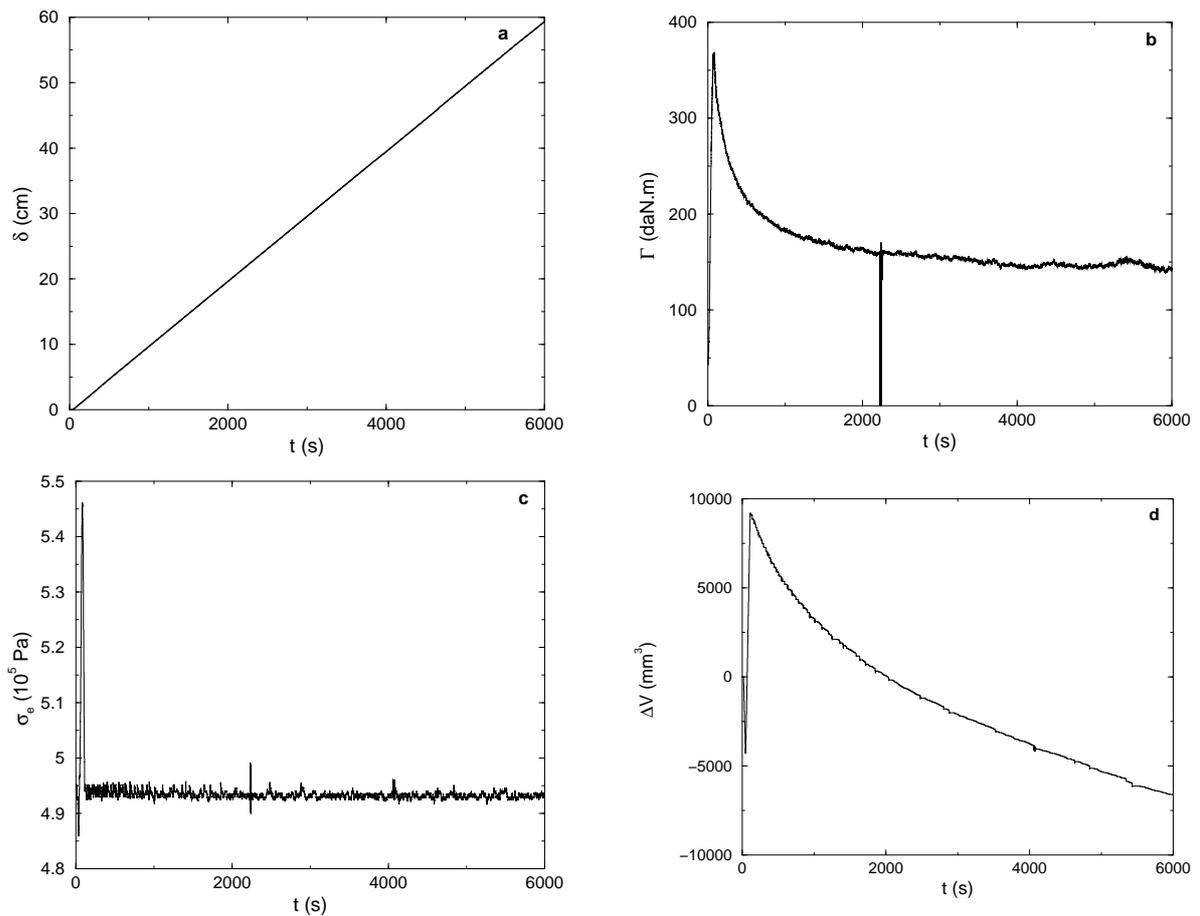


FIG. 2.16 – Enregistrements durant la première phase de l’essai 97 (voir Table 2.3). Il s’agit du cisaillement initial d’un échantillon de sable sa1 avec le clou rugueux (vitesse $v = 100 \mu\text{m/s}$, confinement $\sigma_e = 0.5 \text{ MPa}$). Évolutions du glissement δ , du couple Γ , de la pression de confinement σ_e et des variations de volume ΔV en fonction du temps t depuis le début de l’essai. Le point aberrant dans l’évolution de Γ est vraisemblablement dû à une saute dans la tension d’alimentation du couplemètre.

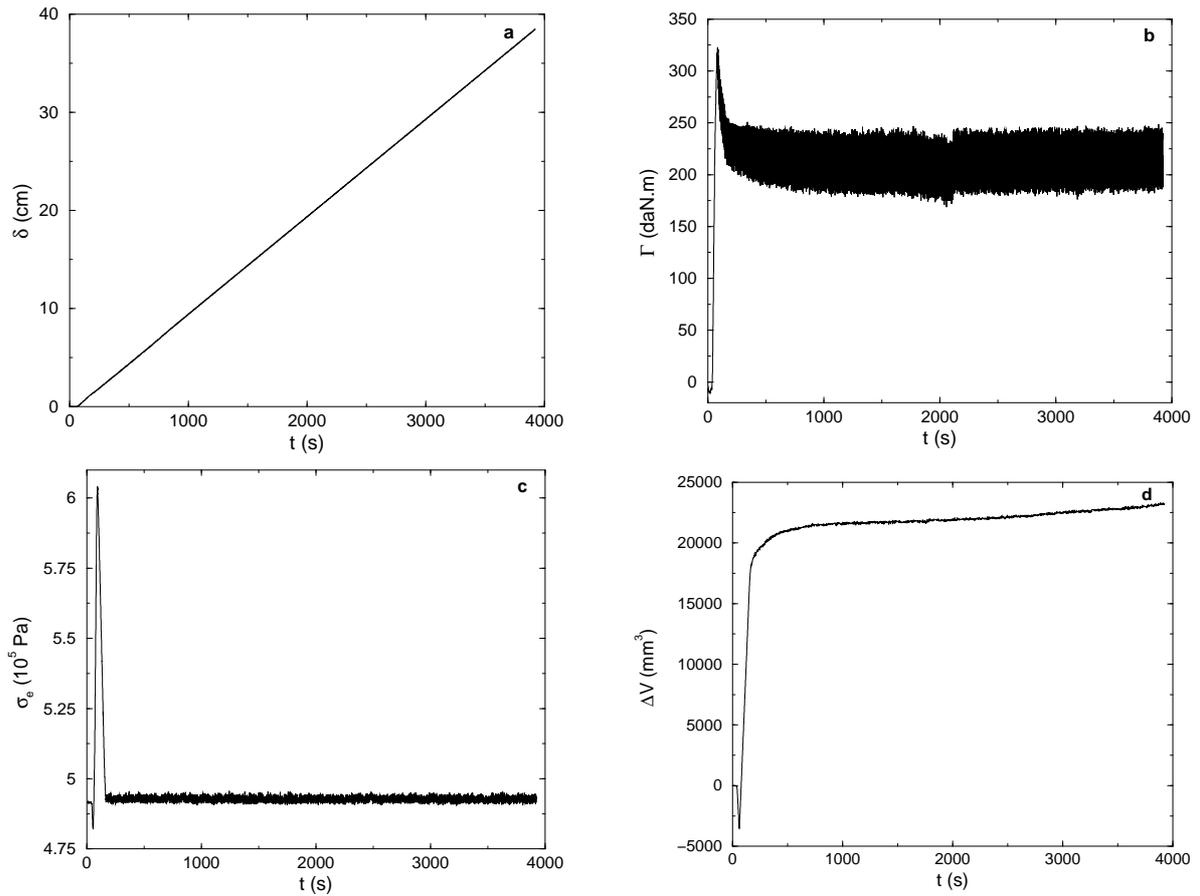


FIG. 2.17 – Enregistrements durant la première phase de l’essai 88 (voir Table 2.3). Il s’agit du cisaillement initial d’un échantillon de billes de verre gb2 avec le clou rugueux (vitesse $v = 100 \mu\text{m/s}$, confinement $\sigma_e = 0.5 \text{ MPa}$). Évolutions du glissement δ , du couple Γ , de la pression de confinement σ_e et des variations de volume ΔV en fonction du temps t depuis le début de l’essai.

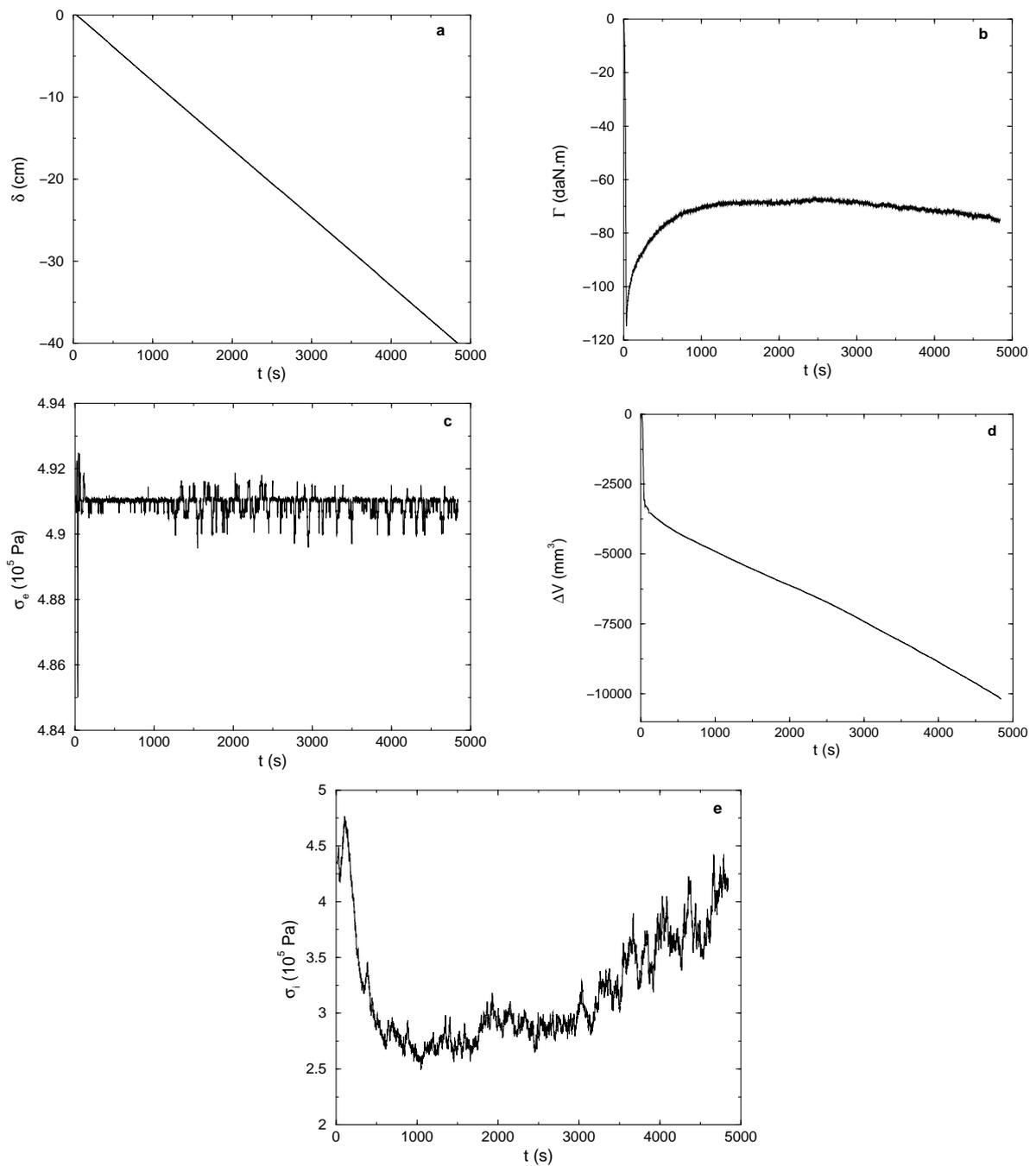


FIG. 2.18 – Enregistrements durant la première phase de l’essai 131 (voir Table 2.3). Il s’agit du cisaillement initial d’un échantillon de sable sa2 avec le clou lisse (vitesse $v = 83 \mu\text{m/s}$, confinement $\sigma_e = 0.5 \text{ MPa}$). Évolutions du glissement δ , du couple Γ , de la pression de confinement σ_e , des variations de volume ΔV et de la contrainte normale interne σ_i (moyenne des 4 capteurs utilisables) en fonction du temps t depuis le début de l’essai.

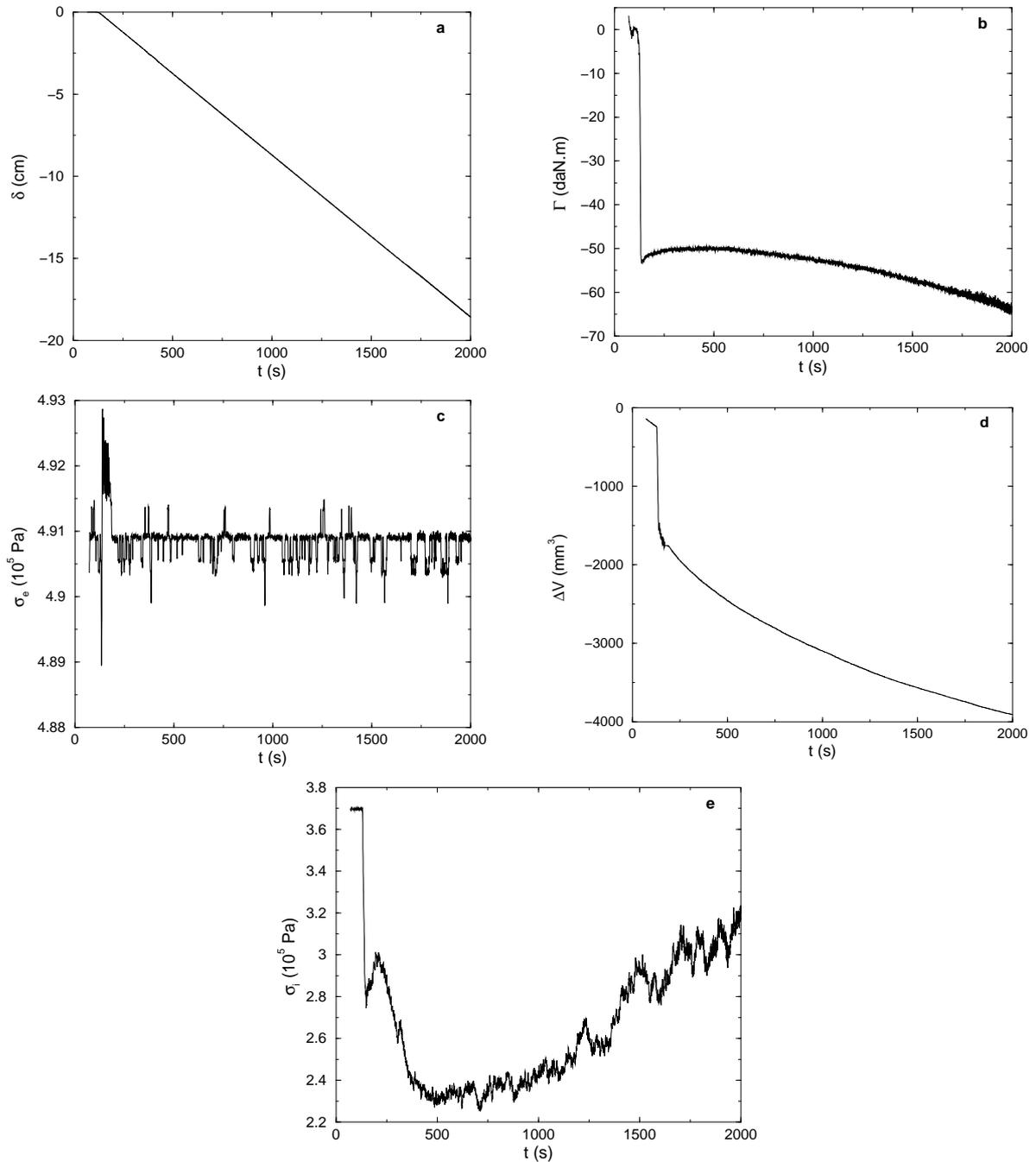


FIG. 2.19 – Enregistrements durant la première phase de l’essai 147 (voir Table 2.3). Il s’agit du cisaillement initial d’un échantillon de billes de verre gb2 avec le clou lisse (vitesse $v = 100 \mu\text{m/s}$, confinement $\sigma_e = 0.5 \text{ MPa}$). Évolutions du glissement δ , du couple Γ , de la pression de confinement σ_e , des variations de volume ΔV et de la contrainte normale interne σ_i (moyenne des 4 capteurs utilisables) en fonction du temps t depuis le début de l’essai.

Chapitre 3

Loi de frottement macroscopique

Dans ce chapitre, nous nous concentrons essentiellement sur la réponse macroscopique des différents types d'échantillons durant les essais de cisaillement. Il nous arrivera cependant, en particulier pour l'interprétation, de faire référence aux considérations microscopiques qui font l'objet du chapitre 3. La réponse mécanique des échantillons sera essentiellement caractérisée en termes de loi de frottement, de façon à pouvoir comparer nos résultats avec les données sismologiques. On prendra garde au fait que les notations employées dans les articles peuvent différer de celles utilisées par ailleurs dans ce manuscrit.

3.1 Article GRL02

3.1.1 Résumé des principaux résultats

Ce court article présente de façon qualitative le résultat principal de notre série d'expériences avec l'ACSA. Il s'agit l'évolution de la contrainte cisailante τ lors du cisaillement du sable sa1 (grains de 1 mm de diamètre) par le clou rugueux. Les essais discutés dans cet article ont tous été conduits à pression de confinement constante.

On observe tout d'abord que la contrainte cisaillement τ est sensible à la vitesse de glissement appliquée (Figure 2). Le comportement des échantillons étudiés est clairement adoucissant en vitesse : une augmentation de la vitesse provoque une réduction de la contrainte cisailante, et vice-versa. Malgré la variabilité des mesures, il apparaît que cette dépendance en vitesse est tout à fait compatible avec la loi de frottement RSF classique de Dieterich-Ruina (valeur du coefficient d'adoucissement : $B - A = 1.4 \times 10^{-2}$). La distance critique d'adoucissement d_c peut être déterminée par une modélisation de l'évolution de τ lors d'un changement de vitesse (passage d'une valeur stationnaire à une autre) : on trouve $d_c \approx 100 \mu\text{m}$.

Conjointement à cette dépendance en vitesse on note un phénomène majeur d'adoucissement en glissement. Si la contrainte cisailante τ ne varie, classiquement, que de quelques pourcents lors de changements de vitesse, on observe qu'elle peut perdre jusqu'à 70% de sa valeur au pic au fur et à mesure que le glissement augmente (Figure 3a). De plus, la distance typique sur laquelle se produit cet adoucissement en glissement est extrêmement grande, de l'ordre de $L \approx 0.5 \text{ m}$. Il apparaît également que cette chute de τ avec le glissement n'est pas irréversible. En effet, elle se produit non seulement lors du cisaillement initial d'un échantillon,

mais également, à l'identique, après des changements de sens ou des chutes de contrainte imposées.

La contrainte cisailante τ est donc affectée par deux effets indépendants durant nos essais : un adoucissement en vitesse, de second-ordre, et un adoucissement en glissement, largement prédominant. Contrairement à l'effet en vitesse, l'adoucissement en glissement est incompatible avec les lois RSF classiques. Nous avons vérifié qu'il peut effectivement être interprété en termes de frottement effectif de notre échantillon. En effet, des séries d'essais réalisés à diverses valeurs de confinement σ montrent qu'il est possible de définir un coefficient de frottement effectif $\mu_f(\delta)$ qui dépend essentiellement du glissement imposé δ (Figure 3b) : $\tau = \mu_f(\delta) \sigma + C_f$, où C_f représente une cohésion effective (constante). On constate de plus que ce nouveau mécanisme d'adoucissement du frottement apparaît quantitativement en très bon accord avec les données sismologiques, particulièrement en ce qui concerne les distances typiques impliquées.

L'observation de séries de photos prises à travers la fenêtre percée dans l'ACSA révèle que l'essentiel de la déformation de l'échantillon est localisée dans une bande interfaciale de 6–7 grains de large (Figure 4a). Cependant, le reste de l'échantillon se déforme également, mais de manière beaucoup plus lente et discontinue. Des “crises de mouvements” sont émises à temps discrets par la zone interfaciale et semblent se propager dans l'échantillon en affectant des domaines de taille variable (Figure 4b). Nous pensons que l'origine de l'adoucissement spectaculaire observé est à rechercher dans la formation et l'interaction de ces deux zones qui se déforment selon des modes très différents. En particulier, l'utilisation d'échantillons très larges apparaît donc comme une condition essentielle pour voir ce développer cet adoucissement en glissement.

3.1.2 Article

Ci-joint, la reproduction de l'article GRL02 paru dans *Geophysical Research Letters* en 2002 [Chambon et al., 2002b].

Laboratory gouge friction: Seismic-like slip weakening and secondary rate- and state-effects

Guillaume Chambon and Jean Schmittbuhl

Laboratoire de Géologie, École Normale Supérieure, Paris, France

Alain Corfdir

CERMES, ENPC/LCPC, Champs sur Marne, France

Received 27 November 2001; revised 6 February 2002; accepted 4 March 2002; published 16 May 2002.

[1] We investigate experimentally the frictional response of a thick sample of simulated fault gouge submitted to very high shear displacements (up to 40 m) in an annular simple shear apparatus (ACSA). The frictional strength of our granular material exhibits velocity-weakening consistent with classical rate- and state-dependent friction laws. The length scale involved in the latter phenomenon is $d_c = 100 \mu\text{m}$. However, the evolution of friction is largely dominated by a significant slip-weakening active over decimetric distances ($L = 0.5 \text{ m}$). Interestingly, these decimetric frictional length scales are quantitatively compatible with those estimated for natural faults. During shearing, a thin and highly-sheared layer emerges from the thick and slowly-deforming bulk of the sample. Because of the intermittent and non-local coupling observed between these two zones, we relate the large frictional length scales in our data to the slow structuring of the thick interface. **INDEX TERMS:** 7209 Seismology: Earthquake dynamics and mechanics; 8010 Structural Geology: Fractures and faults; 8123 Tectonophysics: Dynamics, seismotectonics; 8025 Structural Geology: Mesoscopic fabrics; 8159 Tectonophysics: Evolution of the Earth: Rheology—crust and lithosphere

1. Introduction

[2] Understanding fault friction represents a key element toward a comprehensive description of the seismic cycle. Two decades of experimental studies on the mechanical behavior of rock-rock and rock-gouge interfaces resulted in the formulation of two classes of friction laws [Dieterich, 1979; Ruina, 1983; Ohnaka and feng Shen, 1999; Marone, 1998]: the rate- and state-dependent friction (RSF) laws, and the slip-dependent laws. RSF laws, in particular, successfully account for many properties of the natural seismicity [Rice, 1993; Dieterich, 1994]. However, quantitative earthquake modeling usually requires friction weakening distances of about 10^{-2} – 1 m [Ide and Takeo, 1997; Bouchon et al., 1998; Gutteri and Spudich, 2000], whereas typical length scales involved in laboratory effects are in the range 10^{-6} – 10^{-4} m . To face this difficulty, a classical approach [Scholz, 1988; Marone and Kilgore, 1993; Ohnaka and feng Shen, 1999] consists in applying scaling procedures to the laboratory-derived constitutive parameters (particularly the characteristic lengths). Here, we look for alternative frictional mechanisms which could involve length scales directly compatible with seismological estimations. In particular, gouge samples in experimental fault studies are rarely wider than 10–20 grains (i.e., a few mm) [Marone et al., 1990; Beeler et al., 1996]. Along real faults, however, the gouge layers can reach thicknesses of several meters after repeated slipping events [Scholz,

1997]. The aim of this letter is to explore the frictional behavior of thicker samples of simulated gouge submitted to high shear strains.

2. Experimental Setup

[3] We performed gouge shearing experiments in a pseudo-Couette apparatus sketched in Figure 1 [Lerat, 1996]. The ring-shaped sample of dense quartz sand is about 100 grain-thick, and the circumference of the sand-steel interface is 600 grains. (The mean grain diameter is 1 mm.) With this setup, plurimetric and rigorously uniform shear displacement fields can be imposed to sample inner boundary. A roughness comparable to grain size, machined on the surface of the rotating cylinder, insures transmission of strain inside the granular material. During shearing, the sample is submitted to a constant radial confining stress σ (non-rigid outer boundary). In what follows, we regard the shear flow in our experiments as essentially 2D, thus neglecting influences of the top and bottom plates embedding the gouge. In particular, we have indications that the mean normal stress on sample inner boundary consistently stabilizes at a value about twice the confining pressure σ after a few millimeters of slip. This observation rules out a Janssen-like [Duran, 2000] screening of the radial confining stress by friction along the top and bottom walls.

3. Velocity-Weakening

[4] We first examine the frictional response of our simulated gouge to prescribed changes in shear velocity (Figure 2). As in most other studies, the range of accessible velocities of our apparatus (10^{-6} – 10^{-4} m s^{-1}) is medianly situated between tectonic and seismic slip rates (of the order of 10^{-11} – 10^{-10} and 10^{-1} – 1 m s^{-1} , respectively [Scholz, 1997]). An increase of the shear velocity by a factor of 60 is found to trigger a decrease of about 10% in the normalized shear stress on sample inner boundary, τ/σ (equivalent to the shear stress τ since σ is held constant during our runs) (Figure 2). The transient regime leading to the new steady-state level $(\tau/\sigma)_{ss}$ consists of one major drop, which appears more rapid than the velocity evolution, followed by a few damped oscillations (Figure 2b). Several realizations at a given shear velocity yield a significant variability in $(\tau/\sigma)_{ss}$ (Figure 2c). Nevertheless, a logarithmic trend emerges between the steady-state effective friction and velocity, at least for small shear displacements δ (Figure 2c). All these features are consistent with classical RSF laws, and we compute a value of the RSF constitutive parameter $B - A$ of 1.4×10^{-2} , fully compatible with previous studies [Beeler et al., 1996]. However, when the cumulative shear displacement imposed to the sample increases, fluctuations become larger and correlation between $(\tau/\sigma)_{ss}$ and shear velocity progressively vanishes, up to a complete loss of RSF validity for $\delta > 3$ – 4 m (Figure 2c). From

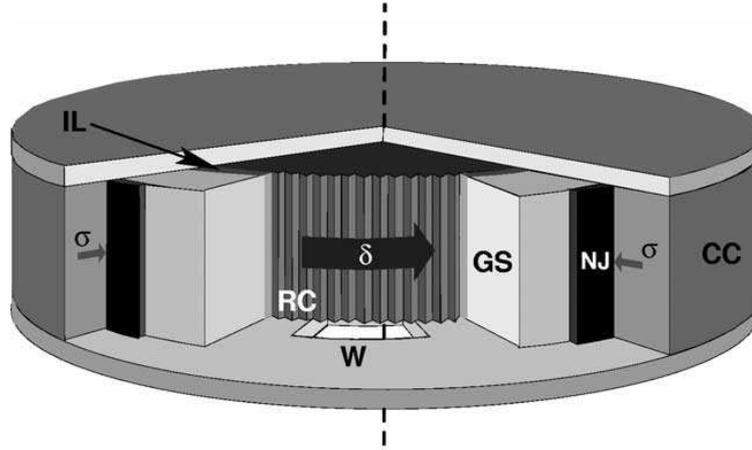


Figure 1. Sketch of the annular simple shear apparatus. A rough steel cylinder (RC) is rotated at an imposed velocity $c = d\delta/dt$ inside a ring-shaped granular sample (GS) (velocity range: $1.7\text{--}100\ \mu\text{m s}^{-1}$). Cylinder radius is 100 mm and sample radial section is $100\ \text{mm} \times 100\ \text{mm}$. Fault gouge is simulated by a quarry sand exclusively composed of angular quartz grains and sieved between 0.80 and 1.25 mm. Initial porosity of the samples is about 40%. Measurements of the torque exerted on the cylinder by the driving system give access to the shear stress τ on sample inner boundary. The outer boundary of the gouge is encased in a neoprene jacket (NJ) and undergoes radial confinement at constant pressure σ imposed by a water cell (CC). While small radial deformations are allowed by the jacket, vertical displacements are precluded by the two rigid plates embedding the sample. A glass window (W) pierced in the lower part of the bottom plate enables direct visual observation of about 80% of sample width, including the interfacial layer (IL).

Figure 2b we can also infer (visually or with a simple spring-slider model taking into account RSF and finite duration velocity changes) that the length scale involved in RSF phenomena in our data is about $d_c = 100\ \mu\text{m}$. This value approaches the resolution limit of our rotation encoder ($70\ \mu\text{m}$), but, though a little large, is compatible with previous results [Marone and Kilgore, 1993; Beeler et al., 1996].

4. Slip-Weakening

[5] Though noticeable, shear stress alterations of a few percents by velocity-weakening constitute a second-order effect in our data: they are superimposed on a major slip-weakening trend (Figure 3a). When shearing is initiated on a fresh gouge sample, τ increases during the first 10 mm of displacement δ and reaches a peak value (Figure 3a). Subsequent slip then induces a marked weakening of the shear stress which drops by 50–70% down to a residual plateau value of about $0.3\ \sigma$ (for a constant shear velocity of $8 \times 10^{-5}\ \mu\text{m s}^{-1}$) (Figure 3a). We checked that this weakening effectively is slip-, and not time-, induced: disregarding second-order ageing effects, τ is unaffected by hold periods at zero velocity imposed to the sample. The characteristic distance involved in shear stress decrease is remarkably large compared to the RSF length scale, of the order of $L = 0.5\ \text{m}$ (Figure 3a). Interestingly, slip-weakening does not appear as an irreversible process for a given gouge sample. In particular, changes of the rotation sense are found to trigger significant restrengthening of the shear stress (Figure 3a). To a lesser extent, a prescribed drop of τ also induces restrengthening when shear is resumed. Such restrengthening probably results from particle rearrangements and re-consolidation inside the granular sample [Nakatani, 1998]. Whenever τ passes through a peak (more than 50 experiments were performed), it then consistently undergoes the same extraordinary slip-weakening process over decimetric distances (Figure 3a). This weakening thus constitutes an intrinsic

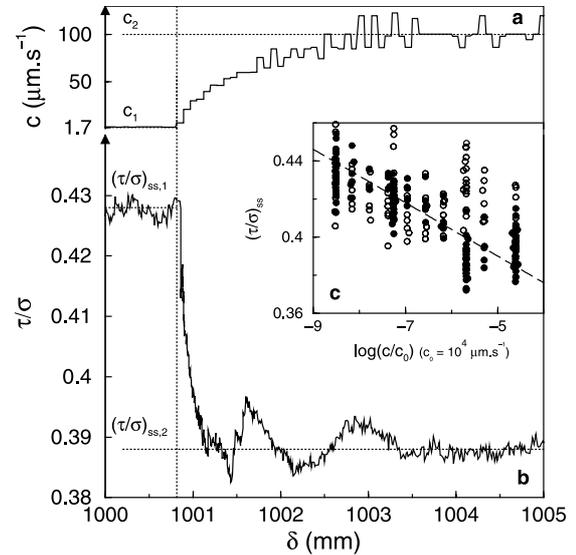


Figure 2. Velocity dependence of effective friction. (a) Evolution of the shear velocity c , as a function of displacement δ , resulting from a prescribed velocity increase from $c_1 = 1.7\ \mu\text{m s}^{-1}$ to $c_2 = 100\ \mu\text{m s}^{-1}$. (b) Evolution of the normalized shear stress τ/σ in response to this velocity increase. The values $(\tau/\sigma)_{ss,1}$ and $(\tau/\sigma)_{ss,2}$ characterize the steady-state frictional regimes reached for $c = c_1$ and $c = c_2$, respectively. (c) Plot of the steady-state normalized shear stress $(\tau/\sigma)_{ss}$ versus normalized shear velocity c/c_0 (semi-logarithmic scale). Shear phases corresponding to $0.6 < \delta < 3\ \text{m}$ and to $3.6 < \delta < 6\ \text{m}$ are separated on the plot (\bullet and \circ , respectively). The dashed straight line (slope: $A - B = -1.4 \times 10^{-2}$) is the best fit of the small- δ data.

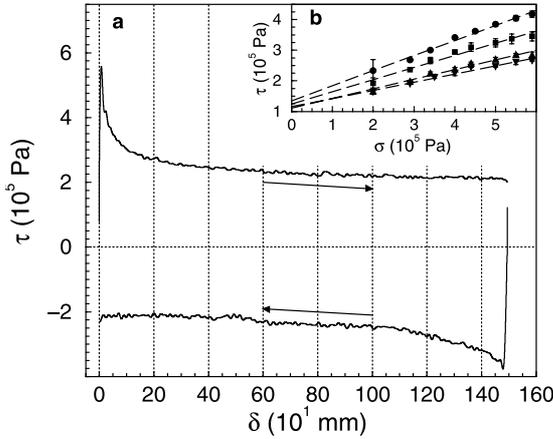


Figure 3. Slip dependence of effective friction. (a) Plot of the shear stress τ versus displacement δ for two slip phases in opposite senses indicated by arrows ($\sigma = 5 \times 10^5$ Pa, $c = 8 \times 10^{-5}$ $\mu\text{m s}^{-1}$). The sample is fresh at the onset of the $\tau > 0$ phase. (b) Results of various shear runs conducted at different confining stresses: evolution of the shear stress τ as a function of σ for fixed values of the partial displacement δ . The four data sets (\bullet , \blacksquare , \blacktriangle , and \blacktriangledown) correspond to δ values of 20, 100, 300, and 500 mm, respectively. Error bars represent the difference between two realizations of each experiment. The dashed lines are the linear best fits of the data sets.

sic attribute of our simulated fault, and should not be merely regarded as the erasure of some initial properties of the sample that would have been inherited from its preparation [Bystricky *et al.*, 2000].

5. Comparison With Faults

[6] We evidenced two independent processes affecting gouge strength in our experiments. RSF-like phenomena result in a second-order velocity-weakening, probably related to microscopic mechanisms active at grain-grain contacts [Dieterich, 1979; Scholz, 1988]. On the contrary, the dominant effect is a slip-weakening whose amplitude and characteristic distance cannot be accounted for in the classical RSF framework. An outstanding result is the good qualitative and quantitative agreement between slip-weakening in our experiments and the typical friction laws derived from earthquake modeling, particularly with respect to the characteristic distances. Fault strength is generally expressed in terms of an intrinsic coefficient of friction. We performed shear runs at various confining stresses (Figure 3b). They indicate that, at any displacement δ , the shear stress τ on sample inner boundary depends linearly on the external stress σ . Accordingly, an effective friction coefficient μ_f can also be defined for our simulated fault: $\tau = \mu_f(\delta) \times \sigma + C_f$, where the effective cohesion C_f is roughly independent of δ . The effective friction coefficient μ_f depends generally on the whole loading history, but this dependence reduces, for shear paths at constant σ , to a simple slip-dependence, namely, a significant, seismic-like slip-weakening. Just as for faults, introducing this effective friction constitutes an upscaling procedure in which the whole gouge layer is regarded as a “thick interface” and its bulk mechanics reduced to an interfacial law.

6. Gouge Microstructure

[7] Analysis of the post-weakening structure developed inside the gouge for $\delta > 1$ –2 m reveals complex features (Figure 4). Numerous fine particles have appeared in a narrow interfacial

layer near the inner cylinder (Figure 4a). The width of this interfacial layer corresponds to 6–7 initial grains. However, rapid and continuous shear deformation takes place only in an inner portion of the comminuted interfacial layer, which has presumably reached its “critical state” (in the soil mechanics sense) (Figure 4b). The whole rest of the gouge also deforms, but in a slow and discontinuous manner dominated by burst-like events during which a certain number of grains reorganize (or break, for those particles inside the interfacial layer but not in continuous motion). These bursts appear emitted by the continuously moving layer and can affect particle clusters of all sizes (up to 40–50 grains at least) (Figure 4b), the smaller being the more frequent. Hence, the zone of active deformation inside the gouge is in fact highly changing with time and, at a given moment, appears as a

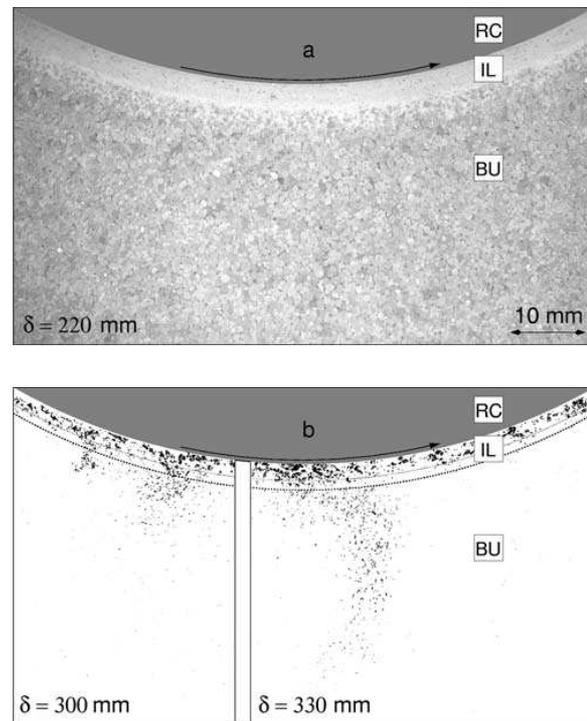


Figure 4. Gouge structuring. (a) Photograph of sample bottom surface (through the window, see Figure 1). The shaded area in the upper part of the picture corresponds to the inner cylinder (RC), rotating from right to left. Sand grains can easily be identified in the bulk of the sample (BU), except in a narrow interfacial layer near the inner cylinder where the material is comminuted (IL). For this photo, $\delta = 2.2$ m. (b) Localization of particle displacements inside the gouge for $\delta = 3$ m (left part of the picture) and $\delta = 3.3$ m (right part). The not-displayed portions of both images consist of white areas except near the inner cylinder. Particle displacements are tracked by computing the pixel to pixel difference between two successive photographs of sample bottom surface, taken with a delay of 10 s (which corresponds to a 0.8 mm rotation of the inner cylinder). Each black spot in the images highlights a zone where grain displacements of at least $10 \mu\text{m}$ are recorded. The thick dashed line, inferred from panel a, represents the structural boundary delimiting the comminuted interfacial layer (IL). The thin dotted line, on the contrary, materializes a mechanical boundary between a region where grains are in continuous motion (inner part of the interfacial layer), and a region submitted to intermittent and inhomogeneous deformation (the whole rest of the sample).

rough layer developing outgrowths over a wide range of length scales.

7. Discussion

[8] We checked that the large slip-weakening distance in our data does not directly scale with grain size or system dimensions. Specifically, the shear stress evolution in Figure 3a remains completely unchanged when using 0.6 mm instead of 1 mm sand. To us, slip-weakening over decimetric distances should be related to gouge structuring. We believe that it arises from the progressive formation and evolution inside the sample of two interacting zones exhibiting very different deformation modes, as described in the previous paragraph. Working with a thick gouge sample (i.e., significantly wider than 6–7 initial grains) appears as a necessary condition for complexity to develop inside the material, and thus for the emergence of large frictional characteristic distances. In other studies which limit consideration to thin gouge samples sandwiched between two solid walls [Marone *et al.*, 1990; Beeler *et al.*, 1996], these distances are probably inhibited (except maybe at high slip rates [Goldsby and Tullis, 1999]). Clearly, these hypotheses need to be confirmed by further experiments and numerical modeling, to assess in particular the precise influence of sample thickness on the mechanical response.

[9] Even if their similarity with seismological friction laws is remarkable, extrapolation of our results to natural faults still remains a difficult issue (as for all the other experimental fault studies). In our case, objections arise in particular from the cylindrical geometry of the shear interface, which is known to promote localization of deformation compared to plane shear setups. Also, hoop stresses could in principle develop or fluctuate in our cylindrical samples and induce artifactual changes in apparent friction. However, the continual remobilization of regions of all sizes inside the gouge, the clear existence of an effective friction coefficient, and the smallness of force correlation lengths in non-cohesive granular materials [Radjai *et al.*, 1999], suggest that hoop stresses probably play a negligible role in our experiments. In spite of these open questions, interesting geophysical perspectives already arise from our results. Indeed, the combined observation of a slip-weakening and a restrengthening mechanisms may offer a new framework, independent of classical RSF phenomena, for interpreting and modeling earthquake recurrence on gouge-filled faults. This novel interpretation would present the advantage of directly accounting for decimetric to metric friction weakening distances.

[10] **Acknowledgments.** Experiments were conducted at the CERMES, ENPC/LCPC, Marne-la-Vallée, France. We thank J. P. Vilotte, J. Sulem, and P. Lerat for fruitful discussions. We also acknowledge J. Dieterich, J. Rice, and T. Tullis for extended and helpful comments.

References

- Beeler, N. M., T. E. Tullis, M. L. Blanpied, and J. D. Weeks, Frictional behavior of large displacement experimental faults, *J. Geophys. Res.*, *101*, 8697–8715, 1996.
- Bouchon, M., H. Sekiguchi, K. Irikura, and T. Iwata, Some characteristics of the stress field of the 1995 Hyogo-ken Nanbu (Kobe) earthquake, *J. Geophys. Res.*, *103*, 24,271–24,282, 1998.
- Bystricky, M., K. Kunze, L. Burlini, and J. Burg, High shear strain of olivine aggregates: Rheological and seismic consequences, *Science*, *290*, 1564–1567, 2000.
- Dieterich, J., A constitutive law for rate of earthquake production and its application to earthquake clustering, *J. Geophys. Res.*, *99*, 2601–2618, 1994.
- Dieterich, J. H., Modeling of rock friction. 1, Experimental results and constitutive equations, *J. Geophys. Res.*, *84*, 2161–2168, 1979.
- Duran, J., *Sands, Powders, and Grains: An Introduction to the Physics of Granular Materials*, Springer, Berlin, 2000.
- Goldsby, D. L., and T. E. Tullis, Extraordinary frictional weakening at rapid subseismic slip rates, *EOS Trans. AGU*, *80*(46), Fall. Meet. Suppl., 1999.
- Guatteri, M., and P. Spudich, What can strong-motion data tell us about slip-weakening fault-friction laws?, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *90*, 98–116, 2000.
- Ide, S., and M. Takeo, Determination of constitutive relations of fault slip based on seismic wave analysis, *J. Geophys. Res.*, *102*, 27,379–27,391, 1997.
- Lerat, P., Etude de l'interface sol-structure dans les milieux granulaires à l'aide d'un nouvel appareil de cisaillement annulaire, Thèse de doctorat, École Nationale des Ponts et Chaussées, 1996.
- Marone, C., Laboratory-derived friction laws and their application to seismic faulting, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, *26*, 643–696, 1998.
- Marone, C., and B. Kilgore, Scaling of the critical slip distance for seismic faulting with shear strain in fault zones, *Nature*, *362*, 618–621, 1993.
- Marone, C., C. B. Raleigh, and C. H. Scholz, Frictional behavior and constitutive modeling of simulated fault gouge, *J. Geophys. Res.*, *95*, 7007–7025, 1990.
- Nakatani, M., A new mechanism of slip weakening and strength recovery of friction associated with the mechanical consolidation of gouge, *J. Geophys. Res.*, *103*, 27,239–27,256, 1998.
- Ohnaka, M., and L. F. Shen, Scaling of the shear rupture process from nucleation to dynamic propagation: Implications of geometric irregularity on the rupturing surfaces, *J. Geophys. Res.*, *104*, 817–844, 1999.
- Radjai, F., S. Roux, and J.-J. Moreau, Contact forces in a granular packing, *Chaos*, *9*, 544–550, 1999.
- Rice, J. R., Spatio-temporal complexity of slip on a fault, *J. Geophys. Res.*, *98*, 9885–9907, 1993.
- Ruina, A., Slip instability and state variable friction laws, *J. Geophys. Res.*, *88*, 10,359–10,370, 1983.
- Scholz, C. H., The critical slip distance for seismic faulting, *Nature*, *336*, 761–763, 1988.
- Scholz, C. H., *The Mechanics of Earthquakes and Faulting*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1997.

G. Chambon and J. Schmittbuhl, Laboratoire de Géologie, UMR CNRS 8538, École Normale Supérieure, 24, rue Lhomond, F-75231 Paris Cédex 05, France. (chambon@ens.fr; Jean.Schmittbuhl@ens.fr)
Alain Corfdir, CERMES, ENPC/LCPC, 6 et 8 avenue Blaise Pascal, 77455 Champs sur Marne, France. (corfdir@cermes.enpc.fr)

3.2 Article JGR03

3.2.1 Résumé des principaux résultats

L'objet principal de ces deux articles joints est de donner une description complète de l'effet d'adoucissement en glissement observé lors du cisaillement de sable avec le cylindre rugueux. Dans la première partie, nous nous attachons à déterminer l'origine micromécanique de ce processus d'adoucissement. Pour ce faire, la structuration des échantillons et les résultats mécaniques relevés dans les différentes configurations expérimentales (sable/billes de verre, cylindre rugueux/cylindre lisse,...) sont confrontés. Dans la seconde partie, nous proposons une modélisation quantitative de l'adoucissement et l'intégrons dans une nouvelle loi de frottement. Enfin, nous comparons nos résultats expérimentaux aux données sismologiques.

Chacun de nos essais est généralement subdivisé en plusieurs *phases de cisaillement*, qui sont séparées par des changements de sens ou des chutes imposées de la contrainte cisailante. Le *glissement partiel* subi par l'échantillon depuis le début de la phase de cisaillement considérée est noté δ_p

Structuration des échantillons

Dans toutes les configurations expérimentales que nous avons testées, les photos prises à travers la fenêtre de l'ACSA indiquent que l'essentiel de la déformation se localise dans une zone interfaciale située autour du cylindre central. Indépendamment du matériau utilisé, cette zone a une épaisseur de 6–7 grains avec le cylindre rugueux (article I, Figures 6, 7) et de 1–2 grains avec le cylindre lisse. Il convient toutefois de distinguer la configuration "sable et cylindre rugueux", qui est la seule dans laquelle on observe un processus d'attrition des grains (abrasion des angles) à l'intérieur de la zone interfaciale (article I, Figure 8). Avec des billes de verre et/ou le cylindre lisse, les particules ne se fracturent pas.

Dans la configuration "sable et cylindre rugueux", les champs de déplacements locaux calculés par analyse d'images (voir PRE03) révèlent que l'épaisse région située hors de la zone interfaciale est soumise à des déformations faibles et très intermittentes (article I, Figure 9). Ainsi cette région reste-t-elle mécaniquement couplée à la zone interfaciale. Toutefois, l'intensité du couplage décroît progressivement au cours du cisaillement. On observe en particulier que les incréments de déformation cisailante $d\gamma$ hors de la zone interfaciale relaxent, en moyenne, suivant une loi hyperbolique :

$$\langle d\gamma \rangle(\delta_p) = d\gamma_0 + d\gamma_1 \frac{\delta_\star}{\delta_p}. \quad (3.1)$$

Ce découplage est accommodé par la formation d'une étroite zone de transition entre la partie interne de la zone interfaciale (la bande de cisaillement) et le reste de l'échantillon.

Résultats mécaniques

En complément des résultats présentés dans GRL02, nous montrons que le processus d'adoucissement en glissement se répète durant toutes les phases de cisaillement d'un essai, et ce même si elles sont très nombreuses (article I, Figure 11). En fait, chaque changement de sens et chaque chute imposée de la contrainte cisailante induisent un renforcement notable

de la résistance mécanique des échantillons. Toutes les phases de cisaillement débutent ainsi par un pic de contrainte cisailante τ . Au-delà de ce pic, la contrainte cisailante décroît avec le glissement imposé suivant un chemin très reproductible. La distance apparente d'adoucissement et la contrainte cisailante résiduelle, en particulier, sont toujours les mêmes.

Les expériences avec le cylindre rugueux et des échantillons de sable sa1 (1 mm) ou sa2 (0.6 mm) donnent lieu à des effets d'adoucissement en glissement rigoureusement identiques (article I, Figure 10). Le mécanisme d'adoucissement est donc indépendant de la taille des grains. En revanche, aucune réduction notable de la contrainte cisailante τ n'est observée lorsqu'on utilise des billes de verre (quelle que soit leur distribution granulométrique) et/ou le cylindre lisse. Dans ces cas, τ augmente rapidement au tout début des phases de cisaillement et se stabilise ensuite à une valeur constante (article I, Figures 12–15).

Les mesures de volume indiquent que le cisaillement de sable avec le cylindre rugueux se traduit également par une compaction lente des échantillons. Un tel processus de compaction est aussi observé lors du cisaillement de billes de verre bidisperses (gb3) avec le cylindre rugueux. Dans tous les autres cas, le comportement volumique des échantillons est caractérisé par une dilatance à long-terme. Enfin, l'utilisation du cylindre lisse permet également d'obtenir des mesures de la contrainte interne σ_i . Ces mesures indiquent que σ_i reste essentiellement constante au cours du glissement, sauf au tout début des phases de cisaillement.

Origine de l'adoucissement en glissement

Le transfert du confinement. Dans l'ACSA, la contrainte normale σ_i qui s'exerce sur le cylindre central n'est pas spécifiée par les conditions limites. Elle est reliée à la pression de confinement σ_e appliquée à l'extérieur de l'échantillon par le biais d'un coefficient d'écrantage κ ,

$$\sigma_i = \kappa \sigma_e, \quad (3.2)$$

qui prend en compte la mobilisation des contraintes orthoradiales et des forces de frottement aux parois. Le coefficient de frottement effectif μ_{eff} des échantillons, défini par $\tau = \mu_{eff} \sigma_e + K$ (où K est une cohésion), peut être relié à κ suivant :

$$\mu_{eff} = \kappa \mu, \quad (3.3)$$

où μ est le coefficient de frottement interne du matériau. Par conséquent, les variations de μ_{eff} (i.e. les variations de τ) mesurées durant un essai ne sont véritablement représentatives de la rhéologie du matériau que si l'écrantage κ reste constant.

Avec le cylindre lisse, les mesures directes de σ_i indiquent que κ est essentiellement constant au cours du cisaillement (article I, Figure 19). Toutefois, cette observation n'est pas directement extrapolable au cas du cylindre rugueux. Des expériences de variation de la pression de confinement pendant le glissement montrent néanmoins que κ semble également rester constant dans ce cas (article I, Figure 20). Ceci est d'ailleurs confirmé par une estimation des contraintes à l'intérieur de l'échantillon à partir des déformations locales calculées par analyse d'images (article I, Figure 21). De plus, il s'avère que le processus de compaction lente, qui pourrait induire des variations de σ_i , n'est en fait pas corrélé à l'adoucissement de la contrainte cisailante (article I, Figure 17). Cet adoucissement en glissement peut donc effectivement être considéré comme une propriété rhéologique des échantillons de sable.

Lien micro-macro. Pour nous, l'effet macroscopique d'adoucissement en glissement résulte du découplage progressif observé à l'échelle locale entre la bande de cisaillement et le reste de l'échantillon. Un argument fort en faveur de cette interprétation est la similitude entre la loi de frottement développée ci-dessous [voir Eq. (3.4)] et l'expression (3.1) de la relaxation microscopique. Il semble également qu'une condition nécessaire à l'apparition du processus d'adoucissement soit l'existence, dans la zone interfaciale, de fracturation des grains. Celle-ci joue probablement un rôle essentiel dans la formation de l'étroite zone de transition qui accommode le découplage entre la bande de cisaillement et le reste de l'échantillon.

Quant à la compaction lente, les analyses du champ de déformation local indiquent qu'elle se produit uniquement hors de la zone interfaciale (article I, Figure 18). Nous l'interprétons comme un mécanisme de réarrangement granulaire lent excité par les fluctuations de cisaillement qui parcourent l'échantillon de façon intermittente.

Loi de frottement

La reproductibilité du processus d'adoucissement en glissement au cours des différentes phases de cisaillement d'un essai indique que la variable pertinente pour le modéliser est le glissement partiel δ_p . On observe que la décroissance en glissement de la contrainte cisailante τ est très bien représentée par une loi puissance (article II, Figures 1, 2) :

$$|\tau|(\delta_p) = \tau_0 + \Delta\tau \left(\frac{\delta_\star}{\delta_p - \delta_0} \right)^\beta, \quad (3.4)$$

où l'exposant $\beta = 0.4$ est constant pour toutes les phases étudiées. Une propriété importante de cette expression est l'absence d'échelle caractéristique de longueur. Ceci vient corroborer l'indépendance du processus d'adoucissement vis à vis de la taille des grains.

À cet adoucissement en glissement viennent se superposer, au second-ordre, des effets d'adoucissement en vitesse (article II, Figure 3) et de renforcement en temps (article II, Figure 5) de la contrainte cisailante. Ces effets de second-ordre s'avèrent bien compatibles avec la loi de frottement classique de Dieterich-Ruina (article II, Figures 4, 6). (Voir aussi les parties 3.3.1 et 3.3.2 pour une discussion plus détaillée de ces effets.) Afin de décrire quantitativement nos résultats expérimentaux dans le cadre du formalisme RSF, nous proposons donc d'étendre la loi de Dieterich-Ruina en y ajoutant une nouvelle variable d'état λ prenant en compte l'adoucissement en glissement :

$$\mu = \mu_\star + A \ln \left(\frac{v}{v_\star} \right) + B \ln \left(\frac{\theta}{\theta_\star} \right) + C \left(\frac{\lambda}{\lambda_\star} \right)^{-\beta}, \quad (3.5)$$

avec, classiquement :

$$\frac{d\theta}{dt} = 1 - \frac{\theta v}{d_c}, \quad (3.6)$$

et, pour une phase de cisaillement donnée :

$$\frac{d\lambda}{dt} = |v|. \quad (3.7)$$

Comparaison avec les données sismologiques

Nous présentons un calcul de l'énergie de fracture G_c et de la distance apparente d'adoucissement D_c^{app} associées au processus d'adoucissement en glissement mis en évidence dans nos expériences. (Voir aussi la partie 3.4 pour une discussion plus détaillée.) Pour des phases de cisaillement de longueur métrique et des valeurs de confinement "géophysiques", on trouve (article II, Figures 7, 8) : $G_c \approx 5 \times 10^6 \text{ J.m}^{-2}$ et $D_c^{app} \approx 20 \text{ cm}$. Il est remarquable de constater que ces valeurs sont très proches de celles obtenues à partir d'inversions de séismes réels (article II, Figure 9). En outre, on peut déduire de l'expression (3.4) que l'énergie de fracture G_c dépend en loi puissance de la quantité de glissement s subie par l'échantillon : $G_c \sim s^{0.6}$. Là encore, ce résultat s'avère en bon accord avec les observations sismologiques.

À notre connaissance, nos expériences de frottement sont les premières à reproduire si convenablement les données sismologiques. Il semble donc que le processus d'adoucissement en glissement que nous mettons en évidence, ou au moins la loi de frottement (3.5) qui en découle, puissent être extrapolés aux failles réelles. L'ingrédient principal permettant l'apparition de cet adoucissement dans nos expériences est l'utilisation d'échantillons granulaires épais. Par analogie, la réponse mécanique des failles durant les séismes est vraisemblablement fortement influencée par la présence de couches épaisses de gouge cataclastique (voir aussi TEC04).

3.2.2 Article

Ci-joint, la reproduction des deux parties de l'article JGR03 soumis à *Journal of Geophysical Research* en 2003.

Frictional response of a thick gouge sample: I. Mechanical measurements and microstructures

Guillaume Chambon, Jean Schmittbuhl

Laboratoire de Géologie, École Normale Supérieure, Paris, France

Alain Corfdir

CERMES, ENPC/LCPC, Institut Navier, Champs sur Marne, France

Abstract. We conduct gouge friction experiments in a large-displacement ring-shear apparatus allowing to shear thick layers of granular material (confining pressure: 0.1-0.5 MPa). The mechanical response of synthetic fault gouge (angular quartz sand) appears dominated by a significant slip-weakening process active over decimetric slip distances. Careful tests indicate that this weakening does effectively constitute a rheological property of the gouge. In particular, we show that despite the annular geometry of our setup, hoop stresses remain negligible and the normal stress exerted on the shear interface stays constant during the runs. At the micro-scale, we observe the formation of a 6–7 grain-thick, comminuted interfacial layer in which most of displacements and strains localize. Image analysis reveals that the macroscopic slip-weakening is probably caused by a progressive mechanical decoupling between this interfacial layer and the bulk of the samples. The use of thick gouge layers thus appears as a necessary condition for the occurrence of the slip-weakening process. Another necessary condition, as indicated by experiments with round glass beads, is the existence of a comminution mechanism inside the interfacial layer (grain attrition in our case). We also observe that the frictional slip-weakening is accompanied by a slow compaction of the synthetic gouge samples. These two processes, however, should be regarded as independent. The slow volume reduction is likely to be due to collective grain rearrangements occurring outside the interfacial layer.

1. Introduction

Most earthquakes are caused by frictional instabilities along preexisting fault zones. The existence of such instabilities implies a decrease of effective fault strength at the very beginning of earthquakes. The rheology of seismic faults thus necessarily involves one or several *weakening* mechanisms. To date, most of our knowledge concerning fault rheology actually comes from laboratory friction studies and, in particular, from displacement-imposed experiments [e.g., Marone *et al.*, 1990; Beeler *et al.*, 1996]. Such experiments prevent the development of instabilities along the studied interfaces. Hence, they do not aim at directly reproducing the processes of earthquake nucleation and propagation. They are, however, conceived to measure *intrinsic* mechanical responses, *i.e.* responses independent of apparatus properties (stiffness,...). Furthermore, they are very accurately controlled and thus enable to analyze separately the various rheological mechanisms at play during frictional slip.

Existing laboratory friction studies do effectively evi-

dence some reproducible weakening processes which appear as potential candidates to explain the occurrence of earthquakes along real faults [e.g. Marone, 1998; Scholz, 1998]. A recurrent concern with these results, however, is their quantitative discrepancy with seismological data. In particular, the apparent rupture energy G_c dissipated in laboratory experiments (in the range 10^{-2} – 10^0 J.m $^{-2}$) hugely differs from that released by real earthquakes (10^6 – 10^8 J.m $^{-2}$) [Ohnaka, 2003]. Similarly, the typical weakening length scales are of the order of 10^{-6} – 10^{-4} m in laboratory results, whereas earthquake inversions yield values in the range 10^{-2} – 10^0 m [Ide and Takeo, 1997; Bouchon *et al.*, 1998; Guatteri and Spudich, 2000]. The extrapolation of the laboratory-derived weakening processes to natural faults thus constitutes a difficult issue.

A standard approach to bridge the quantitative gap between laboratory results and seismological data consists in looking for scale-dependent properties of the frictional constitutive parameters (particularly, the characteristic weakening distance) [e.g. Scholz, 1988; Marone and Kilgore, 1993;

Ohnaka and Shen, 1999]. Nevertheless, most of the scaling relationships that have been proposed remain essentially *ad hoc*. Alternatively, various authors tried to evidence new frictional processes by extending the range of investigated experimental conditions. For instance, while most classical studies limit consideration to the behavior of frictional interfaces close to steady-state, Nakatani [1998] and Karner and Marone [2001] submitted a gouge layer to large shear stress perturbations. Other workers examined the effect of large slip velocities [Tsutsumi and Shimamoto, 1997; Goldsby and Tullis, 2002], of high pressure and temperature creep [Bystricky et al., 2000], or of pressure solution in presence of fluid [Bos et al., 2000].

In this paper, we adopt a similar approach and investigate the mechanical role played by the complex structure of fault zones. In classical friction experiments, the studied interfaces usually consist in two adjacent rock blocks that may either be in direct contact or separated by a thin layer of granular gouge. It is true that, during earthquakes, seismic slip apparently localizes inside very thin, possibly centimetric layers [Chester and Chester, 1998; Sibson, 2003]. From a structural point of view, however, natural fault zones should be regarded as thick interfaces. They generally comprise an innermost, meter-thick cataclastic to ultracataclastic core surrounded by less damaged layers whose thickness may reach several hundreds of m [e.g., Chester et al., 1993; Micarelli et al., 2003; Chambon et al., 2004b]. Even though slip localizes, these thick gouge layers may have a significant influence on the effective mechanical behavior of the fault. This issue, however, remains mostly untackled.

We thus conducted specific experiments in which a *thick* gouge layer is sheared over plurimetric slip displacements. We begin the paper by detailing our particular experimental setup. We then show how strain localizes inside our thick sheared samples. In the next section, we present the various mechanical measurements performed during the runs. We describe in particular a significant slip-weakening process which occurs in some experimental configurations. A thorough discussion is then devoted to proving that this slip-weakening does effectively constitute an intrinsic frictional property of our samples. Finally, we propose a micromechanical interpretation for this process and consider some preliminary issues regarding its extrapolation to real faults. Most of the implications of our results for earthquake mechanics, however, are discussed in the companion paper [Chambon et al., 2004a].

2. Experimental setup

In our experiments, real fault gouge is simulated using non-cohesive granular materials. We begin this section by presenting the characteristics of the various materials which were employed. We then describe our shearing apparatus, highlighting in particular its specificities compared to setups used in previous gouge friction studies.

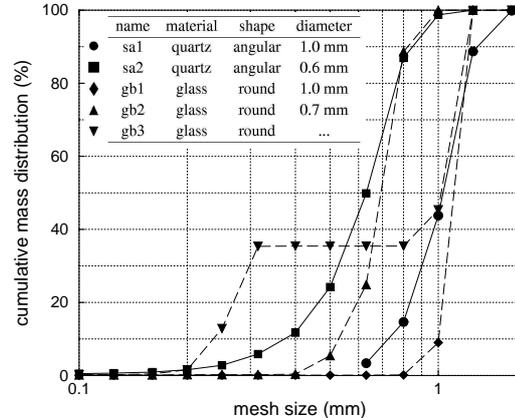


Figure 1. Characteristics of the five studied sample types: cumulative particle size distribution, constitutive material, grain shape, and mean grain diameter (for monodisperse distributions only). The monodisperse materials were bought from the companies Bellanger-Sopromat (sand) and Centraver (glass beads). We systematically checked the particle size distributions announced by the producer using a set of standard sieves. The bidisperse material gb3 is prepared synthetically by adding, in mass, 33% of 0.3 mm glass beads to the distribution gb1. This operation requires great care to guarantee the homogeneity of the mixture.

2.1. Synthetic gouge materials

Two types of granular materials were used in our experiments (Figure 1): a quarry sand (sa) containing more than 99% of quartz, and glass beads (gb). The main difference between these two materials is the shape of the constitutive granules: sand grains are angular (see also Figure 8) whereas glass beads are spherical. Concerning the particle size distribution, we essentially worked with (initially) monodisperse samples. For each type of material, two distributions differing by their modal values were used, allowing to check for the influence of mean particle size: Distributions sa1 and sa2 (sand) are respectively peaked around 1 and 0.6 mm, and distributions gb1 and gb2 (glass beads) are peaked around 1 and 0.7 mm. We also studied the response of a bidisperse glass bead distribution (gb3) consisting in a mixture of 0.3 mm and 1 mm particles (Figure 1). Finally, note that all our experiments have been conducted in *dry* conditions, that is with room atmosphere inside the pore space.

Obviously, modeling fault gouge using dry monodisperse granular material represents a strong simplification. Real gouge is generally made of saturated cataclastic rocks characterized by wide, power-law particle size distributions [e.g., Sammis and Biegel, 1989; An and Sammis, 1994]. The use of simplified granular materials nonetheless accounts for some important features of real gouge including: (1) the discontinuous and strongly heterogeneous mechanical properties, (2) the relatively low cohesion compared to host rocks re-

sulting in a large number of degrees of freedom, and (3) the irregular shape of the constitutive “grains”. Furthermore, working with monodisperse distributions notably facilitates the preparation of reproducible samples. Following numerous previous studies [e.g., Marone *et al.*, 1990; Mair and Marone, 1999], we will thus hereinafter consider that our plain sand samples constitute a good proxy for the mechanical behavior of fault material. Glass bead samples are studied mainly for comparison purposes.

2.2. Apparatus description

Geometry. As shown in Figure 2, our experimental setup consists in an annular simple shear apparatus (ACSA) [see also Lerat, 1996; Corfdar *et al.*, 2004]. The granular sample is ring-shaped, with both a height and a width of 100 mm. Its inner boundary lies against a steel cylinder of radius 100 mm, and its outer boundary is encased in a 2 mm-thick neoprene jacket. A water cell, connected to a pressure-volume controller, is placed around this jacket and insures the radial confinement of the sample. Vertically, the granular material is embedded between an upper plate made of duralumin and a lower plate made of glass. These plates are rigid and immobile relative to the reference frame of the lab. Two windows pierced in the lower seating of the apparatus enable to observe (through the glass plate) the bottom surface of the samples during the runs (Figure 2).

Shear is applied to the sample by rotation at a prescribed rate of the inner steel cylinder. Most of our experiments were conducted with a *rough* cylinder in order to preclude interfacial slip along the steel-granular boundary. The roughness of this cylinder consists in triangular grooves machined perpendicular to the sliding direction (Figure 2). The grooves are 1 mm deep and 2 mm apart, and thus approximately match the mean diameter of the used grains. For some experiments, we also employed a *smooth* cylinder with a roughness of less than $15 \mu\text{m}$. Unlike the rough cylinder, this smooth cylinder presents the advantage of being equipped with stress sensors on its surface (Figure 2).

Boundary conditions. In general, the prescribed rotation of the steel cylinder results in an imposed tangential displacement δ along sample inner boundary (Figure 3). The relevance of this “imposed displacement” condition, however, is not completely warranted when using the smooth cylinder. As an analogy with faults, displacement δ will henceforth be called *slip*. Slip velocity $v = \dot{\delta}$ is generally kept constant during our runs and can be set in the range $1.7\text{--}100 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. An opto-electronic rotation encoder attached to the steel cylinder allows to monitor slip δ independently of the driving system. It shows that, on average over 10 mm of displacement, the actual measured velocity fluctuates by less than 1% around its imposed value. Note, nevertheless, that the encoder resolution is relatively poor ($77 \mu\text{m}$), which results in stepwise slip recordings even though the imposed rotation is well continuous. Hence, when studying small scales processes, we sometimes had to compute additional slip values by interpolating between the real data points [see

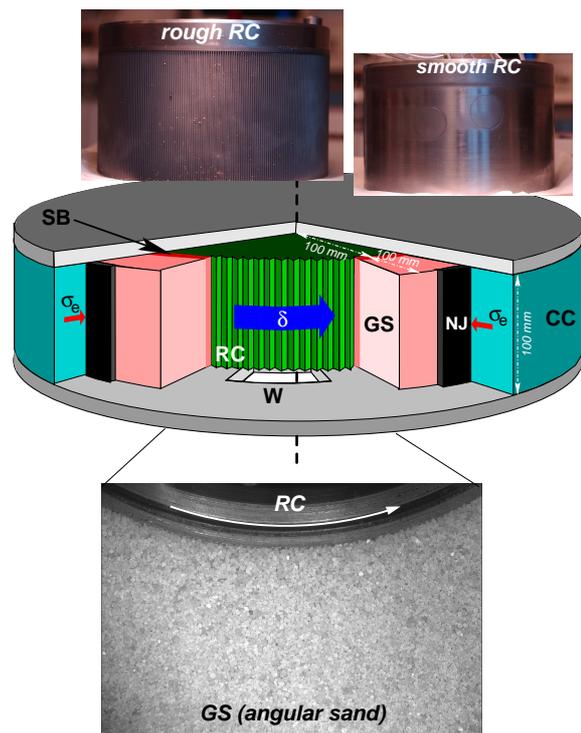


Figure 2. Schematic diagram of the annular simple shear apparatus. Used abbreviations: CC: confinement cell; NJ: neoprene jacket; GS: granular sample; SB: shear band; RC: rotating cylinder; W: observation window. The upper photographs display the rough and smooth rotating cylinders used in our experiments. (Remark the two circular stress sensors that are visible on the smooth cylinder surface.) The lower photograph was taken through the observation window W: It represents the lower surface of a sand sample prior to applying shear.

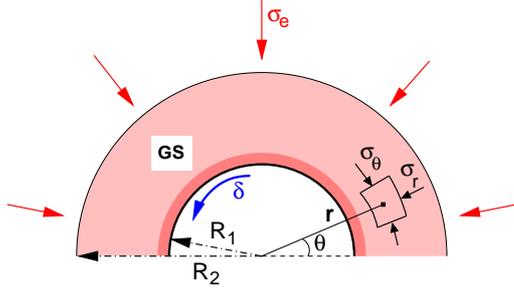


Figure 3. Schematic representation of the boundary conditions imposed to the granular sample (GS) in our experiments. The setup assembly is here presented in vertical cross-section. The notations used in text for the components of the stress tensor in polar coordinates are also explicated. (Diagonal stresses are taken positive in compression.)

Chambon et al., 2004a].

The outer boundary condition applied to the sample consists in a constant radial stress $\sigma_r(R_2) = \sigma_e$ transmitted through the jacket (Figure 3). The pressure inside the water cell can be adjusted from 0 (atmospheric pressure) to 1 MPa with a resolution of 1 kPa. It is regulated with an accuracy of 0.6%, except during the very beginning of the runs where σ_e can vary by a few tens of kPa due to rapid volume changes of the sample (see section 4). The relative smallness of the confinement upper limit (compared to most other gouge friction apparatus) is imposed by the necessity to maintain the torsional rigidity of the apparatus frame: Even with such low confinements, significant driving torques of several hundreds of daN.m are reached during the runs.

Finally, along its top and bottom boundaries, the sample is submitted to a zero-displacement condition in the vertical direction. More precisely, any vertical expansion is completely precluded by the two rigid plates. Vertical compaction, on the contrary, is allowed in principle. Due to the radial confinement, it is nevertheless highly improbable since it would result in the creation of a void space between the sample and the upper plate. Horizontal displacements along the top and bottom plate remain possible.

2.3. Mechanical measurements

Shear stress. The driving torque Γ exerted on the steel cylinder is measured by a torquemeter intercalated along the rotation axis (Figure 4). Torque values typically vary between -400 and 400 daN.m during our runs, with a measurement accuracy of 2 daN.m. Due to friction between the mobile parts of the setup, a residual torque exists in the absence of any sample. Its value, however, never exceeds 5 daN.m and we neglect it in what follows. Torque measurements can easily be converted into an average shear stress τ along the inner cylinder surface:

$$\tau = \frac{\Gamma}{2\pi R_1^2 H}, \quad (1)$$

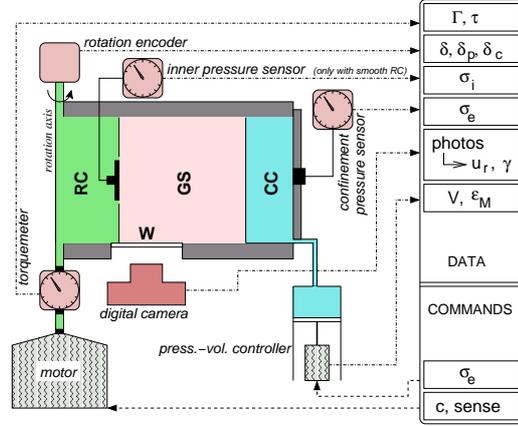


Figure 4. Schematic diagram of the command and data acquisition chains of our experimental setup. The sample assembly is figured in radial cross section. Abbreviations are the same as in Figure 2.

where R_1 is the cylinder radius and H its height. The accuracy of the computed shear stress values is of about 3 kPa. The signs of Γ and τ indicate the rotation sense of the cylinder.

Sample volume. The pressure-volume controller, while regulating the confining pressure σ_e , also monitors the volume changes of the water cell (assuming water is incompressible, see Figure 4). This measurement directly yields the global volume variations of the sample ΔV , and hence the macroscopic volumetric strain ε_M :

$$\varepsilon_M = \frac{\Delta V}{\pi H (R_2^2 - R_1^2)}, \quad (2)$$

where R_2 corresponds to sample outer radius. Volume measurements are obtained with a resolution of 1 mm^3 , yielding an accuracy of 10^{-7} in volumetric strain. Decreasing values of ε_M indicate sample compaction, whereas increasing values indicate dilation.

Inner normal stress. The smooth cylinder is equipped with five normal stress sensors (Figure 4). Only four, however, were operative during our runs. These sensors are circular in shape (diameter: 30 mm), and curved to match the surface of the cylinder (Figure 2). Their maximum allowed load is 1.5 MPa, and their nominal accuracy is less than 1 kPa. To avoid indentations, they should be used with sufficiently low confinement values and grain diameters typically less than 1 mm (particularly when working with angular particles). In what follows, we will essentially discuss the average normal stress σ_i exerted on the inner normal stress. In the smooth case, this quantity can be estimated as the mean of the four available normal stress measurements.

For two reasons, however, the values of σ_i derived from the normal stress sensors should be regarded only as indicative. First, the positioning of the sensors is a very tricky operation, and even a slight mismatch with the cylinder surface

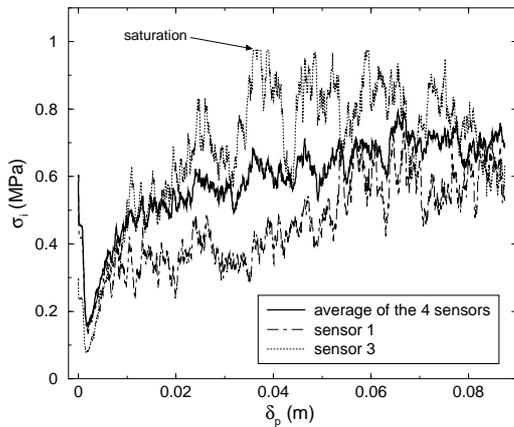


Figure 5. Evolution of the normal stress measured on the smooth cylinder as a function of imposed slip δ_p during a shear phase (outer confinement $\sigma_e = 0.3$ MPa, slip velocity $v = 100 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$). Both the average normal stress σ_i and the individual measurements of two particular sensors are displayed. The data presented here have been obtained with a sa2-sand sample, but a similar variability is observed when shearing glass beads. Note that, due to the strong fluctuations, individual sensors might sometimes reach their saturation limit even though the average normal stress remains well below it.

might induce significant measurement artifacts. Second, and more importantly, the local normal stress exerted on the inner cylinder appears highly variable, both in space and time. As shown in Figure 5, the time series produced by each individual sensor display strong fluctuations. Note also that the values simultaneously recorded by two distinct stress sensors frequently differ by more than 50%. This variability presumably results from a highly heterogeneous force distribution inside our samples, as it is typical in granular materials [Radjai *et al.*, 1996; Howell *et al.*, 1999]. In other words, a proper sampling of the inner normal stress would probably require a larger number of operative sensors, as well as sensors of larger size (even though the number of grain-sensor contacts already is of the order of 2000 with 0.5 mm particles).

Data acquisition. All the mechanical sensors are recorded synchronously on a control PC (Figure 4). The maximum sampling rate allowed by the acquisition software is about 1 point each 100 ms, which corresponds to 1 point each 10 μm of slip at $v = 100 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. The setting of the prescribed velocity and confinement values is also fully programmed from the computer (Figure 4). This enables the realization of very long shear runs reaching seismic-like slips of several meters.

2.4. Sample preparation

Samples are prepared by depositing successive layers of the granular material in between the inner cylinder and an outer cylindrical mold. After each deposit, the sample is gently compacted by hand-applied vibrations. When using monodisperse glass bead distributions, this procedure induces the formation of local crystalline arrangements in the vicinity of sample boundaries. These ordered structures, however, do not extend inside the bulk. As a reproducibility test, the mass and precise circumference of the samples are systematically measured and converted into an estimate of the initial porosity ϕ_0 . For sand samples, ϕ_0 ranges between 41% and 49%. It is slightly lower for monodisperse glass bead samples (between 36% and 40%), and significantly reduced with the bidisperse glass bead distribution gb3 (around 30%). According to their response to shear, all our samples can be characterized as *dense* (existence of a stress peak, initial dilatancy: see section 4).

To avoid a collapse of the sample in the time interval separating the removal of the mold from the installation of the water cell, the pore space is exhausted with an air pump. This results in a relative confinement of 0.1 MPa. Once the whole setup is mounted, the external pressure σ_e is then progressively raised to the value chosen for the subsequent shear run. Pore vacuum is released during this confinement increase, usually when $\sigma_e \approx 0.1$ MPa. Before beginning to shear, the freshly-confined samples are generally left at rest for several hours during which they exhibit slow relaxation (compaction of a few cm^3).

2.5. Comparison with other setups

In former studies, gouge friction has been investigated with essentially three different setups: the triaxial apparatus [Marone and Scholz, 1989; Marone *et al.*, 1990], the double-direct shear apparatus [Biegel *et al.*, 1989; Marone and Kilgore, 1993; Nakatani, 1998; Mair and Marone, 1999; Karner and Marone, 2001], and the rotary direct shear apparatus [Beeler *et al.*, 1996; Goldsby and Tullis, 2002]. As explained below, our pseudo-Couette apparatus presents several advantages compared to these classical setups, but also a chief drawback.

(1) As mentioned in Introduction, the main advantage of our setup resides in its capability of shearing *thick* samples of synthetic fault gouge. Since we work with submillimetric to millimetric particles, the thickness of our granular samples systematically exceeds 100 particles. In contrast, sample thickness in previous gouge friction experiments was generally of the order of 10 grains (at least before comminution takes place). As we will see, this difference has significant consequences in terms of effective mechanical behavior.

(2) A second advantage of our setup is that it allows to apply arbitrarily large and yet spatially homogeneous displacements along the shear interface. In previously-used setups, on the contrary, the homogeneity of the imposed shear displacement is strongly disturbed, either by significant edge ef-

fects (in triaxial or double-direct configurations) or by problematic radial gradients (in rotary shear). Furthermore, the direct shear configuration of these setups (except for the triaxial apparatus) strongly promotes strain localization by creating a predetermined shear band. In our case, the deformation mode (homogeneous or localized) of the sample is not imposed. Nevertheless, if localization occurs, the position of the shear band will probably be influenced by the radial decrease in shear stress $\sigma_{r\theta}$ resulting from the cylindrical geometry (in 2D, we expect $\sigma_{r\theta} \propto 1/r^2$).

(3) The setups used in previous experiments, however, present the advantage that the normal stress exerted on the prescribed shear interfaces is well controlled (provided friction along the thin lateral boundaries of the samples can be neglected). In our case, due to the annular geometry, the transfer of the applied confining stress toward the inner rotating cylinder is mediated by the rheology of the whole sample. Hence, the state of stress inside the sample and, in particular, the normal stress exerted on the inner cylinder, are not *a priori* known. This limitation will be discussed in detail in section 5. We will show that, actually, the validity of our rheological measurements is not affected since the normal stress on the inner cylinder appears to remain essentially constant during shear.

3. Microstructural observations

For some of our experiments, we completed the set of mechanical sensors described in section 2 by a digital camera placed below the observation window (see Figure 4). In this section, we will show that the taken photographs allow to observe, at grain scale, the progressive structuring of our thick samples during shear. Notice that, except in paragraph 3.5, all the results discussed in this section come from experiments conducted with the *rough* rotating cylinder.

3.1. Strain localization

Figure 6 clearly shows that strain localizes inside sand samples sheared by the rough cylinder. Soon in the first centimeters of imposed slip, a narrow interfacial layer develops in which most of the grain displacement get confined. This interfacial layer systematically forms around the inner cylinder, probably due to the cylindrical geometry of our setup (see section 2.5). In agreement with numerous previous studies [e.g., Mühlhaus and Vardoulakis, 1987; Unterreiner, 1994], we find that its thickness scales with the mean size of the grains. For both distributions sa1 and sa2, the interfacial width inferred from the photographs is of the order of 6 – 7 grains. Furthermore, this width remains remarkably constant with ongoing shear, up to at least 37 m of cumulative slip (Figure 6) [see also Chambon et al., 2004b].

With glass beads, strain localization is less evident on the pictures (Figure 7). Nevertheless, it also occurs. As we will explain later, the shearing of glass bead samples give rise to a macroscopic stick-slip phenomenon (see section 4.4). During the slip phases, we observe that only the

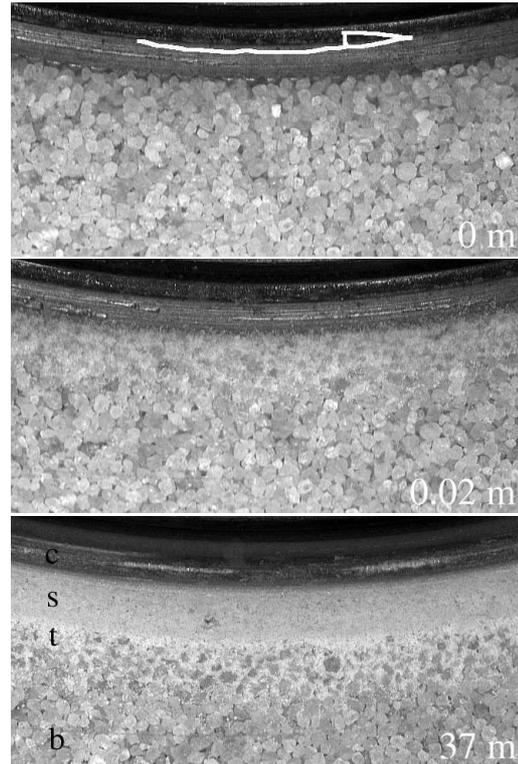


Figure 6. Three photographs of sample lower surface taken at increasing values of cumulative displacement δ_{cum} : 0 m (fresh sample), 0.02 m (incipient localization), and 37 m (mature sample). The used material is sa1-sand, sheared with the rough cylinder. The cylinder *c*, here rotating to the right, is visible in the top part of the pictures. Three zones have been distinguished in the granular material: shear band *s*, transitional layer *t*, and bulk *b* (see text). The zones *s* and *b* constitutes the interfacial layer which is characterized by the existence of grain comminution.

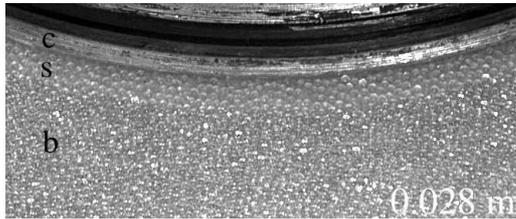


Figure 7. Photograph of the lower surface of a gb1-bead sample taken after the establishment of localization ($\delta_{cum} = 0.028$ m). Symbols **c**, **s**, and **b** have the same meaning as in Figure 6. The shear band **s** is here characterized by a particle arrangement slightly less compact than in the bulk.

first few beads against the inner cylinder undergo substantial motion, the rest of the sample remaining essentially at rest. The width of the interfacial layer is essentially the same when shearing monodisperse-gb1 or bidisperse-gb3 samples: about 5 – 6 mm in both cases (i.e. 5 – 6 diameters of the larger beads). Note also that, in the bidisperse case, we did not observe any evidence of radial segregation according to particle size inside our samples (a slight vertical, gravity-induced segregation, however, was apparent).

3.2. Grain comminution

In sand samples, the interfacial layer is the seat of an active grain comminution process. As shown in Figure 6, a fine powder forms in this layer and progressively fills in the pore space between the initial particles. We also observe that the angularities of the initial particles tend to get rounded off. Outside of the interfacial layer, on the contrary, no sign of comminution is detected. Granulometry measurements have been conducted on material sampled from the interfacial layer during the dismounting of an experiment. (Figure 8). They indicate that the initially unimodal particle size distribution of sa1-sand acquires with shear a bimodal shape. We note the appearance of an acute peak at 0.8 mm (corresponding to rounded initial grains) and of a second, much wider maximum around 10 μ m (fine powder). The comminution mechanism occurring in the interfacial layer can thus be characterized as an *attrition* process (removal of grain angular edges) [Daouadji *et al.*, 2001].

The existence of this attrition process appears strongly related to the angular shape of the grains. In comparison, no comminution occurs, either in the interfacial layer or in the bulk of the samples, when using spherical glass beads (Figure 7). Hence, attrition seems to primarily result from the stress concentrations developing around the sharp angles of the sand grains. The strong stress heterogeneity existing inside the samples may also locally enhance this stress concentration mechanism, and explain why the attrition process is so efficient: Even for confining pressures as low as 0.2 MPa, a significant production of fine particles is observed in the interfacial layers of sand samples.

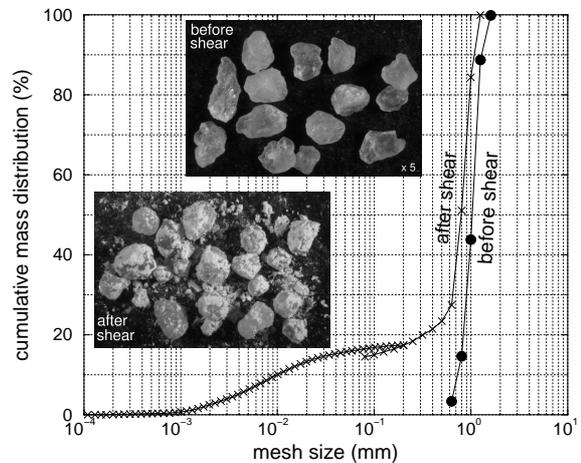


Figure 8. Plot: Cumulative particle size distributions before and after the application of 6 m of cumulative slip to a sa1-sand sample (rough cylinder, $\sigma_e = 0.5$ MPa). The post-shear material was sampled inside the shear band (see Figure 6). Particle size distributions have been measured using a Laser Particle Size Analyzer for grains smaller than 200 μ m, and standard sieves for larger grains. (The two techniques overlap in the interval 80–200 μ m.) **Pictures:** Microscopic photographs of sa1-sand grains sampled in the interfacial layer before and after 50 m of cumulative slip (rough cylinder, $\sigma_e = 0.5$ MPa).

3.3. Determination of displacement fields inside the bulk

From plain observation of sample lower surface, the whole bulk situated outside of the interfacial layer appears completely immobile once localization is established. In order to refine this observation, we analyzed series of consecutive pictures taken during shear experiments using a Correlation Imaging Velocimetry (CIV) technique. This technique allows to recover local displacement and deformation fields with a coarse-graining over small sub-windows typically sizing 4.5×4.5 particles. Obviously, only the horizontal (2D) motions of the grains directly lying on the observation window can be resolved. Furthermore, due to the comminution process, CIV does not yield satisfactory results in the interfacial layers of sand samples. Inside the bulk, however, very good accuracies of $2 \mu\text{m}$ for the displacements and 10^{-3} for the deformations are achieved [see Chambon et al., 2003, for more details].

3.4. Intermittence and slow relaxation

The CIV technique has been applied to sa1-sand samples sheared with the rough cylinder. The main outcomes of this study were presented in a previous paper [Chambon et al., 2003]. We recall here the two principal results.

First, CIV reveals that, the deformation rate inside the bulk is not strictly zero after localization. As shown in Figure 9, the strain increments in this thick region are characterized by a strong heterogeneity in space and by intermittence in time. We observe in particular numerous elongated “shear bursts”, which apparently nucleate along the interfacial layer before propagating inside the bulk. The lifetime of these structures is only of a few seconds, and they are extremely unstable in space. Clearly, the average deformation rate inside the bulk is much smaller than that inside the comminuted interfacial layer. The important point, however, is that these two zones remain mechanically coupled.

Second, and to contrast the above conclusion, the coupling between the interfacial layer and the bulk progressively decreases (but never vanishes) as imposed shear increases after localization. In particular, we reported that the spatially-averaged shear deformation rate $\langle \dot{\gamma} \rangle$ inside the bulk slowly relaxes following a hyperbolic law [Chambon et al., 2003]:

$$\langle \dot{\gamma} \rangle(\delta) = \Gamma_0 + \Gamma_1 \frac{\delta^*}{\delta}, \quad (3)$$

where, rigorously, slip δ should be counted from localization. (Γ_0 , Γ_1 , and δ^* are constants). Typically, several decimeters of slip are required before the mechanical structure of our samples achieves a stationary state. The post-localization decoupling process evidenced by expression (3) is accompanied by the formation of a thin *transition layer* between the innermost portion of the interfacial layer (hereafter called *shear band*) and the bulk. This structuring is clearly visible in Figure 6. Both the shear band and the transition layer are characterized by grain attrition, but the latter displays smaller grain motions and presumably higher shear strains than the former.

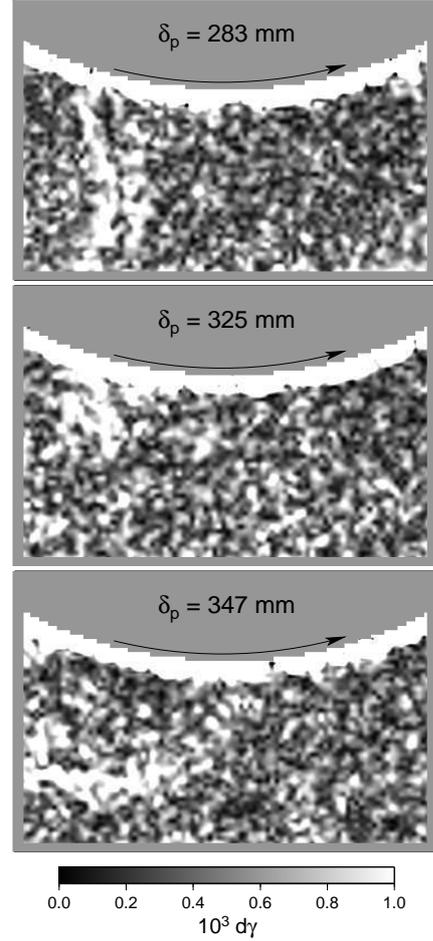


Figure 9. Three maps of the incremental shear deformation $d\gamma$ in the lower surface of a sa1-sand sample for different values of imposed partial slip δ_p . The sample is sheared at constant slip velocity $v = 83 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ with the rough cylinder (confinement $\sigma_e = 0.5 \text{ MPa}$). The quantity $d\gamma$, computed by CIV, is directly proportional to the shear deformation rate $\dot{\gamma}$. Physically, the displayed maps approximately size $10 \times 5 \text{ cm}^2$. Hence, about one half of the total sample thickness is visible. Note that the chosen colorscale is well adapted for the bulk but completely saturated in the interfacial layer.

3.5. Comparison with the smooth cylinder

Shear with the smooth cylinder also gives rise to strain localization, but the resulting interfacial layer is much narrower than with the rough cylinder (about 1 or 2 grain-thick). Moreover, grain comminution is essentially absent in that case, either with sand or with glass bead samples. Some attrition can actually be detected in the interfacial layers of sand samples, but the quantity of created fine particles remains very small compared to the rough case.

4. Mechanical response

We now turn to the presentation of the mechanical data recorded during our shear experiments. As explained in section 2, our dataset comprises measurements of shear stress (torque) and volumetric strain. Normal stress measurements along sample inner boundary are also available when using the smooth rotating cylinder. We begin this section by drawing a panorama of the various experiments that we conducted.

4.1. Conducted runs

Most of our experiments were composed of numerous successive *shear phases* separated by so-called *restrengthening events*, *i.e.* by particular solicitations which are able to restore the shear strength of already-sheared samples. Generally, the shear phases themselves were conducted under *constant* confinement σ_e and at *constant* slip speed v . As we will explain in the following, restrengthening events may be either shear sense reversals or shear stress releases. Three types of shear phases will be distinguished according to the preceding shear history:

- *IS (Initial Shear)* phases correspond to the shear of a fresh sample.
- *SR (Sense Reversal)* phases are shear phases conducted after a prescribed change in the sense of shear (*i.e.* a prescribed change in the cylinder rotation sense).
- *SD (Stress Drop)* phases are shear phases conducted after a prescribed release of the shear stress τ exerted on the inner cylinder (shear unloading). In order to release τ , we take advantage of a small backlash in the driving system: When reversing the motor rotation sense, there exists a short time interval during which the torque Γ almost vanishes with only a minute variation of slip δ (always less than 500 μm).

Table 1 recapitulates the numbers of independent realizations conducted for each type of shear phase. All in all, we mounted 14 different samples (regardless of the type of material) and conducted 197 exploitable shear phases. Notice that, to avoid indenting the normal stress sensors, only sub-millimetric materials (sa2 and gb2) have been used with the smooth cylinder.

Table 1. Number of realizations for the three types of conducted shear phases, classified as a function of sample type and cylinder roughness (rough / smooth).

	sa1	sa2	gb1	gb2	gb3
IS	6 / 0	2 / 1	1 / 0	1 / 2	1 / 0
SR	45 / 0	26 / 68	1 / 0	2 / 21	3 / 0
SD	12 / 0	1 / 0	–	1 / 2	1 / 0

To discuss our data, we will need to introduce three distinct slip quantities:

- *raw slip* δ (or loadpoint displacement: signed value) corresponds to the *net* amount of displacement actually underwent by the cylinder surface since the preparation of the sample.
- *cumulative slip* δ_{cum} (unsigned value) corresponds to the *total* amount of displacement imposed since the preparation of the sample, integrated regardless of the shear sense.
- *partial slip* δ_p (unsigned value) is the displacement imposed since the last restrengthening event, *i.e.* since the beginning of the considered shear phase.

As an illustration, let us consider a sample successively submitted to 1.5 m of slip in both senses: in this case $\delta = 0$, $\delta_p = 1.5$ m, and $\delta_{cum} = 3$ m. The maximum partial slip that we reached during a shear phase was about 6 m. Much larger, the maximum cumulative slip achieved with a (sa1-) sample was about 50 m.

4.2. Sand with rough cylinder

Shear stress variations. As already mentioned (see section 2), the shear of sand samples with the rough rotating cylinder constitutes the most relevant configuration for an analogy with fault mechanics. The main feature of the mechanical response recorded in this case consists in an extraordinary *slip-weakening* of shear stress τ during shear. Figure 10a shows that, after an initial peak at the beginning of the run, τ significantly decreases with imposed slip. Furthermore, the amount of slip required for a complete saturation of the shear stress is surprisingly large (compared to grain size), typically of the order of 0.5 m. We also notice that this weakening process occurs, with remarkable similarity, both when shearing sa1- and sa2-sand. The superposition of the two displayed τ -curves in Figure 10a is quasi-perfect, emphasized by the choice of two shear phases presenting identical peak amplitudes. Hence, the observed weakening of τ is clearly independent of particle size, at least in the investigated range (0.6 – 1 mm).

In Figure 11a, we show that the weakening process can be virtually reset by shear sense reversals and by shear unload-

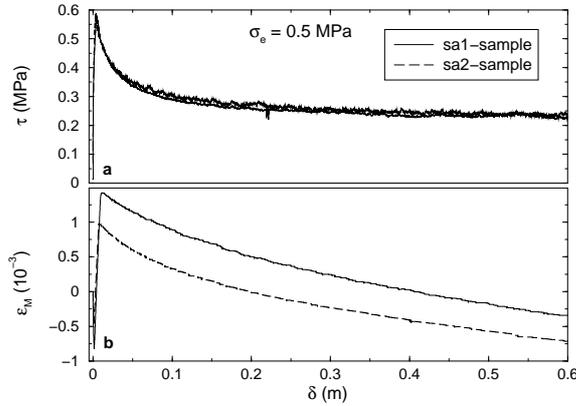


Figure 10. Responses of sa1- and sa2-sand samples during initial (IS) shear phases conducted with the rough cylinder: evolution of shear stress τ and macroscopic volumetric strain ε_M versus raw slip δ . In general, the magnitude of the initial strength peak depends on the considered sample. In this figure, we have chosen two particular experiments for which the recorded strength peaks are about the same. For both samples, confinement $\sigma_e = 0.5$ MPa. Slip velocity v is $83 \mu\text{m.s}^{-1}$ for the sa1 sample and $100 \mu\text{m.s}^{-1}$ for the sa2 sample (negligible difference).

ings. These events actually induce a significant restrengthening of sample strength: Upon shear resuming, they are systematically followed by a notable stress peak. We do note, however, that initial stress peaks are generally higher than peaks following sense reversals, which themselves are higher than peaks following shear stress releases. Furthermore, the magnitude of the stress peaks tends to decrease with cumulative slip δ_{cum} (Figure 11a). According to previous studies [e.g., Nakatani, 1998; Karner and Marone, 1998, 2001], we expect that the restrengthening magnitude might also depend on the amplitude of the imposed stress reduction (for shear unloading experiments) as well as, to the second order, on the time spent by the sample at a reduced stress level. In our study, however, the shear stress was always relaxed almost completely (Figure 11a), and then quasi-immediately re-increased.

We also observe in Figure 11a that the weakening process active during the initial shear of a sand sample repeats, in a very reproducible way, during all the subsequent SD and SR shear phases. Specifically, restrengthening events are systematically followed by significant reductions in shear stress τ occurring over several decimeters of slip. The asymptotic stress level achieved at large partial slips is constant for all the conducted shear phases. The weakening magnitude (which might exceed 70% during IS-phases) slowly diminishes with δ_{cum} in consequence of the decrease in stress peak. Nevertheless, the long-term decrease in τ is still clearly active even after more than 30 m of cumulative slip (Figure 11a). We checked that this spectacular weaken-

ing process really is slip-, as opposed to time-, induced: In particular, it interrupts when slip is held constant during an arbitrarily long time period [see Chambon et al., 2004a].

Volume changes. Similarly to the shear stress evolution, the volume changes undergone by sand samples during successive shear phases appear well reproducible (Figure 11b). The beginning of shear is systematically marked by a rapid compaction-dilatancy sequence (Figures 10b, 11b). Compaction occurs quasi-instantaneously upon initiation of the applied solicitation (loading for the IS phases, unloading for the SR and SD phases), and is replaced by dilatancy as soon as shear deformation actually sets in. Typically, dilatancy remains active during the first 10-20 mm of the shear phases. After these rapid, initial variations, progressive slip then gives rise to a long-term, slow compaction of the samples. This process continues over very large amounts of slip and, in a given shear phase, compaction rate only slightly decreases with partial slip δ_p (Figure 10b). Note, however, that the compaction rate notably diminishes with cumulative slip δ_{cum} , and tends to vanish during shear phases conducted for $\delta_{cum} > 30$ m (Figure 11b).

4.3. Sand with smooth cylinder

With the smooth cylinder, the length of the shear phases is generally limited to 10–20 cm in order to avoid too repetitive saturations of the normal stress sensors (see Figure 5). As we will see, however, this length is sufficient to characterize the mechanical response of our samples. Moreover, with the smooth cylinder, a few sense reversals (or shear stress releases) are needed to get rid of the influence of sample preparation. The response recorded during the 3 or 4 first shear phases generally is poorly reproducible. That is why Figure 12 only displays non-initial, SR-phases conducted after a few meters of cumulative slip.

Shear stress variations. First, remark that the maximum levels of shear stress τ reached during shear with the smooth cylinder are significantly reduced compared to similar experiments with the rough cylinder (Figure 12a). The response of sand samples to successive (non-initial) shear phases is well reproducible but, unlike in the rough case, no significant slip-weakening is observed. After an initial increase during the first millimeters of slip, the shear stress τ rapidly stabilizes around a reproducible plateau level.

Volume changes. As in the rough case, inception of shear with the smooth cylinder is systematically associated to a rapid succession of compaction and dilatancy (Figure 12c). Both processes, however, are of much smaller amplitude. After these rapid variations, the volume of the sand samples essentially stabilizes (or, maybe, remains slightly dilatant) and no slow compaction is recorded.

Normal stress measurements. Records of the average normal stress σ_i on the inner cylinder are noisier and less reproducible than shear stress measurements (see also section 2.3). Nevertheless, two systematic features can be observed during successive SR-phases (Figure 12b). First,

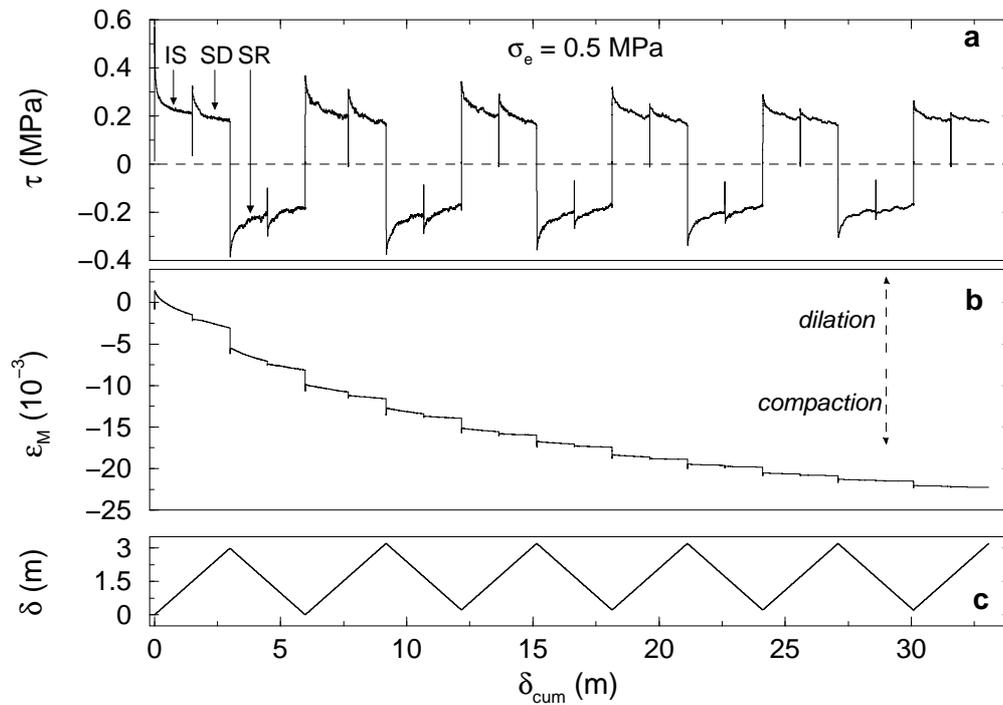


Figure 11. Response of a sa1-sand sample during 22 successive shear phases conducted with the rough cylinder: evolution of shear stress τ and macroscopic volumetric strain ϵ_M versus cumulative slip δ_{cum} . The evolution of raw slip δ is also presented to indicate the actual sense of shear. The first displayed shear phase is the initial shear phase of the sample (IS type). It is followed by a succession of shear stress releases and sense reversals imposed every 1.5 m of slip. The confinement σ_e is 0.5 MPa, and the absolute slip velocity $|v|$ is $83 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$.

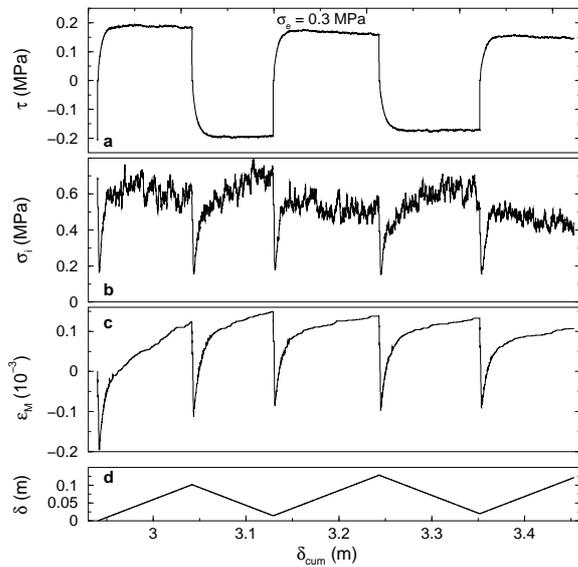


Figure 12. Response of a sa2-sand sample during 5 successive SR-shear phases conducted with the smooth cylinder: evolution of shear stress τ , average inner normal stress σ_i , and macroscopic volumetric strain ε_M , versus cumulative slip δ_{cum} . Evolution of raw slip δ is also presented to indicate the actual sense of shear. For convenience, and though the sample has been substantially sheared before, ε_M and δ have been set to 0 at the beginning of the first represented shear phase. During all the phases, $\sigma_e = 0.3$ MPa and $|v| = 100 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$.

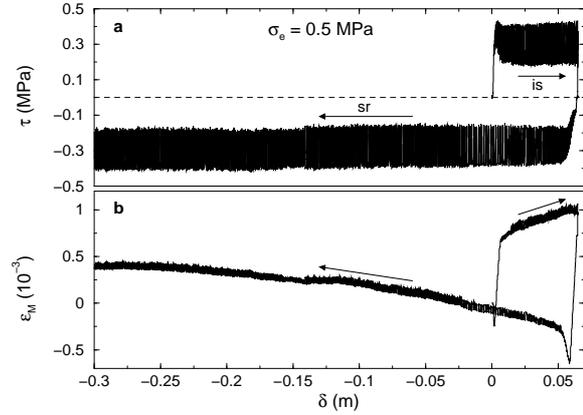


Figure 13. Response of a gb1-glass bead sample during two successive IS- and SR-shear phases conducted with the rough cylinder: evolution of shear stress τ and macroscopic volumetric strain ε_M as a function of raw slip δ . In both represented phases, $\sigma_e = 0.5$ MPa and $|v|$ is varied between 1.7 and $100 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Due to the strong stick-slip oscillations, the influence of the velocity variations is quasi-imperceptible.

shear sense reversals trigger significant drops in inner normal stress σ_i , immediately followed by rapid re-increases as shear resumes. Interestingly, these variations in σ_i appear synchronous and well correlated with the rapid compaction-dilatancy sequence (Figures 12b and c). Second, as soon as partial slip δ_p exceeds $10 - 20$ mm in a shear phase, rapid variations in σ_i cease and the normal stress on the inner cylinder roughly stabilizes. It achieves a quasi-stationary value which approximately amounts to twice the applied confining stress σ_e (Figure 12b).

4.4. Glass beads with rough cylinder

Regardless of the particle size distribution, the first evident feature when shearing glass beads with the rough cylinder is the appearance of a macroscopic stick-slip phenomenon. This stick-slip results in large and quasi-periodic shear stress fluctuations (Figures 13a, 14a). It is also visible, though to a lesser extent, in the volume records (Figure 13b). The slip events, during which accumulated stress is brutally released, have a typical size of a few hundreds of μm and are accompanied by audible acoustic emissions.

Occurrence of stick-slip in sheared glass bead assemblies constitutes a classical experimental observation [e.g., Mair et al., 2002; Evesque and Adjemian, 2002]. The physical origin of this process, however, as well as its absence in sand samples, remain poorly understood. Apparently, the spherical shape of the beads is not the sole factor, and some particular properties of glass-glass friction also play an important role [Hazzard and Mair, 2003]. Regardless of its origin, stick-slip was unwanted in our experiments since it is incompatible with the correct achievement of an “imposed

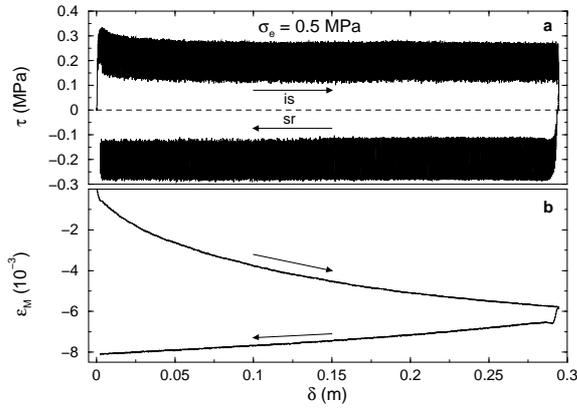


Figure 14. Response of a gb3-glass bead sample during two successive IS- and SR-shear phases conducted with the rough cylinder: same plots as in Figure 13. Here, $\sigma_e = 0.5$ MPa and $|v| = 100 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$.

slip” condition at sample inner boundary. In the following, we will nonetheless consider the “average” small-frequency response of the glass beads as representative of what would be observed in the absence of stick-slip oscillations.

Shear stress variations. Figures 13a and 14a show that the response of glass beads to successive shear phases is reproducible and essentially independent of the particle size distribution. Either with the mono- or bidisperse samples, shear stress τ rapidly saturates after the initial loading, and then remains essentially constant with ongoing slip. Hence, the major slip-weakening process reported when shearing sand is completely absent with glass beads. Only IS-phases display a small weakening effect, but truly negligible compared to that observed with angular sand.

Volume changes. Unlike shear stress variations, volume changes do depend on the particle size distribution (Figures 13b, 14b). As with sand, both mono- and bidisperse glass bead samples present a rapid compaction-dilatancy sequence at the beginning of the shear phases, but the rapid compaction is notably enhanced in the bidisperse case. Regarding long-term trends, bidisperse samples are characterized by a significant slow compaction with shear (Figure 14b) whereas monodisperse samples feature, on the contrary, slow dilatancy (Figure 13b).

4.5. Glass beads with smooth cylinder

As shown in Figure 15, the shearing of glass beads with the smooth cylinder is also characterized by a significant stick-slip phenomenon, though shear stress fluctuations remain of smaller amplitude than with the rough cylinder. On average, nonetheless, and once the few initial atypical shear phases have passed, we remark that the measured response is strongly similar to that obtained with sand samples.

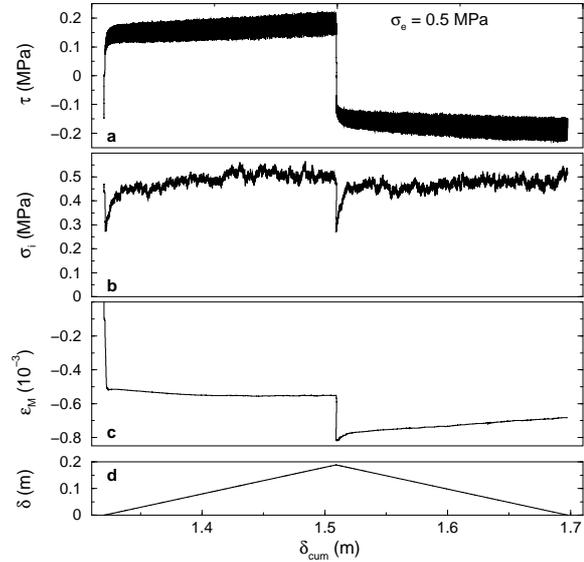


Figure 15. Response of a gb2-glass bead sample during two successive SR-shear phases conducted with the smooth cylinder: same plots as in Figure 12. Here, $\sigma_e = 0.5$ MPa, and $|v| = 100 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. The confining pressure σ_e was raised *statically* (*i.e.* at $v = 0$) by 0.2 MPa immediately prior to the first displayed shear phase.

Shear and normal stress evolutions. After rapid variations at the beginning of shear phases, both the shear stress τ and the normal stress σ_i exerted on the inner cylinder reproducibly stabilize (Figures 15a and b). Note that compared to the applied confinement σ_e , the stationary σ_i -level is a little smaller with glass beads than with sand.

Volume changes. As shown in Figure 15c (second displayed phase), the samples undergo a rapid compaction-dilatancy sequence at the beginning of shear phases, then followed by a long-term, slightly dilatant trend. We should mention, however, that volume changes are generally less reproducible with the smooth cylinder than with the rough one (regardless of the used material). In particular, they appear much more sensitive on previous load path history. For instance, refer to the first shear phase in Figure 15c, which directly follows a prescribed confinement increase: It displays an unusually intense rapid compaction, no rapid dilatancy, and a slightly compactant long-term trend.

5. Discussion

Among the data presented in the previous section, the spectacular slip-weakening process active over decimetric slip displacements represents our most significant finding. This process is active in only one experimental configuration: the shearing of synthetic fault gouge (angular sand) with the rough cylinder. It is completely absent when using glass beads and/or the smooth cylinder. We will now investigate the physical origin of this slip-weakening. In our

particular experimental setup, two options need to be considered: The weakening could either constitute a real rheological property of the sand samples, or be merely induced by variations of the normal stress applied on the inner cylinder. Unfortunately, when using the rough cylinder, we do not have direct measurements of the inner normal stress σ_i . Nevertheless, as we will show, various observations strongly support the rheological hypothesis.

5.1. The confinement transfer

The issue of confinement transfer was already mentioned in section 2. Due to the annular geometry of our samples, the resultant of the confinement applied on the sample is nil and, hence, the normal stress exerted on the inner cylinder is *a priori* unknown. Simple geometrical considerations tend to indicate that the inner normal stress σ_i should be equal to twice the applied confinement σ_e (since $R_2/R_1 = 2$). This argument, however, neglects the possibility of *confinement screening* by (1) development of hoop stresses inside the granular material and (2) mobilization of friction along the top and bottom plates embedding the sample. According to the simple model derived in Appendix A, we expect in general the inner stress σ_i to remain proportional to σ_e :

$$\sigma_i = \kappa \sigma_e, \quad (4)$$

where κ is a *screening coefficient* which can vary from 2 (no screening) to 0 (complete screening). In principle, it is even possible to have $\kappa > 2$ (anti-screening) if friction along the top and bottom plate is mobilized in the centrifugal sense. Figure 16 shows that a simple way to observe actual variations of this screening coefficient is to impose confinement changes without shearing ($v = 0$): static decreases in σ_e trigger notable increases in κ , and vice-versa.

According to classical Amontons-Coulomb formulation, the shear stress τ exerted on the inner cylinder is expected to vary linearly with the inner normal stress σ_i :

$$\tau = \mu \sigma_i + K, \quad (5)$$

where μ is the internal coefficient of friction and K a cohesion parameter. Both these parameters account for the rheology of our granular samples. Inserting expression (4) into (5) allows to define an *effective* coefficient of friction μ_{eff} linking τ to the outer confinement σ_e :

$$\tau = \mu_{eff} \sigma_e + K, \quad (6)$$

where

$$\mu_{eff} = \kappa \mu. \quad (7)$$

During shear phases at constant confinement with the rough cylinder, this effective friction μ_{eff} is the only parameter to which we have actually access (provided K is known, see section 5.3). To determine whether its variations are really representative of sample rheology, we need to discriminate if they result from changes in internal friction μ , or from alterations of the screening coefficient κ .

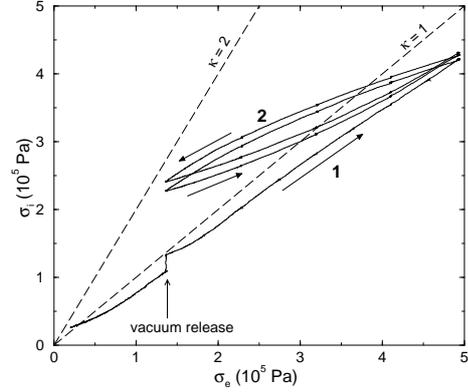


Figure 16. Evolution of the average normal stress σ_i measured on the smooth cylinder during *static* ($v = 0$) confinement changes imposed to a sa2-sample. Phase 1 corresponds to the initial confining conducted just after sample preparation (including the vacuum release: see section 2.4). During this phase, the screening coefficient κ remains close to 1. The sample is then submitted to cyclic changes in confining pressure σ_e : phase 2. These cycles are accompanied by significant and hysteretic variations in κ .

Expression (A5) shows that two different effects can potentially induce variations of the screening coefficient κ during shear: (1) changes in the coefficient of friction between the grains and the horizontal plates (e.g., by lubrication or variations in friction mobilization), and (2) changes in the magnitude of radial stress redirections along the orthoradial and vertical directions. Such redirection changes can be triggered by non-linear processes typical of granular materials (e.g., creation and destruction of force chains, reorganization of metastable grain arrangements) and also, in principle, by volumetric deformations inside the sample. In particular, compaction (resp. dilatancy) inside the shear band would probably tend to increase (resp. decrease) the radial stress redirections. Hence, a first indirect way to investigate whether κ (and thus σ_i) might vary during our experiments with the rough cylinder, is to look for potential correlations between shear stress and volume changes.

5.2. Is slip-weakening induced by slow compaction?

In section 4, we reported that slip-weakening in sand samples is associated to a slow compaction phenomenon (e.g., Figure 11). Furthermore, both processes display a notable decrease in magnitude when cumulative slip δ_{cum} increases. Thus, the issue of a potential correlation between volume and shear stress changes during these experiments appears particularly relevant. Remark however that, though well-resolved, the volume variations induced by long-term compaction remain of very small amplitude. For instance, the total reduction in outer radius of a sa1-sample during a 1.5 m slip phase never exceeds 0.2 mm, *i.e.* 0.1% (which corre-

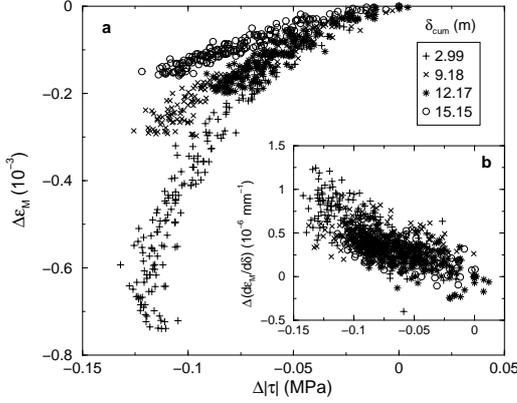


Figure 17. (a) Change in volumetric strain $\Delta\varepsilon_M$ versus absolute shear stress drop $\Delta|\tau|$ during four independent SR-shear phases picked from Figure 11 (sa1-sand, rough cylinder). For each phase, the variations in τ and ε_M are computed relatively to the instant of stress peak. To discard the influence of the progressive saturation in τ , only datapoints obtained during the first 500 mm of slip following the stress peaks are represented. Cumulative displacements δ_{cum} at the beginning of each phase are precised in legend. (b) Same plot, showing the change in compaction rate $\Delta(d\varepsilon_M/d\delta)$ versus $\Delta|\tau|$ during the 1000 mm of slip following the stress peaks. Compaction rate is computed by numerical differentiation of the (smoothed) function $\varepsilon_M(\delta_p)$, a procedure that notably amplifies experimental noise.

sponds a volumetric deformation of -2.5×10^{-3}). That such small volume variations could sufficiently increase the confinement screening and explain the large observed reduction in shear stress would seem surprising. Nevertheless, this issue deserves a detailed study.

Correlation study. Quantitative studies reveal that the concurrent reductions in volume and shear stress observed with sand samples display only poor correlations. As shown in Figure 17a, there is no unique relationship between the stress drop $\Delta|\tau|$ and the amount of compaction $\Delta\varepsilon_M$ during shear: All the four presented shear phases follow distinct paths in the plot. Clearly, this result contradicts the hypothesis of a compaction-induced slip-weakening. On the contrary, and despite a large dispersion in the data, note that the stress drop during a shear phase correlates reasonably well with the decrease in compaction rate $\Delta(d\varepsilon_M/d\delta)$ (Figure 17b).

Localization of the slow compaction. Useful informations concerning the influence of slow compaction also arise from CIV (see section 3.3). Indeed, this technique allows to precisely locate inside the sample the origin of the volume reduction. Recall that the interfacial layer itself is poorly resolved by CIV. Its volume variations ΔV_{IL} , however, can be inferred from the (average) radial displacements $u_r(R_i)$ measured at its outer boundary ($R_i \approx 11$ cm):

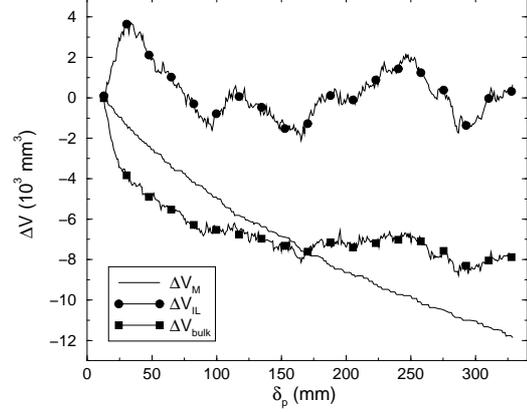


Figure 18. Volume variations as a function of partial slip δ_p during an IS-shear phase (sa1-sand, rough cylinder, confinement $\sigma_e = 0.5$ MPa). Three datasets are presented: the macroscopic volume variations ΔV_M (measured by the pressure-volume controller), the local volume variations of the interfacial layer ΔV_{IL} , and the local volume variations of the bulk ΔV_{bulk} (the two latter being obtained by CIV: see text). Volume variations are computed relatively to the establishment of localization in the considered shear phase (which corresponds to $\delta_p \approx 10$ mm).

$\Delta V_{IL} = 2\pi H R_i u_r(R_i)$. Similarly, the volume variations of the bulk ΔV_{bulk} are estimated according to: $\Delta V_{bulk} = 2\pi H [R_m u_r(R_m) - R_i u_r(R_i)]$, where $R_m \approx 15$ cm denotes the outer radius of the area effectively analyzed by CIV. We expect in particular that, if compaction is evenly distributed in the whole sample, it would potentially induce smaller confinement screening than if it is entirely localized inside the inner shear band.

Figure 18 shows that, despite ongoing comminution, the interfacial layer is not involved in the macroscopic slow compaction process. Its volume ΔV_{IL} displays large (and possibly artifactual) fluctuations, but remains essentially constant with ongoing slip. In terms of soil mechanics, the interfacial layer thus appears to reach its “critical state” very rapidly after the establishment of strain localization. On the contrary, we observe that the volume of the bulk ΔV_{bulk} does display a significant decrease during shear. This decrease continues over several decimeters of slip and, furthermore, compares quantitatively well with the macroscopic volume change ΔV_M . Clearly, the slow compaction process active in sand material thus arises from the bulk of the samples.

Incidentally, note also that the good agreement between the local and macroscopic volume measurements observed in Figure 18 constitutes a solid validation of our CIV technique. The residual differences between ΔV_{bulk} and ΔV_M could be due, in particular, to the limited size of the sample portion visible in the observation window (a 2D slice restricted in both radial and orthoradial directions).

Summary. At the beginning of shear phases, shear stress peak, volume peak, and strain localization are approximately synchronous. In the previous paragraphs, we saw (1) that the post-localization volume reduction displays poor correlations with the evolution of shear stress, and (2) that this volume reduction essentially arises from bulk of the samples. Accordingly, the spectacular slip-weakening process observed with sand samples cannot be attributed to artifactual normal stress variations caused by the ongoing slow compaction. More generally, we claim that, once localization is established, the evolutions of shear stress and volumetric strain should be regarded as essentially independent. For instance, it is possible to conduct experiments featuring a slow compaction process without any shear stress weakening (this is the case with gb3 glass beads: see Figure 14) or, conversely, experiments featuring a weakening process without any concurrent volume reduction (this is the case with sand samples for large values of δ_{cum} : see Figure 11).

5.3. Does normal stress evolve during shear?

Even if it appears essentially unaffected by the long-term volume variations, the inner normal stress σ_i might nevertheless vary during shear. Hence, to complete our study of the slip-weakening origin, we shall now turn to more direct assessments of σ_i . We will first recapitulate the direct measurements obtained with the smooth cylinder, although no significant slip-weakening is observed in this configuration. We will then present various arguments tending to prove that the results obtained with the smooth cylinder can actually be extended to the rough case.

With the smooth cylinder. We conducted numerous SR phases at various confinement levels with the smooth cylinder and sand samples. As shown in Figure 19, these experiments validate the simple models derived in section 5.1. In agreement with equation (4), we find in particular that the inner normal stress σ_i is effectively well proportional to the outer confinement σ_e (Figure 19a). Furthermore, the screening coefficient κ appears to essentially depend on partial slip δ_p . Similarly, linear relationships are also observed between the shear stress τ and the inner normal stress σ_i (Figure 19b), and between the shear stress τ and the outer confinement σ_e (Figure 19c). The internal coefficient of friction μ as well as the cohesion K [see Eq. (5)] are essentially constant during shear (at least for $\delta_p > 2$ mm). On the contrary, and consistently with the observed evolution of κ , the effective coefficient of friction μ_{eff} does depend on partial slip δ_p .

We observed that, depending on the previous sample history (prescribed sense reversals, confinement variations,...), the screening coefficient κ can reach very low levels at the beginning of shear phases (e.g., $\kappa < 0.3$ in Figure 12b). As soon as shear effectively sets in, however, the variations of κ with partial slip δ_p become well reproducible. As seen in Figure 19a, the screening coefficient rapidly increases until δ_p reaches 10–20 mm, and then essentially stabilizes around a constant value. Accordingly (and since K is constant), the shear stress measurements can thus be regarded as directly

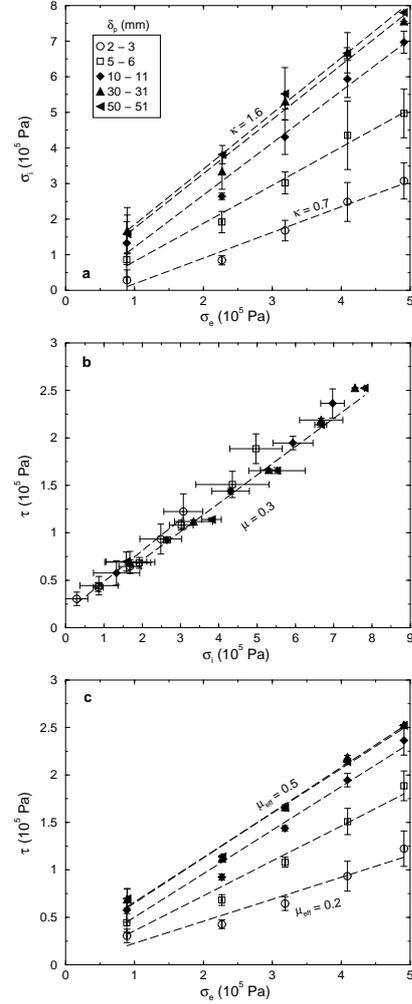


Figure 19. (a) Evolution of the inner radial stress σ_i versus imposed confinement σ_e for five different values of partial slip δ_p . The data were recorded during SR-shear phases conducted with the smooth cylinder (sa2-sand, $|v| = 100 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$). Each point corresponds to an average value computed over a 1 mm slip-window and over 4 or 5 independent, similar shear phases. Error bars indicate the dispersion between these different realizations. The dashed lines are the best linear fits to the five datasets; their slopes correspond to the screening parameter κ . (b) Same plot featuring shear stress τ versus σ_i . The slope of the linear fits here corresponds to the internal coefficient of friction μ . (c) Same plot featuring τ versus σ_e . The slope of the linear fits here corresponds to the effective coefficient of friction μ_{eff} .

Friction of thick gouge samples I

17

representative of the internal friction μ , except during the very first stages of the shear phases. With sand samples, the residual screening level is very weak: it corresponds to $\kappa \approx 2$ (1.6 precisely in Figure 19a). With glass beads, it is notably higher: $\kappa \approx 1$ (see Figure 15b), presumably due to the existence of stick-slip.

With the rough cylinder. We also conducted series of experiments at various confinement levels with the rough cylinder. The results of this study were presented in a previous paper [Chambon *et al.*, 2002]. As in the smooth case, we reported a linear relationship between the shear stress τ and the confining pressure σ_e . Consequently, one can define an effective coefficient of friction μ_{eff} and a cohesion K according to expression (6). Furthermore, and again as in the smooth case, we found that μ_{eff} essentially depends on partial slip δ_p during shear, whereas K remains constant.

To investigate the possibility of screening variations during shear with the rough cylinder, we conducted particular shear phases involving prescribed changes in confining pressure σ_e . Recall that, when applied *statically*, confinement changes induce significant variations of the screening coefficient κ (see Figure 16). If their influence on κ was similar, confinement changes imposed *while shearing* should thus result in notable variations of the effective coefficient of friction μ_{eff} [see Eq. (7)]. Instead, we observe in Figure 20b that a prescribed confinement increase applied during a shear phase leaves μ_{eff} , and hence κ , completely unaffected. Everything happens as if during shear, some process virtually “fixed” the inner normal stress σ_i at a constant value.

To confirm this observation, we attempted to derive the local stress tensor inside our samples sheared with the rough cylinder from the microscopic strain fields computed by CIV (see section 3.3). The rheology of the bulk was described by a simplistic elasto-plastic model detailed in Appendix B. Clearly, given the numerous speculative assumptions involved, the outcomes of this model should be regarded with caution. We believe, nevertheless, that the general trends obtained are credible. As shown in Figure 21a, we find that the normal stress acting on the outer boundary of the interfacial layer tends to increase during the first centimeters of slip following localization, and then essentially stabilizes. Note that this normal stress resolved on the interfacial layer boundary is presumably very close to that exerted on the inner cylinder. Hence, even if it may undergo a rapid increase immediately after localization, the inner normal stress σ_i appears to remain essentially constant during shear.

Summary. According to the available data, the evolution of inner normal stress σ_i with the rough cylinder thus appears very similar to that measured with the smooth cylinder. In both cases, and despite the particular geometry of our setup, potential variations of σ_i are possible only during the very first stages of the shear phases. As soon as the first centimeters (or millimeters in the smooth case) of partial slip have passed, the inner normal stress stabilizes and remains fixed at a constant value. With the rough cylinder, the pre-

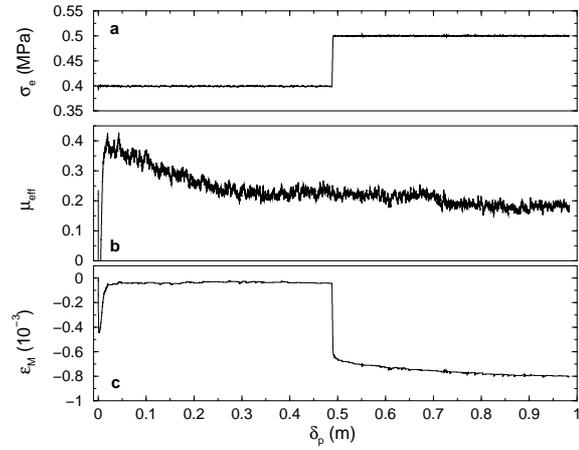


Figure 20. Response of a sand sample during a particular SR-shear phase conducted with the rough cylinder: evolution of confining pressure σ_e , effective coefficient of friction μ_{eff} , and volumetric strain ϵ_M versus partial slip δ_p (velocity $v = 100 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$). The particularity of the considered shear phase is to involve a sudden increase in confining pressure σ_e (from 0.4 to 0.5 MPa) applied while shearing. The effective coefficient of friction is derived from shear stress τ according to $\mu_{eff} = (\tau - K)/\sigma_e$, with a cohesion $K = 0.11$ MPa obtained from linear fits of the τ versus σ_e relationships presented by Chambon *et al.* [2002].

cise value of the screening coefficient κ , and hence of the internal friction μ , are unknown. Our results are nonetheless sufficient to claim that the significant slip-weakening process active over decimetric slip displacements cannot be induced by artifactual normal stress variations. Hence, this slip-weakening can be regarded as a genuine rheological property of our simulated gouge samples.

We believe that the apparent stability of inner normal stress σ_i during shear is due to the strong intermittence of the deformation field inside the bulk (see section 3.4). Specifically, a sustained confinement screening in our samples would require the existence of arching force paths able to efficiently redirect radial stresses towards the orthoradial and vertical directions. Such organization can develop in the absence of shear (when varying σ_e for instance). As soon as shear sets in, however, the intermittent bursts of shear propagating from the shear band are likely to trigger continuous alterations of the force network inside the bulk and, hence, to hinder any efficient stress redirection. Similarly, these bursts probably also prevent the mobilization of friction along the top and bottom plates embedding the sample.

5.4. Origin of slip-weakening and slow compaction

Now that we have demonstrated that the slip-weakening process observed with sand samples has a purely frictional source, we shall discuss its micromechanical origin. To us,

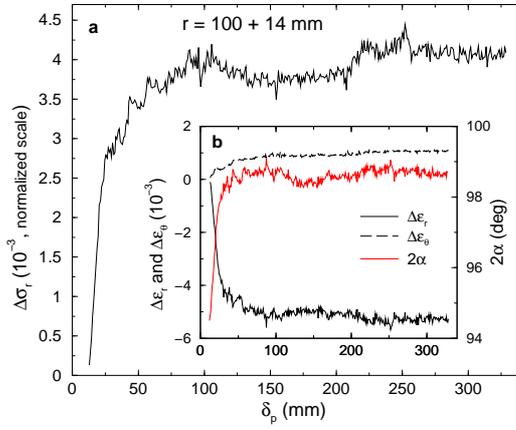


Figure 21. (a) Post-localization variations in local radial stress $\Delta\sigma_r$, during an IS-shear phase conducted with the rough cylinder (sa1-sand, confinement $\sigma_e = 0.5$ MPa). The represented quantity is computed according to expression (B2) with $\psi = -20^\circ$. It corresponds to the azimuthally-averaged radial stress (normalized by a typical shear modulus m) resolved 14 mm away from the inner cylinder, *i.e.* practically on the interfacial layer boundary. As we are only interested in stress trends, the precise value of the parameter m is not important. (b) Local strain parameters used to compute the stress evolution presented in (a): post-localization evolutions of the radial and azimuthal strains $\Delta\varepsilon_r$ and $\Delta\varepsilon_\theta$, and of the angle α defined in Appendix B. All these quantities are obtained by CIV. Note that the volumetric deformation of the sample is essentially radial.

this weakening is intimately related to the progressive decoupling between the shear band and the bulk reported in section 3.4. Both processes require very large slip distances to complete, typically several decimeters. Furthermore, as will be shown in the companion paper [Chambon et al., 2004a], the decrease with slip of shear stress τ can be modeled by a power law very similar to the hyperbolic relaxation (3). Hence, frictional slip-weakening probably constitutes the macroscopic hallmark of the slow decoupling observed at micro-scale. Interestingly, this interpretation implies that the mechanical response of our synthetic gouge samples is governed principally by the behavior of the thick bulk submitted to slow and intermittent deformation, and not by the rheology of the highly-sheared shear band.

Another important point to consider is the clear correlation between occurrence of slip-weakening and existence of comminution in the interfacial layer. The only configuration in which a notable slip-weakening is observed is also the only one giving rise to a significant attrition process (shear of angular sand with the rough cylinder). Faced with this result, one could argue that the weakening is directly induced by grain comminution, either through some lubricative properties of the created fine particles or through the progressive rounding of the initial grains. This hypothesis, however, appears incompatible with the existence of restrengthening events (sense reversals and shear stress releases) and with the “reversibility” of the slip-weakening process. Following the interpretation proposed in the previous paragraph, we believe that the crucial role of comminution consists in triggering the *secondary localization* which results in the formation of the transition layer between the shear band and the bulk. In that sense, comminution thus constitutes a prerequisite to initiate the microscopic slow decoupling and, hence, the macroscopic slip-weakening.

Finally, let us also discuss the micromechanical origin of the slow compaction process observed in sand samples. Unlike the initial, rapid compaction-dilatancy sequence which is classical in dense granular materials [e.g., Cambou, 1998], such long-term volume reduction appears unusual. As already mentioned, it essentially arises from the bulk of the samples. Hence, it cannot be related to grain attrition which is only active in the interfacial layer. (Besides, slow compaction is also observed with gb3-glass beads for which no comminution occurs.) We interpret this compaction as resulting from *collective* grain rearrangements similar to those reported when granular assemblies are submitted to small and repeated solicitations [e.g., Knight et al., 1995; Nicolas et al., 2000]. In our case, the role of cyclic excitations could be played by the bursts of deformation which intermittently propagate inside the bulk. Hence, though uncorrelated with the slip-weakening, the slow compaction process ultimately derives from the same origin, namely the coupling between the shear band and the bulk. This interpretation is supported by the good correlation observed between the stress drop and the compaction rate (see Figure 18b).

6. Concluding remarks

Hence, this paper evidences a spectacular frictional property of granular fault gouge, namely a significant slip-weakening active over decimetric distances. Such a process was absent in most previous gouge friction studies [e.g., Marone *et al.*, 1990; Beeler *et al.*, 1996], probably inhibited by the use of too thin gouge samples (see section 2.5). In our experiments, we saw that the post-localization weakening is intimately linked to the mechanical coupling existing between the highly-sheared shear band and the slowly-deformed bulk. Clearly, only samples that are sufficiently thick (*i.e.* samples significantly thicker than the 10 grain shear band) can be the seat of such a complex structuring. Note, nevertheless, that a significant slip-weakening was recently reported in a rock-rock friction study conducted at relatively large slip speeds [Goldsby and Tullis, 2002; Di Toro *et al.*, 2004]. A comparison between these experiments and ours will be discussed in the companion paper [Chambon *et al.*, 2004a].

The important question that now arises is whether this new slip-weakening process observed in our experiments also operates on real faults. As discussed in Introduction, the “thick gouge layer” condition evidenced in the previous paragraph, is obviously fulfilled in mature fault zones. Yet, some of the parameters used in our experiments appear quite unrealistic with respect to natural objects. In particular, recall that we work at very low confining pressure (0.5 MPa, versus 10 – 100 MPa on real faults), and that our synthetic gouge material is highly idealized compared to real fault gouge (see section 2.1). Both of these factors probably influence the comminution mechanism active inside the interfacial layer: Higher confining pressures or more polydisperse materials would promote pervasive fragmentation instead of attrition. However, according to the interpretation proposed in section 3.4, slip-weakening critically depends on the *existence* of comminution, but presumably not on its particular mechanism. It should thus remain active under higher confining stresses and with more realistic gouge materials. Further work would nonetheless be needed to better understand the role of attrition in our experiments and, in particular, its evolution with slip (using, for instance, refined CIV techniques or acoustic emission monitoring).

Different other issues regarding the extrapolation of our results to real faults are discussed in detail in the companion paper [Chambon *et al.*, 2004a]. We show in particular that, despite the various limitations of our experimental setup, the slip-weakening process appears in very good quantitative agreement with seismological data. Hence, as with our samples, the complex structure of the mature fault zones appears to play a crucial role in their mechanical response [see also Chambon *et al.*, 2004b]. We will also elaborate on the unexpected observation that slip-weakening is independent on gouge grain size (see Figure 10). Note already that changing grain size in our apparatus is equivalent to changing sample width and height. Accordingly, the slip-weakening process

can also be regarded as independent of the setup dimensions. More generally, we will show that, unlike classical friction mechanisms, this slip-weakening is actually completely devoid of any characteristic slip scale.

Appendix A: Expression of the screening coefficient κ

To express the relationship between the inner and outer radial stresses σ_i and σ_e in our annular setup, let us consider a sample element of dimension $dr \times r d\theta \times H$ (cylindrical coordinates: see Figure 3). Under quasi-static deformation, the mechanical equilibrium of this element can be written as (in projection along the radial direction):

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} + \frac{\sigma_{rz}(z=H) - \sigma_{rz}(z=0)}{H} = 0, \quad (\text{A1})$$

where $\sigma_{rz}(z=H)$ and $\sigma_{rz}(z=0)$ represent the radial frictional stresses exerted respectively along the top and bottom plates embedding the sample. In this expression, the components $\sigma_r(r)$ and $\sigma_\theta(r)$ of the stress tensor should be regarded as averages over both the orthoradial and vertical directions.

Friction along the two horizontal plates might be evaluated using a granular Janssen-like model [e.g., Duran, 2000]: Assuming (1) that force chains inside the sample redirect a fraction K_v of the radial stresses toward the vertical direction, and (2) that friction is fully mobilized along the plates, we can write:

$$\sigma_{rz}(z=0, H) = \pm f_w K_v \sigma_r, \quad (\text{A2})$$

where f_w is a signed coefficient of friction characterizing the sample-wall interface (positive in the centripetal sense). To estimate the orthoradial stresses σ_θ , we postulate the existence of an azimuthal redirection coefficient K_θ :

$$\sigma_\theta = K_\theta \sigma_r. \quad (\text{A3})$$

Such an hypothesis can be seen as a simplistic version of a 2D Mohr-Coulomb plasticity criterion.

Inserting expressions (A2) and (A3) into (A1) yields a radial evolution equation for the radial stress σ_r :

$$\frac{d\sigma_r}{\sigma_r} = -(1 - K_\theta) \frac{dr}{r} + 2f_w K_v \frac{dr}{H}. \quad (\text{A4})$$

By integrating this equation between $r = R_1$ and $r = R_2$, we finally end up with a relationship between the inner and outer radial stresses σ_i and σ_e : $\sigma_i = \kappa \sigma_e$, where the screening coefficient

$$\kappa = \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^{1-K_\theta} e^{-2f_w K_v \frac{R_2-R_1}{H}}. \quad (\text{A5})$$

We observe that two independent effects can act to *screen* the imposed confinement σ_e inside the sample. The first factor in expression (A5) represents screening by development of orthoradial, hoop stresses. This effect is specific to the cylindrical geometry of our setup. The second, exponential factor

accounts for the mobilization of friction along the walls embedding the sample. This process exists in all gouge friction setups. Nevertheless, it may be particularly significant in our case because of the large contact area between the gouge and the two horizontal plates. In the absence of screening ($K_v = K_\theta = 0$), we get $\sigma_i = (R_2/R_1) \sigma_e = 2 \sigma_e$.

Appendix B: Elasto-plastic estimate of the local stress tensor

In the standard framework of elasto-plasticity, the increments of stress $d\sigma_{ij}$ are linked to the increments of strain $d\varepsilon_{kl}$ through:

$$d\sigma_{ij} = C_{ijkl}(d\varepsilon_{kl} - d\varepsilon_{kl}^p), \quad (\text{B1})$$

where C_{ijkl} represents the tensor of elastic moduli and $d\varepsilon_{kl}^p$ is the *plastic* part of the incremental strain tensor. To obtain a simple constitutive relationship between incremental stresses and strains applicable to our samples, we make the four following assumptions. (1) Incremental strains reduce to a 2D tensor (plane strain hypothesis). (2) The elastic behavior is linear and isotropic, with a shear modulus m and a Poisson ratio ν . (3) The plastic flow derives from a non-associated Mohr-Coulomb potential characterized by a dilatancy angle ψ . (4) The volumetric deformation undergone by the samples has a purely plastic origin: $d\varepsilon_r + d\varepsilon_\theta = d\varepsilon_r^p + d\varepsilon_\theta^p$.

Under these assumptions, the diagonal stress increments $d\sigma_r$ and $d\sigma_\theta$ are related to incremental strains as:

$$\frac{d\sigma_r}{m} = -(d\varepsilon_r - d\varepsilon_\theta) + \frac{\cos 2\alpha}{\sin \psi}(d\varepsilon_r + d\varepsilon_\theta), \quad (\text{B2})$$

$$\frac{d\sigma_\theta}{m} = -(d\varepsilon_r - d\varepsilon_\theta) - \frac{\cos 2\alpha}{\sin \psi}(d\varepsilon_r + d\varepsilon_\theta), \quad (\text{B3})$$

where α represents the angle between the radial direction and the direction of the maximum principal strain ε_1 . Note that $d\sigma_\theta = -d\sigma_r$ in this model. Expressions (B2) and (B3) can be used to compute the local stresses σ_r and σ_θ inside our sheared samples from the deformations fields resolved by CIV. To be acceptable, however, the obtained stress values should also verify the local equilibrium equation: $d\sigma_r/dr + (\sigma_r - \sigma_\theta)/r = 0$. We exploited this additional constraint to get estimates of the dilatancy angle ψ . Accordingly, the value $\psi = -20^\circ$ used in Figure 21 was chosen after several tests: it is the one for which the computed stresses best verify equilibrium everywhere inside the sample during the presented shear phase. (The negative sign of ψ accounts for the compactant behavior of the material.)

Acknowledgments. The experiments were conducted at the CERMES, ENPC/LCPC, France. We acknowledge P. Lerat, S. Roux, J. Sulem, J.-P. Vilotte, J. Dieterich, J. Rice, P. Bernard, and T. Tullis for fruitful discussions. The comments of M. Cocco, S. Karner, and an anonymous reviewer were of great help to improve the presentation of the manuscript. G.C. and J.S. were partly supported by the ACI "Jeunes Chercheurs" of the French Ministry of Education.

References

- An, L.-J., and C. G. Sammis, Particle size distribution of cataclastic fault materials from southern California: A 3-D study, *Pure Appl. Geophys.*, *143*, 203–227, 1994.
- Beeler, N. M., T. E. Tullis, M. L. Blanpied, and J. D. Weeks, Frictional behavior of large displacement experimental faults, *J. Geophys. Res.*, *101*, 8697–8715, 1996.
- Biegel, R. L., C. G. Sammis, and J. H. Dieterich, The frictional properties of a simulated gouge having a fractal particle distribution, *J. Struct. Geol.*, *11*, 827–846, 1989.
- Bos, B., C. J. Peach, and C. J. Spiers, Slip behavior of simulated gouge-bearing faults under conditions favoring pressure solution, *J. Geophys. Res.*, *105*(B7), 16,699–16,717, 2000.
- Bouchon, M., H. Sekiguchi, K. Irikura, and T. Iwata, Some characteristics of the stress field of the 1995 Hyogo-ken Nanbu (Kobe) earthquake, *J. Geophys. Res.*, *103*, 24,271–24,282, 1998.
- Bystricky, M., K. Kunze, L. Burlini, and J.-P. Burg, High shear strain of olivine aggregates: Rheological and seismic consequences, *Science*, *290*, 1564–1567, 2000.
- Cambou, B. (Ed.), *Behaviour of Granular Materials*, no. 385 in CISM Courses and Lectures, Springer-Verlag, Wien New-York, 1998.
- Chambon, G., J. Schmittbuhl, and A. Corfdir, Laboratory gouge friction: Seismic-like slip weakening and secondary rate- and state-effects, *Geophys. Res. Lett.*, *29*(10), 1366, doi:10.1029/2001GL014467, 2002.
- Chambon, G., J. Schmittbuhl, A. Corfdir, J.-P. Vilotte, and S. Roux, Shear with comminution of a granular material: Microscopic deformations outside the shear band, *Phys. Rev. E*, *68*, 011304, doi:10.1103/PhysRevE.68.011304, 2003.
- Chambon, G., J. Schmittbuhl, and A. Corfdir, Frictional response of a thick gouge sample: II. Friction law and implications for faults, *J. Geophys. Res.*, submitted, 2004a.
- Chambon, G., J. Schmittbuhl, A. Corfdir, N. Orellana, M. Diraison, and Y. Géraud, Effective fault core thickness: From laboratory experiments to field scale observations, *Tectonophysics*, submitted, 2004b.
- Chester, F. M., and J. S. Chester, Ultracataclastic structure and friction processes of the Punchbowl fault, San Andreas system, California, *Tectonophysics*, *295*, 199–221, 1998.
- Chester, F. M., J. P. Evans, and R. L. Biegel, Internal structure and weakening mechanisms of the San Andreas fault, *J. Geophys. Res.*, *98*(B1), 771–786, 1993.
- Corfdir, A., P. Lerat, and I. Vardoulakis, A cylinder shear apparatus, *Geotech. Test. J.*, in press, 2004.
- Daouadji, A., P.-Y. Hicher, and A. Rahma, An elastoplastic model for granular materials taking into account grain breakage, *Eur. J. Mech. A/Solids*, *20*, 113–137, 2001.
- Di Toro, G., D. L. Goldsby, and T. E. Tullis, Friction falls towards zero in quartz rock as slip velocity approaches seismic rates, *Nature*, *427*, 436–439, 2004.
- Duran, J., *Sands, Powders, and Grains: An Introduction to the Physics of Granular Materials*, Springer, Berlin, 2000.
- Evesque, P., and F. Adjemian, Stress fluctuations and macroscopic stick-slip in granular materials, *Eur. Phys. J. E*, *9*(3), 253–259, 2002.
- Goldsby, D. L., and T. E. Tullis, Low frictional strength of quartz rocks at subseismic slip rates, *Geophys. Res. Lett.*, *29*(17), 1844, doi:10.1029/2002GL015240, 2002.

Friction of thick gouge samples I

21

- Guatteri, M., and P. Spudich, What can strong-motion data tell us about slip-weakening fault-friction laws?, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 90, 98–116, 2000.
- Hazzard, J. F., and K. Mair, The importance of the third dimension in granular shear, *Geophys. Res. Lett.*, 30(13), 1708, doi:10.1029/2003GL017534, 2003.
- Howell, D., R. P. Behringer, and C. T. Veje, Stress fluctuations in a 2D granular Couette experiment: A continuous transition, *Phys. Rev. Lett.*, 82, 5241–5244, 1999.
- Ide, S., and M. Takeo, Determination of constitutive relations of fault slip based on seismic wave analysis, *J. Geophys. Res.*, 102, 27,379–27,391, 1997.
- Karner, S. L., and C. Marone, The effect of shear load on frictional healing in simulated fault gouge, *Geophys. Res. Lett.*, 25(24), 4561–4564, 1998.
- Karner, S. L., and C. Marone, Frictional restrengthening in simulated fault gouge: Effect of shear load perturbations, *J. Geophys. Res.*, 106, 19,319–19,337, 2001.
- Knight, J. B., C. G. Fandrich, C. N. Lau, H. M. Jaeger, and S. R. Nagel, Density relaxation in a vibrated granular material, *Phys. Rev. E*, 51, 3957–3963, 1995.
- Lerat, P., Étude de l'interface sol-structure dans les milieux granulaires à l'aide d'un nouvel appareil de cisaillement annulaire, Thèse de doctorat, École Nationale des Ponts et Chaussées, 1996.
- Mair, K., and C. Marone, Friction of simulated fault gouge for a wide range of velocities and normal stresses, *J. Geophys. Res.*, 104(B12), 28,899–28,914, 1999.
- Mair, K., K. M. Frye, and C. Marone, Influence of grain characteristics on the friction on granular shear zones, *J. Geophys. Res.*, 107(B10), 2219, doi:10.1029/2001JB000516, 2002.
- Marone, C., Laboratory-derived friction laws and their application to seismic faulting, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 26, 643–696, 1998.
- Marone, C., and B. Kilgore, Scaling of the critical slip distance for seismic faulting with shear strain in fault zones, *Nature*, 362, 618–621, 1993.
- Marone, C., and C. H. Scholz, Particle-size distribution and microstructures within simulated fault gouge, *J. Struct. Geol.*, 11, 799–814, 1989.
- Marone, C., C. B. Raleigh, and C. H. Scholz, Frictional behavior and constitutive modeling of simulated fault gouge, *J. Geophys. Res.*, 95, 7007–7025, 1990.
- Micarelli, L., I. Moretti, and J. M. Daniel, Structural properties of rift-related normal faults: the case study of the Gulf of Corinth, Greece, *J. Geodyn.*, 36, 275–303, 2003.
- Mühlhaus, H. B., and I. Vardoulakis, The thickness of shear bands in granular materials, *Géotechnique*, 35(3), 271–283, 1987.
- Nakatani, M., A new mechanism of slip weakening and strength recovery of friction associated with the mechanical consolidation of gouge, *J. Geophys. Res.*, 103, 27,239–27,256, 1998.
- Nicolas, M., P. Duru, and O. Pouliquen, Compaction of a granular material under cyclic shear, *Eur. Phys. J. E*, 3, 309–314, 2000.
- 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.-F. Shen, Scaling of the shear rupture process from nucleation to dynamic propagation: Implications of geometric irregularity on the rupturing surfaces, *J. Geophys. Res.*, 104, 817–844, 1999.
- Radjai, F., M. Jean, J.-J. Moreau, and S. Roux, Force distributions in dense two-dimensional granular systems, *Phys. Rev. Lett.*, 77, 274–277, 1996.
- Sammis, C. G., and R. L. Biegel, Fractals, fault-gouge, and friction, *Pure Appl. Geophys.*, 131, 255–271, 1989.
- Scholz, C. H., The critical slip distance for seismic faulting, *Nature*, 336, 761–763, 1988.
- Scholz, C. H., Earthquakes and friction laws, *Nature*, 391, 37–42, 1998.
- Sibson, R. H., Thickness of the seismic slip zone, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 93(3), 1169–1178, 2003.
- Tsutsumi, A., and T. Shimamoto, High-velocity frictional properties of gabbro, *Geophys. Res. Lett.*, 24, 699–702, 1997.
- Unterreiner, P., Contribution à l'étude et à la modélisation numérique des sols cloués : Application au calcul en déformation des ouvrages de soutènement, Thèse de doctorat, École Nationale des Ponts et Chaussées, 1994.
- Guillaume Chambon and Jean Schmittbuhl, Laboratoire de Géologie, UMR CNRS 8538 École Normale Supérieure, 24, rue Lhomond, 75231 Paris Cédex 05, France.
- Alain Corfdir, CERMES, ENPC/LCPC, Institut Navier, 6 et 8 avenue Blaise Pascal, 77455 Champs sur Marne, France

This preprint was prepared with AGU's L^AT_EX macros v5.01, with the extension package 'AGU++' by P. W. Daly, version 1.6b from 1999/08/19.

Frictional response of a thick gouge sample: II. Friction law and implications for faults

Guillaume Chambon, Jean Schmittbuhl

Laboratoire de Géologie, École Normale Supérieure, Paris, France

Alain Corfdir

CERMES, ENPC/LCPC, Institut Navier, Champs sur Marne, France

Abstract. On the base of experimental results, we propose a new friction law aiming at describing the mechanical behavior of thick gouge layers. As shown in the companion paper, the dominant effect to take into account is a significant slip-weakening process active over decimetric slip distances. On this major trend are superimposed second-order velocity-weakening and time-strengthening effects. These second-order effects can be described using classical rate- and state-dependent friction (RSF) laws, and are associated to a small length scale $d_c \approx 100 \mu\text{m}$. On the contrary, the slip-weakening is strongly non-linear and, formerly, does not involve any characteristic length scale. The decrease of the gouge friction coefficient μ with imposed slip δ is well modeled by a power law: $\mu = \mu_0 + A\delta^{-\beta}$, with $\beta = 0.4$. Consistent with the general RSF framework, we integrate this empirical expression into our friction law through a new state variable. We also compute the fracture energy G_c and the apparent weakening distance D_c^{app} associated to the slip-weakening process. Once extrapolated to realistic, “geophysical” confining pressures, the obtained values are in excellent agreement with those inferred from real earthquakes: $G_c \approx 5 \times 10^6 \text{ J.m}^{-2}$ and $D_c^{app} \approx 20 \text{ cm}$. Also consistent with seismological data, we find that the fracture energy scales with imposed slip: $G_c \sim \delta^{0.6}$. These observations suggest that our laboratory-derived friction law can be extrapolated to real fault zones. Finally, implications for earthquake mechanics are discussed.

1. Introduction

Real faults generally consist in complex tridimensional interfaces comprising thick layers of cataclastic gouge and damaged rocks [e.g., *Chester et al.*, 1993; *Chester and Chester*, 1998; *Micarelli et al.*, 2003]. In modeling studies, however, these thick structures are usually treated as perfectly thin interfaces, and their mechanical properties reduced to an effective friction law [e.g., *Campillo et al.*, 2001; *Aochi et al.*, 2002; *Uenishi and Rice*, 2003; *Lapusta and Rice*, 2003]. The role of the friction law is to prescribe the evolution of the fault effective coefficient of friction as a function of the relevant physical parameters: slip, slip rate, asperity status, fault history, fault morphology, etc. In particular, the friction law should describe the physical mechanisms responsible for fault weakening during the initiation and development of seismic instabilities (earthquakes).

Two principal forms of friction laws coexist in the literature: the rate- and state-dependent friction (RSF) laws and the slip-weakening laws. In the RSF formulation, friction

depends on the slip rate and on a set of variables characterizing the “state” of the frictional interface. This type of laws has been formulated on the base of numerous experimental results and appears to be applicable for a wide range of materials [*Dieterich*, 1979; *Ruina*, 1983; *Dieterich and Kilgore*, 1994]. On the other hand, slip-weakening laws prescribe that the coefficient of friction essentially depends on slip displacement. They are less supported by experimental data than RSF laws [see, nevertheless, *Ohnaka and Shen*, 1999], but are frequently employed for earthquake modeling owing to their relatively easy numerical implementation.

RSF and slip-weakening laws are generally considered as competing [e.g., *Ohnaka*, 2003]. It is true that the most classical RSF law, namely the Dieterich-Ruina law, is unable to account for truly slip-dependent mechanisms. As shown by *Cocco and Bizzarri* [2002], Dieterich-Ruina law reduces to an effective slip-weakening during a single rupture event, but the underlying physical mechanisms remain also time- and velocity-dependent. In principle, however, RSF and slip-weakening laws are not incompatible. The general RSF for-

mulation is highly flexible, and can easily be cast to include, for instance, true slip-weakening processes [e.g., Nakatani, 1998].

In the companion paper [Chambon et al., 2004a], we report the existence of a significant slip-weakening process active over decimetric slip distances. Our experiments were conducted in an annular simple shear apparatus (ACSA) allowing to shear 10 cm thick granular samples over plurimetric slip displacements. The major slip-weakening appears when using a synthetic fault gouge made of angular quartz sand. A large part of the paper is devoted to showing that this weakening does effectively constitute an intrinsic rheological property of the gouge. We prove in particular that, despite the particular geometry of our apparatus, measurements of shear stress τ are directly representative of internal friction μ . From microstructural observations, we associate the slip-weakening to a slow mechanical decoupling occurring between a shear band and the rest of the material.

In this paper, our objective is to derive a functional friction law accounting for this slip-weakening process. We will essentially focus on experimental results obtained when shearing 1 mm sand samples. We begin by providing a mathematical modeling of the slip-induced friction decrease. We then discuss the existence of various second-order influences on sample strength. All these effects are integrated into a generic friction law, formulated according to the RSF framework. Finally, we compare the predictions of this law to seismological data (in terms of dissipated fracture energy and apparent weakening distance).

2. Power law slip-weakening

In this section, we propose an empirical modeling of the major slip-weakening process observed in our experiments. We first recall that this process is fully reversible [Chambon et al., 2004a]. It can be virtually reset by “restrengthening events” (sense change or shear stress release), and systematically repeats during the *shear phases* following these events. Accordingly, the relevant variable to account for the slip-weakening is *partial slip* δ_p , defined as the slip undergone by the sample since the last restrengthening event.

Figure 1 shows that the post-peak decrease of shear stress τ with partial slip δ_p follows a linear path in log-log coordinates. This property appears particularly evident during initial shear phases: the linear decrease can then be observed over more than 2 slip decades. It holds generically, however, for all the shear phases that we studied, regardless of the preceding shear history and restrengthening events. The slip-weakening process can thus be modeled by a power law of the form:

$$\tau(\delta_p) = \tau_0 + \Delta\tau \left(\frac{\delta_p - \delta_0}{\delta_p} \right)^\beta, \quad (1)$$

where, remarkably, the characteristic exponent β is systematically equal to 0.4 ± 0.05 (Figure 1).

As shown in Figure 2, this power law decrease provides a

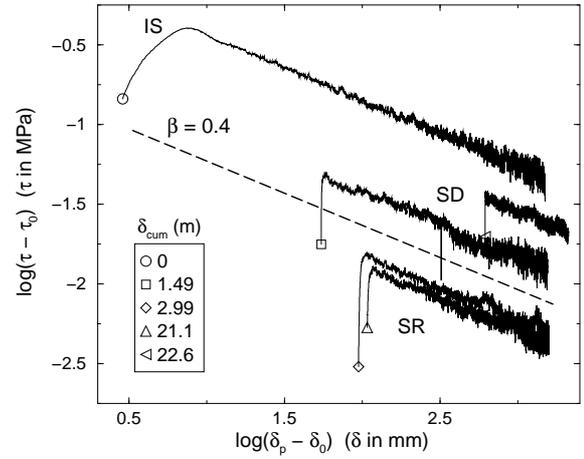


Figure 1. Logarithmic plot of shear stress τ versus partial slip δ_p during five different shear phases (confinement $\sigma_e = 0.5$ MPa, slip velocity $v = 83 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$). Cumulative slip δ_{cum} undergone by the sample at the beginning of each phase is precised in legend, and the type of the various phases is labeled as in the companion paper [Chambon et al., 2004a]: **IS**, initial shear phase; **SD**, shear phase following a prescribed shear stress release; **SR**, shear phase following a change of the shear sense. The parameters τ_0 and δ_0 differ for each phase and are obtained from a power law fit using expression (1). Goodness of this fit is illustrated by the dashed line with slope -0.4. For the sake of clarity, the three types of shear phase have been artificially separated on the plot (curve translations).

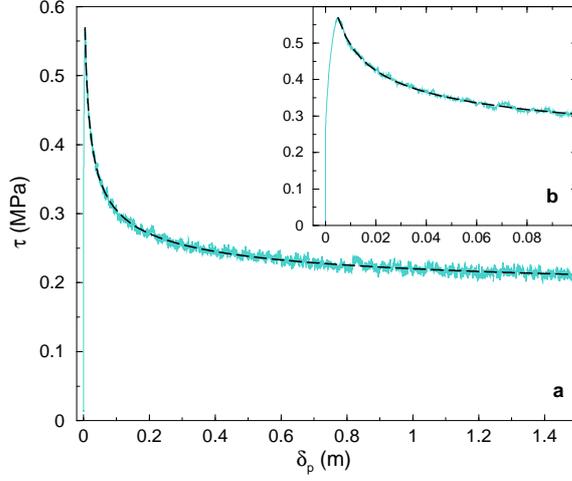


Figure 2. Illustration of the data fit provided by expression (1). The gray curve represents the measured shear stress weakening during an initial shear phase (confinement $\sigma_e = 0.5$ MPa, slip velocity $v = 83 \mu\text{m.s}^{-1}$). The dashed curve corresponds to the power law (1) with $\beta = 0.4$ and the following fitting parameters: $\tau_0 = 0.2$ MPa, $\delta_0 = -3$ mm, $\Delta\tau \times \delta_*^\beta = 6 \times 10^{-2}$ SI. **(inset)** Zoomed-in portion of the plot for low values of partial slip δ_p .

very accurate representation of the observed slip-weakening process, including in the immediate vicinity of the shear stress peak. The three adjustable parameters in expression (1), namely τ_0 , $\Delta\tau \times \delta_*^\beta$, and δ_0 , can be obtained from a straightforward non-linear fitting of the data. We find that the asymptotic shear stress $\tau_0 \approx 0.2$ MPa remains approximately constant for all the shear phases that we studied [see also *Chambon et al.*, 2004a, Figure 10]. On the contrary, $\Delta\tau \times \delta_*^\beta$ and δ_0 do vary with the considered phase. In particular, δ_0 is systematically negative and tends to decrease when the total cumulative slip δ_{cum} undergone by the sample increases, though no clear trend is observed (probably due to measurement noise).

Comparison between Figures 2a and b also illustrates the multi-scale feature of the slip-weakening process. Formerly, a power law such as (1) does not involve any characteristic slip scale. Hence, the progressive decrease of shear stress is extremely slow and prolongs over very large quantities of slip. As we will explain later (section 5), this property has fundamental implications regarding the apparent fracture energy dissipated by the slip-weakening process. Note also that the singularity for $\delta_p = \delta_0$ in expression (1) does not constitute a limitation since it always remains outside the validity domain of the power law ($\delta_0 < 0$ and the law only applies after the stress peak, *i.e.* for $\delta_p > 10 - 20$ mm).

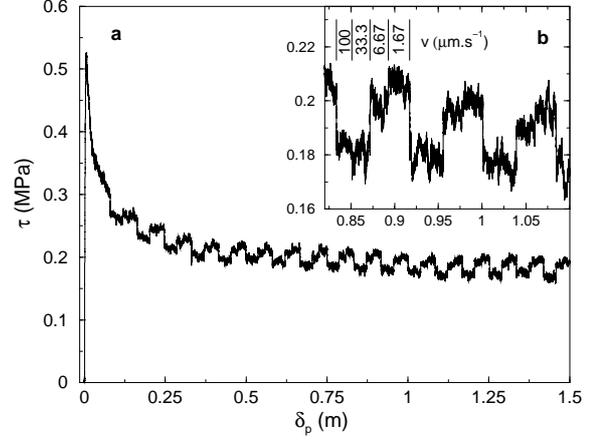


Figure 3. Evolution of shear stress τ during an initial shear phase involving prescribed changes in slip velocity v (confinement $\sigma_e = 0.5$ MPa). **(inset)** Close-up on one portion of the curve. Each small-scale jump in τ corresponds to a velocity change. We imposed a periodic succession of four velocity levels whose values are precised in legend (length of each velocity step: 20 mm).

3. Rate and time effects

Though the major slip-weakening process represents by far the dominant effect in our experiments, the frictional strength of the samples also proved sensitive to other parameters, such as slip speed and hold time. In this section, we present results obtained during conventional velocity-stepping and slip-hold-slip tests [e.g., *Marone*, 1998a].

3.1. Rate effects

As shown in Figure 3, prescribed velocity changes during a shear phase induce reproducible shear stress variations. We remark in particular that sudden increases in slip velocity v from 1.67 to $100 \mu\text{m.s}^{-1}$ trigger sharp decreases in shear stress τ (Figure 3b). The frictional strength of our synthetic gouge samples can thus be described as *velocity-weakening*. Yet, velocity-induced variations in shear stress never exceed a few percents, and sometimes hardly emerge from the noise level. Velocity-weakening thus constitutes a second-order process compared to the major slip-weakening trend. This is particularly evident when both processes are superimposed like in Figure 3a.

Velocity dependence of frictional strength is a common observation when investigating the behavior of rock-rock interfaces or of thin gouge layers sandwiched between rock blocks [e.g., *Dieterich*, 1979; *Marone et al.*, 1990; *Beeler et al.*, 1996; *Mair and Marone*, 1999]. It is generally interpreted in the framework of classical rate- and state-dependent friction (RSF) laws [*Marone*, 1998a]. On the contrary, such velocity dependence is rarely reported in experiments involving thicker granular samples, either in the soil

4

Chambon et al.

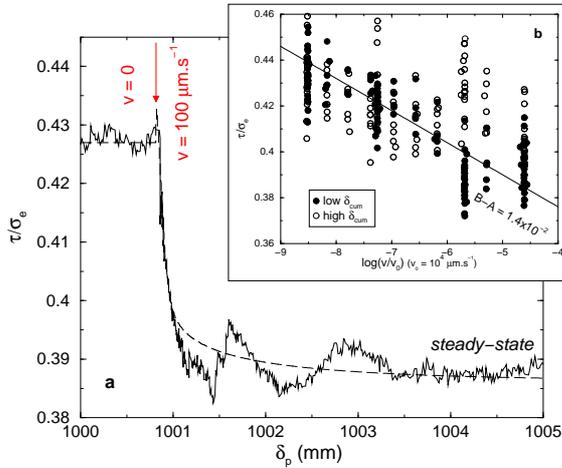


Figure 4. (a) Close-up on the evolution of shear stress τ (normalized by the constant confining pressure σ_e) during one particular velocity increase of the initial shear phase presented in Figure 3 (full curve). The dashed curve represents our best modeling result, obtained using a one-dimensional slider system without elasticity and a Dieterich-Ruina friction law characterized by the following RSF parameters: $A = 5 \times 10^{-3}$, $B = 1.5 \times 10^{-2}$, $d_c = 30 \mu\text{m}$. Note that the actual slip resolution of our data is $77 \mu\text{m}$ [Chambon et al., 2004a]. For the modeling, however, they are interpolated down to a resolution of $10 \mu\text{m}$. (b) Plot of the normalized shear stress τ/σ_e at *steady-state* (slip evolution is removed) versus shear velocity v in semi-logarithmic scale (figure reproduced from Chambon et al. [2002]). Note that data dispersion tends to increase, and the slip-weakening trend to vanish, when the cumulative slip δ_{cum} undergone by the sample increases. The slope of the represented straight line yields an estimate of the RSF parameter $A - B \approx -10^{-2}$ for low values of δ_{cum} .

mechanics or the granular physics communities [Hung and Morgenstern, 1984; G.D.R. Midi, 2004].

We already mentioned in a previous paper that, though obtained with thick gouge samples, the results of our velocity-stepping experiments appear in good agreement with classical RSF laws [Chambon et al., 2002]. We recall in particular the two following points. First, as predicted by these friction laws, shear stress variations do not occur instantaneously upon prescribed velocity changes, but extend over a few hundreds of μm (Figure 4b). Second, also consistent with RSF laws, the shear stress τ at steady-state was found to decrease roughly linearly with the logarithm of velocity v , despite a relatively large variability (Figure 4b).

To check further the relevance of classical RSF laws in our experiments, we attempted to model the shear stress evolution during the velocity jump presented in Figure 4a. We used a one-dimensional model consisting of a slider governed by a one state variable Dieterich friction law [e.g.,

Tullis and Weeks, 1986; Marone et al., 1990; Marone and Kilgore, 1993]. To govern the evolution of the state variable, we chose the so-called Ruina ageing law (see section 4) since it is thoroughly supported by numerous experimental studies [Beeler et al., 1994]. We tested slider systems both with and without elasticity, and the best modeling results were obtained in the second case (Figure 4a). An essential ingredient to take into account, however, is the inertia of the motor: upon a prescribed increase, it takes about 20 s for the velocity to effectively stabilize at its new level.

As shown in Figure 4a, the Dieterich-Ruina friction law does indeed provide a good fit of our data. In particular, the lack of a direct effect (no immediate friction increase when the velocity is increased) is satisfactorily reproduced. This surprising phenomenon is mainly due to the delayed motor response. Remark that the model without elasticity presented here is unable to account for the few damped oscillations observed in the shear stress response. Such oscillations, however, appear only occasionally in our velocity-stepping experiments. The values of RSF constitutive parameters that we obtain (Figure 4) are well consistent with previous gouge friction studies [Marone, 1998a]. The characteristic slip scale d_c , in particular, is of the order of $100 \mu\text{m}$. (It is not possible to give a more precise estimate due to the limited slip resolution of our data.)

3.2. Time effects

Another typical feature predicted by classical RSF laws is a logarithmic ageing of sample strength during hold times [Beeler et al., 1994; Marone, 1998b]. In our case, the shear stress τ at first appears completely unaffected by hold periods of various durations imposed during a shear phase (Figure 5a). The major weakening process simply pauses during the zero velocity stages and proceeds, without significant restrengthening, when shear is resumed. Hence, the frictional response to plain hold times strongly differs from that following holds accompanied by prescribed shear stress releases [see the companion paper, Chambon et al., 2004a]. Such an observation constitutes a clear evidence that the major weakening process is effectively purely slip-induced.

In detail, hold periods do nevertheless have a small influence on sample frictional strength (Figure 5b). First, the shear stress notably evolves (it generally relaxes) during the first seconds of the hold itself. This behavior is due to the elasticity of both the setup and the sample [Beeler et al., 1994]. Second, and more importantly, we also notice that the restart of shear after a hold period is accompanied by a slight peak in shear stress τ (Figure 5b). Hold periods thus induce a second-order restrengthening effect which, though never exceeding a few percents of the pre-hold stress value, can systematically be distinguished from the noise.

When looking at data plotted versus slip, we can note that the typical slip distance required for the post-hold stress peak to fade out is of the order of the previously estimated d_c , i.e. approximately $100 \mu\text{m}$ [see section 3.1]. (Evaluation of this fading slip directly from Figure 5 is biased due to the inertia

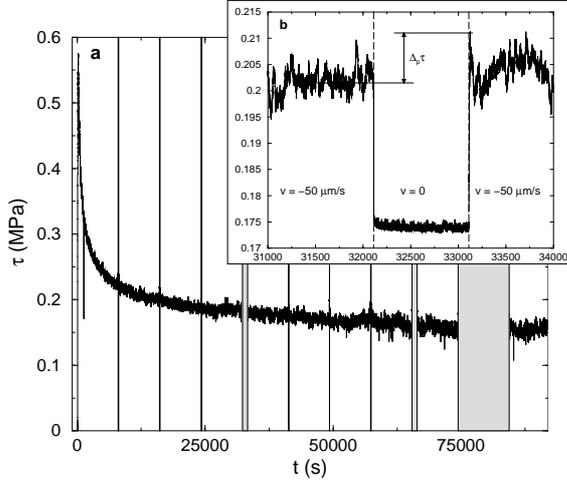


Figure 5. Evolution of the shear stress τ versus elapsed time t during a *slip-hold-slip* experiment (initial shear phase of the sample, confinement $\sigma_e = 0.5$ MPa). The grayed portions correspond to the prescribed hold periods at zero velocity. Velocity v during the shear periods is $50 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. (inset) Close-up on one particular hold period lasting 1000 s. The response during the hold itself is also shown. (For illustrating purposes, the hold displayed in this inset does not come from the experiment presented in the main panel but from another, similar run.)

of the motor.) Moreover, as shown in Figure 6, the amplitude of the second-order restrengthening clearly increases with the duration t_{hold} of the imposed hold. For at least two of the displayed experiments, this increase is roughly logarithmic. Such a behavior is in good agreement with the predictions of classical RSF laws.

4. An extended rate- and state-dependent friction law

We showed in section 3 that the mechanical response of our samples involves second-order processes, namely velocity-weakening and time-strengthening, that appear well consistent with the predictions of classical RSF laws. These classical laws, however, are unable to account for the dominant effect in our experiments, *i.e.* for the major slip-weakening process. In what follows, we propose an extended rate- and state dependent formulation appropriate to describe all our results.

When applied to granular gouges, the general RSF theory developed by *Ruina* [1983] states that internal friction μ depends on slip velocity v and on a set of state variables. The classical *Dieterich* [1979]'s law involves a small number of such state variables Θ_i (typically one or two) which are considered as representative of the inter-granular contact state inside the gouge. All these variables Θ_i generally play

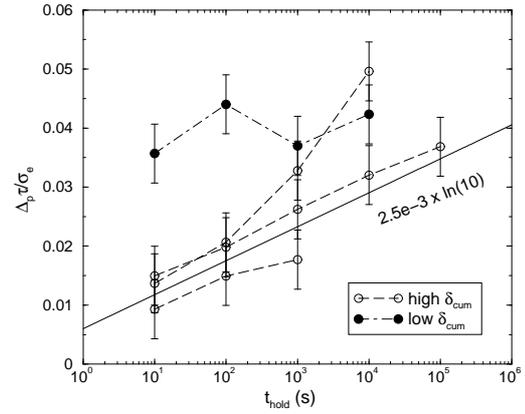


Figure 6. Evolution of the post-hold restrengthening amplitude $\Delta_p\tau$ (normalized by the confining stress σ_e) as a function of hold duration t_{hold} in semi-logarithmic scale. The quantity $\Delta_p\tau$ is defined as the difference between the post-hold peak stress and the average stress level during the last mm of slip preceding the hold (see Figure 5b). Error bars represent the typical amplitude of the noise affecting our friction measurements. The four datasets correspond to four independent slip-hold-slip experiments. Note that the corresponding curves seemingly steepen as the cumulative slip δ_{cum} undergone by the sample before the experiment increases. The slope of the straight line yields an estimate of the RSF parameter $B \approx 3 \times 10^{-3}$ for large values of δ_{cum} . Comparison between this value and that obtained from the modeling velocity-stepping experiments (conducted for low δ_{cum} : see Figure 4) suggests that B may progressively decrease with cumulative slip.

similar roles and are governed by similar evolution equations [see also *Gu et al.*, 1984; *Tullis and Weeks*, 1986]. Several authors, however, proposed to complete Dieterich law with supplementary, specific state variables in order to account for additional effects like thermal weakening, slip-weakening, etc [e.g. *Blanpied et al.*, 1998; *Nakatani*, 1998].

Here, we follow this framework and introduce a specific state variable Λ to describe the slip-weakening process observed in our experiments. Explicitly, we propose the following friction law:

$$\mu = \mu_* + A \ln \left(\frac{v}{v_*} \right) + \Theta + \Lambda, \quad (2)$$

where the logarithmic velocity dependence and the state variable Θ are the usual *Dieterich* [1979]'s terms. These terms account in particular for the second-order velocity-weakening and time-strengthening. Among the various expressions proposed to govern the evolution of Θ , the most widely used is *Ruina* [1983]'s ageing law:

$$\frac{d\Theta}{dt} = B \frac{v_*}{d_c} \left(e^{-\Theta/B} - \frac{v}{v_*} \right). \quad (3)$$

As already mentioned, this law provides an accurate fit of our velocity-stepping results.

Regarding the new state variable Λ , its evolution equation directly derives from the power law (1): $\Lambda = C[\delta_* / (\delta_p - \delta_0)]^\beta$, and hence:

$$\frac{d\Lambda}{dt} = -\frac{\beta |v|}{\delta_* C^{1/\beta}} \Lambda^{1+1/\beta} \quad (4)$$

The proportionality between the time derivative of Λ and the absolute velocity $|v|$ in the above expression, is the hallmark of the slip-induced character of the ongoing process. We also note that, since $\beta > 0$, equation (4) has an evident fixed point: $\Lambda_{ss} = 0$. However, unlike for the classical variable Θ [*Ruina*, 1983; *Gu et al.*, 1984], linearization is not possible around this fixed point. This reflects the absence of a characteristic distance in the way Λ approaches its steady-state.

To render its physical meaning more straightforward, the state variable Θ in expression (2) is frequently replaced by an auxiliary variable θ according to $\Theta = B \ln(\theta/\theta_*)$. This new variable evolves following:

$$\frac{d\theta}{dt} = 1 - \frac{\theta v}{d_c}, \quad (5)$$

and directly corresponds to the average contact time between two asperities of typical size d_c [*Ruina*, 1983]. Similarly, we may define, instead of Λ , a new variable $\lambda = \delta_p - \delta_0$ directly representative of the partial slip undergone by the interface. It is governed by the following evolution equation:

$$\frac{d\lambda}{dt} = |v|. \quad (6)$$

Accordingly, friction law (2) can be rewritten in terms of these new variables:

$$\mu = \mu_* + A \ln \left(\frac{v}{v_*} \right) + B \ln \left(\frac{\theta}{\theta_*} \right) + C \left(\frac{\lambda}{\lambda_*} \right)^{-\beta}. \quad (7)$$

Either of the two above equation sets (2)-(3)-(4) or (7)-(5)-(6) constitutes a consistent friction law that can be used to compute the (post-peak) evolution of the friction coefficient μ during a given shear phase. In its current form, however, our law does not directly account for the restrengthening mechanisms induced by sense changes or shear stress releases. As a consequence, one should “manually” prescribe the initial value λ_0 of the state variable λ at the beginning of each considered shear phase. Typically, λ_0 is of the order of 10-20 mm for an initial shear phase (Figure 2), and of a few hundreds of mm for phases following restrengthening events (it increases with cumulative slip δ_{cum}).

Our friction law involves five constitutive parameters: A , B , C , d_c , and β . As reported in section 3, the values of the classical RSF parameters are in good agreement with previous studies: $d_c \approx 100 \mu\text{m}$ and $B - A \approx 10^{-2}$ (for low δ_{cum}). The slip-weakening coefficient C depends on the considered shear phase (and hence on the whole sample history), but it is systematically much larger than the velocity-weakening coefficient $B - A$. For initial shear phases, $C \approx 0.7$, whereas for phases following restrengthening events, it is typically in the range 0.7 – 1.0 (taking $\lambda_* = 10 \text{ mm}$). The slip-weakening exponent β has a constant value of 0.4. Lastly, the parameters μ_* , v_* , and θ_* are normalization factors.

5. Weakening parameters

In seismological studies, the friction weakening processes active during earthquakes are usually quantified in terms of two linked parameters: the fracture energy G_c and the characteristic weakening displacement D_c . To examine whether our laboratory results could be extrapolated to real faults, we will now compute the parameters G_c and D_c associated to the dominant slip-weakening process of our experiments.

5.1. Apparent fracture energy

The fracture energy G_c corresponds to the specific energy dissipated in excess of the frictional work during a weakening process. In our case, it can be easily computed for each shear phase by integrating the τ versus δ_p relationship [*Rice*, 1980; *Ohnaka*, 2003]:

$$G_c = \int_{\delta_i}^{\delta_f} [\tau(\delta) - \tau(\delta_f)] d\delta. \quad (8)$$

In this expression, δ_f represents the partial slip at the end of the considered shear phase and δ_i is defined by: $\tau(\delta_i) = \tau(\delta_f)$ (Figure 7b).

Figure 7a shows that the fracture energy G_c dissipated during a shear phase increases linearly with the applied confining pressure σ_e . This behavior was expected since shear stress τ itself does vary linearly with σ_e for all values of partial slip δ_p [*Chambon et al.*, 2002, 2004a]. As we will explain later (section 5.3), G_c also depends on the amount of slip imposed during the considered shear phase. Hence, for a 0.6 m long shear phase with $\sigma_e = 0.5 \text{ MPa}$, we find $G_c \approx$

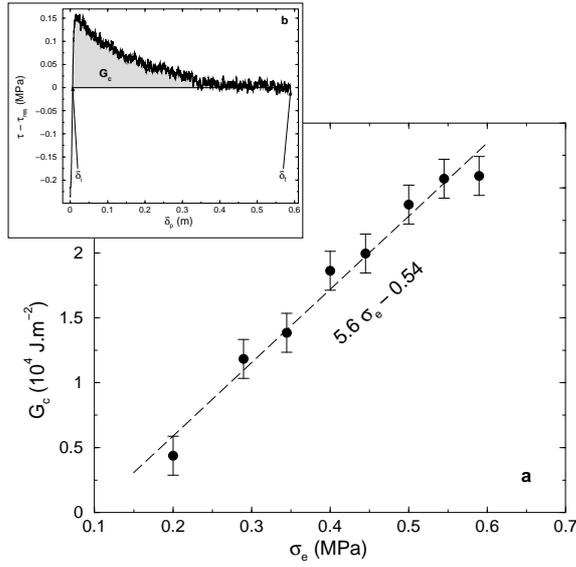


Figure 7. (a) Evolution of the fracture energy G_c as a function of the applied confining stress σ_e . Each point corresponds to a 0.6 m long shear phase occurring after a prescribed sense change. Error bars are estimated using two independent realizations of each shear phase. The dashed line, whose equation is indicated, represents a linear regression of the dataset. (b) Frictional response during one of the 0.6 m shear phases used in the main panel (case $\sigma_e = 0.5$ MPa). The fracture energy G_c corresponds to the grayed area under the curve. Note that, in actual computations, the term $\tau(\delta_f)$ in expression (8) is replaced by the average shear stress τ_{res} over the last 50 mm of the shear phase.

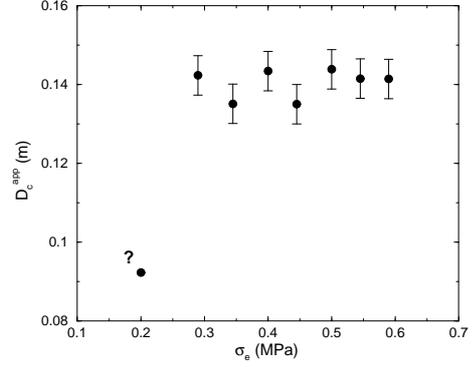


Figure 8. Evolution of the apparent weakening displacement D_c^{app} [calculated from the fracture energy using expression (9)] as a function of the applied confining stress. The points correspond to the same 0.6 m long shear phases as those presented in Figure 7. Error bars are estimated using two independent realizations of each shear phase. For $\sigma_e = 0.2$ MPa, we only have one exploitable shear phase (question mark: no error bar).

$2 \times 10^4 \text{ J.m}^{-2}$ (Figure 7a), whereas for a 1.5 m shear phase with the same confinement, we find $G_c \approx 5 \times 10^4 \text{ J.m}^{-2}$.

5.2. Apparent characteristic weakening displacement

The characteristic weakening displacement D_c represents the typical amount of slip required to complete a weakening process. As already mentioned, the power law slip-weakening evidenced in our experiments does not involve any characteristic slip scale. Hence, only *apparent* weakening displacements can be defined. For instance, from plain observation of Figure 1a, we can estimate that most of the strength drop during a 1.5 m shear phases occurs over $D_c \approx 50$ cm. More quantitatively, an apparent weakening displacement D_c^{app} can be derived, for each shear phase, from the dissipated fracture energy [Rice, 1980]:

$$D_c^{app} = \frac{G'_c}{\tau(\delta_{peak}) - \tau(\delta_f)}, \quad (9)$$

where δ_{peak} represents the partial slip at the peak of the $\tau(\delta_p)$ curve. The fracture energy is denoted G'_c in (9) because, rigorously, it has to be computed between δ_{peak} and δ_f , and not between δ_i and δ_f as in expression (8).

Figure 8 shows that, unlike the fracture energy, the apparent weakening displacement D_c^{app} is roughly independent of the applied confining stress σ_e . This independence might break down at very low confining stress ($\sigma_e < 0.2$ MPa), but additional data would be needed to confirm this point. On the contrary, the apparent weakening displacement does depend on the imposed amount of slip: we find $D_c^{app} \approx 14$ cm for 0.6 m long shear phases (Figure 8) and $D_c^{app} \approx 25$ cm for 1.5 m long shear phases.

5.3. Comparison with seismological data

Values of G_c and D_c . A recurrent concern in earthquake mechanics is the major quantitative disagreement between the values of G_c and D_c classically found in the lab and those inferred for real faults. The parameters of the frictional weakening active on faults during earthquakes can be inverted from seismological records using various methods. Owing to resolution issues, these inversions generally yield better constraint on the fracture energy G_c than on the characteristic weakening displacement D_c [Gutteri and Spudich, 2000]. For large earthquakes (slip > 1 m), however, all the existing studies seem to converge to values of G_c in the range $10^6 - 10^8 \text{ J.m}^{-2}$ [Aki, 1979; Peyrat et al., 2001; Rice et al., 2003; Ohnaka, 2003] and to values of D_c in the range 0.5 – 1 m [Ide and Takeo, 1997; Bouchon et al., 1998; Ampuero, 2002; Olsen et al., 2001].

In contrast, the values of D_c reported from previous experimental studies always lie in the range $10^{-3} - 1 \text{ mm}$ [Marone et al., 1990; Beeler et al., 1996; Ohnaka and Shen, 1999]. The characteristic displacement associated to a weakening process depends whether this process is interpreted in terms of slip-weakening or of RSF, but only to a factor of 10 – 20 at most [Cocco and Bizzarri, 2002; Bizzarri and Cocco, 2003]. Hence, several orders of magnitude separate classical experimental and seismological estimates of D_c . Similarly, the dissipated fracture energy G_c never exceeds $10^1 - 10^2 \text{ J.m}^{-2}$ in previous friction experiments (for those conducted under high confining stresses), far from seismological data [Li, 1987; Abercrombie and Rice, 2003].

As shown in Figure 9, the new slip-process evidenced in our experiments allows to bridge this quantitative gap between laboratory and seismological friction data. In particular, the characteristic weakening displacement that we report, $D_c \approx 20 \text{ cm}$, is much larger than in previous experimental studies and fully consistent with values inferred for large earthquakes. Our value of fracture energy, $G_c \approx 10^4 \text{ J.m}^{-2}$, is also much larger than in previous studies but still a little lower than seismological data. Recall, however, that G_c strongly depends on the confining stress σ_e . Using the linear relationship displayed in Figure 7a, we extrapolated the values of G_c derived from our experiments toward higher confinement levels, more realistic for faults. Even though this extrapolation clearly remains speculative, it yields $G_c \approx 5 \times 10^6 \text{ J.m}^{-2}$ for $\sigma_e = 100 \text{ MPa}$, *i.e.* a fracture energy fully consistent with seismological inferences (Figure 9).

Scaling laws. Another essential feature of the power law slip-weakening exhibited in our experiments, is that neither G_c nor D_c does constitute *intrinsic* material parameters. Indeed, both these quantities continuously evolve with partial slip δ_p . For instance, integrating expression (1), one finds the following scaling relationship between the fracture energy G_c and δ_p (in the limit $\delta_p \rightarrow \infty$):

$$G_c \sim \delta_p^\alpha, \quad (10)$$

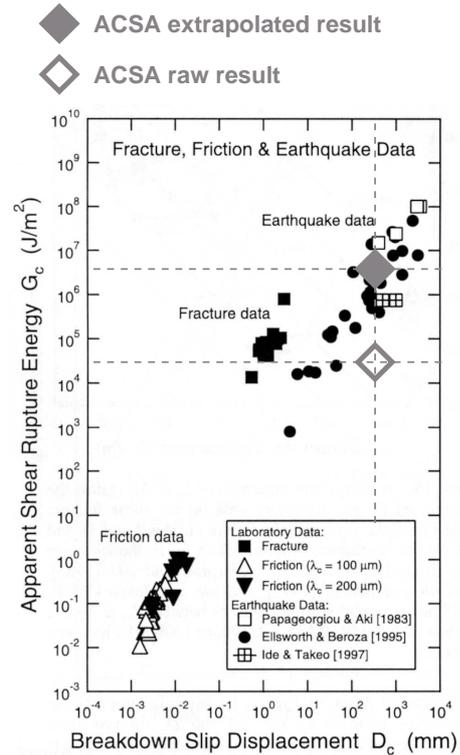


Figure 9. Relationship between the fracture energy G_c and the characteristic weakening displacement D_c . This figure, extracted from the review paper of Ohnaka [2003], is a compilation of both experimental data (coming from various friction and fracture studies) and seismological inversions. We added 2 points to the original figure: the raw data point representing our experimental data with $\sigma_e = 0.5 \text{ MPa}$ (labeled “ACSA raw result”), and the data point obtained when extrapolating our results to a realistic geophysical confinement level $\sigma_e = 100 \text{ MPa}$ (labeled “ACSA extrapolated result”).

Friction of thick gouge samples II

9

where $\alpha = 1 - \beta = 0.6$. The same relationship also holds for the apparent weakening displacement D_c^{app} :

$$D_c^{app} \sim \delta_p^{0.6}. \quad (11)$$

Hence, the values of G_c and D_c reported in Figure 9 should only be regarded as *apparent* weakening parameters, relevant for the case $\delta_p \approx 1$ m.

The existence of the above scaling relationships constitutes a major difference with most other experimental results. We refer in particular to the numerous friction studies supporting classical RSF laws. Since these laws systematically involve characteristic slip scales, the associated fracture energy G_c and characteristic weakening displacement D_c represent true material parameters. Building on these classical experimental results, many authors consider that, on real faults also, the quantities G_c and D_c should be treated as material parameters [e.g., *Scholz, 1997; Marone, 1998a; Madariaga and Olsen, 2002; Ohnaka, 2003*].

Seismological data, however, do not really support this assumption. From a wide data compilation, *Ide and Beroza [2001]* showed that the energy radiated by earthquakes is roughly proportional to the seismic moment M_0 over more than 14 orders of magnitude in M_0 . This observation, together with the classical result that earthquake stress drop is independent of M_0 [*Abercrombie, 1995; Ide et al., 2003*], indicates that the fracture energy should be proportional to earthquake slip s : $G_c \sim s$. In an independent study, *Abercrombie and Rice [2003]* directly evaluate the fracture energy of various earthquakes and end up with a similar, though slightly different, scaling relationship: $G_c \sim s^{1.3}$.

Hence, in spite of relatively large uncertainties, seismological studies tend to indicate that fracture energy G_c on real faults should not be regarded as a material parameter. Rather, just as in our experiments, G_c (and thus D_c) continuously increases with earthquake slip. Furthermore, we note that the scaling relationships deduced from seismological data are very close to that derived from our experiments [see Eq. (10)]. One could argue that our experimental scaling exponent $\alpha = 0.6$ is somewhat lower than the values of 1.0 – 1.3 inferred for real faults. We believe, however, that the current resolution of seismological data does not allow to discriminate between these different values of α . For instance, a scaling exponent of 0.6 would also be roughly compatible with the data presented by *Abercrombie and Rice [2003]* [see also *Chambon et al., 2005*].

6. Discussion: extrapolation of our results to real faults

We showed in the previous section that the power law slip-weakening process evidenced in our experiments *quantitatively* accounts for the mechanical response of real faults during earthquakes. Not only this process gives rise to fracture energies and characteristic weakening displacements consistent with seismological inferences, but it also reproduces the scaling relationships observed between these pa-

rameters and earthquake size. Our results thus allow to reconcile the longstanding discrepancy existing between laboratory and earthquake weakening parameters. To our knowledge, it is the first time, at least at low slip speeds, that such an agreement is found between a laboratory friction study and seismological data.

The quantitative similarity between our results and seismological data seems to indicate that the slip-weakening process active in our experiments does also constitute the dominant weakening mechanism on real faults. In the companion paper [*Chambon et al., 2004a*], we explained that the most critical ingredient for the occurrence of this slip-weakening, is the use of *thick* gouge samples (≈ 100 grains in our experiments). This condition is obviously fulfilled on real faults where the thickness of the cataclastic gouge layers can reach several meters [*Chester et al., 1993; Chambon et al., 2004b*]. Hence, the physical mechanisms at the origin of the slip-weakening in our experiments might also be active at field scale.

Yet, we should recall here that the slip velocities imposed in our study are orders of magnitude below those characteristic of seismic rupture (around 1 m.s⁻¹). Hence, is it really reasonable to extrapolate our laboratory results to real faults? As frequently pointed out [e.g., *Tsutsumi and Shimamoto, 1997; Lapusta and Rice, 2003*], it is likely that high slip velocities initiate specific weakening processes involving, for instance, rock melting or off-fault damage. We note, however, that a significant slip-weakening effect, which is apparently very similar to ours, has been reported at higher but still subseismic slip speeds (up to 100 mm.s⁻¹) [*Goldsby and Tullis, 2002; Di Toro et al., 2004*]. This suggests that the slip-weakening process of our experiments may remain active, and presumably dominant, during at least the whole nucleation phase of earthquakes [e.g., *Ohnaka and Shen, 1999; Shibazaki et al., 2002*].

Nevertheless, directly comparing our results to those of *Goldsby and Tullis [2002]* and *Di Toro et al. [2004]* is questionable. The study presented by these authors is based on plain rock-rock friction experiments (no gouge layer). They interpret the observed slip-weakening as resulting from the formation of a lubricating layer of ultra-comminuted gel along the frictional interface. However, given the similarities between both our studies, we think that it could be very fruitful to look for a common interpretative framework. For instance, could we imagine that slip speeds in the mm.s⁻¹ range may induce the formation, around the frictional interface, of a relatively thick damaged layer mechanically analogous to our granular material?

Positively stating that the slip-weakening mechanisms active in our experiments remain relevant also at higher slip velocities, *i.e.* past the very early stages of earthquakes, would clearly require further work. Regardless of the underlying physical mechanisms, however, the form of the friction law derived from our results – a strongly non-linear law devoid of any characteristic slip scale – appears very interesting to describe weakening along real faults. In particular, one chief

advantage of such a friction law is that it is able to quantitatively reproduce the weakening properties of both laboratory samples and real faults without invoking dubious upscaling procedures of the constitutive parameters [e.g., Marone and Kilgore, 1993; Marone, 1998a; Ohnaka, 2003].

The use of a slow and non-linear law to describe friction weakening along faults has already been proposed by a few authors [Abercrombie and Rice, 2001; Ampuero, 2002]. We believe that this would have significant implications for our understanding of earthquake mechanics. For instance, numerous studies investigated the nucleation phase of earthquakes using classical friction laws [Campillo and Ionescu, 1997; Ampuero et al., 2002; Uenishi and Rice, 2003]. What would their conclusions become, and particularly the notion of nucleation length, in the absence of a characteristic frictional length scale? The modeling of earthquake complexity, a longstanding difficulty with classical friction laws [Ben-Zion and Rice, 1997; Shaw and Rice, 2000], could also be greatly facilitated by the whole hierarchy of length scales present in a strongly non-linear law. All these points deserve proper studies in the future.

Finally, we want to insist that the introduction of a slow slip-weakening law does not necessarily exclude the more classical RSF effects. On the contrary, recall that both slip-weakening and Dieterich-Ruina terms coexist in expression (2). Such a coexistence will induce further complexity in the earthquake nucleation process, with presumably dominating RSF mechanisms during the first microns of slip then relayed by the slip-weakening process. Note however that in our experiments, the classical RSF effects appear to significantly evolve with the cumulative slip δ_{cum} undergone the sample. The velocity-weakening effect vanishes, on average, when the cumulative slip increases (Figure 4b), whereas the logarithmic ageing during hold time tends, on the contrary, to reinforce (Figure 6). The persistence of classical RSF effects in pervasively sheared gouge layers thus appears problematic and should be investigated further.

7. Conclusions

In this study, we performed gouge shearing experiments using a novel annular simple shear apparatus. Our setup as well as a detailed review of our main experimental results are presented in the companion paper [Chambon et al., 2004a]. In this paper, we derived a new friction law allowing to account for the observed mechanical behavior of thick gouge samples. The main features of this law, which conforms the general rate- and state-dependent framework, can be summarized as follows.

(1) Friction evolution is dominated by a significant slip-weakening process. This process is represented by a dedicated state variable slowly decreasing with slip according to a power law. As a consequence, it does not involve any characteristic slip scale.

(2) The dominant slip-weakening coexists with second-order effects, namely velocity-weakening and time-

strengthening. These effects are well consistent with classical RSF laws and are thus described by standard Dieterich-Ruina terms. They are associated to a characteristic slip distance $d_c \approx 100 \mu\text{m}$.

(3) The fracture energy G_c and apparent weakening displacement D_c^{app} associated to the slip-weakening process are in excellent quantitative agreement with those inferred for real faults. Furthermore, owing to its power law form, the slip-weakening process also accounts for the seismological scaling relationships between fracture energy and earthquake size.

The similarity between our results and seismological data presumably indicates that our friction law can be extrapolated to describe weakening along real faults. We can expect the non-linear slip-weakening process to help solving some important seismological issues concerning, for instance, earthquake nucleation or earthquake complexity.

Acknowledgments. The experiments were conducted at the CERMES, ENPC/LCPC, France. We acknowledge P. Lerat, S. Roux, J. Sulem, J.-P. Vilotte, J. Dieterich, J. Rice, P. Bernard, and T. Tullis for very fruitful discussions. The comments of M. Cocco, S. Karner and an anonymous reviewer were of great help to improve the presentation of the manuscript. G.C. and J.S. were partly supported by the ACI “Jeunes Chercheurs” of the French Ministry of Education.

References

- Abercrombie, R. E., Earthquake source scaling relationships from -1 to 5 M_L using seismograms recorded at 2.5-km depth, *J. Geophys. Res.*, 100(B12), 24,015–24,036, 1995.
- Abercrombie, R. E., and J. R. Rice, Small earthquake scaling revisited: Can it constrain slip weakening?, *EOS Trans. AGU*, 82(47), Fall Meet. Suppl., Abstract S21E-04, 2001.
- Abercrombie, R. E., and J. R. Rice, Can observations of earthquake scaling constrain slip weakening?, *Geophys. J. Int.*, submitted, 2003.
- Aki, K., Characterization of barriers on an earthquake fault, *J. Geophys. Res.*, 84(B11), 6140–6148, 1979.
- Ampuero, J.-P., Étude physique et numérique de la nucléation des séismes, Thèse de doctorat, Institut de Physique du Globe de Paris, 2002.
- Ampuero, J.-P., J.-P. Vilotte, and F. J. Sánchez-Sesma, Nucleation of rupture under slip dependent friction law: Simple models of fault zone, *J. Geophys. Res.*, 107(B12), 2324, doi: 10.1029/2001JB000452, 2002.
- Aochi, H., R. Madariaga, and E. Fukuyama, Effect of normal stress during rupture propagation along nonplanar faults, *J. Geophys. Res.*, 107(B2), 2038, doi:10.1029/2001JB000500, 2002.
- Beeler, N. M., T. E. Tullis, and J. D. Weeks, The roles of time and displacement in the evolution effect in rock friction, *Geophys. Res. Lett.*, 21, 1987–1990, 1994.
- Beeler, N. M., T. E. Tullis, M. L. Blanpied, and J. D. Weeks, Frictional behavior of large displacement experimental faults, *J. Geophys. Res.*, 101, 8697–8715, 1996.
- Ben-Zion, Y., and J. R. Rice, Dynamic simulations of slip on a smooth fault in an elastic solid, *J. Geophys. Res.*, 102(B8), 17,771–17,784, 1997.

Friction of thick gouge samples II

11

- Bizzari, A., and M. Cocco, Slip-weakening behavior during the propagation of dynamic ruptures obeying rate- and state-dependent friction laws, *J. Geophys. Res.*, 108(B8), 2373, doi: 10.1029/2002JB002198, 2003.
- Blanpied, M., T. E. Tullis, and J. D. Weeks, Effects of slip, slip rate, and shear heating on the friction of granite, *J. Geophys. Res.*, 103, 489–511, 1998.
- Bouchon, M., H. Sekiguchi, K. Irikura, and T. Iwata, Some characteristics of the stress field of the 1995 Hyogo-ken Nanbu (Kobe) earthquake, *J. Geophys. Res.*, 103, 24,271–24,282, 1998.
- Campillo, M., and I. R. Ionescu, Initiation of antiplane shear instability under slip-dependent friction, *JGR*, 102(B9), 20,363–20,371, 1997.
- Campillo, M., P. Favreau, I. R. Ionescu, and C. Voisin, On the effective friction law of a heterogeneous fault, *J. Geophys. Res.*, 106(B8), 16,307–16,322, 2001.
- Chambon, G., J. Schmittbuhl, and A. Corfdir, Laboratory gouge friction: Seismic-like slip weakening and secondary rate- and state-effects, *Geophys. Res. Lett.*, 29(10), 1366, doi: 10.1029/2001GL014467, 2002.
- Chambon, G., J. Schmittbuhl, and A. Corfdir, Frictional response of a thick gouge sample: I. Mechanical measurements and microstructures, *J. Geophys. Res.*, submitted, 2004a.
- Chambon, G., J. Schmittbuhl, A. Corfdir, N. Orellana, M. Diraison, and Y. Géraud, Effective fault core thickness: From laboratory experiments to field scale observations, *Tectonophysics*, submitted, 2004b.
- Chambon, G., J. Schmittbuhl, and A. Corfdir, Non-linear slip-weakening in a rotary gouge friction experiment, in *Proceedings of the 11th International Conference on Fracture, 20-25 March 2005*, edited by A. Carpinteri, submitted, 2005.
- Chester, F. M., and J. S. Chester, Ultracataclastic structure and friction processes of the Punchbowl fault, San Andreas system, California, *Tectonophysics*, 295, 199–221, 1998.
- Chester, F. M., J. P. Evans, and R. L. Biegel, Internal structure and weakening mechanisms of the San Andreas fault, *J. Geophys. Res.*, 98(B1), 771–786, 1993.
- Cocco, M., and A. Bizzarri, On the slip-weakening behavior of rate- and state dependent constitutive laws, *Geophys. Res. Lett.*, 29(11), 1516, doi:10.1029/2001GL013999, 2002.
- Di Toro, G., D. L. Goldsby, and T. E. Tullis, Friction falls towards zero in quartz rock as slip velocity approaches seismic rates, *Nature*, 427, 436–439, 2004.
- Dieterich, J. H., Modeling of rock friction, 1, Experimental results and constitutive equations, *J. Geophys. Res.*, 84, 2161–2168, 1979.
- Dieterich, J. H., and B. D. Kilgore, Direct observation of frictional contacts: New insights for state-dependent properties, *Pure Appl. Geophys.*, 143, 283–302, 1994.
- G.D.R. Midi, On dense granular flows, *Eur. Phys. J. E*, submitted, 2004.
- Goldsby, D. L., and T. E. Tullis, Low frictional strength of quartz rocks at subseismic slip rates, *Geophys. Res. Lett.*, 29(17), 1844, doi:10.1029/2002GL015240, 2002.
- Gu, J.-C., J. R. Rice, A. L. Ruina, and S. T. Tse, 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, 1984.
- Gutteri, M., and P. Spudich, What can strong-motion data tell us about slip-weakening fault-friction laws?, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 90, 98–116, 2000.
- Hungr, O., and N. R. Morgenstern, High velocity ring shear tests on sand, *Géotechnique*, 34(3), 415–421, 1984.
- Ide, S., and G. C. Beroza, Does apparent stress vary with earthquake size?, *Geophys. Res. Lett.*, 28(17), 3349–3352, 2001.
- Ide, S., and M. Takeo, Determination of constitutive relations of fault slip based on seismic wave analysis, *J. Geophys. Res.*, 102, 27,379–27,391, 1997.
- Ide, S., G. C. Beroza, S. G. Prejean, and W. L. Ellsworth, Apparent break in earthquake scaling due to path and site effects on deep borehole recordings, *J. Geophys. Res.*, 108(B5), 2271, doi: 10.1029/2001JB001617, 2003.
- Lapusta, N., and J. R. Rice, Nucleation and early seismic propagation of small and large events in a crustal earthquake model, *J. Geophys. Res.*, 108(B4), 2205, doi:10.1029/2001JB000793, 2003.
- Li, V. C., Mechanics of shear rupture applied to earthquake zones, in *Fracture Mechanics of Rocks*, edited by B. K. Atkinson, pp. 351–428, Academic Press, 1987.
- Madariaga, R., and K. B. Olsen, Earthquake dynamics, in *International Handbook of Earthquake and Engineering Seismology, Part A, International Geophysics Series*, vol. 81A, edited by W. H. K. Lee, H. Kanamori, P. C. Jennings, and C. Kisslinger, pp. 175–194, Academic Press for IASPEI, 2002.
- Mair, K., and C. Marone, Friction of simulated fault gouge for a wide range of velocities and normal stresses, *J. Geophys. Res.*, 104(B12), 28,899–28,914, 1999.
- Marone, C., Laboratory-derived friction laws and their application to seismic faulting, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 26, 643–696, 1998a.
- Marone, C., The effect of loading rate on static friction and the rate of fault healing during the earthquake cycle, *Nature*, 391, 69–72, 1998b.
- Marone, C., and B. Kilgore, Scaling of the critical slip distance for seismic faulting with shear strain in fault zones, *Nature*, 362, 618–621, 1993.
- Marone, C., C. B. Raleigh, and C. H. Scholz, Frictional behavior and constitutive modeling of simulated fault gouge, *J. Geophys. Res.*, 95, 7007–7025, 1990.
- Micarelli, L., I. Moretti, and J. M. Daniel, Structural properties of rift-related normal faults: the case study of the Gulf of Corinth, Greece, *J. Geodyn.*, 36, 275–303, 2003.
- Nakatani, M., A new mechanism of slip weakening and strength recovery of friction associated with the mechanical consolidation of gouge, *J. Geophys. Res.*, 103, 27,239–27,256, 1998.
- 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.-F. Shen, Scaling of the shear rupture process from nucleation to dynamic propagation: Implications of geometric irregularity on the rupturing surfaces, *J. Geophys. Res.*, 104, 817–844, 1999.
- Olsen, K. B., E. Fukuyama, and T. Mikumo, Direct measurement of the slip weakening distance from near fault strong motion data?, *EOS Trans. AGU*, 82(47), Fall Meet. Suppl., Abstract S21E-08, 2001.
- Peyrat, S., K. Olsen, and R. Madariaga, Dynamic modeling of the 1992 Landers earthquake, *J. Geophys. Res.*, 106(B11), 26,467–26,482, 2001.
- Rice, J. R., The mechanics of earthquake rupture, in *Physics of the Earth's Interior*, edited by A. M. Dziewonski and E. Boschi, pp. 555–649, Italian Physical Society/North Holland Publ. Co., 1980.
- Rice, J. R., C. G. Sammis, and R. Parsons, Off-fault secondary failure induced by a dynamic slip pulse, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, submitted, 2003.

- Ruina, A., Slip instability and state variable friction laws, *J. Geophys. Res.*, 88, 10,359–10,370, 1983.
- Scholz, C. H., *The Mechanics of Earthquakes and Faulting*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1997.
- Shaw, B. E., and J. R. Rice, Existence of continuum complexity in the elastodynamics of repeated fault ruptures, *J. Geophys. Res.*, 105, 23,791–23,810, 2000.
- Shibazaki, B., Y. Yoshida, M. Nakamura, M. Nakamura, and H. Katao, Rupture nucleations in the 1995 Hyogo-ken Nanbu earthquake and its large aftershocks, *Geophys. J. Int.*, 149, 572–588, 2002.
- Tsutsumi, A., and T. Shimamoto, High-velocity frictional properties of gabbro, *Geophys. Res. Lett.*, 24, 699–702, 1997.
- Tullis, T. E., and J. D. Weeks, Constitutive behavior and stability of frictional sliding of granite, *Pure Appl. Geophys.*, 124, 383–414, 1986.
- Uenishi, K., and J. R. Rice, Universal nucleation length for slip-weakening rupture instability under nonuniform loading, *J. Geophys. Res.*, 108(B1), 2042, 2003.
- Guillaume Chambon and Jean Schmittbuhl, Laboratoire de Géologie, UMR CNRS 8538 École Normale Supérieure, 24, rue Lhomond, 75231 Paris Cédex 05, France.
- Alain Corfdir, CERMES, ENPC/LCPC, Institut Navier, 6 et 8 avenue Blaise Pascal, 77455 Champs sur Marne, France

This preprint was prepared with AGU's L^AT_EX macros v5.01, with the extension package 'AGU++' by P. W. Daly, version 1.6b from 1999/08/19.

3.3 Compléments

3.3.1 Modélisation RSF des variations de vitesse

Modèle

Nous expliquons dans l'article GRL02 et que l'évolution du coefficient de frottement effectif lors des changements de vitesse est bien compatible avec la loi de frottement de Dieterich-Ruina (voir chapitre 1). Conformément aux résultats classiques, on observe ainsi qu'à chaque modification de la vitesse, le coefficient de frottement commence par présenter une réponse transitoire avant de se stabiliser autour d'une valeur stationnaire μ_{ss} . Le frottement stationnaire μ_{ss} est fonction de la vitesse imposée v ainsi que du glissement partiel δ_p . En supprimant¹ la dépendance en glissement (comme c'est le cas dans la Figure 2 de GRL02), on s'aperçoit que la dépendance en vitesse de μ_{ss} est en bon accord avec une loi logarithmique. Le coefficient $B - A$ de la loi de Dieterich-Ruina, égal par définition à la pente $-\Delta\mu_{ss}/\Delta\ln(v/v_0)$, est calculé par régression linéaire. Toutefois, étant donnée la forte dispersion des mesures de $\mu_{ss}(v)$, la valeur obtenue ($B - A \approx 1.4 \cdot 10^{-2}$) n'a de validité qu'au sens statistique.

La longueur caractéristique d_c intervenant dans la loi de Dieterich-Ruina peut être estimée visuellement à partir la durée du régime transitoire suivant les changements de vitesse. On trouve typiquement une valeur de l'ordre de 100 μm (GRL02, Figure 2). Plus quantitativement, nous avons cherché à modéliser ce régime transitoire en utilisant un système mécanique très simple de patin-ressort (Figure 3.1a). Dans l'approximation quasi-statique, l'équilibre du patin s'écrit :

$$\sigma\mu = k \int_0^t dt (v - v_p), \quad (3.8)$$

où v_p représente la vitesse du patin, v la vitesse de chargement, k la raideur du ressort et σ la contrainte normale appliquée. L'évolution du coefficient de frottement μ est prescrite par la loi de Dieterich-Ruina (voir chapitre 1) :

$$\mu = \mu_\star + A \ln\left(\frac{v_p}{v_\star}\right) + B \ln\left(\frac{\theta}{\theta_\star}\right), \quad (3.9)$$

avec :

$$\frac{d\theta}{dt} = 1 - \frac{\theta v_p}{d_c}. \quad (3.10)$$

Il convient de noter qu'en régime quasi-statique, le système de patin-ressort est équivalent, par changement de référentiel, à un système de tapis roulant représenté en Figure 3.1b. Ainsi, la raideur k du modèle représente indifféremment une élasticité du système de chargement de l'ACSA ou bien une élasticité de l'échantillon granulaire.

Résultats

Nous prenons l'exemple du changement de vitesse présenté dans GRL02, qui est l'un des mieux résolus (*i.e.* des moins bruités) que nous ayons enregistrés. Cette étude est discutée

¹La méthode la plus rigoureuse pour supprimer la dépendance en glissement de μ_{ss} consisterait à la modéliser par la loi puissance dérivée dans l'article JGR03 : $\mu_{ss}(\delta_p) = \mu_0 + \Delta\mu [\delta_\star/(\delta_p - \delta_0)]^\beta$. Dans la Figure 2 de GRL02, nous nous sommes contentés de la modéliser par une tendance linéaire de pente faiblement négative : $\mu_{ss}(\delta_p) = a - b \delta_p$, avec $b = -1.5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$. Cette approximation est raisonnable car toutes les données de cette figure ont été obtenues pour des déplacements partiels relativement importants, supérieurs à 0.6 m.

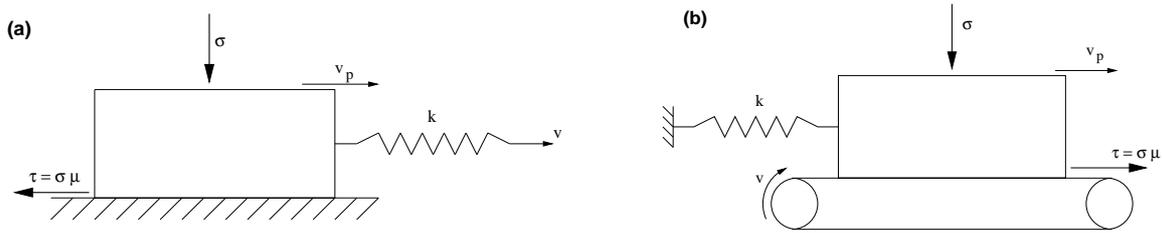


FIG. 3.1 – (a) Système de patin-ressort. Le patin est soumis à une contrainte normale σ , à une contrainte de frottement $\tau = \mu\sigma$ et à une contrainte de chargement appliquée par l’intermédiaire d’un ressort de raideur k . Par analogie avec l’ACSA la vitesse de chargement du ressort est notée v ; la vitesse du patin est notée v_p . (b) Système de tapis-roulant dans lequel le patin est chargé à vitesse imposée v et retenu par l’intermédiaire d’un ressort de raideur k .

rapidement dans l’article JGR03-II, mais nous l’explicitons ici de façon plus détaillée. Un ingrédient important à considérer est le caractère non-instantané des variations de vitesse². Nous modélisons l’évolution progressive de la vitesse v depuis sa valeur initiale v_1 vers sa valeur finale imposée v_2 par une fonction exponentielle en temps :

$$v(t \geq 0) = v_2 - (v_2 - v_1)e^{-t/t_m}. \quad (3.11)$$

Comme le montre la Figure 3.2c, cette fonction représente très correctement l’évolution réelle de la vitesse en prenant un temps caractéristique $t_m = 20$ s. L’intégration des équations (3.8)–(3.11) a été réalisée numériquement selon une procédure identique à celle décrite par *Chambon et Rudnicki* [2001] (utilisation du logiciel Maple).

Nous n’avons pas cherché à inverser de manière systématique le jeu de paramètres permettant de modéliser au mieux la réponse en frottement durant le saut de vitesse considéré. Dans la Figure 3.2 sont présentées deux modélisations différentes, chacune représentant “convenablement” les données (dans un sens qui sera précisé ci-dessous). Les paramètres utilisés pour ces deux modélisations sont récapitulés dans la Table 3.1.

1. Jeu de paramètres I : modèle sans élasticité ($k \rightarrow \infty$). Ce modèle permet de bien reproduire la décroissance initiale du coefficient de frottement au moment du changement de vitesse (Figure 3.2a). En outre, ce modèle permet également de rendre compte de l’absence d’effet direct dans les données, moyennant une valeur du coefficient A faible mais restant compatible avec les résultats de la littérature (voir chapitre 1). On remarque en effet que, contrairement aux prédictions de la loi de Dieterich-Ruina, le coefficient de frottement de nos échantillons ne présente aucun accroissement instantané au moment où la vitesse augmente. Le léger effet direct qui subsiste dans le modèle n’est pas incompatible avec les données, car son amplitude est à peine supérieure au bruit d’acquisition et sa durée est proche du pas d’acquisition utilisé (ici, $10 \mu\text{m}$).
2. Jeu de paramètres II : modèle avec élasticité finie. Ce modèle permet de bien reproduire la fréquence et l’amplitude des oscillations amorties observées à la fin du régime transitoire (Figure 3.2b). Cependant, il apparaît alors un fort effet direct peu compatible

²On remarque également (Figure 2 de GRL02) que le coefficient de frottement semble évoluer plus rapidement que la vitesse lors des changements de vitesse. Comme nous allons le voir, cette propriété est effectivement prédite par le modèle de patin-ressort couplé à la loi de Dieterich-Ruina.

avec les données. De plus, du fait de cet effet direct, les oscillations générées ne sont pas en phase avec les oscillations réelles.

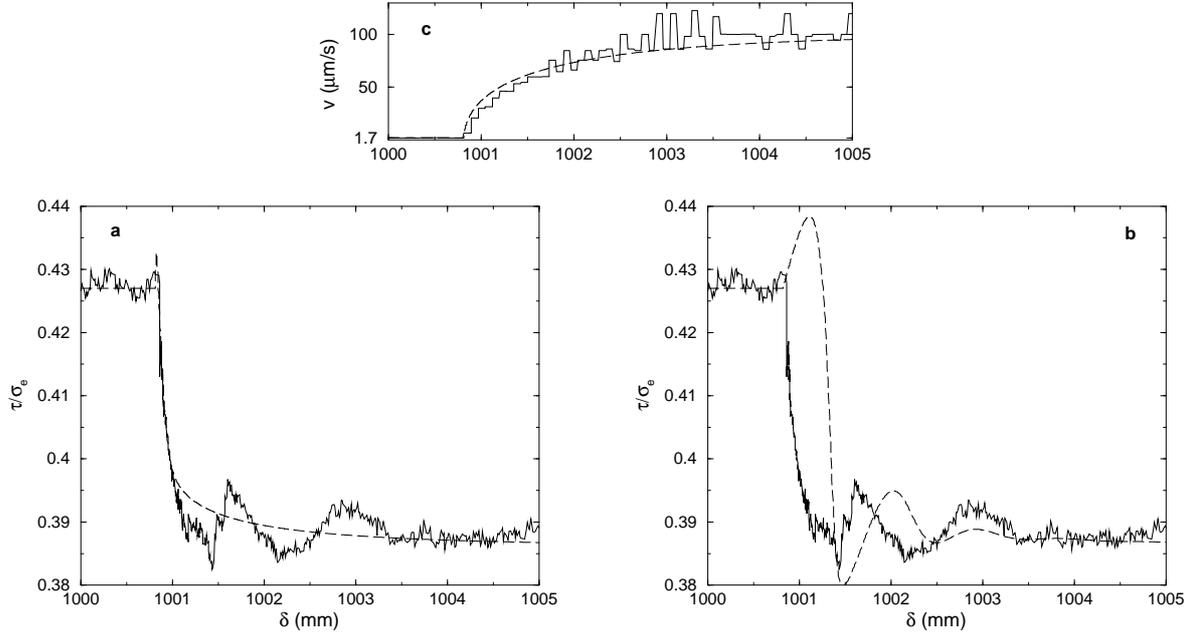


FIG. 3.2 – Modélisation du saut de vitesse présenté dans GRL02. Les courbes en traits pleins représentent les données, celles en tiretés les résultats des modèles. (a) Évolution du frottement effectif τ/σ_e en fonction du glissement δ avec le jeu de paramètres I. (b) Évolution du frottement effectif en fonction du glissement avec le jeu de paramètres II. (c) Évolution de la vitesse v en fonction du glissement δ .

En fait, il semble impossible de pouvoir reproduire à la fois l’absence d’effet direct et les oscillations amorties du régime transitoire. Nous pensons que les simulations les plus réalistes pour modéliser nos données sont celles sans élasticité (Figure 3.2a). En effet, l’absence d’effet direct est une constante pour tous les sauts de vitesse que nous avons réalisés. Au contraire, les oscillations amorties n’émergent que rarement du bruit d’acquisition. De plus, la raideur k à employer pour les modéliser (voir Table 3.1) est excessivement faible. Elle équivaudrait³ à un module de cisaillement de l’échantillon de l’ordre de 1 MPa, à comparer aux valeurs typiques des modules tangents dans du sable de l’ordre de 100 MPa. Il est donc probable que les oscillations amorties observées durant le régime transitoire ne soient pas d’origine élastique, du moins dans le cadre du modèle très simple que nous considérons ici.

La valeur de $d_c = 30 \mu\text{m}$ utilisée dans le modèle I est bien compatible avec l’estimation visuelle établie précédemment. On remarque néanmoins que cette valeur se situe en-deçà de la limite de résolution de l’encodeur ($77 \mu\text{m}$). Dans la Figure 3.2a, les données ont été “sur-échantillonnées” (en choisissant un pas d’échantillonnage temporel correspondant à un

³Le module de cisaillement G de l’échantillon correspondant à la raideur k du modèle peut être estimé ainsi : $G \approx k(R_2 - R_1)$, où $R_2 - R_1$ représente l’épaisseur de l’échantillon. À partir de la valeur citée dans la Table 3.1, on trouve : $G \approx 10^7 \text{ Pa/m} \times 10^{-1} \text{ m} = 1 \text{ MPa}$. Au contraire, les valeurs de modules tangents reportées dans la littérature pour du sable (dans des conditions similaires à celles de nos expériences) sont typiquement de l’ordre de 100 MPa [Cambou, 1998]. Cette valeur de 100 MPa correspond également à ce que nous pouvons estimer dans nos données d’après la croissance de la courbe $\mu(\delta)$ avant le pic.

jeu de paramètres	I	II
kd_c/σ	∞	$1.5 \cdot 10^{-2}$
v_1 ($\mu\text{m/s}$)	1.7	1.7
v_2 ($\mu\text{m/s}$)	100	100
t_m (s)	20	20
μ_*	0.427	0.427
$B - A$	$1.0 \cdot 10^{-2}$	$1.0 \cdot 10^{-2}$
A	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$
d_c (μm)	30	250

TAB. 3.1 – Jeux de paramètres utilisés pour les simulations présentées dans la Figure 3.2. Le paramètre kd_c/σ représente la raideur adimensionnée du système. Pour le jeu II, la raideur adimensionnée utilisée correspond à une raideur $k \approx 10^7$ Pa/m (avec $d_c = 250 \mu\text{m}$ et $\sigma = 0.5$ MPa).

glissement de $10 \mu\text{m}$) et interpolées entre les mesures réelles de l’encodeur. C’est ce qui explique que nous ayons pu déterminer une valeur si faible de d_c . Toutefois, rigoureusement, il n’est possible d’extraire de la modélisation réalisée qu’un majorant de ce paramètre d_c , de l’ordre de $80 \mu\text{m}$.

Enfin, on peut noter que la valeur du coefficient d’adoucissement $B - A$ utilisée dans les deux modèles ($1.0 \cdot 10^{-2}$) est légèrement plus petite que la valeur moyenne déterminée par régression de la courbe $\mu_{ss}(v)$ ($1.4 \cdot 10^{-2}$). Cette ajustement de $B - A$ est nécessaire pour reproduire correctement la variation finale de frottement durant le saut de vitesse étudié.

Bilan

Il apparaît donc que l’évolution transitoire du coefficient de frottement effectif lors d’un changement de vitesse est bien représentée par une loi de Dieterich-Ruina avec les paramètres suivants : $B - A \approx 10^{-2}$, $A \approx 5 \cdot 10^{-3}$ et $d_c \lesssim 80 \mu\text{m}$. Les ordres de grandeur de ces paramètres sont tout à fait compatibles avec les résultats d’études précédentes sur le frottement des gouges (voir section 1.1.5) .

Il convient toutefois de rappeler ici [voir GRL02, Figure 2] que cette dépendance systématique en vitesse ne reste effective que pour des déplacements cumulés relativement faibles. Au delà, typiquement, de 4 m de déplacement cumulé, les changements de vitesse continuent à avoir une influence sur le frottement, mais la dispersion des valeurs de $\mu_{ss}(v)$ augmente tellement que leur corrélation statistique avec la vitesse disparaît. Notons qu’une observation similaire a été faite par *Beeler et al.* [1996], qui montrent que le coefficient $B - A$, et donc la dépendance du frottement en vitesse, semble tendre vers zéro lorsque le déplacement imposé devient grand (dans le cas d’une fine couche de couche cisailée entre deux blocs de roche).

On remarque par ailleurs que nos expériences révèlent un effet d’*adoucissement* en vitesse ($B - A > 0$), alors que le comportement habituel rapporté pour les gouges est inverse (*renforcement* en vitesse). Le frottement solide roche-roche, lui, est plutôt adoucissant en vitesse (voir section 1.1.5). Pour *Marone* [1998a], le comportement particulier des gouges est dû aux variations volumiques qui interviennent dans ces matériaux granulaires [voir aussi *Beeler et*

Tullis, 1997]. Il propose de décomposer le frottement apparent μ d'une gouge en :

$$\mu = \mu_g + \frac{d\phi}{d\gamma}, \quad (3.12)$$

où μ_g représente le frottement solide inter-grains et $d\phi/d\gamma$ le taux de variation volumique du matériau. Même si μ_g est adoucissant en vitesse, les variations du frottement apparent sont généralement dominées par celles du taux de dilatance. Or, ce taux croît avec la vitesse imposée [*Marone et al.*, 1990].

Dans nos expériences, nous observons également que le taux de variation volumique $d\phi/d\gamma$ augmente avec la vitesse [*Chambon*, 2000]. Néanmoins, les variations de ce taux restent toujours très faibles : elles n'excèdent jamais, en valeur, un centième des variations de frottement observées. Le frottement apparent μ est donc dominé par le frottement inter-grains μ_g , ce qui explique vraisemblablement le comportement adoucissant que nous observons. La différence entre nos résultats et les études précédentes provient sans doute de la différence d'épaisseur entre les échantillons utilisés. Dans notre cas, nous avons vu dans JGR03 que la variation volumique globale des échantillons (compaction lente) était dominée par le comportement de la zone épaisse située en dehors de la bande de cisaillement. Les taux de variations volumiques qui en résultent sont petits car cette zone n'est que très faiblement cisailée.

3.3.2 Expériences d'arrêt sous charge

Dans le même esprit que pour l'influence de la vitesse, nous avons également étudié l'influence du temps de repos sur la réponse mécanique de l'échantillon. La loi de Dieterich-Ruina prédit en effet que la reprise du cisaillement après une période de repos s'accompagne d'un pic de frottement dont l'amplitude croît logarithmiquement avec la durée du repos (voir chapitre 1). Nous avons donc réalisé plusieurs essais de type *slip-hold-slip* consistant à imposer successivement des phases de cisaillement et des phases d'arrêt (Figure 3.3). Il s'agit ici de phases d'arrêt sous charge, par opposition aux phases d'arrêt avec chute de contrainte cisailante que nous avons aussi réalisées (voir JGR03). Le cisaillement est stoppé très brutalement de façon à ce que la contrainte cisailante τ conserve une valeur peu différente de celle qu'elle avait durant la phase de cisaillement précédente. Les résultats principaux de cette étude sont également présentés dans l'article JGR03-II.

Contrairement aux chutes de contrainte imposées, les phases d'arrêt sous charge n'induisent aucun renforcement majeur de l'échantillon. Quelle que soit la durée de l'arrêt, la contrainte cisailante τ affiche lors du redémarrage une valeur identique à celle mesurée à la fin du cisaillement précédent, et le processus d'adoucissement en glissement reprend comme s'il n'y avait pas eu d'arrêt (Figure 3.3). Comme nous le signalons dans l'article JGR03, cette observation constitue d'ailleurs la preuve que le moteur du processus d'adoucissement est bien le glissement, et non le temps écoulé. Au premier ordre, les phases d'arrêt n'ont donc aucun effet sur l'évolution de τ . À l'instar de ce que nous avons vu pour la vitesse de cisaillement, on peut cependant détecter une influence *de second-ordre* du temps d'attente, à laquelle nous allons à présent nous intéresser.

Réponse durant la phase d'arrêt

Au début des phases d'arrêt, la vitesse de cisaillement s'annule très rapidement, en quelques centaines de millisecondes tout au plus. Ensuite, à la précision de l'encodeur de

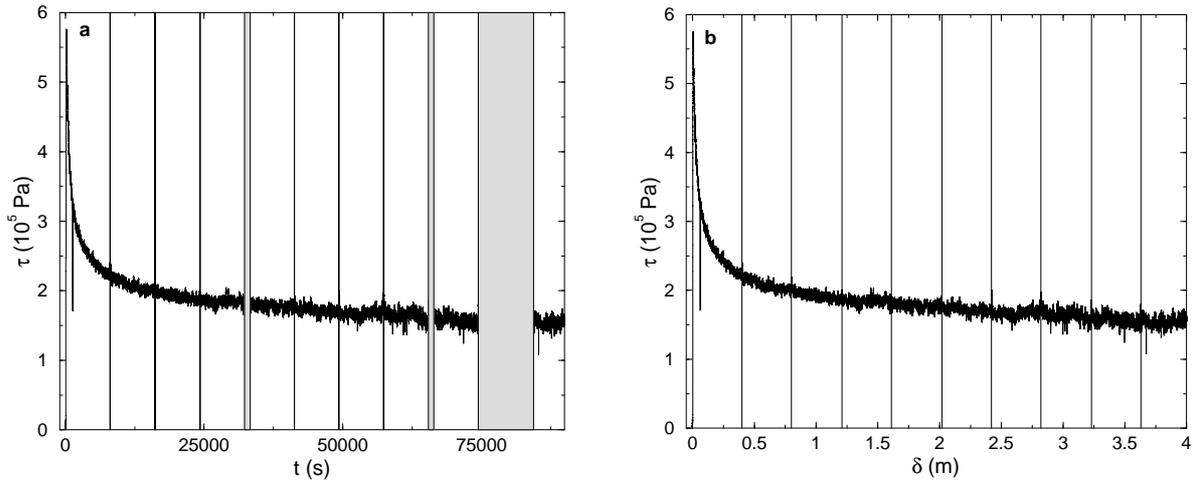


FIG. 3.3 – Essai de type *slip-hold-slip* comportant des phases de cisaillement longues de 40 cm et des phases d’arrêt de durée variable entre 1 et 10^4 s. Les phases d’arrêt sont indiquées par les fenêtres grisées. L’échantillon, constitué de sable sa1, est frais au début de l’essai. La vitesse $v = 50 \mu\text{m/s}$ durant les phases de cisaillement et la pression de confinement $\sigma_e = 0.5$ MPa. (a) Contrainte cisailante τ en fonction du temps t depuis le début de l’essai. (b) Contrainte cisailante τ en fonction du déplacement δ .

rotation, nous n’enregistrons plus aucun déplacement du cylindre central. Malgré cette chute très brutale de la vitesse, la contrainte cisailante τ présente tout de même une variation significative durant les premières secondes des phases d’arrêt, avant de se stabiliser (Figure 3.4). De telles variations sont observées dans toutes les expériences de *slip-hold-slip*. Elles sont généralement attribuées à un fluage lent le long de l’interface cisailante sous l’effet de l’élasticité de l’échantillon ou de la machine (voir chapitre 1). Ces variations sont d’ailleurs bien prédites par la loi de Dieterich-Ruina dans le cadre des modèles de type patin-ressort.

Cependant, la réponse classique durant les phases d’arrêt consiste en une relaxation (diminution) logarithmique de la contrainte cisailante τ avec le temps [Beeler *et al.*, 1994]. Dans nos expériences, une telle relaxation n’est observée que dans le cas où le cisaillement précédant la phase d’arrêt était appliqué dans le sens négatif (Figure 3.4b). Dans le cas contraire (cisaillement précédent dans le sens positif), la contrainte cisailante τ présente des variations atypiques. Elle diminue puis réaugmente rapidement au début de la phase d’arrêt, avant de se stabiliser à une valeur qui est généralement supérieure à celle enregistrée durant le cisaillement précédent (Figure 3.4a).

L’origine de cette différence de comportement n’est pas très claire pour le moment. Une raison pourrait en être un temps de mise à l’arrêt du moteur différent selon le sens de rotation. Les données suggèrent en effet – mais l’on est vraiment en limite de résolution de l’encodeur – que la vitesse de cisaillement s’annule plus rapidement dans le sens négatif (< 100 ms) que dans le sens positif (quelques centaines de ms). Or, des simulations numériques préliminaires avec le système de patin-ressort indiquent que, pour un temps de mise à l’arrêt suffisamment long, il peut se produire un phénomène de ré-entraînement du patin résultant en une augmentation de la contrainte cisailante τ très similaire à celle que l’on observe⁴.

⁴On note en outre, toujours d’après nos simulations préliminaires, que le temps de mise à l’arrêt critique

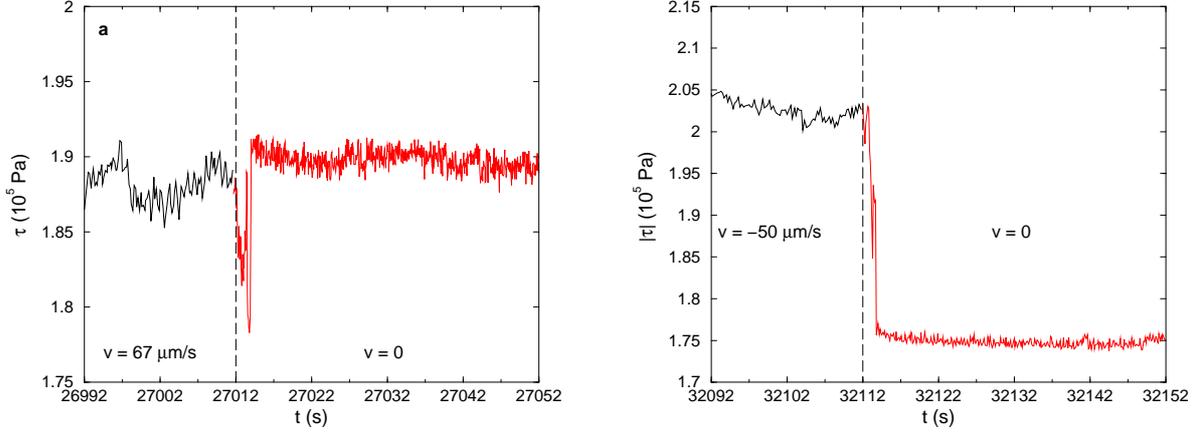


FIG. 3.4 – Évolution temporelle de la contrainte cisailante τ (en valeur absolue) au moment de l'arrêt du glissement. Pour les deux figures, il s'agit d'un échantillon de sable sa1 confiné à $\sigma_e = 0.5$ MPa. **(a)** Phase d'arrêt appliquée après une phase de cisaillement dans le sens positif (anti-horaire) à $v = 67 \mu\text{m/s}$. **(b)** Phase d'arrêt appliquée après une phase de cisaillement dans le sens négatif (horaire) à $v = -50 \mu\text{m/s}$.

Réponse à la reprise du cisaillement

Conformément aux prédictions de la loi de Dieterich-Ruina, on observe que la contrainte cisailante τ passe systématiquement par un pic lors de la reprise du cisaillement après une phase d'arrêt (Figure 3.5). L'amplitude de ce pic n'excède jamais quelques pourcents de la valeur de τ avant l'arrêt, mais on le distingue bien du bruit de mesure. Le déplacement nécessaire pour que la contrainte cisailante retrouve sa valeur stationnaire après le pic est du même ordre que la longueur des régimes transitoires après les changements de vitesse, typiquement $100 \mu\text{m}$. (On notera que que les courbes en temps de la Figure 3.5 conduisent à surestimer ce déplacement critique car la vitesse de rotation met environ 20 s à se stabiliser lors du redémarrage.)

Pour chaque phase d'arrêt, nous avons relevé l'amplitude du pic $\Delta_p |\tau|$ en calculant la différence entre la valeur maximale de la contrainte $|\tau|$ au redémarrage et sa valeur moyenne durant le dernier millimètre du cisaillement précédent (voir Figure 3.5). Même s'il est difficile de tirer des conclusions statistiquement pertinentes à partir de la vingtaine de phases d'arrêt analysées, la Figure 3.6a semble montrer que les données se scindent en deux groupes. Les phases d'arrêt réalisées pour des grands déplacements cumulés, d'une part, sont suivies par des pics de frottement dont l'amplitude augmente avec la durée de l'arrêt t_{hold} . De plus, conformément aux prédictions de la loi de Dieterich-Ruina, la croissance de $\Delta_p \mu$ avec t_{hold} est bien logarithmique pour au moins deux des essais correspondant à cette situation (Figure 3.6a). Au contraire, lorsque les phases d'arrêt sont réalisées pour de faibles déplacements cumulés, l'amplitude des pics de frottement apparaît indépendante du temps de repos.

pour observer ce phénomène de ré-entraînement semble lié au temps d'évolution d_c/v de la variable d'état θ . La détermination précise du temps d'arrêt du moteur dans nos expériences pourrait donc permettre, à terme, d'obtenir une estimation indépendante du paramètre d_c .

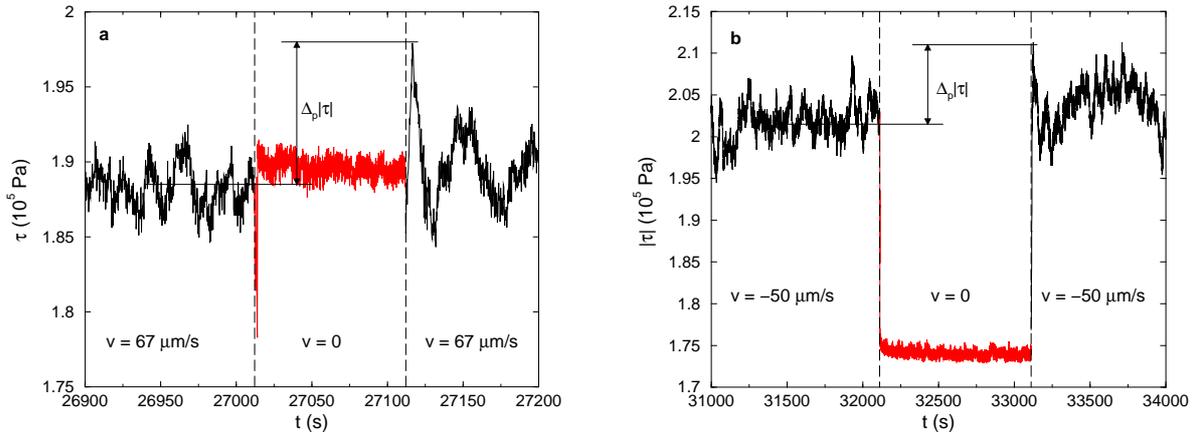


FIG. 3.5 – Évolution temporelle de la contrainte cisillante τ (en valeur absolue) au voisinage et durant deux phases d'arrêt particulières. Dans les deux cas, il s'agit d'un échantillon de sable sa1 confiné à $\sigma_e = 0.5$ MPa. (a) Phase d'arrêt de 100 s appliquée entre deux phases de cisaillement dans le sens positif (anti-horaire) à $v = 67 \mu\text{m/s}$. (b) Phase d'arrêt de 1000 s appliquée entre deux phases de cisaillement dans le sens négatif (horaire) à $v = -50 \mu\text{m/s}$.

Bilan – Évolution des paramètres RSF avec le glissement cumulé

Les observations précédentes semblent en contradiction avec les résultats concernant l'influence de la vitesse (voir § 3.3.1). Nous avons vu effet que les données en vitesse étaient compatibles avec la loi de Dieterich-Ruina (variation logarithmique du coefficient de frottement avec la vitesse) uniquement pour les petits déplacements cumulés. Au contraire, l'influence des phases d'arrêt n'apparaît compatible avec cette loi (variation logarithmique de l'amplitude du pic $\Delta_p\mu$ avec le temps d'arrêt) que pour les grands déplacements cumulés. Nous allons voir qu'il est toutefois possible de concilier ces deux résultats.

Commençons par analyser la situations pour les grands δ_{cum} . La pente de la droite formée par $\Delta_p\mu$ en fonction de $\ln(t_{hold})$ dans la Figure 3.6a permet d'estimer⁵ le coefficient B de la loi de frottement [p. ex., *Beeler et al.*, 1994]. À partir des deux essais dont les résultats sont bien conformes à la loi RSF, on trouve une valeur $B \approx 3 \cdot 10^{-3}$ (Figure 3.6a). Cette valeur est faible par rapport à celle du coefficient $B - A$ déduite des changements de vitesse pour les petits déplacements cumulés. Elle est, en revanche, du même ordre que celle du coefficient A (voir Table 3.1). Il semble donc que le coefficient B diminue progressivement avec le déplacement cumulé (Figure 3.7). Ceci pourrait être dû en particulier à la création de fines particules qui entraîne une multiplication du nombre de contacts dans la bande de cisaillement. Cette diminution de B n'implique pas de disparition de l'influence du temps d'arrêt. En revanche, dans la mesure où $B - A$ devient proche de zéro, elle peut expliquer la disparition de la dépendance systématique en vitesse car chacun des coefficients A et B est soumis à de fortes fluctuations dans nos échantillons granulaires épais (Figure 3.6a, Figure 2c de GRL02).

Pour les petits déplacements cumulés, nous pensons que les effets RSF qui s'expriment lors des variations de vitesse sont masqués durant les phases d'arrêt par des processus de relaxation

⁵Contrairement au cas simple présenté dans le chapitre 1 (§ 1.1.3), il n'y a pas ici égalité rigoureuse entre cette pente et B en raison de l'élasticité de la machine et de l'échantillon, ainsi que du démarrage progressif du moteur.

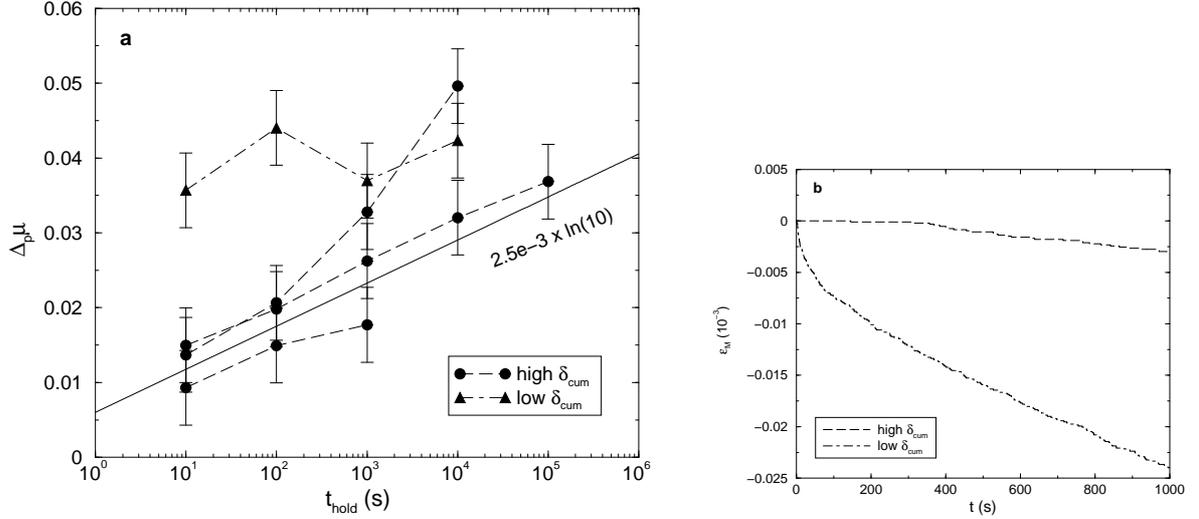


FIG. 3.6 – (a) Évolution de l’amplitude du pic de frottement au redémarrage $\Delta p \mu = \Delta p |\tau| / \sigma_e$ en fonction de la durée de la phase d’arrêt t_{hold} , pour quatre essais de *slip-hold-slip* différents (échelle semi-logarithmique). Trois des essais ont été réalisés sur un échantillon ayant déjà subi un déplacement cumulé δ_{cum} important (supérieur à 40 m), le quatrième a été réalisé avec un échantillon frais. Dans tous les cas, il s’agit d’échantillons de sable sa1 confinés à $\sigma_e = 0.5$ MPa. Les barres d’erreur représentent l’amplitude typique du bruit sur les mesures de frottement. La droite de pente $2.5 \cdot 10^{-3} \times \ln(10)$ est placée comme guide visuel. (b) Évolution temporelle de la déformation volumique globale ε_M de l’échantillon (mesurée par le contrôleur pression-volume) durant deux phases d’arrêt. L’une est réalisée avec un échantillon quasiment frais ($\delta_{\text{cum}} \approx 1.5$ m), l’autre avec un échantillon déjà fortement cisailé ($\delta_{\text{cum}} > 40$ m).

granulaire. Physiquement, la dépendance en temps d’arrêt incluse dans la loi de Dieterich-Ruina est généralement attribuée à un mécanisme de fluage des aspérités aux contacts grain-grain (voir chapitre 1). En présence d’un échantillon granulaire épais, il est possible que ces mécanismes soient masqués par des réarrangements lents de l’empilement. À cet égard, on s’aperçoit en particulier que les phases d’arrêt pour de faibles déplacements cumulés sont caractérisées par une compaction significative de l’échantillon (Figure 3.6b). Cette compaction représente en fait la continuation durant l’arrêt du phénomène de compaction lente observé pendant les phases de cisaillement (voir JGR03). Pour les forts déplacements cumulés, au contraire, les variations de volume durant les phases d’arrêt sont beaucoup plus faibles (Figure 3.6b), ce qui est conforme à la diminution progressive du taux de compaction lente avec δ_{cum} (JGR03-I, Figure 11). La quantité de réarrangements granulaires décroît donc avec le déplacement cumulé, expliquant probablement la réapparition des effets RSF durant les phases d’arrêt (Figure 3.7).

3.3.3 Mesures de la contrainte interne

Comme nous l’avons déjà expliqué, la contrainte normale interne σ_i peut être mesurée à l’aide de quatre capteurs installés sur le cylindre lisse. Dans l’article JGR03, nous ne discutons que les données moyennes obtenues en superposant les résultats des quatre capteurs. Il

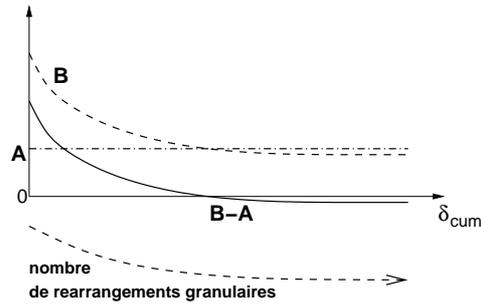


FIG. 3.7 – Évolutions schématiques des coefficients A et B de la loi de Dieterich-Ruina en fonction du déplacement cumulé δ_{cum} , telles que déduites de nos résultats expérimentaux. La décroissance progressive du nombre de réarrangements granulaires durant les phases d'arrêt est également représentée (voir texte).

apparaît en effet impossible d'extraire des tendances génériques et reproductibles à partir de l'analyse de chaque capteur pris indépendamment. C'est ce point que nous souhaitons illustrer plus en détail dans cette section.

Comme le montre la Figure 3.8, les quatre capteurs retournent généralement des valeurs très différentes durant les phases de cisaillement. Il n'est pas rare d'obtenir des écarts de plus de 50% entre les quatre mesures de σ_i , aussi bien avec le sable anguleux que les billes de verre. L'évolution en glissement de σ_i présente de fortes fluctuations et diffère sensiblement selon le capteur considéré. On remarque en outre que, pour un capteur donné, cette évolution en glissement est très peu reproductible d'une phase de cisaillement à l'autre (Figure 3.8b).

Cette forte variabilité entre les capteurs est vraisemblablement due à l'extrême hétérogénéité du champ de contraintes à l'intérieur d'un matériau granulaire [Radjai *et al.*, 1996; Howell *et al.*, 1999]. En d'autres termes, il est probable que le nombre de grains au contact avec un capteur (qui est tout de même de l'ordre de 2000) soit trop petit pour obtenir une valeur représentative de la contrainte moyenne. Dans le même esprit, la variabilité en glissement provient sans doute en partie des modifications incessantes de la zone du champ de contrainte échantillonnée par chaque capteur. En effet, la position des capteurs par rapport à l'échantillon immobile change au fur et à mesure de la rotation du cylindre. En outre, la structure du champ de contrainte elle-même est probablement soumise à de fortes fluctuations temporelles du fait du cisaillement imposé. Compte tenu de toutes ces sources de variabilité, il est finalement remarquable que la contrainte moyenne obtenue à partir de quatre capteurs seulement présente des valeurs et des tendances bien reproductibles d'une phase de cisaillement à l'autre, et qu'il soit possible d'en tirer des informations intéressantes sur la rhéologie de l'échantillon (voir JGR03-I).

Une conséquence indésirable de la forte variabilité entre les capteurs est la possibilité d'atteindre la limite de saturation⁶ de certains d'entre-eux alors même que la contrainte moyenne reste bien inférieure à cette limite. À titre d'exemple, on peut noter que ce phénomène se produit temporairement pour deux des capteurs dans la Figure 3.8a. De manière générale, on observe que les épisodes de saturation interviennent essentiellement avec les échantillons de sable, probablement en raison de l'angularité des grains. Nous avons même été amené à

⁶La limite de saturation est d'origine électronique et diffère d'un capteur à l'autre en fonction du réglage des conditionneurs.

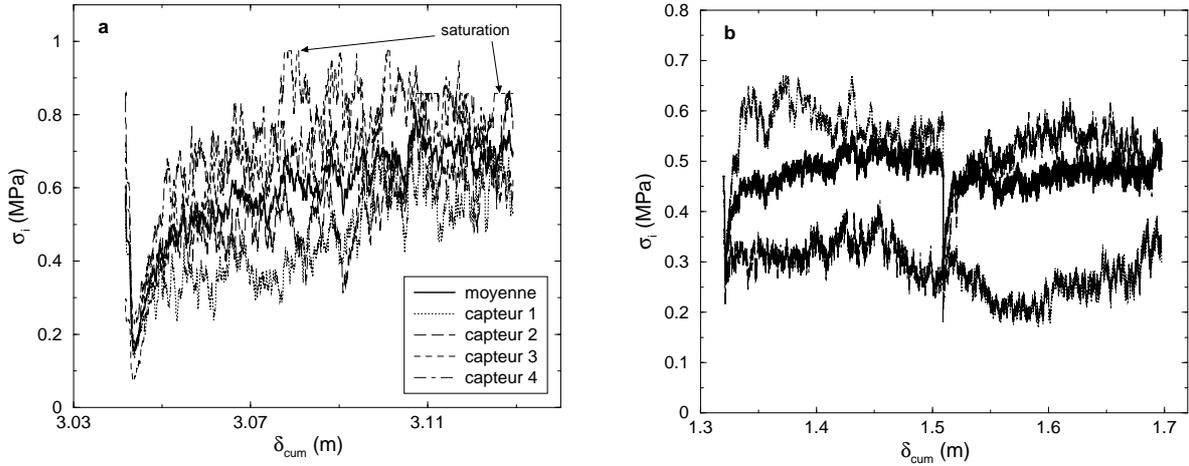


FIG. 3.8 – Évolution de la contrainte normale interne σ_i mesurée par les quatre capteurs du clou lisse en fonction du déplacement cumulé δ_{cum} . La valeur moyenne des quatre mesures est également représentée. **(a)** Phase de cisaillement de type SR (i.e. intervenant après un changement de sens) avec un échantillon de sable sa2. Il s’agit de la deuxième phase représentée dans la Figure 12 de JGR03-I (confinement $\sigma_e = 0.3$ MPa, vitesse $|v| = 100 \mu\text{m/s}$). **(b)** Deux phases de cisaillement successives de type SR avec un échantillon de billes de verre gb2. Il s’agit des deux phases représentées dans la Figure 15 de JGR03-I (confinement $\sigma_e = 0.5$ MPa, vitesse $|v| = 100 \mu\text{m/s}$). Pour clarifier la figure, seules les mesures des capteurs 1 et 4 sont représentées.

interrompre certaines phases de cisaillement avec du sable car la saturation d’un ou plusieurs capteurs se prolongeait trop longtemps. En effet, outre la perte de sensibilité des mesures qui en résulte, des saturations prolongées comportent également un risque d’endommagement des capteurs dans le cas où la contrainte locale dépasserait la valeur limite de 1 MPa.

3.4 Comparaison avec les données sismologiques

Dans cette partie, nous reprenons de manière plus détaillée la comparaison entre expériences et données sismologiques présentée à la fin de l’article JGR03-II. Comme nous l’indiquons dans cet article, l’application aux failles réelles de la loi de frottement déduite de nos expériences semble très prometteuse. Toutefois, une telle extrapolation peut sembler hasardeuse si l’on considère les différences existant entre notre dispositif expérimental et les systèmes naturels, particulièrement en termes de pression de confinement et de vitesse de cisaillement. Nous allons donc récapituler les différents indices suggérant que le frottement sur les failles est probablement régi par un mécanisme d’adoucissement lent en glissement très similaire à celui que nous observons.

La plupart des études sismologiques qui essaient de reconstruire l’évolution du frottement sur les failles au cours des séismes se fondent sur l’hypothèse d’une loi d’adoucissement (linéaire) en glissement. Ce choix est généralement motivé par des considérations plus pratiques que physiques. Une loi en glissement est en effet beaucoup plus facile à implémenter dans les codes d’inversion que des lois de type Dieterich-Ruina. De plus, *Cocco et Bizzarri*

[2002] ont montré que, pour un évènement sismique particulier, les lois RSF se réduisent à une loi effective en glissement⁷. Les inversions sismologiques ne permettent donc pas de déterminer la nature physique du mécanisme d’adoucissement actif sur les failles. En revanche, elles fournissent des estimations très utiles de divers paramètres de frottement, dont en particulier le glissement critique D_c nécessaire à l’achèvement du processus d’adoucissement et l’énergie de fracture G_c .

3.4.1 Distance critique d’adoucissement D_c

Estimations sismologiques

Une première approche pour déterminer D_c à partir des enregistrements sismologiques consiste à utiliser le modèle cinématique de rupture pour reconstruire l’histoire des contraintes sur la faille. Cette approche a été utilisée par *Ide et Takeo* [1997] et *Bouchon et al.* [1998] pour le séisme de Kobe (1995). Les deux études aboutissent de manière cohérente à une valeur $D_c \approx 1$ m (voir Figure 1.8, page 25). *Olsen et al.* [1997] ont adopté pour le séisme de Landers (1992) une démarche relativement similaire en tentant de reproduire le modèle cinématique déduit des observations par des simulations dynamiques de la rupture. La valeur de D_c obtenue est également d’ordre métrique. Toutefois, ces approches pâtissent de la résolution généralement pauvre des modèles cinématiques, ainsi que de problèmes de non-unicité des histoires de contrainte reconstruites [*Ide et Takeo*, 1997; *Guatteri et Spudich*, 2000]. C’est pourquoi la valeur de 1 m citée ci-dessus ne peut en fait être considérée que comme un majorant du glissement critique D_c (voir chapitre 1, § 1.2.3).

D’autres estimations de D_c sont obtenues à partir de l’observation de la phase de nucléation dynamique⁸ dans certains enregistrements sismologiques [p. ex., *Beroza et Ellsworth*, 1996; *Shibazaki et al.*, 2002]. Différents modèles montrent en effet que la durée de la nucléation dynamique ainsi que la taille de la zone concernée doivent dépendre, selon une loi d’échelle, du paramètre D_c [*Ohnaka*, 2000; *Ampuero*, 2002]. *Ampuero* [2002] en déduit une valeur de $D_c \approx 40$ cm pour le séisme de Kobe, et *Ohnaka* [2003] de $D_c \approx$ qqs dm pour une compilation de divers séismes (incluant celui de Kobe).

Deux autres méthodes originales ont également été employées pour déterminer D_c . La première estime cette distance critique à partir de la quantité de glissement sur la faille au moment du pic de vitesse de rupture. Elle a été proposée par *Olsen et al.* [2001] et *Mikumo et al.* [2001], et fournit un $D_c \approx 0.5 - 1$ m pour le séisme de Tottori (2000). La seconde se fonde sur une relation établie par *Ohnaka et Yamashita* [1987] entre D_c et les valeurs des pics de vitesse et d’accélération de rupture. Elle est utilisée par *Ohnaka* [2003] afin de montrer que D_c pour les grands séismes est nécessairement supérieur à 10 cm.

⁷Nous tenons à mettre en garde devant la tentation provoquée par ce résultat de ne considérer les lois en glissement que comme des cas particuliers de la loi classique de Dieterich-Ruina. Physiquement, comme nous l’avons déjà souligné dans le chapitre 1 (§ 1.2.2), il convient de distinguer ces deux familles de lois. La loi de Dieterich-Ruina n’est pas capable de décrire des “vrais” effets d’adoucissement en glissement, indépendants du temps, comme celui que nous observons dans nos expériences.

⁸Suivant en particulier *Lapusta et Rice* [2003], nous insistons sur la distinction entre les phases de nucléation *quasi-statique* et *dynamique* d’un séisme. La première, évoquée au § 1.2.1, correspond à la croissance quasi-statique de l’instabilité et est, par définition, invisible dans les enregistrements sismologiques. La seconde correspond à une phase de croissance très rapide de l’instabilité qui assure la transition vers le régime purement inertiel. Elle a pu être détectée dans certains enregistrements sismologiques.

Comparaison avec nos résultats

Toutes les estimations apparaissent donc compatibles avec une valeur de quelques décimètres pour la distance critique d'adoucissement D_c au cours des grands séismes. Rappelons que les différentes études décrites ci-dessus déterminent ce paramètre D_c dans le cadre d'un modèle d'adoucissement en glissement. Comme le montrent *Guatterri et al.* [2001] ou *Cocco et Bizzarri* [2002], il est possible d'évaluer la distance caractéristique d_c qui serait trouvée dans le cadre d'un modèle RSF de type Dieterich-Ruina en enlevant approximativement un ordre de grandeur aux déterminations de D_c . En comparaison, les valeurs du paramètre RSF d_c déterminées au laboratoire (y compris dans nos expériences) n'excèdent jamais $100 \mu\text{m}$. Il y a donc une différence d'au moins deux ordres de grandeur entre les distances d'adoucissement mesurées sur les failles et celles qui interviennent dans les effets RSF classiques (voir aussi la discussion du chapitre 1, § 1.2.3).

Au contraire, il apparaît que le processus d'adoucissement lent en glissement mis en évidence dans nos expériences est bien compatible avec les données sismologiques. Rigoureusement, il n'est pas possible de définir de distance caractéristique pour la loi puissance (3.4) décrivant la décroissance de la contrainte cisailante avec le glissement. On peut toutefois estimer visuellement, selon une procédure très similaire à celle employée par *Ide et Takeo* [1997] ou *Bouchon et al.* [1998], que la majeure partie de l'adoucissement dans nos données se produit sur un glissement $D_c \approx 50 \text{ cm}$ (pour des phases de cisaillement de 1.5 m : voir par exemple les Figures 10 et 11 de JGR03-I). À la différence des effets RSF classiques, le nouveau mécanisme d'adoucissement en glissement mis en évidence par nos expériences est donc capable de rendre compte *quantitativement* des distances d'adoucissement sur les failles.

3.4.2 Énergie de fracture G_c

Estimations sismologiques

Différentes méthodes ont été employées pour évaluer l'énergie de fracture G_c à partir des enregistrements sismologiques. Comme pour D_c , l'approche la plus directe consiste à utiliser les inversions du champ de glissement afin de remonter à l'histoire des contraintes et, par suite, à G_c . En outre, *Guatteri et Spudich* [2000] ont montré que, si les valeurs de D_c obtenues à partir des modèles cinématiques de rupture doivent être considérées avec précaution, le paramètre G_c , en revanche, est beaucoup mieux contraint. Cette approche a été appliquée à différents grands séismes (Imperial Valley 1979, Landers 1992, Kobe 1995) et fournit systématiquement des valeurs de l'ordre $G_c = 1 - 10 \text{ MJ/m}^2$ [*Guatteri et Spudich*, 2000; *Peyrat et al.*, 2001; *Guatteri et al.*, 2001].

Une autre méthode, plus fréquemment employée, consiste à estimer l'énergie de fracture G_c à partir de paramètres moyens de la rupture (glissement total, temps de montée, vitesse de rupture,...) déterminés par inversion des enregistrements sismologiques. Cette approche nécessite de supposer *a priori* un modèle de rupture qui, selon les cas, peut être un modèle de fissure (*crack*) [p. ex., *Aki*, 1979; *Papageorgiou et Aki*, 1983; *Beroza et Spudich*, 1988] ou de pulse auto-cicatrisant (*self-healing pulse*) [*Heaton*, 1990; *Rice*, 2000; *Rice et al.*, 2003]. Les valeurs de G_c ont été estimées ainsi pour de nombreux grands séismes et sont toujours dans la gamme $0.1 - 100 \text{ MJ/m}^2$ [voir en particulier la revue de *Li*, 1987].

Abercrombie et Rice [2003] présentent une procédure permettant de calculer directement l'énergie de fracture G_c à partir des paramètres de source déduits du spectre des enregistrements sismologiques (moment sismique, énergie radiée, chute de contrainte). Pour les grands séismes (glissement > 1 m), leurs résultats sont bien compatibles avec les estimations données ci-dessus (voir Figure 3.12). Enfin, il est également possible d'évaluer G_c à partir des observations sur la nucléation dynamique des séismes. *Ohnaka* [2003] utilise ainsi les données de *Ellsworth et Beroza* [1995] pour calculer des valeurs de G_c typiquement dans la gamme $1 - 100$ MJ/m² (Figure 3.9).

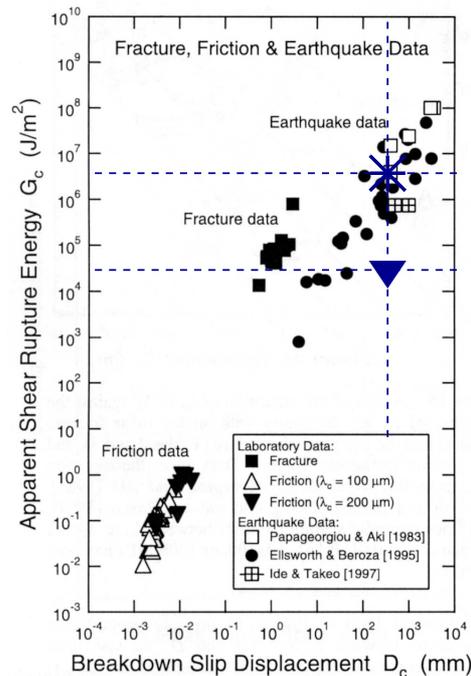


FIG. 3.9 – Énergie de fracture G_c en fonction de la distance critique d'adoucissement D_c . Cette compilation est extraite de l'article d'*Ohnaka* [2003]. Elle regroupe des données provenant d'expériences de frottement et de fracture au laboratoire, ainsi que diverses estimations sismologiques. Le gros triangle correspond aux valeurs déterminées à partir de nos résultats expérimentaux ; l'astérisque correspond aux valeurs extrapolées (voir texte).

Comparaison avec nos résultats

Toutes les études existantes convergent donc pour indiquer que les grands séismes ont des énergies de fracture G_c de l'ordre de $10^6 - 10^8$ J/m². *Ohnaka* [2003] montre que ces valeurs sont supérieures par cinq ou six ordres de grandeur aux énergies de fracture mesurées dans des expériences de frottement au laboratoire (Figure 3.9). On note cependant que les expériences citées par cet auteur ont été conduites avec des contraintes de confinement comprises entre 1 et 10 MPa, relativement faibles en regard des grands séismes étudiés. En utilisant des confinements plus réalistes (50 – 100 MPa), les énergies de fracture mesurées au laboratoire atteindraient vraisemblablement des valeurs de $10^1 - 10^2$ J/m² [*Abercrombie et Rice*, 2003], mais resteraient toujours nettement inférieures aux valeurs sismologiques. Même les expériences de

fracture à partir d'échantillons intacts sous forts confinements (200–500 MPa), qui fournissent pourtant des énergies de fracture sensiblement plus élevées, demeurent incompatibles avec les données sismologiques. (Figure 3.9).

Nous avons calculé l'énergie de fracture dissipée par le processus d'adoucissement en glissement lors de nos expériences. Pour ce faire, la courbe $\tau(\delta_p)$ mesurée lors des phases de cisaillement est intégrée selon la formule classique [Rice, 1980; Ohnaka, 2003] :

$$G_c = \int_{\delta_i}^{\delta_f} [\tau(\delta) - \tau(\delta_f)] d\delta, \quad (3.13)$$

où δ_f représente le glissement partiel à la fin de la phase et δ_i est défini par la relation $\tau(\delta_i) = \tau(\delta_f)$ (voir Figure 3.10a). Comme nous l'expliqueront au paragraphe suivant, l'énergie calculée dépend de la longueur de la phase considérée. La Figure 3.10b indique que nous trouvons typiquement des valeurs de $G_c = 2 \cdot 10^4 \text{ J/m}^2$ pour des phases de cisaillement de 0.6 m sous 0.5 MPa de confinement. Dans les mêmes conditions, nous obtenons une quantité d'énergie deux fois plus grande, de l'ordre de $5 \cdot 10^4 \text{ J/m}^2$, durant des phases de 1.5 m.

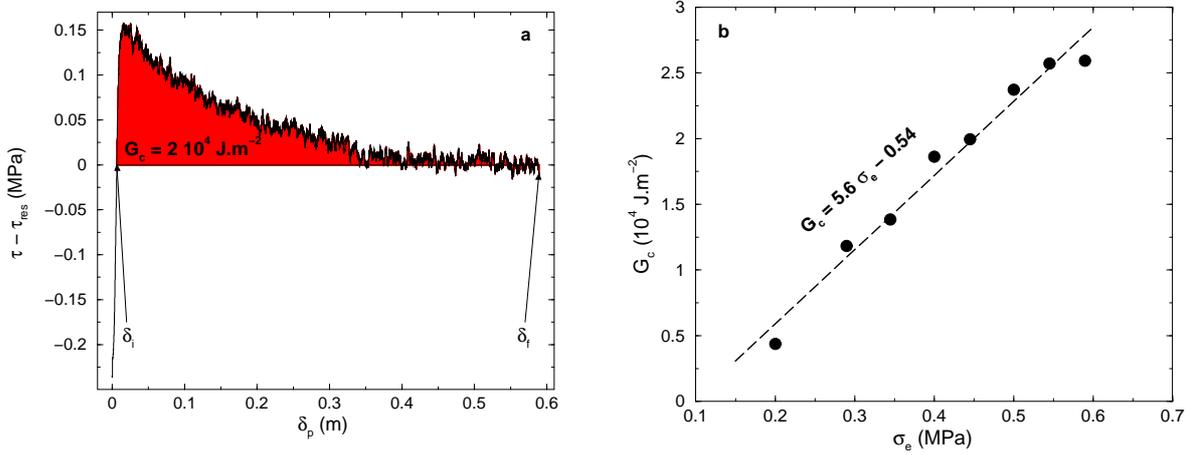


FIG. 3.10 – (a) Illustration de la procédure de calcul de l'énergie de fracture G_c . La courbe représente l'évolution de la contrainte cisailante “réduite” $\tau - \tau_{res}$ en fonction du glissement partiel δ_p au cours d'une phase de cisaillement intervenant après un changement de sens (échantillon : sable sa1, $\sigma_e = 0.5 \text{ MPa}$, $v = 100 \mu\text{m/s}$). Afin de s'abstraire en partie du bruit d'acquisition, la contrainte résiduelle τ_{res} n'est pas identifiée à $\tau(\delta_f)$ comme le suggère la définition (3.13), mais calculée en prenant la moyenne de τ sur les 50 derniers mm de la phase. (b) Énergie de fracture G_c en fonction de la contrainte de confinement σ_e pour 8 phases de cisaillement similaires à celle représentée en (a). Les phases considérées interviennent après des changements de sens et ont toutes une longueur de 0.6 m. Par manque de réalisations indépendantes, nous ne plaçons pas de barres d'erreur sur les points. (Dans la Figure 7 de JGR03-II, des barres d'erreur sont estimées en utilisant les deux réalisations dont nous disposons pour chaque phase.) La droite en pointillés, dont l'équation est indiquée, correspond à une régression linéaire des données.

Le processus d'adoucissement lent en glissement produit donc des énergies de fracture significativement plus élevées que les mécanismes de frottement activés dans les précédentes études expérimentales (Figure 3.9). Les valeurs de G_c obtenues restent inférieures aux énergies

de fracture des grands séismes, mais il est possible de gommer la majeure partie de cette différence en extrapolant nos données à des valeurs de confinement raisonnables pour les failles. On s'aperçoit en effet que l'énergie de fracture G_c évolue quasiment linéairement avec la pression de confinement σ_e imposée durant le cisaillement (Figure 3.10b). Une telle relation est d'ailleurs attendue puisque nos données sont compatibles avec l'existence d'un coefficient de frottement effectif $\mu_{eff} = \tau/\sigma_e$ pour toutes les valeurs de δ_p (voir GRL02). En utilisant la droite de régression tracée dans la Figure 3.10b, on peut calculer, pour un confinement de 100 MPa, une énergie de fracture $G_c \approx 5 \cdot 10^6$ J/m². Comme le montre la Figure 3.9, cette dernière valeur est en très bon accord avec les données correspondant aux séismes.

Retour sur les valeurs de D_c . Dans les cas où la loi de frottement ne contient formellement aucune distance caractéristique d'adoucissement D_c , il est toujours possible de calculer une distance *apparente* d'adoucissement D_c^{app} à partir des valeurs de l'énergie de fracture G_c [Rice, 1980] :

$$D_c^{app} = \frac{G'_c}{\tau(\delta_{peak}) - \tau(\delta_f)}, \quad (3.14)$$

où δ_{peak} représente la valeur du glissement au pic de la courbe $\tau(\delta)$. L'énergie de fracture est notée G'_c dans cette expression car, en toute rigueur, elle doit être calculée entre δ_{peak} et δ_f , et non entre δ_i et δ_f comme dans la définition (3.13). La distance D_c^{app} ainsi définie peut être interprétée⁹ comme la distance critique de la loi d'adoucissement linéaire qui dissiperait la même quantité d'énergie que la loi puissance de nos données. Il s'agit donc d'une quantité directement comparable aux observations sismologiques.

De même que l'énergie de fracture, la distance apparente D_c^{app} dépend de la longueur de la phase de cisaillement considérée. Pour la phase de 0.6 m présentée dans la Figure 3.10a, on trouve $D_c^{app} \approx 14$ cm. Des phases de 1.5 m comme celle de la Figure 10 de JGR03-I fournissent des valeurs plus grandes, de l'ordre de 25 cm. Quoique légèrement inférieures, ces valeurs sont bien compatibles avec l'estimation visuelle de D_c citée dans le § 3.4.1.

Disposer d'une méthode systématique pour calculer la longueur d'adoucissement permet en outre d'étudier les variations de cette quantité en fonction de la pression de confinement σ_e . Hormis peut-être pour la plus petite valeur de σ_e considérée (0.2 MPa), on observe ainsi que la distance D_c^{app} est indépendante de la pression de confinement appliquée (Figure 3.11). Ceci justifie l'extrapolation directe de nos valeurs expérimentales de D_c aux systèmes naturels. Dans la Figure 3.9, les points correspondant à nos résultats sont représentés en utilisant une valeur typique $D_c = 20$ cm.

3.4.3 Lois d'échelle

Données sismologiques

Avec la croissance des catalogues sismologiques, de nombreuses études se sont attachées à mettre en évidence des relations systématiques entre les paramètres de source des séismes. L'existence et la forme de telles relations sont très riches d'informations quant aux mécanismes physiques à l'œuvre sur les failles [p. ex., Scholz, 1997; Kanamori et Heaton, 2000]. Deux quantités, en particulier, peuvent être directement reliées à la loi d'adoucissement : la chute

⁹À un facteur 2 près.

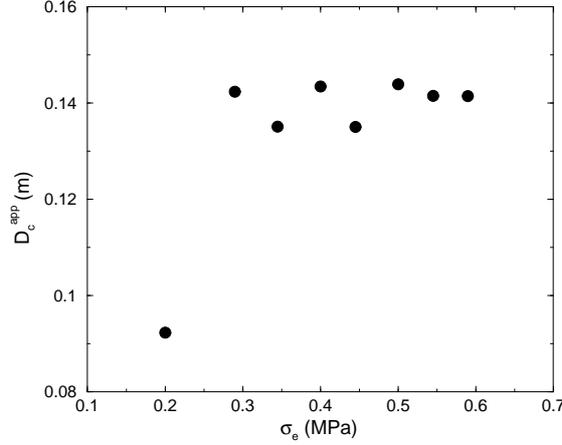


FIG. 3.11 – Distance apparente d’adoucissement D_c^{app} en fonction de la pression de confinement σ_e pour les mêmes phases de cisaillement que celles représentées dans la Figure 3.10b (phases de 0.6 m de long). La quantité D_c^{app} est calculée à partir des enregistrements $\tau(\delta)$ en utilisant l’expression (3.14). Par manque de réalisations indépendantes, nous ne plaçons pas de barres d’erreur sur les points. (Dans la Figure 8 de JGR03-II, des barres d’erreur sont estimées en utilisant les deux réalisations dont nous disposons pour chaque phase.)

de contrainte statique $\Delta\tau$ durant les séismes, et la contrainte apparente $\tau_a = gE_s/M_0$, définie comme le rapport entre l’énergie sismique radiée E_s et le moment sismique M_0 (g est le module de cisaillement). Même si les incertitudes sur les données rendent difficile l’émergence d’un consensus, les travaux récents [Abercrombie, 1995; Ide et Beroza, 2001; Ide et al., 2003] semblent indiquer que ces quantités sont indépendantes de la taille de l’évènement considéré :

$$\Delta\tau = cste, \quad (3.15)$$

$$\tau_a = cste. \quad (3.16)$$

Notons en particulier que Ide et Beroza [2001] documentent la relation (3.16) sur 14 ordres de grandeur de M_0 .

La chute de contrainte $\Delta\tau$ et la contrainte apparente τ_a peuvent être reliées à l’énergie de fracture G_c en utilisant l’équation de bilan énergétique d’un séisme :

$$\Delta U = E_s + A G_c + A \tau_{res}. \quad (3.17)$$

Les différents termes de (3.17) représentent respectivement la variation d’énergie de déformation (ΔU), l’énergie sismique radiée (E_s), l’énergie dissipée par fracture ($A G_c$, A est l’aire de la rupture) et l’énergie dissipée par frottement ($A \tau_{res}$). En exprimant $\Delta U = A s (\tau_i + \tau_{res})/2$, où τ_i est la contrainte initiale et s la quantité de glissement durant le séisme, on aboutit classiquement à la relation suivante [p. ex., Abercrombie et Rice, 2001, 2003] :

$$G_c = \left(\Delta\tau - \frac{2gE_s}{M_0} \right) \frac{s}{2} = \frac{1}{2} (\Delta\tau - 2\tau_a) s. \quad (3.18)$$

Ainsi, si la chute de contrainte et la contrainte apparente peuvent toutes deux être considérées comme constantes, on obtient pour G_c :

$$G_c \propto s. \quad (3.19)$$

Cette relation signifie que l'énergie de fracture dissipée pendant un séisme évolue systématiquement, en loi d'échelle, avec la taille de l'évènement. Contrairement au cadre de la mécanique de la fracture classique, G_c pour les séismes ne peut donc pas être considéré comme un paramètre constitutif caractéristique du matériau étudié. Notons, de plus, que l'existence d'une telle loi d'échelle entre G_c et s constitue une propriété robuste, indépendante dans une certaine mesure des relations (3.15) et (3.16). En effet, *Abercrombie et Rice* [2003] présentent une compilation de données pour laquelle ni $\Delta\tau$ ni τ_a ne semblent constantes avec la magnitude des séismes, mais qui pourtant fournit pour G_c une loi relativement similaire à (3.19) (Figure 3.12) :

$$G_c \propto s^{1.3}. \quad (3.20)$$

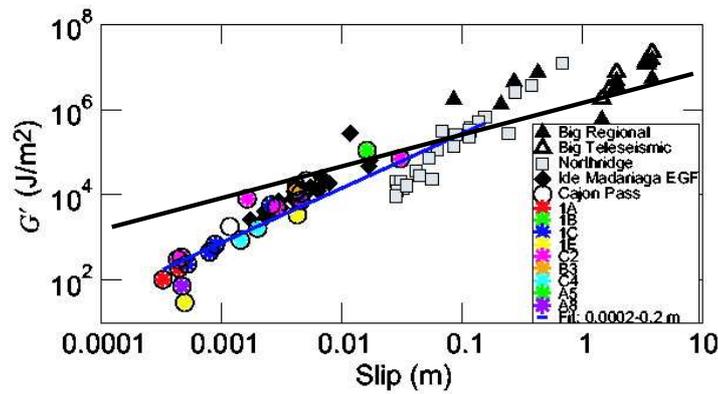


FIG. 3.12 – Évolution de l'énergie apparente de fracture G' (notée G_c dans le texte) en fonction du glissement s pour une compilation de séismes. L'énergie de fracture est calculée à partir des paramètres de source $\Delta\tau$, τ_a et s en utilisant l'expression (3.18). Cette figure est extraite de l'article de *Abercrombie et Rice* [2003]. La droite grise en trait fin représente la loi d'échelle dérivée par ces auteurs (expression 3.20). La droite noire en trait épais est la loi d'échelle obtenue à partir de nos résultats expérimentaux (expression 3.24).

Dérivation analytique de G_c à partir de nos résultats

L'expression analytique de l'énergie de fracture G_c dissipée lors de nos expériences de cisaillement peut être dérivée à partir de la loi de frottement proposée dans JGR03. Nous nous intéressons uniquement à la contribution du processus d'adoucissement lent en glissement, largement dominante par rapport aux effets RSF classiques. La loi de frottement se réduit alors à (3.4), que nous pouvons écrire sous la forme simplifiée suivante :

$$\tau(\delta) = \tau_0 + \Delta\tau \left(\frac{\delta_0}{\delta} \right)^\beta, \quad (3.21)$$

où l'on rappelle que $\beta = 0.4$. L'expression précédente (3.21) est obtenue à partir de (3.4) en translatant l'origine des glissements partiels. Le paramètre δ_0 représente à présent la valeur du glissement δ au pic de contrainte (voir Figure 3.13). La quantité $\tau_0 + \Delta\tau$ correspond donc à la valeur de la contrainte au pic, et τ_0 à la valeur asymptotique pour $\delta \rightarrow \infty$. Contrairement au calcul numérique de G_c présenté dans le § 3.4.2, nous négligeons ici la partie pré-pic de la loi de frottement.

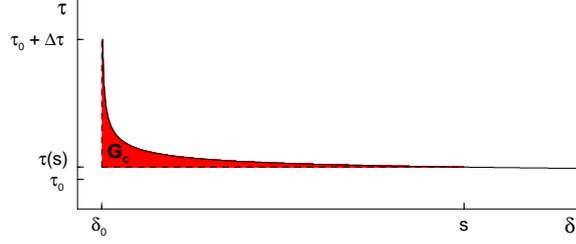


FIG. 3.13 – Représentation de la loi d’adoucissement en glissement simplifiée (3.21), avec $\beta = 0.4$.

L’énergie de fracture G_c dissipée au cours d’une phase de cisaillement de longueur s peut alors être exprimée comme¹⁰ :

$$G_c = \int_{\delta_0}^s [\tau(\delta) - \tau(s)] d\delta. \quad (3.22)$$

En insérant (3.21) dans l’expression précédente, il vient, après calculs :

$$G_c = \Delta\tau \delta_0 \left\{ \frac{1}{1-\beta} \left[\beta \left(\frac{s}{\delta_0} \right)^{1-\beta} - 1 \right] + \left(\frac{s}{\delta_0} \right)^{-\beta} \right\}. \quad (3.23)$$

La quantité G_c définie par (3.23) est, par construction, une fonction monotone croissante de s ($1-\beta > 0$). Il est intéressant de se borner à son comportement asymptotique lorsque $s \gg \delta_0$:

$$G_c \sim \Delta\tau \delta_0 \frac{\beta}{1-\beta} \left(\frac{s}{\delta_0} \right)^{1-\beta}, \text{ soit } G_c \sim s^{0.6}. \quad (3.24)$$

Dans cette limite, on s’aperçoit en effet que l’énergie de fracture dissipée par le processus d’adoucissement lent en glissement évolue en loi d’échelle avec la quantité de glissement s , et diverge pour les très grandes valeurs de s . Ce résultat est qualitativement en bon accord avec les lois d’échelle 3.19 ou 3.20 obtenues à partir des observations sismologiques.

Dérivation analytique de D_c à partir de nos résultats

Comme nous l’avons déjà mentionné [voir Eq. (3.14)], on peut définir à partir de l’énergie de fracture G_c une distance apparente d’adoucissement D_c^{app} :

$$D_c^{app} = \frac{G_c}{\tau(\delta_0) - \tau(s)}. \quad (3.25)$$

En combinant les expressions (3.23) et (3.25), on obtient, en restant toujours dans la limite où $s \gg \delta_0$:

$$D_c^{app} \sim \delta_0 \frac{\beta}{1-\beta} \left(\frac{s}{\delta_0} \right)^{1-\beta}, \text{ soit } D_c^{app} \sim s^{0.6}. \quad (3.26)$$

¹⁰En toute rigueur, la quantité intégrale définie par (3.22) n’est égale à l’énergie G_c introduite en mécanique de la fracture que dans le cas où le processus d’adoucissement est “terminé” pour $\delta = s$ [Rice, 1980]. Dans le cas de la loi (3.21), l’adoucissement continue indéfiniment puisqu’il est régi par une fonction puissance. Il convient donc de parler plutôt d’énergie *apparente* de fracture.

On vérifie donc que, de même que l'énergie de fracture G_c , la distance critique apparente D_c^{app} augmente systématiquement avec la quantité de glissement. Contrairement au cas des lois RSF classiques (ou des lois d'adoucissement linéaires en glissement), D_c^{app} ne sature pas lorsque $s \rightarrow \infty$. Les distances d'adoucissement estimées à partir de nos résultats expérimentaux ne constituent donc que des propriétés *apparentes* du processus d'adoucissement lent en glissement, et ne peuvent en aucun cas être assimilées à des paramètres matériels.

3.4.4 Conclusions sur l'applicabilité de notre loi de frottement aux failles réelles

Contrairement à la plupart des autres lois de frottement établies au laboratoire, celle que nous proposons s'avère donc être en très bon accord avec les données sismologiques. D'une part, nous avons vu que le processus d'adoucissement lent en glissement observé lors de phases de cisaillement métriques est capable de rendre compte *quantitativement* des distances d'adoucissement et des énergies de fracture mesurées durant les grands séismes (Figure 3.9). D'autre part, ce processus permet de prédire la dépendance observée sur une large gamme de magnitude entre l'énergie de fracture G_c et le glissement s . La loi d'échelle dérivant de nos expériences [voir Eq. (3.24)] présente un exposant légèrement inférieur aux lois obtenues à partir des observations sismologiques [Eqs. 3.19 ou 3.20]. Toutefois, au vu de la forte dispersion dans les données sismologiques, il semble que la loi que nous proposons reste globalement compatible avec les observations (Figure 3.12). (Par rapport à la loi d'*Abercrombie et Rice* [2003], l'accord entre notre loi et les données est moins bon pour les petits séismes, mais meilleur pour les grands.)

On peut donc conclure que le processus d'adoucissement lent en glissement observé dans nos expériences constitue un très bon candidat pour décrire l'évolution du frottement sur les failles au cours des séismes. Autrement dit, il est très probable que la loi de frottement des failles naturelles soit du même type que celle que nous proposons, à savoir une loi en glissement non-linéaire et sans échelle caractéristique. Quelques études précédentes avaient déjà abouti à des conclusions identiques quant à la forme de la loi de frottement nécessaire pour rendre compte des observations sismologiques [*Ampuero*, 2002; *Abercrombie et Rice*, 2003].

La formulation d'une nouvelle loi de frottement contraste avec l'approche plus classique qui consiste à extrapoler aux failles les lois de type RSF en invoquant une dépendance en échelle des paramètres constitutifs [*Scholz*, 1988; *Marone et Kilgore*, 1993; *Ohnaka et Shen*, 1999; *Campillo et al.*, 2001; *Ohnaka*, 2003]. Notons toutefois que cette approche classique revient finalement à ne considérer les longueurs d'adoucissement d_c (dans le formalisme RSF) ou D_c (dans le formalisme en glissement) que comme des paramètres apparents qui sont fonction des échelles d'hétérogénéité mises en jeu durant le glissement. En ce sens, cette approche n'est pas *formellement* différente de la nôtre. Comme nous l'avons montré ci-dessus [Eq. (3.26)], l'introduction d'une loi de frottement sans échelle caractéristique conduit également à définir une distance d'adoucissement apparente qui est fonction de la taille du séisme.

Cependant, il est probable que la prise en compte d'une loi de frottement non-linéaire en glissement aurait des conséquences importantes pour les études cherchant à modéliser la rupture sismique. Nous pensons en particulier aux différentes caractérisations numériques et théoriques de la phase de nucléation des séismes, qui se fondent toujours sur des lois de frottement classiques de type RSF ou linéaire en glissement. Ces études montrent systématiquement que la taille des zones de nucléation quasi-statique ou dynamique est réglée par la longueur

critique de la loi de frottement [*Dascalu et al.*, 2000; *Ampuero et al.*, 2002; *Uenishi et Rice*, 2003; *Lapusta et Rice*, 2003]. Que deviendrait la phénoménologie de la nucléation sismique en l'absence d'une telle longueur critique? Un travail s'intéressant spécifiquement à cette question est en cours, en collaboration avec J.P. Ampuero.

L'utilisation d'une loi non-linéaire pourrait également s'avérer décisive pour générer numériquement des séquences complexes de séismes, ce que les lois classiques ne permettent généralement pas [p. ex., *Ben-Zion et Rice*, 1997]. L'étude de *Shaw et Rice* [2000] suggère en effet que l'existence d'au moins deux longueurs de frottement indépendantes et bien découplées est nécessaire pour reproduire la loi de Gutenberg-Richter sur une large gamme de magnitudes (voir chapitre 1, § 1.2.1). Or, le processus d'adoucissement lent en glissement que nous observons contient formellement une infinité de longueurs caractéristiques. Rappelons, en outre, que notre loi de frottement complète prend également en compte les termes RSF classiques. On peut par conséquent se demander si le couplage entre effets RSF et adoucissement en glissement ne sera pas source de complexité supplémentaire, en introduisant par exemple des différences de comportement entre petits et grands séismes.

Chapitre 4

Déformations microscopiques dans l'échantillon

Dans ce chapitre, nous étudions la réponse microscopique des échantillons granulaires durant les essais de cisaillement. Pour ce faire, les champs de déplacement et de déformation locaux sont reconstitués à partir de l'analyse des séries de photos prises par les fenêtres de l'ACSA. Comme nous le montrons dans l'article GRL02, les premiers résultats intéressants ont été obtenus de façon très basique en calculant des différences entre images successives. Ils révèlent en particulier l'existence de mouvements cohérents hors de la bande de cisaillement. Afin d'aller plus loin et, notamment, de quantifier les caractéristiques de ces mouvements, nous avons ensuite employé une technique dite de *Correlation Image Velocimetry* (CIV).

4.1 Analyse des séries de photos par CIV

4.1.1 Principes de la méthode

Nous avons développé (en C) un code de CIV à deux dimensions bien adapté à nos séries de photos. Il est très largement inspiré du programme CORRELI^{2D} présenté par *Hild et al.* [1999] [voir aussi : *Chevalier et al.*, 2001; *Hild et al.*, 2002]. De manière générale, la technique CIV permet de déterminer le champ de déplacement entre deux photos représentant un même objet dans deux états de déformation (légèrement) différents. Son principe est illustré par la figure 4.1. En substance, il consiste à calculer le maximum de la fonction de corrélation entre des sous-images extraites à des positions identiques dans les deux photos. Ce maximum correspond au vecteur déplacement local \mathbf{u} à l'endroit de la sous-image considérée. En déplaçant les sous-images dans les photos, il est ainsi possible d'obtenir une image résolue spatialement du champ de déplacement.

Comme le montre la Figure 4.2, l'implémentation de la méthode comporte divers raffinements qui permettent d'améliorer significativement sa sensibilité. Au final, la précision des déplacements déterminés est largement inférieure au pixel. Pour cela le traitement de chaque paire de sous-images est scindé en deux étapes qui permettent d'obtenir successivement les parties entières et fractionnaires des composantes du vecteur déplacement \mathbf{u} . Dans la suite, nous explicitons brièvement ces deux étapes. Les deux sous-images considérées, extraites à des

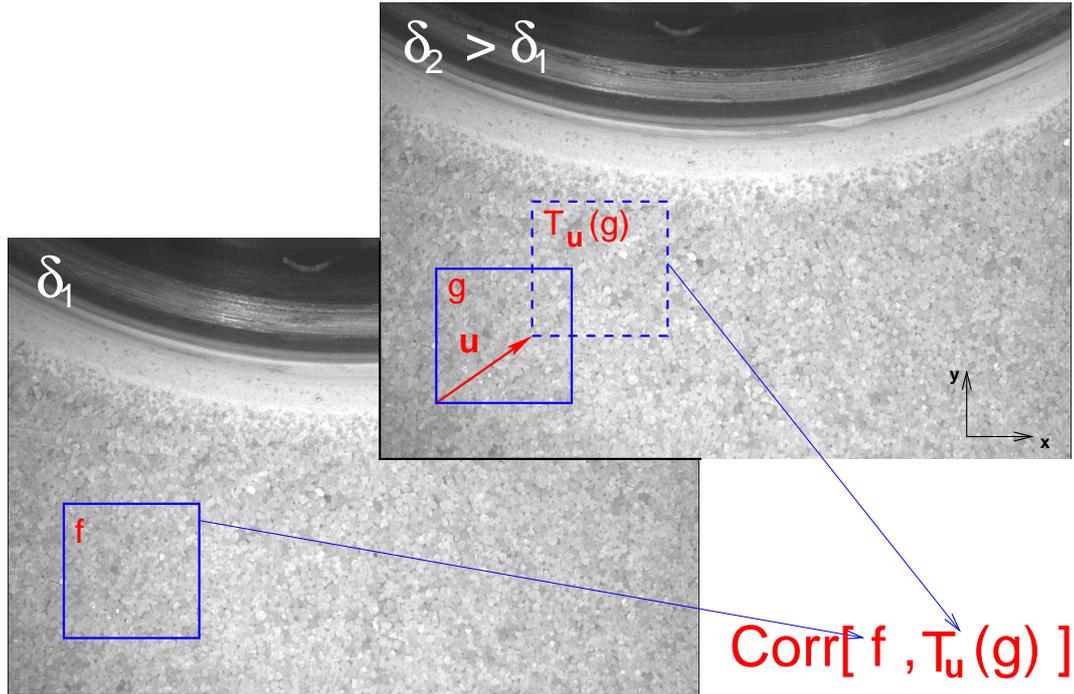


FIG. 4.1 – Principe de la détermination par CIV du champ déplacement entre deux photos d'un même échantillon prises pour des valeurs de glissement respectives δ_1 et δ_2 . Les notations sont explicitées dans le texte.

positions identiques dans les photos 1 et 2, sont notées respectivement f et g (voir Figure 4.1). La fonction $T_{\mathbf{u}}(g)$ représente par définition la fonction g décalée de la quantité \mathbf{u} :

$$T_{\mathbf{u}}(g)(x, y) = g(x - u_x, y - u_y), \quad (4.1)$$

où x et y sont les coordonnées cartésiennes sur la grille d'échantillonnage des photos (1536×1024 pixels).

1. **Étape 1** : détermination du *déplacement pixel*. Cette étape consiste à déterminer, de façon itérative, la partie entière \mathbf{P} du déplacement. À chaque itération, la fonction de corrélation $C_{\mathbf{P}} = \text{Corr}[f, T_{\mathbf{P}}(g)]$ est calculée dans l'espace de Fourier¹ [voir *Press et al.*, 1997]. Le maximum de $C_{\mathbf{P}}$ est déterminé et la quantité entière ainsi obtenue est ajoutée à la valeur précédente de \mathbf{P} . Une nouvelle fonction $T_{\mathbf{P}}(g)$ peut alors être définie pour l'itération suivante. Notons que, pour éviter les effets de bord, $T_{\mathbf{P}}(g)$ n'est pas calculée à partir de l'expression (4.1), mais directement en extrayant une nouvelle sous-image décalée dans la photo 2 (Figure 4.1). Les itérations s'arrêtent lorsque l'incrément de déplacement pixel déterminé est nul.
2. **Étape 2** : détermination du *déplacement subpixel*. Cette étape consiste à déterminer la partie fractionnaire \mathbf{p} du déplacement, également de façon itérative. La fonction de corrélation $C_{\mathbf{P}+\mathbf{p}}$ est calculée comme précédemment. Par construction, son maximum

¹Sauf lors de la première itération, un fenêtrage de Hanning modifié [*Hild et al.*, 1999] est appliqué aux fonctions f et $T_{\mathbf{P}}(g)$ avant de calculer leurs composantes de Fourier par FFT.

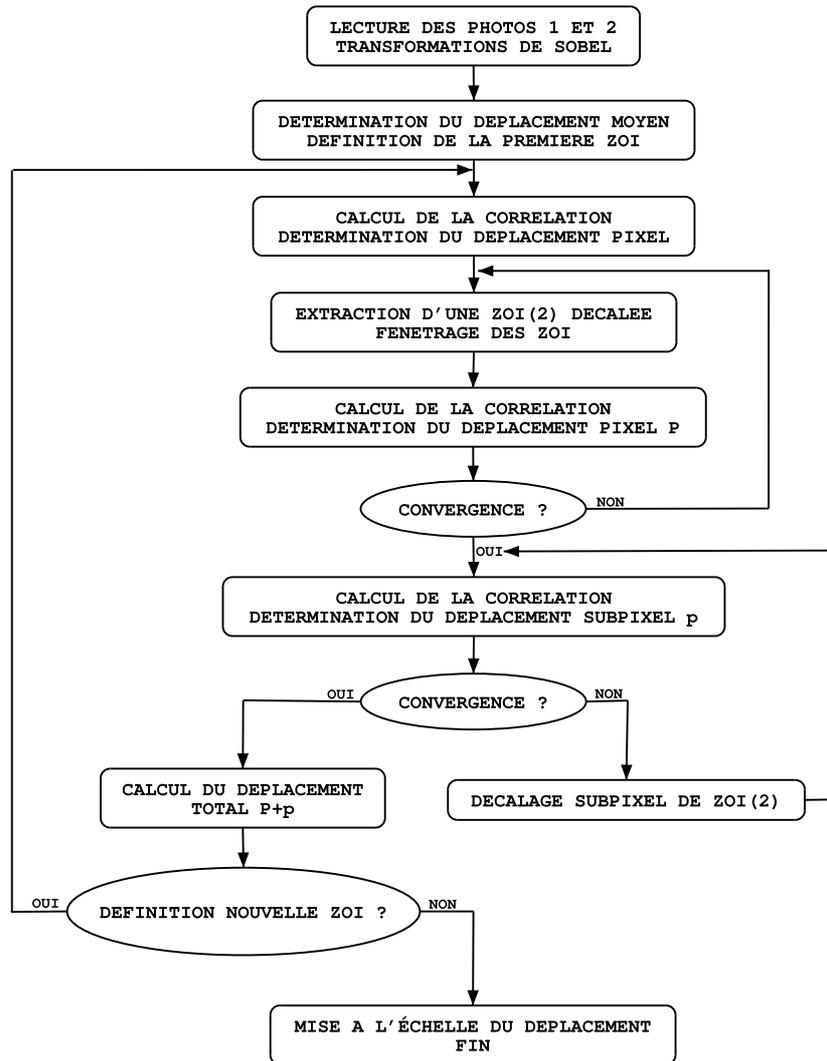


FIG. 4.2 – Algorithme du code de CIV. Conformément à l’usage, les sous-images extraites des photos sont ici appelées ZOI (*zones of interest*).

sur la grille d’échantillonnage est situé en $(0,0)$. Nous cherchons son maximum interpolé. Pour ce faire, la fonction de corrélation est interpolée par une formule *bi-parabolique* entre les points de la grille et une procédure de maximisation par *simplex* [Press et al., 1997] est employée. La quantité ainsi obtenue est ajoutée à la valeur précédente de \mathbf{p} . Il reste alors à initier l’itération suivante en définissant une nouvelle fonction décalée $T_{\mathbf{P}+\mathbf{p}}(g)$. Cependant, comme la quantité \mathbf{p} est non entière, il n’est pas possible d’employer directement l’expression (4.1). En revanche, sa traduction dans l’espace de Fourier peut être utilisée :

$$\text{TF}\{T_{\mathbf{P}+\mathbf{p}}(g)\}(\mathbf{k}) = e^{2\pi i \mathbf{k} \cdot \mathbf{p}} \text{TF}\{T_{\mathbf{P}}(g)\}(\mathbf{k}), \quad (4.2)$$

$\text{TF}\{\cdot\}$ désignant la transformée de Fourier et \mathbf{k} les nombres d’onde à 2D. On peut montrer que l’emploi du théorème (4.2) revient, dans l’espace direct, à interpoler la fonction $T_{\mathbf{P}}(g)$ hors de sa grille par la formule de Shannon [Press et al., 1997]. Les

itérations s'arrêtent lorsque la valeur de la fonction de corrélation $C_{\mathbf{P}+\mathbf{p}}$ en $(0,0)$ [ou, alternativement, en son maximum] se met à décroître.

À la fin des itérations, le vecteur déplacement à la position de la paire de sous-images considérée est donné par $\mathbf{u} = \mathbf{P} + \mathbf{p}$. Il ne reste ensuite qu'à mettre à l'échelle cette valeur, c'est à dire à convertir les pixels en unités physiques. La procédure décrite ci-dessus peut être employée directement sur les photos brutes de l'échantillon. Cependant, nous avons remarqué que travailler sur les *transformées de Sobel*² de nos photos permettait d'améliorer sensiblement la précision des déplacements déterminés en diminuant le nombre de points aberrants (voir paragraphe suivant).

4.1.2 Précision atteinte

De manière générale, plus les sous-images utilisées dans la procédure de CIV sont grandes, meilleure est la précision du déplacement moyen calculé. En contre-partie, cependant, la résolution spatiale du champ de déplacement diminue. Pour les calculs sur les séries de photos de l'ACSA, nous avons employé des sous-images de 64×64 et 128×128 pixels. En deçà de ces dimensions, la précision atteinte n'est plus acceptable. Cela signifie en particulier que nous ne pouvons pas résoudre le déplacement de chaque grain pris individuellement. En effet, l'échelle de nos photos, qui varie suivant la série considérée, est typiquement de l'ordre de 10 pixels pour 1 mm (un grain). Les déplacements calculés représentent donc une moyenne sur une petite assemblée de 5×5 ou 10×10 particules.

La précision de la technique CIV appliquée à nos photos a été évaluée en utilisant des champs de déplacement synthétiques. Deux types de tests sont présentés dans l'article PRE03, pour des sous-images de 64×64 pixels. Le premier test consiste à utiliser comme synthétique un champ de déplacement réel, c'est-à-dire un champ calculé entre deux photos successives d'une série (Figure 11 de l'article). Ce champ est utilisé pour déformer une image de l'échantillon. La CIV est ensuite appliquée entre cette image initiale et l'image déformée synthétique (que l'on altère éventuellement en ajoutant un léger bruit gaussien). Le calcul des résidus entre les déplacements calculés et les déplacements imposés permet de déterminer la précision de la technique CIV. Il faut noter toutefois qu'une partie non négligeable de l'erreur ainsi déterminée provient de la méthode d'interpolation relativement grossière (de type bilinéaire) qui est employée dans le calcul de l'image déformée. Ce type de test surestime donc l'imprécision de la CIV.

C'est pourquoi nous avons également réalisé un deuxième type consistant à employer des champs de déplacement synthétiques *homogènes* (Figure 12 de PRE03). Ces champs peuvent être appliqués aux images grâce à la formule (4.2) qui minimise les erreurs d'interpolation. De manière générale, la précision de la technique CIV dépend de la valeur de la partie fractionnaire du déplacement à retrouver [Hild *et al.*, 1999]. En moyenne sur dix tests réalisés (amplitudes des déplacements imposés variant entre 0.02 et 0.2 pixel), nous avons déterminé une précision de $3 \cdot 10^{-2}$ pixel pour la mieux résolue de nos séries de photos (Figure 12 de PRE03).

²La transformée de Sobel est une représentation des gradients de la photo. Elle est généralement implémentée dans les logiciels de traitement d'image sous le nom "détection de bords". Précisément, elle est calculée comme la norme euclidienne des deux images obtenues en convoluant la photo de départ avec les noyaux suivants :

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 \\ 2 & 0 & -2 \\ 1 & 0 & -1 \end{pmatrix} \text{ et } \begin{pmatrix} -1 & -2 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 2 & 1 \end{pmatrix}.$$

Cette valeur est réduite environ de moitié en utilisant des sous-images de 128×128 pixels. Dans les deux cas, le déplacement minimal détectable est de l'ordre de $3 \cdot 10^{-2}$ pixel.

Outre cette imprécision inhérente aux procédures d'interpolation employées dans la CIV, il arrive également que la détermination du déplacement échoue pour certaines sous-images. Ceci produit des *points aberrants* dans le champ de déplacement. Le code calcule systématiquement, pour chaque paire de sous-images, le rapport entre la valeur maximale de la fonction de corrélation à la fin des itérations et l'autocorrélation de la sous-image 1. Les points aberrants sont généralement caractérisés par une valeur de ce rapport plus faible, ce qui permet de les distinguer des autres. Les raisons de l'échec de la procédure CIV peuvent être multiples : absence de texture suffisante dans la sous-image considérée, présence de déformations ou rotations trop importantes dans la sous-image, non-convergence des itérations,... L'échec se produit aussi lorsque le vecteur déplacement est trop grand par rapport aux dimensions des sous-images [Hild et al., 2002]. C'est pour cette raison que le fenêtrage n'est appliqué qu'à partir de la deuxième itération du programme (Figure 4.2). Malgré cette précaution, les résultats obtenus ne sont plus fiables dès que les déplacements recherchés excèdent, typiquement, un quart de la taille des sous-images.

4.1.3 Limitations de la technique

Comme nous le signalons dans l'article PRE03, deux types de limitations ont été rencontrés avec nos séries de photos. Tout d'abord, il s'est avéré impossible de résoudre le champ de déplacement dans la bande de cisaillement (Figure 3 de l'article). En cause, essentiellement, la présence de fracturation et la création continue de fines particules. Il en résulte à la fois une texture des photos relativement uniforme dans la bande (voir par exemple la Figure 2 de PRE03) et des modifications rapides de la population de grains. Ces deux propriétés faussent complètement le calcul des corrélations entre deux sous-images. Les déformations, et surtout les rotations importantes qui se produisent dans la bande de cisaillement pourraient également expliquer l'échec de la CIV. Cependant, nous pensons que cela n'en constitue pas la raison principale car, *a contrario*, le mouvement de rotation solide du cylindre central est généralement bien reconstitué (voir TEC03, Figure 6).

La deuxième limitation est constituée par l'apparition, dès que l'intervalle de temps (et de glissement) séparant deux photos est suffisamment grand, d'une composante homogène dans le champ de déplacement calculé (Figure 4.3a). Cette composante homogène est significative hors de la zone interfaciale, là où l'amplitude totale des déplacements reste toujours très faible (quelques dizaines de microns tout au plus entre deux photos séparées par plusieurs centimètres de glissement). À cette échelle, nous ne pouvons exclure que tout ou partie de cette composante homogène soit un artefact dû à des mouvements de l'appareil photo. Même si nous n'en n'avons pas d'évidence visuelle, il est possible que le trépied et la rotule sur lesquels est fixé l'appareil se dérèglent très lentement au cours des essais, du fait du poids important qu'ils supportent et des vibrations causées par le fonctionnement du moteur et par la fracturation des grains.

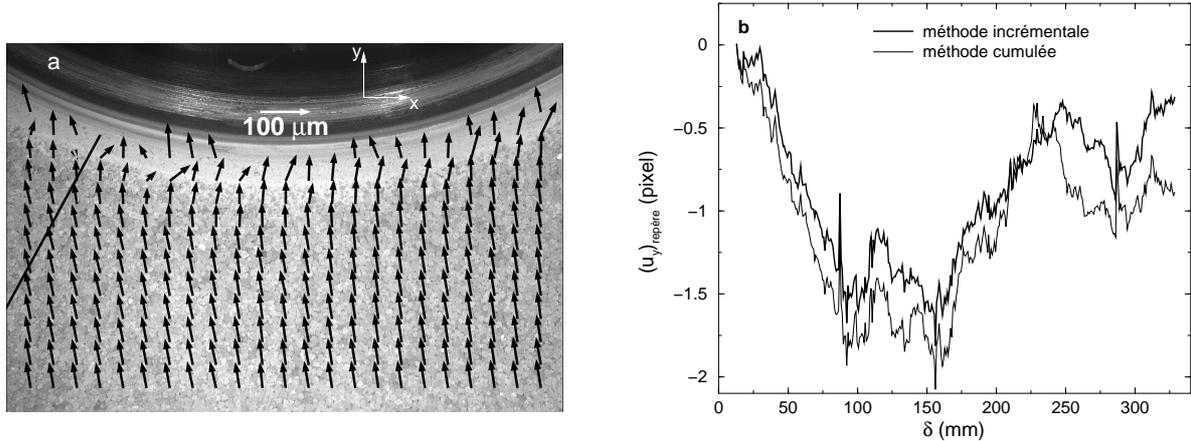


FIG. 4.3 – (a) Champ de déplacement calculé entre deux photos séparées par un intervalle de temps de 990 s, soit 80 mm de glissement (glissement cumulé au moment de la première photo : 260 mm). La CIV a été appliquée en utilisant des sous-images de 64×64 pixels. L'échelle des vecteurs représentés est donnée par la flèche blanche. (b) Composante homogène parasite du champ de déplacement au cours de la série de photos étudiée dans PRE03. La référence choisie pour le calcul des déplacements est le moment de la localisation ($\delta = 12$ mm). La quantité représentée dans cette figure est le déplacement vertical u_y du repère normalement fixe choisi dans les photos (voir texte). Les deux méthodes employées sont explicitées dans le texte. À l'échelle des photos, 1.4 pixel de déplacement correspond à $100 \mu\text{m}$.

4.1.4 Élimination de la composante homogène parasite

Calcul des champs de déformation

Tant qu'elle est homogène spatialement³, l'existence d'une composante parasite dans les champs de déplacement n'affecte pas les champs de déformation. Ces derniers ne sont en effet sensibles qu'aux *gradients* de déplacement. Nous calculons le tenseur des (petites) déformations $\underline{\varepsilon}$ à partir du champ de déplacement \mathbf{u} selon la formule classique :

$$\underline{\varepsilon} = \frac{1}{2} (\underline{G} + \underline{G}^T), \quad (4.3)$$

avec $\underline{G} = \nabla \otimes \mathbf{u}$. Les gradients \underline{G} dans l'expression (4.3) sont évalués numériquement par un schéma de différences finies sur la grille de CIV. D'après les précisions affichées précédemment pour le déplacement, on peut s'attendre à une précision de l'ordre de 10^{-3} pour les champs de déformation (avec un pas de grille de 16 pixels). Il faut noter toutefois que la procédure de différences finies altère la résolution spatiale des champs de déformation (lissage) par rapport à celle des champs de déplacement. Dans la suite, nous étudierons surtout les champs de déformation cisailante $\gamma = |\varepsilon_1 - \varepsilon_2|$ et volumique $\varepsilon_V = \varepsilon_1 + \varepsilon_2$, définis à partir des deux valeurs propres ε_1 et ε_2 du tenseur $\underline{\varepsilon}$.

³c'est-à-dire tant qu'il n'y a pas de mouvement de rotation de l'appareil photo, ce qui semble être le cas d'après les champs de déplacement calculés (Figure 4.3a).

Détermination de la composante parasite

Nous avons également tenté de déterminer directement la composante parasite du champ de déplacement en tirant parti de l'existence de repères normalement fixes dans nos photos. Ces repères sont constitués par les différents éléments visibles du cylindre central comme les limites du joint noir ou le bord interne de la pièce en acier (Figure 4.3a). Cependant, il s'est avéré très difficile d'isoler ces éléments avec une précision suffisante pour reconstituer des déplacements de quelques dizaines de microns seulement. Les limites du joint noir, en particulier, fluctuent de manière trop importante lors de la rotation du cylindre (écrasement inégal du joint, tâches de graisse, variations locales de texture,...). Le bord interne du cylindre présente moins de défauts : il peut constituer un repère fiable à condition d'utiliser toute l'information visible sur la photo. En d'autres termes, il faut être capable d'isoler dans l'image l'ensemble de cet élément, et non pas seulement un petit nombre de ses points.

Dans ce but, un protocole de traitement d'image automatisé a été mis au point (Figure 4.4). Il permet de détecter et d'isoler le bord interne du cylindre de manière robuste, et sans introduire de contraintes *a priori* (de type seuil de détection par exemple) qui induisent toujours des erreurs importantes. Les différentes étapes de ce protocole sont réalisées au moyen de sous-routines que nous avons écrites en C. Une fois que le repère choisi a été isolé dans toutes les photos d'une même série, nous appliquons aux images obtenues la procédure de CIV (Figure 4.4). Afin de maximiser l'information disponible pour le calcul des corrélations, des sous-images de même largeur que l'image entière (512 pixels) sont employées. De plus, la composante parasite apparaissant essentiellement verticale dans nos résultats (Figure 4.3a), nous imposons un déplacement horizontal u_x nul dans les itérations successives de la CIV.

Comme le montre la Figure 4.3b, la procédure décrite ci-dessus permet effectivement de détecter des petits mouvements du repère choisi au cours des essais. Le déplacement parasite total à partir d'une image de référence peut être déterminé par deux méthodes indépendantes : (1) soit en sommant tous les incréments de déplacement calculés entre deux photos successives (méthode incrémentale), ou (2) soit en appliquant directement la CIV entre des photos de plus en plus éloignées dans la série (méthode cumulée). On constate que les deux méthodes produisent des résultats sensiblement identiques, sauf pour la fin de la série (Figure 4.3b). Si on l'identifie à une dérive lente de l'appareil photo, le mouvement reconstitué peut apparaître surprenant⁴, avec en particulier un changement de sens vers le milieu de la série. On verra cependant que l'utilisation de ces données pour corriger les champs de déplacement dans l'échantillon produit des résultats très réalistes (§ 4.4). Dans la suite, nous emploierons de préférence le mouvement mesuré par la méthode incrémentale (courbe en gras), car ses fluctuations sont les plus faibles.

⁴Une autre hypothèse pouvant expliquer l'apparition d'un champ de déplacement parasite homogène et variable serait l'existence de petits défauts géométriques, ou de poinçonnements locaux, dans la surface du cylindre central. Il nous semble que cette hypothèse est moins probable que celle consistant à invoquer des petits mouvements de l'appareil photo. Toutefois, seules des mesures précises de la topographie du cylindre et de sa déformation au cours des essais pourraient nous permettre de le vérifier (voir aussi chapitre 2, § 2.1.2).

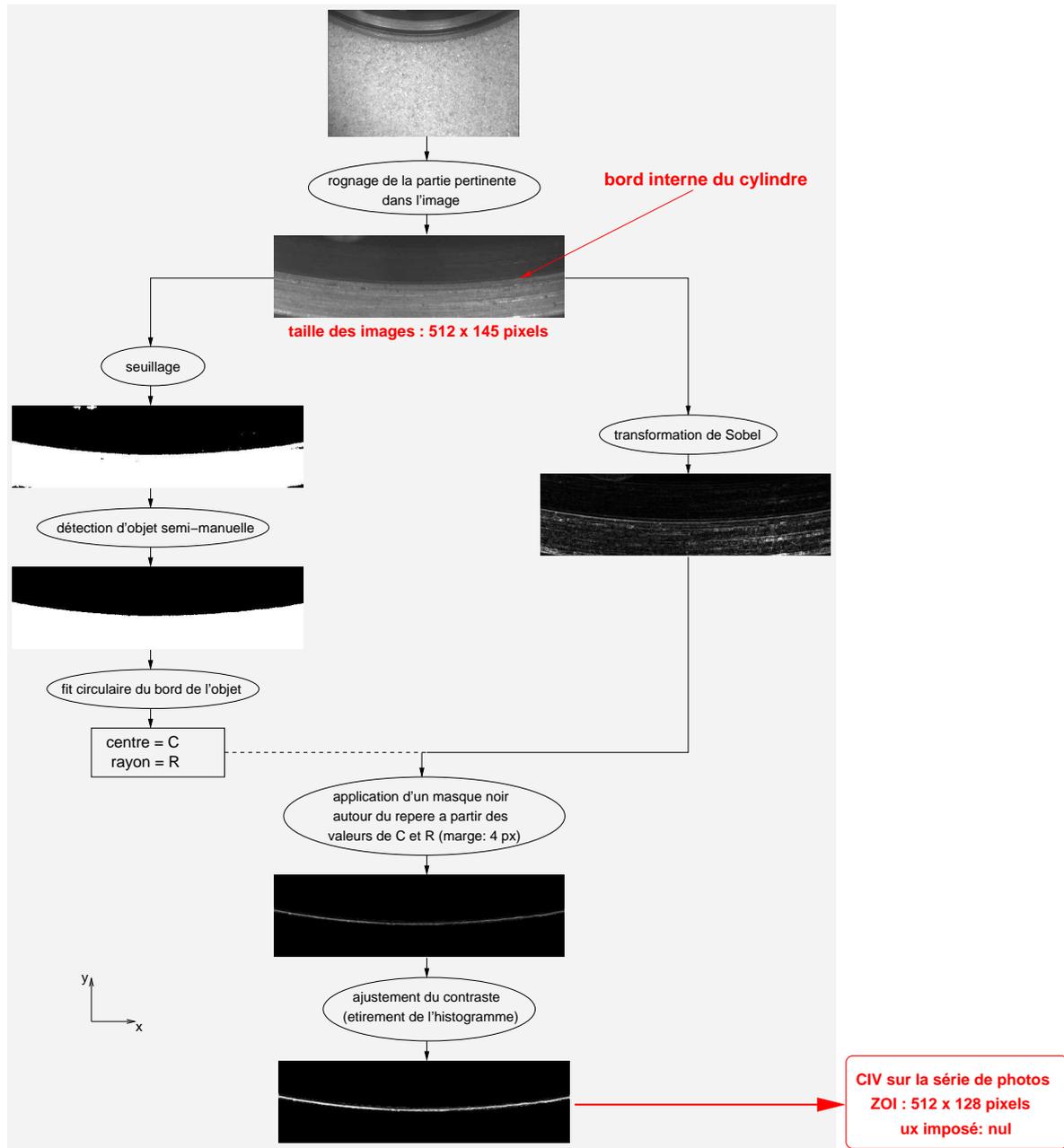


FIG. 4.4 – Protocole de détermination des mouvements de l'appareil photo. La partie grisée de la figure regroupe les différents traitements appliqués aux images afin d'isoler le repère choisi, à savoir le bord interne du cylindre central.

4.2 Article PRE03

4.2.1 Résumé des principaux résultats

Cet article présente les résultats de l'analyse par CIV d'une série de 400 photos prise durant un essai de cisaillement. La série débute avec un échantillon frais (sable sa1) et couvre 35 cm de cisaillement. Nous commençons par présenter la structuration spatiale des champs de déplacement et de déformation à l'intérieur de l'échantillon. L'évolution du champ de déformation locale avec le glissement imposé est ensuite discutée. Ceci nous amène à identifier différents régimes de déformation de l'échantillon et à proposer un lien avec les résultats macroscopiques.

Champ de déformation dans l'échantillon

La localisation de la déformation dans l'échantillon est effective dès les 10 premiers mm de glissement. Au-delà, en raison du processus de fracturation des grains, la technique CIV ne fournit des résultats crédibles que dans la zone située hors de la bande de cisaillement (Figure 2). Les déplacements mesurés dans cette zone entre deux photos successives sont très petits, de l'ordre de quelques centièmes du glissement imposé au maximum. De plus, le champ de déplacement y est spatialement très hétérogène. Il est structuré en *amas de grains* de taille variable qui se comportent comme des blocs quasi-rigides (Figure 3). Les limites de ces blocs correspondent à des bandes de déformation secondaires, inclinées par rapport à la direction du glissement (Figure 4). La durée de vie de ces structures est très courte, et elles ne possèdent aucune signature accessible à l'observation directe. Elles semblent généralement émises par la bande de cisaillement puis se propagent rapidement dans le reste de l'échantillon.

Cette forte hétérogénéité spatiale peut être lissée en étudiant les moyennes orthoradiales des champs de déplacement et de déformation. Il apparaît alors que la composante orthoradiale du_θ de l'incrément de déplacement entre deux photos successives (équivalent à la vitesse de déplacement) décroît exponentiellement lorsqu'on s'éloigne de la bande de cisaillement (Figure 5) :

$$du_\theta \propto C_0(\delta) e^{-r/\lambda(\delta)}, \quad (4.4)$$

où r désigne la coordonnée radiale dans l'échantillon. En outre, on s'aperçoit que le préfacteur C_0 ainsi que la longueur critique λ de ces profils exponentiels diminuent progressivement lorsque le glissement imposé δ augmente (Figure 5).

Relaxation lente

La diminution progressive de la profondeur de pénétration $\lambda(\delta)$ des profils de vitesse se traduit par une réduction des incréments de déformation dans l'échantillon (Figure 6). Nous avons étudié ce phénomène à partir des champs de déformation cumulés, afin de nous abstraire de l'intermittence des champs incrémentaux. On trouve en particulier que l'évolution de la déformation cisailante cumulée γ_L (calculée à partir de la localisation) au cours du glissement est très bien décrite par une loi logarithmique (Figure 8). En conséquence, les incréments de déformation cisailante $d\gamma$ relaxent progressivement suivant une loi hyperbolique :

$$d\gamma \propto \delta^*/\delta. \quad (4.5)$$

Il convient toutefois d'apporter deux précisions importantes à cette observation. En premier lieu, la relaxation lente décrite par (4.5) ne doit être considérée que comme un processus *moyen*. Localement, la déformation peut suivre des évolutions très différentes (Figure 8). Deuxièmement, cette relaxation lente n'est valable qu'au voisinage de la bande de cisaillement (Figure 7). Lorsque r augmente, la réduction de la déformation incrémentale $d\gamma$ avec le cisaillement devient quasi-instantanée et se produit pour une valeur bien déterminée de δ (Figures 7,8).

Sur la base de ces résultats, nous proposons de modéliser la décroissance de la profondeur de pénétration λ en utilisant le développement suivant :

$$\lambda = \lambda_\infty \left[1 + \nu_1 \frac{\delta^*}{\delta_L} + \nu_2 \left(\frac{\delta^*}{\delta_L} \right)^2 + \dots \right], \quad (4.6)$$

où le glissement est noté δ_L pour indiquer qu'il est compté depuis la localisation. Le coefficient ν_1 est pris strictement positif pour les petites valeurs de r (relaxation lente), et nul pour les grandes valeurs de r (évolution quasi-instantanée de λ). Inséré dans le profil radial (4.4), ce développement fournit une expression pour l'évolution en glissement de γ_L qui est tout à fait compatible avec nos observations. De plus, sa prédiction concernant l'évolution radiale de γ_L s'avère également bien en accord avec les données (Figure 9).

Discussion – Phénomène de découplage

Les résultats de cette étude permettent d'identifier quatre régimes de déformation de l'échantillon (Figure 10). Le régime I correspond à la courte période pré-localisation ($\delta < 10$ mm). Ensuite, à partir du moment où la déformation est localisée, la valeur de la profondeur de pénétration λ permet de quantifier le couplage entre la bande de cisaillement et le reste de l'échantillon. Le régime II, qui s'établit juste après la localisation, est caractérisé par un couplage encore assez fort entre ces deux zones ($\lambda \approx 9$ mm : voir Figure 5). Au contraire, le régime de déformation stationnaire, ou régime III, est caractérisé par un couplage beaucoup plus faible ($\lambda \approx 3$ mm). La décroissance du paramètre λ intervient durant un régime de transition qui est le siège d'un processus de relaxation lente. Ce régime n'apparaît que pour les petites valeurs de r .

La localisation de la déformation qui se produit entre les régimes I et II correspond à une transition de *jammings* pour la zone de l'échantillon située hors de la bande de cisaillement. Quant à la transition entre les régimes II et III, elle peut être décrite comme un découplage entre la bande de cisaillement et le reste de l'échantillon. Nous pensons que ce découplage est causé par un mécanisme de localisation secondaire aboutissant à la concentration de la déformation dans une fine zone de transition entre la bande de cisaillement primaire et le reste de l'échantillon (Figure 2). Un tel mécanisme pourrait être induit par la fracturation des grains dans la bande de cisaillement.

Le fait que la transition de découplage ne soit pas instantanée pour les petites valeurs de r dénote vraisemblablement des effets de réarrangements très lents dans le massif granulaire. Il est intéressant de constater qu'à l'échelle macroscopique, ce découplage semble associé à une diminution du couple Γ appliqué par l'échantillon sur le cylindre central. En effet, nous observons un effet d'adoucissement en glissement de Γ régi par une loi puissance sans échelle caractéristique très similaire à l'expression (4.5). Ainsi, l'épaisseur mécanique effective de

l'échantillon ne comprend-elle pas uniquement la bande de cisaillement, mais également toute la zone faiblement cisailée soumise au processus de relaxation lente.

4.2.2 Article

Ci-joint, la reproduction de l'article PRE03 paru dans *Physical Review E* en 2003 [*Chambon et al.*, 2003].

Shear with comminution of a granular material: Microscopic deformations outside the shear band

G. Chambon and J. Schmittbuhl

Laboratoire de Géologie, UMR CNRS 8538, École Normale Supérieure, 24, rue Lhomond, 75231 Paris Cédex 05, France

A. Corfdir

CERMES, ENPC/LCPC, Institut Navier, 6 et 8 avenue Blaise Pascal, 77455 Champs sur Marne Cédex 2, France

J. P. Vilotte

Département de Sismologie, UMR CNRS 7580, Institut de Physique du Globe de Paris, 4 place Jussieu, 75252 Paris Cédex 05, France

S. Roux

Laboratoire de Surface du Verre et Interfaces, CNRS/St-Gobain, quai L. Lefranc, 93303 Aubervilliers Cédex, France

(Received 27 March 2003; published 23 July 2003)

A correlation imaging velocimetry technique is applied to recover displacement fields in a granular material subjected to extended shear. A thick (10 cm) annular sand sample (grain size: 1 mm) is confined at constant pressure ($\sigma=0.5$ MPa) against a rough moving wall displacing at very low speed ($\dot{\delta}=83 \mu\text{m s}^{-1}$). Localization of the strain rapidly forms a shear band (seven particles wide) in which comminution develops. We focused on the strain field outside this shear band and observed a rich dynamics of large and intermittent mechanical clusters (up to 50 particles wide). Quantitative description of the radial velocity profile outside the shear band reveals an exponential decrease. However, a significant slip evolution of the associated characteristic length is observed, indicative of a slow decoupling between the shear band and the rest of the sample. This slow evolution is shown to be well described by power laws with the imposed slip, and has important implications for friction laws and earthquake physics.

DOI: 10.1103/PhysRevE.68.011304

PACS number(s): 83.80.Fg, 62.20.Fe, 83.10.Pp, 91.30.Bi

I. INTRODUCTION

Shear processes in granular materials are described experimentally from two very different approaches. Most of the studies concern friction laws, i.e., evolutions of the shear strength with slip history at a macroscopic scale [1–3]. Local processes are averaged over the whole interface and a constitutive law is proposed. A second approach focuses on observations of local processes such as displacement fields and velocity profiles [4–6], or stress field using photoelasticity [7]. Experimental results are often compared to discrete element simulations, which usually provide higher spatial and temporal resolution [8–10]. In particular, numerous studies have addressed the properties of velocity profiles during shear in Couette configuration. However, little work has been performed on the prolongation of these profiles far from the shear interface. Similarly, the influence of comminution on the granular flow remains mostly unknown, though very relevant for the shearing of angular particles.

In this paper, we report on recent results obtained from the analysis of strain fields during shear of an assembly of angular sand grains. Using an annular pseudo-Couette apparatus, we explore the evolution of the strain field over very large slips (several meters). Because of angular shapes of the particles, crushing exists inside a shear band and strongly influence the behavior of the material. In particular, we study extensively the large scale region surrounding the shear band. This region appears marked by very slow and rich dynamics. The azimuthal velocity field established after localization displays exponential radial profiles, with a charac-

teristic penetration length that progressively decreases as imposed slip advances. This relaxation with slip denotes a slow decoupling between the shear band and the rest of the sample, which we interpret as a consequence of comminution inside the band. We relate this slow evolution with slip of the local strain to the recently observed large (seismiclike) slip weakening of the macroscopic shear strength [11].

II. EXPERIMENTAL SETUP

As sketched in Fig. 1, we use a pseudo-Couette shear apparatus in which an annular sample of granular material (square cross section) is confined between an inner steel cylinder and an outer neoprene jacket [12]. The cylinder is rotated at a prescribed angular velocity of $0.83 \times 10^{-3} \text{ rad s}^{-1}$, which corresponds to a linear velocity $\dot{\delta} = 83 \mu\text{m s}^{-1}$ at the surface of the inner cylinder. A constant confining pressure $\sigma = 500$ kPa is applied through the jacket. Vertically, the sample is embedded between a glass plate and a rigid upper lid made of dural. Triangular grooves machined on the cylinder surface perpendicular to the sliding direction insure good transmission of the strain to the sample.

Results presented in this paper have been obtained with an angular quartz sand sieved between 0.80 and 1.25 mm (distribution mode: 1 mm). Samples are prepared by pouring the material into the apparatus in successive layers. Each layer is gently compacted by hand-applied vibrations. This protocol results in relatively dense samples with an initial porosity ranging between 40% and 48%. The samples typi-

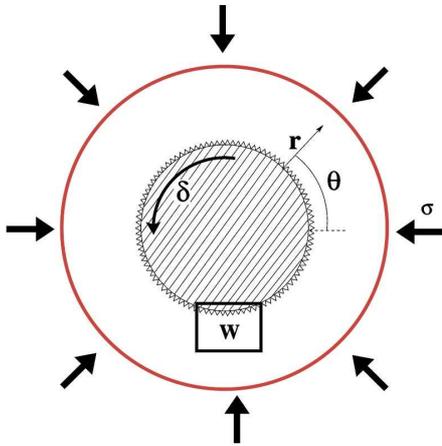


FIG. 1. Sketch of the annular simple shear apparatus (ACSA). The granular sample presents a cylindrical symmetry with an annular horizontal section. The inner rotating cylinder has a radius of $R=10$ cm. The outside jacket is a cylinder of radius 20 cm and is submitted to a normal pressure $\sigma=0.5$ MPa. The vertical dimension of the sample is 10 cm. Position inside the sample is defined by using cylindrical coordinates (r, θ, z) , with the origin of radius r taken at the cylinder surface. The artificial roughness of the inner cylinder is magnified (1-mm-deep grooves). The observation window **W** is figured.

cally exhibit dilatancy during the first increments of shear strain.

Direct observation of the granular sample while shearing is enabled by a window pierced in the apparatus bottom plate (Fig. 1). Series of digital photographs are taken through this window using a KODAK DCS 420 camera (resolution: 1536×1024 px, 8 bit gray levels) with a NIKON 35 mm macrolens. Examples of digital images are shown in Fig. 2.

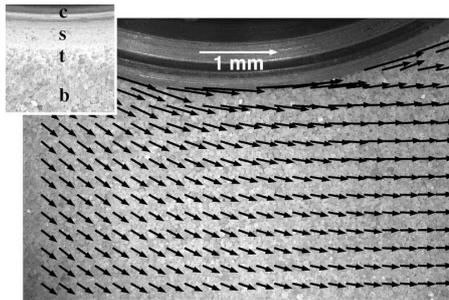


FIG. 2. Background is a raw digital picture taken through the observation window. It corresponds to an imposed slip $\delta=2.5$ mm. Superimposed vectors represent the incremental displacement field \mathbf{du} in the sample. It is computed by applying CIV between this photo and the following one (taken in a 10-s delay). Subregions for correlation computation size 64×64 px. The white arrow gives the scale of the plot. A detail of the shear band that develops after localization is included in the upper left corner of the image: *c*, rotating cylinder; *s*, shear band; *t*, transition layer; *b*, bulk, where original particles can be observed.

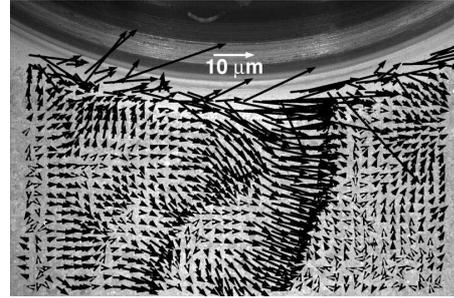


FIG. 3. Same plot as in Fig. 2, but for a pair of photos taken at larger δ , namely, 320 mm. Note the considerable scale magnification. Typical incremental displacements outside the shear band are here about $10 \mu\text{m}$, that is, a hundredth of the imposed slip increment $\Delta\delta$. Inside the shear band, computed displacement are erratic and not reliable.

They comprise a small portion of the inner cylinder and about 110×60 sand grains. A single grain typically covers a surface area of 150 pixels. In the following, our data will essentially come from one series of 400 pictures displaying sufficient contrast and sharpness. Time interval between two successive photographs is 10 s, which corresponds to a slip increment of the rotating cylinder of $\Delta\delta=0.83$ mm. The series begins at the onset of shear (fresh sample) and covers about 35 cm of slip. Other series recorded in similar conditions have also been studied to check the reproducibility of our results.

Digital photographs are analyzed by means of correlation imaging velocimetry (CIV) in order to recover grain motions inside the sample (see Appendix). This technique yields a two-dimensional (2D) local displacement field $\mathbf{u}(r, \theta)$, coarse grained over small subregions. A typical output of CIV is shown in Fig. 2. Note that we do not recover the displacement of each individual grain, but an averaged value over subregions, which typically comprises 4.5×4.5 particles. As discussed in the Appendix, the accuracy achieved in displacement determination is about $2 \mu\text{m}$. Obviously, the technique does not account for possible off-plane (vertical) components of grain motions. We checked, however, that these components are sufficiently small in our experiments not to affect the determination of horizontal displacements. (No grain ever “disappeared” from a series of photos.)

III. RESULTS

A. Strain heterogeneities inside the bulk

We consider here the incremental displacement fields \mathbf{du} (proportional to velocity \mathbf{v}) calculated between each pair of successive photos. Comparison of Figs. 2 and 3 clearly shows localization of deformation: The magnitude of incremental displacements inside the sample has dramatically dropped during the slip interval between these two figures. Actually, localization occurs during the very first millimeters of slip [13]. For values of δ typically larger than 10 mm, most of the prescribed slip is already accommodated in a seven-grain wide interfacial layer around the inner cylinder,

i.e., in a *shear band* (see inset of Fig. 2). Due to the confining pressure and the angularity of the used sand, grains undergo intense crushing inside this band [layer (s) in Fig. 2]. As a consequence, CIV is inapplicable for this region of the sample (Fig. 3).

On the contrary, the CIV technique is very well suited outside the interfacial layer, i.e., in the bulk of the sample. Though very small compared to the cylinder slip increment $\Delta\delta$, incremental displacements inside the bulk are well resolved (Fig. 3). Such small displacements (they may reach $50\ \mu\text{m}$ at most, i.e., a few hundredths of the mean grain size) presumably correspond to local vibrations of the grains. The displacement field displays strong spatial heterogeneities. Large patches of coherent displacement are commonly observed, whose extension might reach the window size (50 grains). These zones seem characterized by rigid motion of the particles and are probably the hallmark of *mechanical clusters*. They are completely invisible from a direct observation of the particle assembly (no associated microstructure). Also, these patches appear strongly intermittent on the time basis we used (0.1 Hz): very little persistence is observed when comparing consecutive displacement fields.

Raw displacement fields may involve a small but unknown artifactual component due to possible vibrations of the camera because of motor noise or ongoing comminution, slow creeping move of the camera tripod, etc. Nevertheless, this experimental shift is expected to be homogeneous in space. It is thus eliminated when computing the incremental strain tensor classically defined as $\underline{d\varepsilon} = (1/2)(\underline{dG} + \underline{dG}^T)$, where $\underline{dG} = \nabla \otimes \underline{du}$. In Fig. 4, we show the incremental volumetric strain $d\varepsilon_V$ and incremental shear strain $d\gamma$ derived from the displacement field presented in Fig. 3. These fields are, respectively, defined as $d\varepsilon_V = d\varepsilon_1 + d\varepsilon_2$ and $d\gamma = |d\varepsilon_1 - d\varepsilon_2|$, where $d\varepsilon_1$ and $d\varepsilon_2$ are the two eigenvalues of the tensor $\underline{d\varepsilon}$.

The large scale patches observed in the displacement field appear as deformation bands characterized by compaction or dilatancy and large shear (Fig. 4). These bands are generally inclined with respect to the slip direction. Note that because of the finite size of the CIV subregions, a significant smoothing of the strain fields is introduced, associated with a spatial spreading of the structures. Specifically, dilatancy and compaction bands seem typically associated with the boundaries of the mechanical clusters. This confirms that the sample behaves as an assembly of quasirigid regions, which may be analogous to eddylike structures observed in Ref. [14]. Furthermore, despite their very short life, it is sometimes possible to observe that these bands are emitted by the interfacial layer, and then propagate into the bulk such as avalanche events.

B. Exponential radial velocity profiles

We now study the radial profiles of incremental displacements observed inside the bulk after localization (Fig. 5). Though less precisely resolved than strain, incremental displacements (and velocity) are at first easier to interpret. We will focus on azimuthal displacements, which are always greater in magnitude and less affected by artifacts than radial

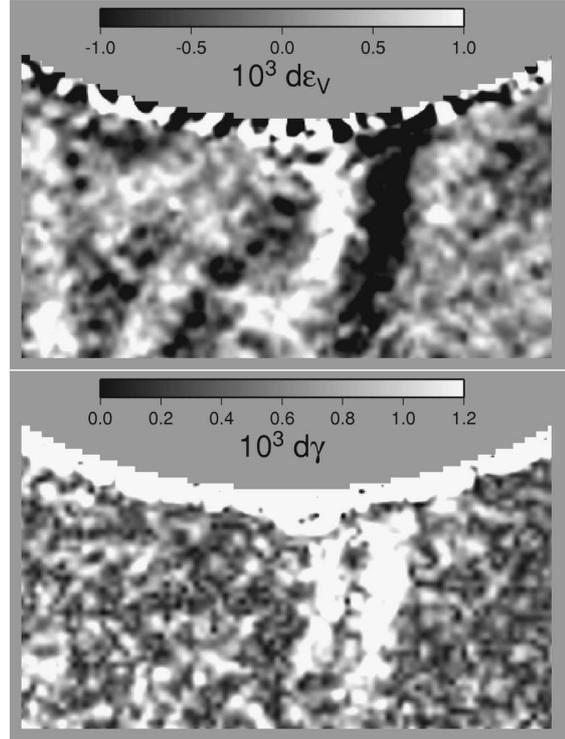


FIG. 4. Incremental volumetric (upper panel) and shear (lower panel) strains $d\varepsilon_V$ and $d\gamma$ estimated from the incremental displacement field shown in Fig. 3. Positive $d\varepsilon_V$ indicates dilatation, negative $d\varepsilon_V$ indicates compaction.

displacements. To reduce spatial and time fluctuations, the presented profiles are averaged azimuthally as well as over small δ windows. It appears that, above its detection threshold, the azimuthal component du_θ is reasonably well characterized by an exponential decay with r [Fig. 5(a)]:

$$du_\theta = C_0(\delta) e^{-r/\lambda(\delta)} \Delta\delta. \quad (1)$$

In general, the prefactor C_0 should be regarded as δ dependent. Similarly, and despite significant fluctuations, the penetration length λ of the profiles clearly displays a decreasing trend with slip δ [Fig. 5(b)]. Extremal values of λ are about 9 mm for small δ , and 3 mm for large δ .

Various studies have documented, in shear cells, the azimuthal velocity profile established within the first ten grain layers against the moving wall (i.e., within the shear band) [5,6]. It reproducibly consists in the combination of a decreasing exponential and a Gaussian. Here, we show that this profile is prolonged by an exponential tail outside the interfacial layer. Interestingly, such an exponential tail, associated with highly heterogeneous and intermittent clusters, is reminiscent of the small creep motion observed in the “static” part of avalanching piles [15,16]. Particularity of our situation, however, is the slow evolution of this creep, as denoted by the progressive decrease in $\lambda(\delta)$.

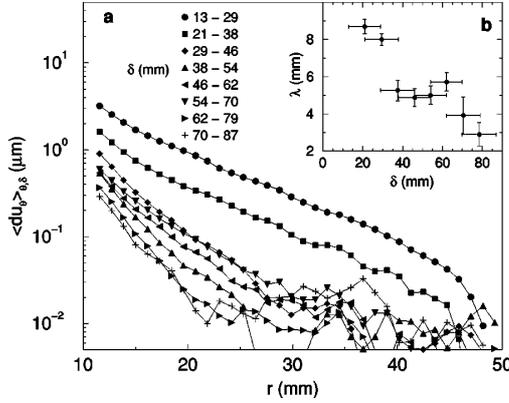


FIG. 5. (a) Evolution of azimuthal component du_{θ} of incremental displacements, as a function of radius r and for eight values of slip δ (semilogarithmic plot). The profiles are averaged over all the resolved angles θ , and over small δ windows detailed in the legend. The asymptotic limit at large δ of all the profiles has been artificially set to 0. On the raw data, this saturation value was finite, but always below the CIV detection threshold. (b) Evolution of the penetration length λ (see text) as a function of slip δ . Values of $\lambda(\delta)$ are calculated from linear regressions of the profiles displayed in (a). Vertical error bars represent the range of possible results depending on the chosen fitting region.

C. A logarithmic slip relaxation

In Fig. 6, we show the postlocalization slip evolution of averaged incremental shear and volumetric strains. The represented curves correspond to a zone of the bulk relatively close to the interfacial layer (small r). Both quantities show a transient regime over typically the first 50 mm of slip after localization. Shear strain decreases in magnitude by a factor of 4, while volumetric strain exhibits a transition from a strongly compactant toward a quasineutral regime. This slow relaxation of incremental strains can be seen as a consequence of the progressive steepening of velocity profiles inside the bulk (Fig. 5). Significant fluctuations during the sta-

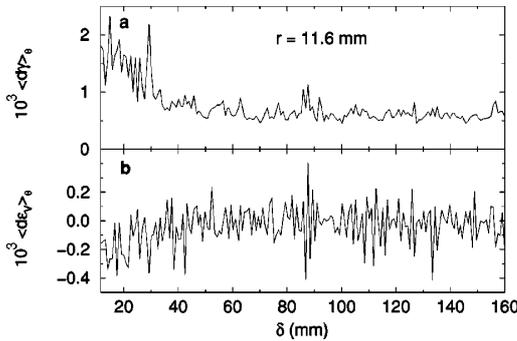


FIG. 6. Evolution of the azimuthally averaged incremental shear and the volumetric strains $\langle d\gamma \rangle_{\theta}$ and $\langle d\varepsilon_V \rangle_{\theta}$ as a function of slip δ , for $r = 11.6$ mm. The plot begins at $\delta = 11.5$ mm, i.e., after localization.

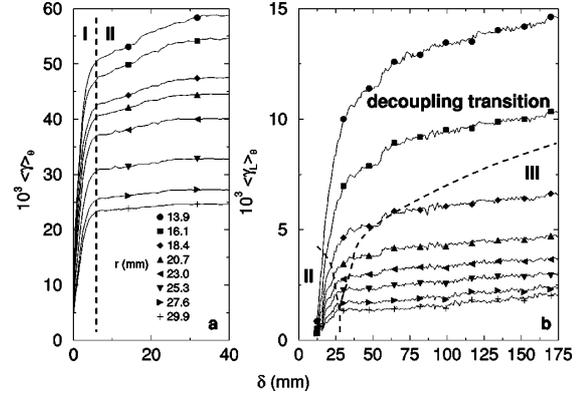


FIG. 7. Evolution of the azimuthally averaged cumulative shear strain as a function of slip δ , for eight values of r inside the bulk (see legend). For this plot only, the size of the subregions used in CIV computations is 128×128 px. (a) Cumulative shear strain from initial state $\langle \gamma \rangle_{\theta}$. (b) Cumulative shear strain since localization $\langle \gamma_L \rangle_{\theta}$. The dashed lines have been traced qualitatively to indicate the transitions between the four deformation regimes (see text).

tionary regime at large δ illustrate the strong intermittency of incremental displacements and strains in the bulk.

It can be seen in Fig. 5(a) that, as soon as $\delta > 30$ mm, incremental quantities emerge from the noise level only for $r < 20$ – 30 mm, typically. To resolve for larger radii, cumulative quantities have to be computed. We determined two different cumulative displacement fields. The first, denoted $\mathbf{u}(r, \theta; \delta)$, is calculated by applying CIV between the first picture of the series (reference is the fresh sample) and all the following pictures. The second, denoted \mathbf{u}_L , is calculated from a reference picture corresponding to $\delta = 12$ mm and thus represents cumulative displacements since localization. The field \mathbf{u}_L can be considered as a refinement of the field \mathbf{u} for postlocalization. Indeed, CIV accuracy significantly decreases when the magnitude of the searched displacement vectors reaches about one-fourth of the used subregion size [17]—a situation met even before localization in our shear experiments.

Averaged cumulative shear strains $\langle \gamma \rangle_{\theta}$ and $\langle \gamma_L \rangle_{\theta}$ derived from the fields \mathbf{u} and \mathbf{u}_L are presented as a function of slip in Fig. 7. Here, we focus on postlocalization [Fig. 7(b)]. For small values of r , the slope of the curve $\langle \gamma_L \rangle_{\theta}(\delta)$ slowly decreases with δ , consistent with the slow decrease of the increment $\langle d\gamma \rangle_{\theta}(\delta)$ in Fig. 6. When r increases, besides an overall reduction in magnitude, the shape of the δ profiles also displays a notable evolution. From smooth at small r , the transition between high and low strain increments progressively sharpens with r . For the highest displayed r values, this transition seems to occur quasi-instantaneously, between two linear regimes, at $\delta \approx 26$ mm [Fig. 7(b)].

A more quantitative assessment of this sharpening process is proposed in Fig. 8. As shown, the slip evolution of $\langle \gamma_L \rangle_{\theta}$ for small values of r is very consistent with a logarithmic increase:

$$\gamma_L \propto \ln(\delta_L / \delta^*), \quad (2)$$

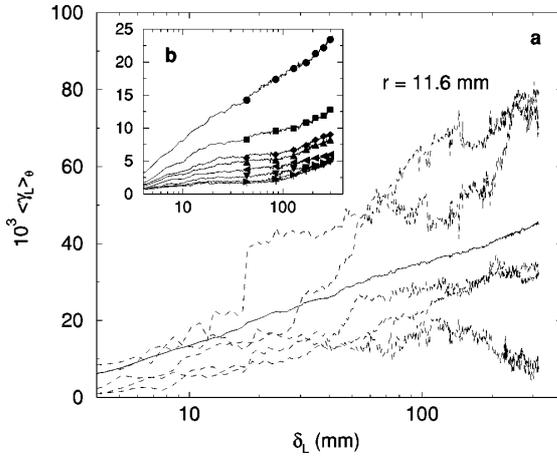


FIG. 8. Slip evolution of the azimuthally averaged cumulative shear strain $\langle \gamma_L \rangle_\theta$ in semilogarithmic plot. Origin for slip definition is here taken at localization: $\delta_L = \delta - 12$ mm. (a) Comparison between the azimuthal average for $r = 11.6$ mm (solid curve) and five local (nonaveraged) data sets picked on the corresponding azimuthal profile (dashed curves). (b) Comparison between eight different values of r inside the bulk. Symbols are the same as in Fig. 7.

where slip δ_L is counted from localization, and δ^* is a normalizing factor. For larger values of r , on the contrary, data show pronounced negative curvature in semi-log scales [Fig. 8(b)], indicative of a faster decrease of the increments with δ . Hence, though postlocalization relaxation of strain increments can be observed in the whole bulk, the duration of this process clearly changes when r increases. Slow, logarithmic relaxation only exists close to the interfacial layer, typically up to $r = 20$ – 30 mm. Furthermore, even for small values of r , the slip evolution of the nonaveraged shear strain $\gamma_L(r, \theta)$ generally significantly departs from logarithmic [Fig. 8(a)]. This local quantity displays large fluctuations that tend to grow with slip. Thus, slow relaxation, when it exists, emerges only from an averaging in space. Local processes are much sharper and strongly heterogeneously distributed.

If the cumulative strain evolves logarithmically for small r , then the incremental strain relaxes following a hyperbolic law:

$$d\gamma \propto \delta^* / \delta. \quad (3)$$

From Fig. 6, the shear strain increments are clearly expected to reach a nonzero limit for large values of δ . The above relaxation law (3) should thus be restricted to small slips only. Nevertheless, this empirical law is important since it clearly establishes that the slow relaxation we observe at small r [and thus the decrease of $\lambda(\delta)$] does not involve any characteristic slip scale.

D. Proposed modeling

We now attempt to combine both results (1) and (2) into a consistent expression for postlocalization slow relaxation.

We propose to model the decrease in the velocity penetration length $\lambda(\delta)$ using the following expansion:

$$\lambda = \lambda_\infty \left[1 + \nu_1 \frac{\delta^*}{\delta_L} + \nu_2 \left(\frac{\delta^*}{\delta_L} \right)^2 + \dots \right], \quad (4)$$

where δ^* here denotes the onset of slow relaxation (counted, as δ_L , from localization). Large- δ limit of λ is λ_∞ , whereas small- δ limit is expressed as $\lambda_\infty(1 + \nu_1 + \nu_2 + \dots) > \lambda_\infty$. Within this framework, the coefficient ν_1 has to be treated as a decreasing function of r to account for the observed radial evolution of the relaxation process [Fig. 7(b)]. Specifically, for small values of r , we should have $\nu_1 > 0$, so that the decrease in $\lambda(\delta)$ is slow, dominated by the first-order δ^*/δ_L term. On the contrary, for large r , we expect $\nu_1 = 0$, so that the long-term, stationary regime is reached quasi-instantaneously at $\delta = \delta^*$.

Inserting the above expansion (4) in Eq. (1) yields

$$\frac{du_\theta}{d\delta} = C_0 e^{-r/\lambda_\infty} + C_0 \nu_1(r) \frac{r}{\lambda_\infty} e^{-r/\lambda_\infty} \frac{\delta^*}{\delta_L} + \dots \quad (5)$$

For simplicity, we neglected here variations with δ of the prefactor C_0 . Straightforward integration of Eq. (5) yields an expression for the cumulative displacement u_θ and, taking advantage of the relation $R \gg r \gg \lambda_\infty$, the cumulative shear strain $\gamma \approx |\partial u_\theta / \partial r|$. Limiting expansions to the first order in δ^*/δ_L , we obtain the following approximation:

$$\gamma_L \approx f_0(r)(\delta_L - \delta^*) + f_1(r)\delta^* \ln \left(\frac{\delta_L}{\delta^*} \right) + \Gamma_0(r), \quad (6)$$

where $f_0(r) = C_0 \exp(-r/\lambda_\infty)/\lambda_\infty$,

$$f_1(r) = C_0 \left(\frac{\nu_1}{\lambda_\infty} + \left| \frac{d\nu_1}{dr} \right| \right) \frac{r}{\lambda_\infty} e^{-r/\lambda_\infty}, \quad (7)$$

and $\Gamma_0(r)$ represents the “initial” value of γ_L at $\delta = \delta^*$.

The first term in Eq. (6) represents the stationary, long-term increase of γ_L , whereas the second term corresponds to the slow relaxation part. Consistent with Fig. 8, expression (6) indeed predicts, for sufficiently small values of r and δ_L , a regime in which the logarithmic increase of $\gamma_L(\delta_L)$ is dominant over the linear increase. To check further the validity of this model, we plotted, for low values of δ , the radial profiles of $\langle \gamma_L \rangle_\theta$ normalized by $\log(\delta_L/\delta^*)$ (Fig. 9). As shown, it is possible to find a unique choice of the parameter δ^* for which all the displayed profiles collapse reasonably well (indicating that $\Gamma_0 \approx 0$). Furthermore, the radial dependence of $\langle \gamma_L \rangle_\theta$ is found in good agreement, over a significant range of r , with expression (7) and a constant ν_1 (Fig. 9). Actually, though suppressed in Fig. 9, raw profiles generally display a nonzero asymptotic limit for large δ . This is not accounted for by Eq. (6), and can presumably be attributed to corrective terms such as influence of radial displacements, etc.

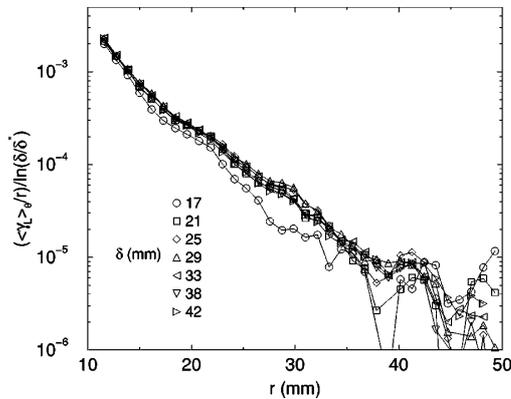
CHAMBON *et al.*PHYSICAL REVIEW E **68**, 011304 (2003)

FIG. 9. Radial profiles of the quantity $\langle \gamma_L \rangle_\theta / r$ normalized by the slip function $\ln(\delta_i / \delta^*)$, for seven (relatively low) values of slip δ (semilogarithmic scale). Best collapse of the represented profiles is reached for a value of $\delta^* = 2.3$ mm. Good linearity of the curves in the chosen mode of representation indicates that $\gamma_L \propto r \exp(-r/\lambda_\infty)$. The order of magnitude of λ_∞ induced from the slope of the profiles (≈ 5 mm) is consistent with Fig. 5. Note that, for all profiles, the asymptotic limit at large δ has been artificially set to 0 (see text).

IV. DISCUSSION

A. Four regimes of deformation

From the previous results, we can identify four different regimes for the deformation of the granular sample. This situation is illustrated by the “phase diagram” in Fig. 10 (see also Fig. 7). Regime I, for $0 \leq \delta \leq \delta_1 \approx 10$ –12 mm, corresponds to the prelocalization deformation of the sample. During this stage, the whole sample undergoes large displacement increments of the same order as $\Delta \delta$. This regime is not stationary and eventually becomes unstable at localization.

Regime II establishes after localization and before relaxation onset, i.e., for $\delta_1 \leq \delta \leq \delta_2 = \delta_1 + \delta^*$. Displacement and strain increments are greatly reduced inside the bulk (compared to regime I), and velocity follows an exponential radial profile with a penetration length $\lambda \approx 9$ mm (Fig. 5). For large values of r , this regime is clearly visible and quasistationary up to $\delta_2 \approx 26$ mm [Fig. 7(b)]. On the contrary, for small r , regime II is much shorter lived, or even nonexistent, as indicated by the absence of an evident plateau for $\delta \geq 12$ mm in Fig. 6(a), and the small value of δ^* found in Fig. 9 (≈ 2 mm).

Regime III corresponds to the long-term, stationary evolution of the bulk. Displacements and strain increments have undergone further, significant reduction since regime II. Velocity profile is still exponential but with a much shorter penetration length: $\lambda_\infty \approx 3$ mm. As for regime II, regime III can clearly be identified for large values of r in Fig. 7b, but never fully establishes, in the δ range we investigated, at smaller values of r .

Lastly, the fourth regime, confined to small values of r , represents the slow transition between regimes II and III. It is characterized by slow, hyperbolic relaxation of the strain in-

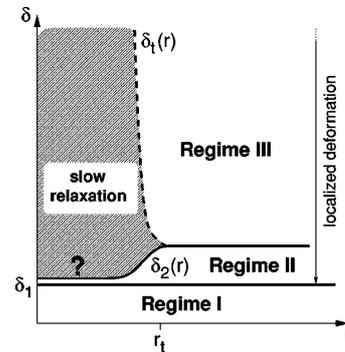


FIG. 10. Diagram picturing the existence domains for the four deformation regimes of the bulk (see text). Full curves represent sharp (“instantaneous”) transitions, dashed curves represent soft transitions. These boundaries have been traced qualitatively, their precise shape being unknown. In particular, the question mark concerns the existence of regime II at small values of r .

crements (and of the velocity penetration length λ). In Fig. 10, the boundary $\delta_i(r)$ between slow relaxation and regime III actually represents a soft transition. We can also prognosticate that this boundary $\delta_i(r)$ should be a relatively steep function of r . Indeed, the quality of the spatial fit in Fig. 9 does not appear much dependent on δ . Note that an equation for $\delta_i(r)$ can easily be extracted from expression (6):

$$\delta_i = \delta_2 + \frac{f_1(r)}{f_0(r)} \delta^* \ln \left(\frac{\delta_i - \delta_1}{\delta_2 - \delta_1} \right). \quad (8)$$

As expected, this equation admits a solution $\delta_i \neq \delta_2$ only for r smaller than a characteristic value r_t (Fig. 10). Furthermore, it can also be shown that Eq. (8) predicts a fast growth of the solution δ_i when r decreases.

B. Jamming transition

The transition between regimes I and II appears well marked in Fig. 7(a). The corresponding reduction in strain increments occurs simultaneously for all r values and, more generally, for all points inside the bulk. This transition thus marks a clear bifurcation in the sample behavior, which is characteristic of a localization process. At localization, the interfacial layer continues to flow while the bulk probably switches to a jammed state (since further displacement increments are far less than a grain size).

In this respect, the analogy between postlocalization deformation in our samples and findings for the static part of avalanching piles is particularly interesting. Following [15], we may suggest that intermittent and heterogeneous velocity clusters, resulting in average in an exponential profile with r , do constitute the generic response of a jammed packing sheared by a “flowing” layer. In the same spirit, we note in Fig. 6 that the bulk compacts during regime II and slow relaxation. Various studies have shown that slow compaction is ubiquitous in jammed packings submitted to small excitations [18,19]. In our case, the excitation signal triggering

compaction is probably generated internally by the intermittent bursts of displacement and shear.

C. Decoupling transition

As seen, the transition between regimes II and III is marked by a significant decrease with slip of the velocity penetration length λ . It thus corresponds to a coupling reduction between the interfacial layer and the bulk. A possible reason for such a decoupling change is a sudden change in the bulk sollicitation. Indeed, this could explain the sharpness of the transition for large values of r . This also implies that the slow process observed for small r is due to (nonlinear) relaxation mechanisms active locally within this particular part of the bulk. In fact, everything happens as if regions inside the bulk would retain a memory of the strain rates they have undergone previously. Hence, regions at small r , where strain rate was higher, need more “time” to adapt to the new coupling mode, and thus relax slower (in average) than regions at large radii where shear was already very low. It is not the first time that memory effects are invoked in combination with slow dynamics for jammed granular systems [20]. Note, however, that the notion of “time” should in our case be replaced by *slip*: it is ultimately the cylinder rotation that creates fluctuations allowing for small rearrangements inside the bulk and hence for (slow) relaxation.

Interestingly, slow relaxation active at small r has presumably a signature at the macro-scale. Indeed, we described in a previous paper [11] the evolution of the macroscopic torque Γ exerted to rotate the inner cylinder. This quantity displays, after localization, a significant and monotonic decrease with slip. Furthermore, this slip-weakening process is very well fitted by a power law in δ , without any characteristic slip scale. The observed macro- and microrelaxations thus present strong similarities. They probably both represent the same effect envisioned at two different scales.

A detailed study of the macroscopic slip weakening points out the role of comminution in our results. In particular, no-slip weakening is observed for experimental configurations that prevent comminution inside the interfacial layer (use of a smooth cylinder, or of glass beads). When comminution is present, on the contrary, slip weakening appears during the initial shear of fresh samples as well as after reversals of the cylinder rotation [11]. A possible mechanism is that comminution, acting as a weakening factor for the interfacial layer, triggers a secondary bifurcation inside this zone. This would result in a modification of the velocity profile in the interfacial layer and, consequently, of the “boundary condition” exerted on the bulk. Specifically, we observe for large values of δ a thin transition layer between the interfacial zone and the bulk (Fig. 2). It is identifiable as a highly compact area where crushed particles fill the porosity between initial particles (layer t). This well-lubricated layer probably tends to accommodate most of the imposed straining. It then constitutes a decoupling surface between the interfacial zone and the bulk.

V. CONCLUSIONS

In conclusion, we have studied the postlocalization strain field outside the shear band in an extended shear experiment.

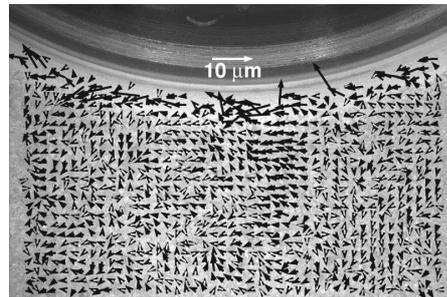


FIG. 11. Differences between computed and imposed displacements (residuals). This result is obtained by testing CIV for recovering a known displacement field—in this case, the field displayed in Fig. 3 (see text).

Though very small compared to strains within the band, this strain field displays the rich dynamics, typical of jammed packings. Large scale patches of coherent strain frequently develop. However, they are fleeting and very intermittent. They are probably the signature of macroclusters of purely mechanical origin, and might denote eddylike structures.

Azimuthally averaged velocity profiles have an exponential shape with radius r . Furthermore, the penetration length λ of these profiles exhibits a slow decrease with slip δ , denoting a progressive decoupling between the interfacial layer and the bulk. Further investigations using cumulative quantities reveal that slow relaxation is, in fact, essentially concentrated close to the interfacial layer, whereas more distant regions switch quicker to the new coupling mode. We emphasize the role of comminution for this decoupling phenomenon, through the creation of a well-lubricated transition layer between the interfacial and the bulk.

For small radii, relaxation of shear strain is well modeled by a $1/\delta$ law, without any characteristic length scale. This

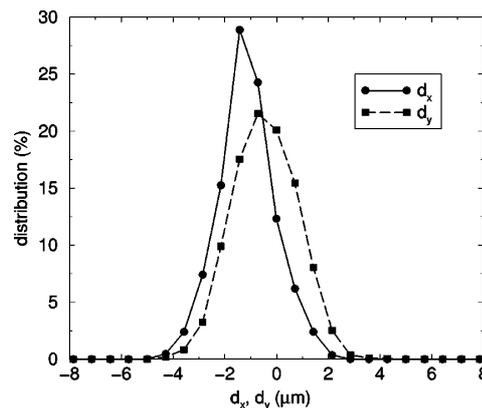


FIG. 12. Statistical distribution of the residuals inside the bulk. Ten tests of synthetic deformation are integrated in this plot, using constant displacement fields. The two curves, respectively, correspond to the cartesian coordinates x and y (“natural” coordinates of CIV) of the residual vector \mathbf{d} . Dispersion of the values, at a 95% confidence level, is $\pm 3 \cdot 10^{-2}$ px.

denotes extremely long rearrangement processes in the packing. Furthermore, this compares qualitatively well with the slow decrease of the macroscopic torque Γ in the postlocalization domain. Our results thus provide an important link between the macroscopic friction law of a granular system and microscopic processes active at the grain scale. The detailed understanding of nonlinear slip-weakening effects in friction laws has very important implications, particularly for the physics of earthquakes [21]. Here, we show that, in spite of localization, the portion of the sample effectively involved in the macroscopic response substantially extends outside the shear band. The thickness of this zone, which can be defined from the boundary of the slow relaxation domain in Fig. 10, displays only weak dependence on imposed slip.

APPENDIX: CIV ACCURACY

CIV is generally applied to a pair of photos representing the same object in two (slightly) different deformation stages. The essence of the technique is to determine the maximum cross correlation between small zones extracted from these two images. This maximum corresponds to the displacement (translation) vector of the considered zone. By moving the zone of interest, it is then possible to determine displacements at various positions inside the photo. A refine-

ment of the technique, crucial in our case, allows to achieve subpixel accuracy in this displacement computation. It briefly consists in iterative interpolations of the correlation function [22,23]. For the sake of efficiency, we make an extensive use of the Fourier transforms. Furthermore, to improve the contrast, we evaluate correlations from image gradients rather than from direct gray levels.

In Fig. 11, we show an illustration of CIV precision using a synthetically deformed image. We interpolated the displacement field represented in Fig. 3 (which is itself a CIV output) and used it to deform the digital picture displayed in the background. CIV was then applied between the initial and the deformed images. Note that, due to interpolations, the computed residuals are likely to be overestimated by this procedure. Still, only minor differences show up between the imposed and the computed displacement fields (Fig. 11). In particular, all the characteristic structures of the initial field are very well recovered.

Quantitatively, we calculated CIV accuracy, using the same procedure of synthetic deformation, but with constant displacement fields in order to minimize interpolation effects (Fig. 12). This yields a value of 3×10^{-2} px, i.e., $2 \mu\text{m}$. Note that this value slightly depends on the considered series of photos.

-
- [1] M. Ohnaka, M. Akatsu, H. Mochizuki, A. Odedra, F. Tagashira, and Y. Yamamoto, *Tectonophysics* **277**, 1 (1997).
 - [2] C. Marone, *Annu. Rev. Earth Planet Sci.* **26**, 643 (1998).
 - [3] B. Cambou, *Behaviour of Granular Materials*, CISM Courses and Lectures Vol. 385 (Springer-Verlag, New York, 1998).
 - [4] C.T. Veje, D.W. Howell, and R.P. Behringer, *Phys. Rev. E* **59**, 739 (1999).
 - [5] D.M. Mueth, G.F. Debregeas, G.S. Karczmar, P.J. Eng, S.R. Nagel, and H.M. Jaeger, *Nature (London)* **406**, 385 (2000).
 - [6] D.M. Mueth, *Phys. Rev. E* **67**, 011304 (2003).
 - [7] D. Howell, C.T. Veje, and R.P. Behringer, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 5241 (1999).
 - [8] F. Radjai, M. Jean, J.-J. Moreau, and S. Roux, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 274 (1996).
 - [9] F. Radjai, S. Roux, and J.-J. Moreau, *Chaos* **9**, 544 (1999).
 - [10] A. Zervos, I. Vardoulakis, M. Jean, and P. Lerat, *Mech. Cohesive-Frict. Mater.* **5**, 305 (2000).
 - [11] G. Chambon, J. Schmittbuhl, and A. Corfdir, *Geophys. Res. Lett.* **29**, 1366 (2002).
 - [12] P. Lerat, Thèse de doctorat, École Nationale des Ponts et Chaussées, 1996.
 - [13] A. Corfdir, P. Lerat, and J.-N. Roux, in *Powder and Grains 2001*, edited by Y. Kishino, Proceedings of the Fourth International Conference on Micromechanics of Granular Media, Sendai, Japan, 2001 (Balkema, Lisse, The Netherlands, 2001), pp. 315–318.
 - [14] F. Radjai and S. Roux, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 064302 (2002).
 - [15] T.S. Komatsu, S. Inagaki, N. Nakagawa, and S. Nasuno, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1757 (2001).
 - [16] B. Andreotti and S. Douady, *Phys. Rev. E* **63**, 031305 (2001).
 - [17] F. Hild, B. Raka, M. Baudequin, S. Roux, and F. Cantelaube, *Appl. Opt.* **41**, 6815 (2002).
 - [18] J.B. Knight, C.G. Fandrich, C.N. Lau, H.M. Jaeger, and S.R. Nagel, *Phys. Rev. E* **51**, 3957 (1995).
 - [19] M. Nicolas, P. Duru, and O. Pouliquen, *Eur. Phys. J. E* **3**, 309 (2000).
 - [20] C. Josserand, A.V. Tkachenko, D.M. Mueth, and H.M. Jaeger, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3632 (2000).
 - [21] K. Uenishi and J.R. Rice, *J. Geophys. Res.* **108**, 2042 (2003).
 - [22] F. Hild, J.-N. Périé, and M. Coret, Internal Report 230, 1999 (unpublished).
 - [23] L. Chevalier, S. Calloch, F. Hild, and Y. Marco, *Eur. J. Mech. A/Solids* **20**, 169 (2001).

4.3 Reproductibilité des résultats

Les performances de la CIV sont optimales lorsque les images utilisées possèdent une texture de niveaux de gris très riche. Ainsi la plupart des résultats présentés dans l'article PRE03 ont-ils été obtenus avec une seule série de photos, la meilleure en termes de netteté et de contraste des images. Il s'agit d'une série de 400 photos prise durant une phase de cisaillement initiale. Nous disposons également de plusieurs autres séries de photos qui, si elles sont de moins bonne qualité, permettent toutefois de vérifier la reproductibilité de nos résultats. Elles ont été prises à la fois durant des phases de cisaillement initiales et durant des phases faisant suite à des chutes de contrainte ou à des changements de sens. Comme nous le montrons dans JGR03, ces trois types de phase donnent lieu à un adoucissement en glissement du frottement macroscopique. Elles devraient donc également toutes être le siège d'effets microscopiques de découplage et de relaxation lente similaires à ceux décrits dans PRE03.

4.3.1 Phases initiales

Nous présentons dans la Figure 4.5 les résultats obtenus avec une série de 300 photos prise dans les mêmes conditions que celle de l'article PRE03, à savoir durant une phase de cisaillement initiale. Toutefois, les photos sont de moins bonne qualité (netteté et contraste imparfaits, présence de grains noirs qui appauvrissent la texture). Certaines d'entre-elles présentent également des pixels aberrants du fait d'un dysfonctionnement du capteur CCD de l'appareil. À titre d'exemple, la photo présentée dans la Figure 4.8a est la première de cette série.

Pour des raisons techniques, nous n'avons pas été capable de prendre d'images durant le processus de localisation de la déformation. La première photo de cette série a été enregistrée pour $\delta_p = 41$ mm, soit environ 20–30 mm après la localisation. Il n'est donc pas possible de calculer les déformations cisailantes cumulées γ_L en prenant comme référence l'état de l'échantillon à la localisation. Pour la Figure 4.5, c'est la première photo de la série qui a été choisie comme état de référence.

Du fait de cet état de référence décalé, il semble que le Régime de déformation II (régime de fort couplage caractérisé par de grands incréments de cisaillement) ne soit pas observable dans la Figure 4.5. En corollaire, les valeurs finales de γ_L calculées avec cette série sont environ deux fois plus faibles que dans l'article PRE03 (voir Figure 7a de l'article). Pour les petites valeurs de r , on retrouve le processus caractéristique du Régime de transition, à savoir une relaxation hyperbolique en $1/\delta_L$ des incréments de déformation cisailante. Comme dans PRE03, on remarque en effet que l'évolution de γ_L est bien compatible avec une fonction logarithmique en δ_L (Figure 4.5b).

Pour les plus grandes valeurs de r , en revanche, l'évolution de γ_L diffère quelque peu de celle décrite dans PRE03. Selon les résultats établis dans l'article, cette région devrait se situer dans le Régime de déformation III (régime de faible couplage), c'est-à-dire présenter des incréments de déformation faibles et constants. On note au contraire un effet de décroissance à long terme des incréments de déformation (Figure 4.5a) qui, de plus, s'avère peu compatible avec une fonction hyperbolique (Figure 4.5b). Il est possible que cette relaxation lente constitue une propriété réelle du Régime III, qui serait mise en évidence ici grâce à "l'effet de loupe" placé sur ce régime. Toutefois, nous pensons qu'il s'agit plutôt d'un artefact lié sans doute à la qualité imparfaite des photos. Les valeurs de γ_L pour les grands r se situent en effet systématiquement en limite de résolution de la CIV.

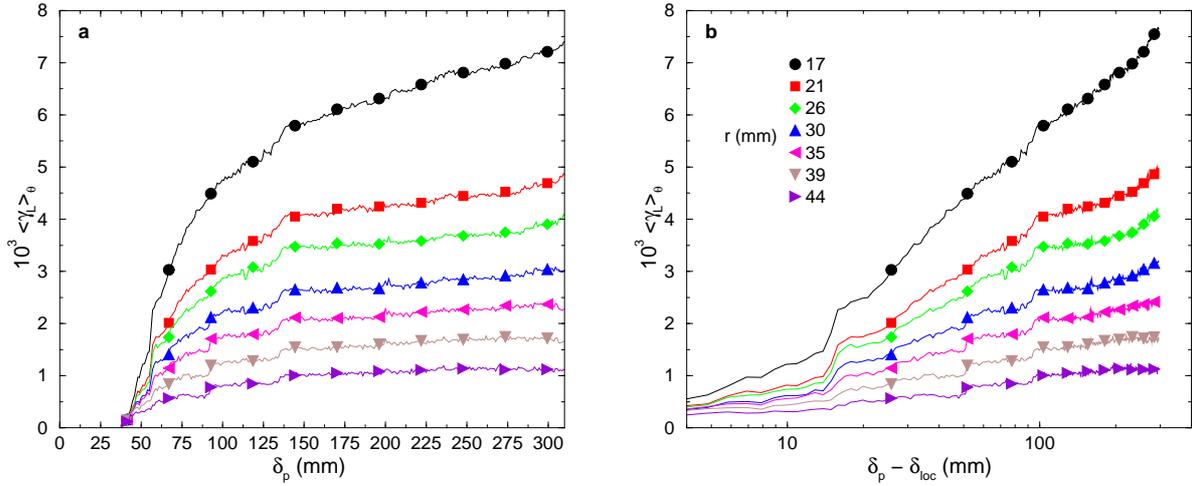


FIG. 4.5 – (a) Évolution de la déformation cisailante cumulée $\langle \gamma_L \rangle_\theta$ (en moyenne orthoradiale) en fonction du glissement partiel δ_p durant une phase de cisaillement initiale, pour sept valeurs de r hors de la bande de cisaillement. L'échantillon est constitué de sable sa1 (confinement $\sigma_e = 0.2$ MPa, vitesse $v = 100 \mu\text{m/s}$). Les calculs par CIV sont réalisés avec des sous-images de 128×128 pixels. La référence pour le calcul des déformations cumulées est l'état de l'échantillon à $\delta_p = 41$ mm (voir texte). (b) Même figure, en coordonnées semi-logarithmiques. En abscisses, l'origine du glissement est approximativement ramenée à la localisation, en prenant $\delta_{loc} = 41$ mm.

4.3.2 Chutes imposées de la contrainte cisailante

Dans les Figures 4.6 et 4.7, nous présentons les résultats obtenus avec une série de 400 photos couvrant un épisode de chute imposée de la contrainte cisailante. La qualité de cette série est comparable à celle de la série étudiée dans PRE03.

On remarque qu'après la chute de contrainte, le champ de déplacement dans l'échantillon est qualitativement très similaire à celui mesuré tout au début des phases initiales, avant la localisation (Figure 4.6a, à comparer avec la Figure 2 de PRE03). Quantitativement, la chute de contrainte est accompagnée par une augmentation de la magnitude typique des incréments de déplacement dans l'échantillon, mais ceux-ci restent néanmoins significativement plus faibles que durant la localisation initiale. Les chutes de contrainte induisent donc une *délocalisation partielle* de la déformation dans l'échantillon. Lorsque le cisaillement reprend, quelques mm de glissement suffisent ensuite à déclencher une nouvelle localisation de la déformation. Le champ de déplacement hors de la bande de cisaillement retrouve alors sa forte hétérogénéité spatiale caractérisée par des blocs quasi-rigides intermittents (Figure 4.6b).

Du fait du caractère partiel de la délocalisation, les déformations cisailantes cumulées post-localisation γ_L n'excèdent pas un dixième de celles mesurées lors des phases initiales (Figure 4.7). Les valeurs correspondantes se situent en limite de résolution de la technique CIV. On retrouve néanmoins toutes les caractéristiques décrites dans PRE03. Pour les petites valeurs de r , les incréments de déformation cisailante décroissent progressivement selon une loi qui apparaît bien compatible avec une fonction hyperbolique en $1/\delta_L$ (Figure 4.7b). Pour les grandes valeurs de r , au contraire, la décroissance des incréments de déformation est brutale (Figure 4.7a). Elle se produit lorsque δ_p atteint une valeur caractéristique marquant

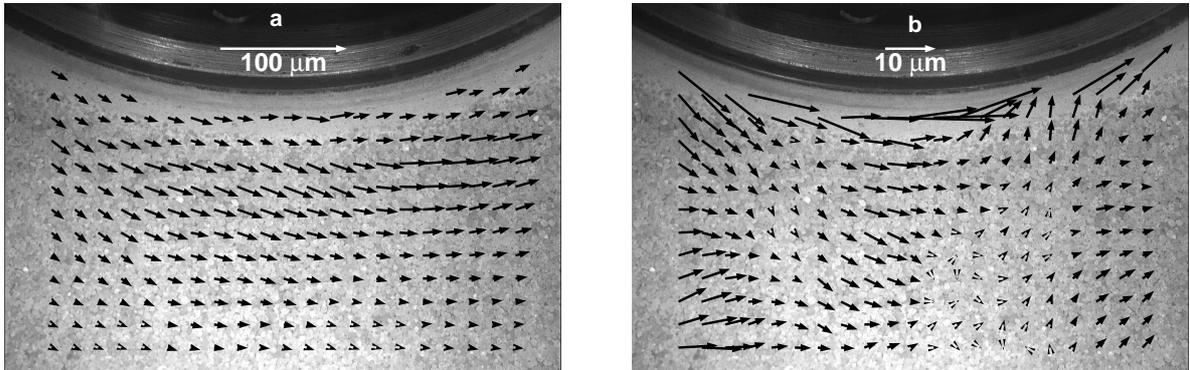


FIG. 4.6 – Cartes des incréments de déplacement \mathbf{du} calculés entre deux photos successives d'une série qui a été prise après une chute de contrainte cisailante (incrément de glissement entre deux photos : $\Delta\delta = 83 \mu\text{m}$, taille des sous-images de CIV : 128×128 pixels). La flèche blanche indique l'échelle des champs représentés. Le glissement cumulé δ_{cum} au moment de la chute de contrainte est de 1.49 m. **(a)** Carte mesurée immédiatement après la chute de contrainte ($\delta_p \approx 0$). **(b)** Carte mesurée après la relocalisation, pour $\delta_p = 49$ mm.

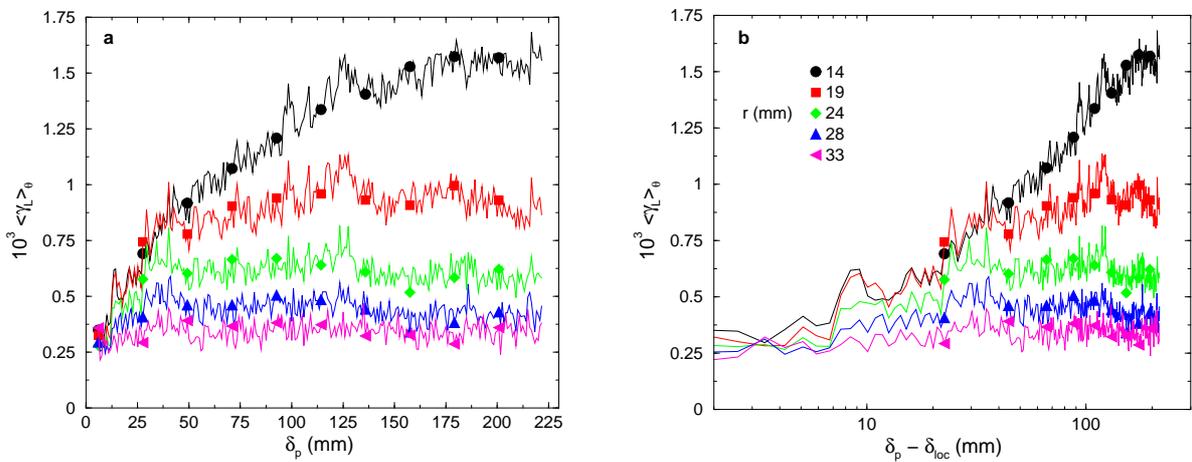


FIG. 4.7 – **(a)** Évolution de la déformation cisailante cumulée $\langle \gamma_L \rangle_{\theta}$ (en moyenne orthoradiale) en fonction du glissement partiel δ_p après une chute de contrainte cisailante, pour cinq valeurs de r hors de la bande de cisaillement. L'échantillon est constitué de sable sa1 (confinement $\sigma_e = 0.5$ MPa, vitesse $v = 83 \mu\text{m/s}$). Les calculs par CIV sont réalisés avec des sous-images de 128×128 pixels. La référence pour le calcul des déformations cumulées est l'état de l'échantillon à la localisation ($\delta_{loc} \approx 5$ mm). **(b)** Même figure, en coordonnées semi-logarithmiques. En abscisses, l'origine du glissement est ramenée à la localisation.

la transition entre les Régimes II et III (régimes de fort et faible couplage, respectivement).

4.3.3 Changements de sens

À l'instar des chutes de contrainte, les changements du sens de cisaillement n'induisent que des délocalisations partielles de la déformation, qui se traduisent par des déplacements très limités dans l'échantillon. La Figure 4.8 permet ainsi de comparer l'état d'un échantillon après un changement de sens avec son état au moment de la localisation initiale. Hors de la bande de cisaillement, l'observation directe ne met en évidence aucun déplacement ni aucune déformation notables dans l'arrangement granulaire.

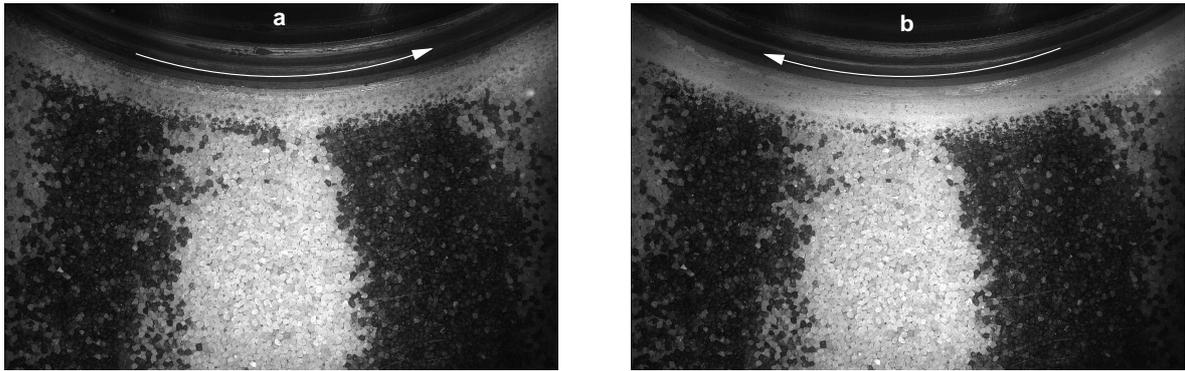


FIG. 4.8 – Photos d'un échantillon de sable sa1 confiné à 0.2 MPa (vitesse de cisaillement : $100 \mu\text{m/s}$). Deux zones de grains noircis à l'encre de Chine ont été placées contre la fenêtre d'observation afin de servir de marqueurs. (a) Échantillon au moment de la localisation initiale : $\delta_p \approx 41 \text{ mm}$. (b) Échantillon après avoir subi $\delta_{cum} = 928 \text{ mm}$ de glissement cumulé, incluant un changement du sens de rotation ($\delta_p = 291 \text{ mm}$).

Comme le montre la Figure 4.9, on retrouve après les changements de sens les effets attendus de relaxation lente aux petits r et de transition brutale aux grands r . Notons toutefois que, pour les petites valeurs de r , l'accord des données avec une évolution logarithmique de γ_L en fonction de δ_L est assez médiocre (Figure 4.9b). Cependant, comme dans le § 4.3.1, la qualité de la série de 400 photos ayant permis d'obtenir cette figure n'est pas suffisante (netteté imparfaite, fluctuations du capteur CCD,...) pour pouvoir remettre en cause les conclusions de PRE03.

4.3.4 Bilan

Les résultats supplémentaires présentés dans cette section apparaissent donc bien cohérents avec ceux de PRE03. Ils indiquent l'ubiquité du processus de relaxation lente des incréments de déformation hors de la bande de cisaillement. Ce processus intervient à la fois durant les phases de cisaillement initiales ainsi qu'après les chutes de contrainte et les changements de sens. Comme pour l'adoucissement macroscopique du frottement, c'est donc le déplacement partiel δ_p qui apparaît comme la variable pertinente pour le décrire. Nous avons vérifié que la décroissance des incréments de déformation semblait systématiquement associée à un découplage entre la bande de cisaillement et le reste de l'échantillon. Toutefois, en raison de valeurs souvent proches de la limite de résolution de la CIV, ainsi que de la

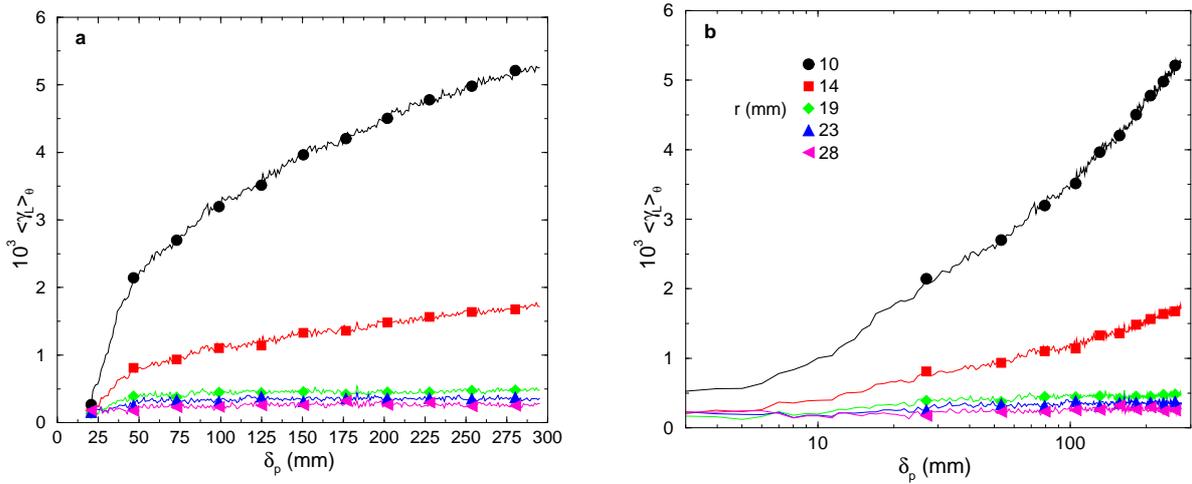


FIG. 4.9 – (a) Évolution de la déformation cisailante cumulée $\langle \gamma_L \rangle_\theta$ (en moyenne orthoradiale) en fonction du glissement partiel δ_p après un changement de sens, pour cinq valeurs de r hors de la bande de cisaillement. L'échantillon est constitué de sable sa1 (confinement $\sigma_e = 0.45$ MPa, vitesse $v = 100 \mu\text{m/s}$). Les calculs par CIV sont réalisés avec des sous-images de 128×128 pixels. La référence pour le calcul des déformations cumulées est l'état de l'échantillon à la localisation ($\delta_{loc} \approx 20$ mm). (b) Même figure, en coordonnées semi-logarithmiques. En abscisses, l'origine du glissement est ramenée à la localisation.

moins bonne qualité des séries de photos, l'évolution des profils radiaux de vitesse avec δ_p est généralement beaucoup moins probante que dans PRE03.

Toutes nos données microscopiques ont été obtenues avec des échantillons de sable sa1. Nous ne disposons malheureusement d'aucune série de photos prise avec des matériaux différents qui soit exploitable par CIV. Cela aurait permis de donner encore plus de crédit au lien que nous proposons entre la relaxation microscopique et l'adoucissement du frottement macroscopique. Précisément, comme nous l'expliquons dans JGR03, nous pensons que l'adoucissement en glissement macroscopique est dû au découplage progressif entre la bande de cisaillement et le reste de l'échantillon. La concomitance systématique de ces deux processus au cours de tous les types de phases étudiés, ainsi que la similitude de leurs lois d'évolution, constituent déjà de solides arguments en faveur de cette interprétation. En outre, les données présentées ci-dessus montrent également que le renforcement du frottement observé lors des changements de sens et des chutes de contrainte est vraisemblablement induit par un recouplage partiel entre la bande de cisaillement et le reste de l'échantillon.

4.4 Phénomène de compaction lente

Le comportement volumique macroscopique des échantillons de sable sa1 est décrit dans l'article JGR03-I. On observe une séquence initiale de compaction-dilatance au tout début des phases de cisaillement (se poursuivant typiquement jusqu'à la localisation), suivie par une compaction lente concomitante du processus d'adoucissement en glissement. La séquence initiale de compaction-dilatance constitue le comportement classique des échantillons granulaires denses soumis à un cisaillement [p. ex., Duran, 1997; Cambou, 1998]. Dans cette section,

nous nous intéressons au phénomène de compaction lente post-localisation. Nous souhaitons en particulier préciser son origine physique et proposer un modèle simple permettant d'en rendre compte.

Afin de clarifier les discussions, nous ferons dans la suite usage d'abréviations pour désigner les différentes régions de l'échantillon. La *zone interfaciale* non résolue par la CIV [voir p. ex. Figure 2 de PRE03] sera ainsi dénotée ZI. Le reste de l'échantillon, faiblement cisailé mais siège d'une déformation très intermittente et hétérogène, sera dénoté B (*bulk*). Dans cette région B, il nous faudra distinguer la zone *interne* BI (correspondant à $r_{m1} < r < r_{m2}$)⁵, qui est visible sur les photos et résolue par CIV, de la zone *externe* BE ($r > r_{m2}$), non visible sur les photos. Afin qu'il n'y ait aucune ambiguïté, précisons que les zones ZI, BI et BE ainsi définies ne se sont pas bornées dans la direction orthoradiale. Elles constituent des couronnes concentriques dont seule une portion est visible sur les photos (sauf pour la zone BE qui est complètement invisible).

4.4.1 Localisation de la compaction lente dans l'échantillon

Comme nous l'indiquons dans JGR03-I, la comparaison entre les mesures macroscopiques et microscopiques des variations de volume permet de détecter les domaines de l'échantillon qui sont à l'origine du processus de compaction lente. Les mesures macroscopiques sont obtenues grâce au contrôleur pression-volume et représentent des variations intégrées sur tout l'échantillon. Les mesures microscopiques, au contraire, sont dérivées des calculs de CIV. Elles permettent d'étudier les contributions des différentes régions ZI, BI et BE au comportement volumique global. Toutefois, le calcul des variations volumiques de ces différentes régions nécessite de supposer que les moyennes orthoradiales $\langle \cdot \rangle_\theta$ des quantités locales calculées sur nos photos sont représentatives de toute la circonférence de l'échantillon. Nous allons voir que cette hypothèse n'est pas anodine et conduit à distinguer deux méthodes non-équivalentes pour estimer des variations de volume locales à partir des champs déterminés par CIV.

Variations de volume déduites des déformations volumiques

De manière générale, les déformations volumiques (cumulées) ε_V sont moins bien résolues que les déformations cisailantes γ , car leur amplitude est environ cinq fois plus faible (comparer la Figure 4.10a avec la Figure 7b de PRE03). On remarque néanmoins clairement que, quelle que soit la valeur de r considérée, la région BI est compactante⁶ après la localisation. Comme le montre la Figure 4.10a, les déformations volumiques dans cette région décroissent d'abord rapidement avec le glissement (durant le régime de déformation II), puis ensuite beaucoup plus lentement (régime III). La transition entre ces deux régimes de compaction est marquée, pour la plupart des valeurs de r étudiées, par un épisode de comportement neutre ou légèrement dilatant.

La première méthode pour déterminer la variation de volume ΔV_{BI} de la couronne BI

⁵On rappelle que le rayon r est compté à partir de la surface du cylindre intérieur. La limite interne $r_{m1} \approx 11.6$ mm correspond approximativement à la frontière de la zone interfaciale. La limite externe $r_{m2} \approx 49.3$ mm correspond au bord des photos.

⁶On rappelle que, selon notre convention de signe, des valeurs décroissantes de ε_V indiquent une compaction.

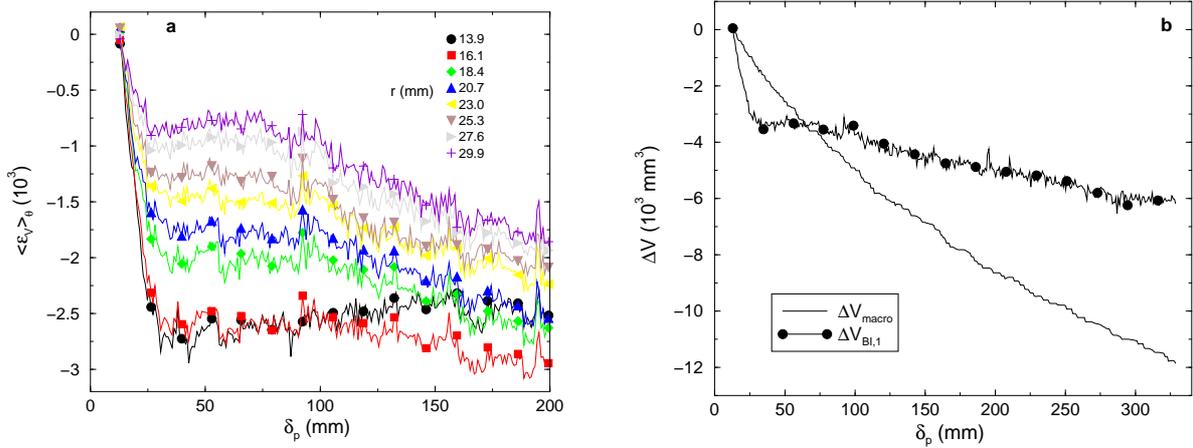


FIG. 4.10 – (a) Évolution de la déformation volumique cumulée $\langle \varepsilon_V \rangle_\theta$ (en moyenne orthoradiale) en fonction du glissement partiel δ_p durant une phase de cisaillement initiale, pour huit valeurs de r à l'intérieur de la zone BI (sable sa1, confinement $\sigma_e = 0.5$ MPa). Les déformations sont calculées par CIV (sous-images : 128×128 pixels), en prenant comme référence la photo correspondant à la localisation. (b) Comparaison entre les mesures macroscopiques ΔV_{macro} et microscopiques $\Delta V_{BI,1}$ des variations de volume durant la même phase de cisaillement que pour la figure (a). La quantité $\Delta V_{BI,1}$ est calculée à partir des déformations volumiques locales $\langle \varepsilon_V \rangle_\theta$ déterminées par CIV (taille des sous-images : 64×64 pixels) en utilisant l'expression (4.7). Comme en (a), l'origine pour les variations de volume est prise à la localisation.

consiste à calculer la moyenne des mesures locales de déformation volumique, selon la formule :

$$\Delta V_{BI,1}(\delta_p) = 2\pi H \int_{r_{m1}}^{r_{m2}} (r + R_i) \langle \varepsilon_V \rangle_\theta(r, \delta_p) dr, \quad (4.7)$$

où H et R_i représentent respectivement la hauteur et le rayon interne de l'échantillon (rayon du cylindre central). En accord avec l'évolution des déformations locales ε_V , les variations de volume $\Delta V_{BI,1}$ ainsi calculées indiquent une compaction globale de la région BI après la localisation (Figure 4.10b). Il est intéressant de constater que cette compaction locale de la région BI est "commensurable" avec la compaction lente macroscopique mesurée par le contrôleur pression-volume. En d'autres termes, quoique non identiques, les valeurs de $\Delta V_{BI,1}$ sont toujours du même ordre que les valeurs de la mesure macroscopique ΔV_{macro} (Figure 4.10b). On peut en conclure qu'une partie substantielle de la réduction de volume post-localisation de l'échantillon provient de la région BI.

Il existe toutefois des différences significatives entre les mesures de volume macroscopiques ΔV_{macro} et microscopiques $\Delta V_{BI,1}$. On note en particulier que le changement de régime de compaction observé dans la Figure 4.10a se traduit dans l'évolution de $\Delta V_{BI,1}$ par une chute brutale du taux de compaction après $\delta_p \approx 30$ mm (Figure 4.10b). La courbe macroscopique ΔV_{macro} , au contraire, affiche un taux de compaction décroissant lentement et régulièrement. Après 300 mm de glissement partiel, le calcul microscopique sous-estime de 50% environ la réduction de volume totale de l'échantillon. Comme nous allons le voir, il apparaît cependant que ces différences sont nettement amplifiées par la procédure de calcul de ΔV_{BI} employée dans ce paragraphe.

Variations de volume déduites des déplacements radiaux

Méthode. La formulation (4.7) permet d'estimer les variations de volume de la couronne BI en supposant que la moyenne orthoradiale $\langle \varepsilon_V \rangle_\theta = \langle \varepsilon_V \rangle_{\theta \in [\theta_-, \theta_+]}$ calculée sur les photos est égale à la moyenne $\langle \varepsilon_V \rangle_{\theta \in [0, 2\pi]}$ sur tout l'échantillon. Or, on peut montrer qu'en présence de variations orthoradiales des champs microscopiques ($\partial_\theta \neq 0$), il n'est pas possible de faire cette hypothèse d'identité des moyennes orthoradiales à la fois pour la déformation volumique ε_V et pour le déplacement radial u_r . En particulier, si l'on suppose que

$$\langle u_r \rangle_{\theta \in [\theta_-, \theta_+]} = \langle u_r \rangle_{\theta \in [0, 2\pi]}, \quad (4.8)$$

on aboutit à :

$$\langle \varepsilon_V \rangle_{\theta \in [0, 2\pi]} = \langle \varepsilon_V \rangle_{\theta \in [\theta_-, \theta_+]} - \frac{1}{R_i + r} \frac{u_\theta(\theta_+) - u_\theta(\theta_-)}{\theta_+ - \theta_-}, \quad (4.9)$$

où le terme correctif s'avère en général non négligeable. Le champ de déplacement constituant la sortie "primaire" de la procédure de CIV, l'identité (4.8) représente l'hypothèse d'ordre zéro la plus pertinente pour comparer résultats microscopiques et mesures macroscopiques.

Il apparaît donc préférable d'utiliser les déplacements radiaux plutôt que les déformations volumiques pour estimer les variations de volume dans la région BI. La deuxième méthode de calcul de ΔV_{BI} se fonde sur la formulation intégrée suivante :

$$\Delta V_{BI,2}(\delta_p) = 2\pi H [(R_i + r_{m2}) \langle u_r \rangle_\theta(r_{m2}, \delta_p) - (R_i + r_{m1}) \langle u_r \rangle_\theta(r_{m1}, \delta_p)], \quad (4.10)$$

où les notations sont les mêmes que dans (4.7). Cette formulation permet également d'évaluer directement les variations de volume ΔV_{ZI} de la région ZI (non résolue par la CIV) en utilisant les déplacements calculés sur sa frontière :

$$\Delta V_{ZI}(\delta_p) \approx 2\pi H (R_i + r_{m1}) \langle u_r \rangle_\theta(r_{m1}, \delta_p). \quad (4.11)$$

Pour être utilisables, les expressions (4.10) et (4.11) nécessitent cependant de disposer de champs de déplacement corrigés de leur composante homogène parasite (voir section 4.1.4). Dans la suite, nous effectuons cette correction en soustrayant aux déplacements bruts calculés par CIV le mouvement parasite déterminé à partir du bord interne du cylindre (Figure 4.3b, utilisation des résultats de la méthode incrémentale). Comme le montre la Figure 4.11, cette correction s'avère particulièrement sensible dans le cas du calcul des variations de volume ΔV_{ZI} de la zone interfaciale.

Résultats. Les variations volumiques au cours du cisaillement des deux régions ZI et BI apparaissent qualitativement très différentes (Figure 4.11b). On constate que la zone interfaciale présente un comportement essentiellement neutre après la localisation. Dans le détail, il semble que l'on puisse distinguer un épisode de dilatance jusqu'à $\delta_p \approx 30$ mm (*i.e.* durant le régime II), suivi par une compaction jusqu'à $\delta_p \approx 60$ mm. Au-delà de cette valeur de glissement, nous attribuons la variabilité à grande échelle de ΔV_{ZI} à des artefacts liés à la correction imparfaite de la composante parasite des champs de déplacement. On peut noter en effet que les fluctuations à grande échelle observées dans l'évolution de ΔV_{ZI} sont absentes avant la correction (Figure 4.11a). Elles proviennent systématiquement de fluctuations dans les données utilisées pour corriger les déplacements bruts (voir Figure 4.3b).

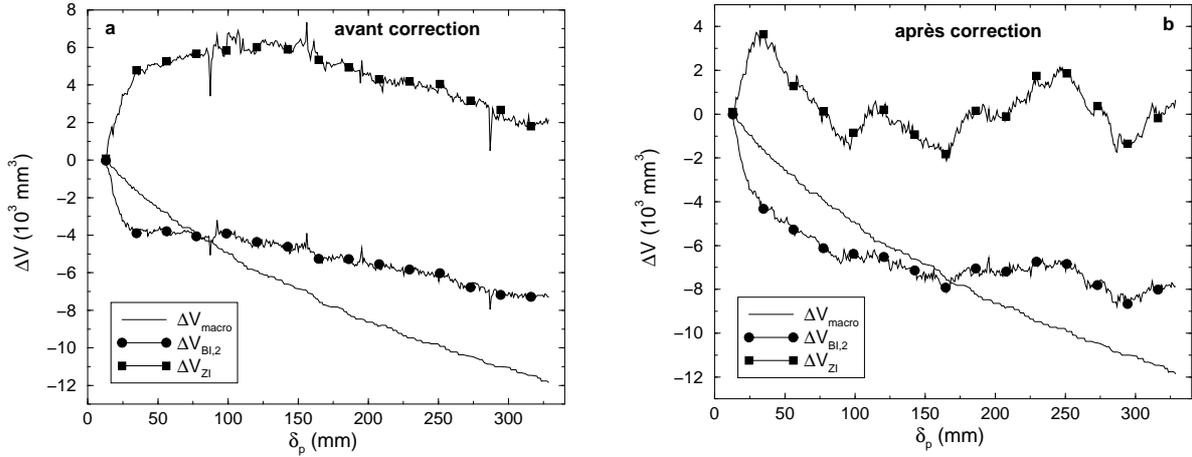


FIG. 4.11 – Comparaison entre les mesures macroscopiques ΔV_{macro} et microscopiques $\Delta V_{BI,2}$ des variations de volume durant la même phase de cisaillement initiale que celle étudiée dans la Figure 4.10. L’estimation microscopique ΔV_{ZI} des variations de volume de la zone interfaciale est également représentée. Les quantités $\Delta V_{BI,2}$ et ΔV_{ZI} sont calculées à partir des déplacements radiaux $\langle u_r \rangle_\theta$ déterminés par CIV (taille des sous-images : 64×64 pixels) en utilisant les expressions (4.10) et (4.11). Comme dans la Figure 4.10, l’origine pour le calcul des variations de volume est prise à la localisation. (a) Estimations microscopiques $\Delta V_{BI,2}$ et ΔV_{ZI} calculées à partir des déplacements radiaux bruts. (b) Estimations microscopiques calculées à partir des déplacements radiaux corrigés de leur composante homogène parasite (voir texte). Il s’agit de la Figure 18 de JGR03-I, remplacée ici pour faciliter les comparaisons.

Comme on l’a déjà vu, la région BI présente au contraire un comportement compactant avec le cisaillement (Figure 4.11b). Qualitativement, les résultats de la méthode de calcul employée ici sont peu différents de ceux présentés dans la Figure 4.10b. L’emploi des déplacements radiaux permet toutefois d’améliorer significativement l’accord quantitatif entre la mesure microscopique $\Delta V_{BI,2}$ et la mesure macroscopique ΔV_{macro} . On remarque en particulier que la diminution du taux de compaction “microscopique” ne se produit plus de manière abrupte pour $\delta_p \approx 30$ mm, mais se prolonge durant plusieurs décimètres de cisaillement. La période de comportement neutre ou dilatant observée dans la Figure 4.10a disparaît complètement dans l’évolution de $\Delta V_{BI,2}$. En conséquence, l’écart entre les courbes $\Delta V_{BI,2}$ et ΔV_{macro} est notablement réduit. (Il n’est plus que de 30% environ au bout de 300 mm de glissement partiel.)

Néanmoins, il subsiste toujours des différences entre les évolutions de $\Delta V_{BI,2}$ et ΔV_{macro} dans la Figure 4.11b. En particulier, le taux de compaction continue à décroître plus rapidement dans les données microscopiques que dans les mesures macroscopiques. Une hypothèse envisageable⁷ consisterait à supposer que ces différences sont dues à une contribution de la zone interfaciale ZI, fortement cisailée, au comportement volumique global de l’échantillon. D’après les courbes $\Delta V_{BI,2}$ et ΔV_{macro} , cela reviendrait à supposer que la région ZI se dilate jusque vers $\delta_p \approx 170$ mm, puis se contracte ensuite. Les mesures directes ΔV_{ZI} que nous

⁷Cette hypothèse paraît d’autant plus séduisante que, comme nous l’avons vu, la zone interfaciale est le siège d’un processus d’attrition des grains qui pourrait, *a priori*, entraîner des variations volumiques importantes (essentiellement compactantes).

avons présentées invalident clairement cette hypothèse. En effet, il semble que quelques cm de glissement suffisent pour que la zone interfaciale atteigne son *état critique* volumétriquement neutre. En tout cas, et même si la quantité ΔV_{ZI} n'est pas parfaitement résolue, on ne détecte dans son évolution aucune tendance compactante à long terme (Figure 4.11b).

Bilan sur la localisation de la compaction lente. Les résultats présentés dans la Figure 4.11b permettent donc de conclure que la compaction lente observée macroscopiquement se produit, sinon exclusivement, du moins essentiellement hors de la zone interfaciale. Elle a lieu dans l'épaisse région B soumise à un cisaillement faible et intermittent.

Pour nous, les différences résiduelles entre mesures microscopiques dans la région BI et mesures macroscopiques peuvent s'expliquer par trois effets. Tout d'abord, il est possible que la région externe BE, non résolue par CIV, contribue également à la compaction globale de l'échantillon. Nous allons voir dans le paragraphe suivant que l'extrapolation de nos résultats à cette région permet en effet de réduire encore les différences entre mesures micro et macro. Il est également probable que l'identité (4.8) ne soit qu'approchée, c'est à dire que les moyennes orthoradiales calculées sur la fenêtre d'observation ne prennent en compte que partiellement la complexité du champ de déplacement dans l'échantillon. Ce point sera également rediscuté plus loin. Enfin, il faut aussi envisager la possibilité d'erreurs ou de biais systématiques dans les champs locaux calculés par CIV.

Extrapolation des mesures locales de compaction à la région BE

Méthode. Nous démontrerons plus loin (voir § 4.4.2) qu'il existe une corrélation locale entre les incréments de compaction et les incréments de déformation cisailante dans la région BI. Ce résultat nous permettra en particulier de discuter des mécanismes physiques à l'origine du processus de compaction lente. Pour le moment, nous souhaitons simplement utiliser la version intégrée de l'expression (4.18), à savoir :

$$\frac{du_r}{dr} = -A \gamma, \quad (4.12)$$

où γ représente la déformation cisailante cumulée et A est une constante positive. Cette expression va nous permettre d'extrapoler les mesures microscopiques de variations volumiques à toute la région B.

Nous avons établi dans PRE03 la forme de la décroissance radiale des déformations cisailantes γ [voir Eqs. (6) et (7) de cet article]. En nous limitant⁸ au seul terme dominant pour les grandes valeurs de r (et les grandes valeurs de δ_p), il reste :

$$\gamma = \frac{g_0(\delta)}{\lambda_\infty} e^{-r/\lambda_\infty}. \quad (4.13)$$

La relation (4.13) peut être combinée avec l'expression (4.12) pour obtenir, après intégration, une équation régissant l'évolution spatiale des déplacements radiaux u_r :

$$u_r(r) = u_r(r_{m1}) + \varepsilon_0 \lambda_\infty (e^{-r/\lambda_\infty} - e^{-r_{m1}/\lambda_\infty}), \quad (4.14)$$

⁸La prise en compte du terme suivant dans le développement de γ – à savoir $f_1(r) g_1(\delta)$ où la fonction $f_1(r) \propto r e^{-r/\lambda_\infty}$ est définie dans PRE03 – ne modifierait pas, en première approximation, les résultats que nous allons présenter.

avec $\varepsilon_0 = Ag_0(\delta)/\lambda_\infty$.

Naturellement, de même que pour les expressions (4.13) et (4.12), l'équation (4.14) n'est *a priori* valable que dans la région BI résolue par CIV. Nous proposons cependant d'extrapoler la validité de ces expressions à toute la région B. En effet, il est raisonnable de supposer que les mécanismes de déformation granulaire sont identiques dans toute la zone située hors de la bande interfaciale. En exprimant les variations volumiques $\Delta V_B = \Delta V_{BI} + \Delta V_{BE}$ de la région B à l'aide d'une formule analogue à (4.10), il est alors possible d'établir une relation simple entre cette quantité et les variations volumiques ΔV_{BI} et ΔV_{ZI} des régions BI et ZI :

$$\Delta V_{BE} \approx \frac{R_e}{R_i + r_{m2}} \Delta V_{BI} + \frac{R_e - (R_i + r_{m2})}{R_i + r_{m2}} \Delta V_{ZI}, \quad (4.15)$$

où R_e représente le rayon extérieur de l'échantillon. La relation précédente (4.15) permet donc de calculer la variation de volume totale de toute la région B uniquement à partir de quantités déterminées par CIV. Notons toutefois que les valeurs de ΔV_B ainsi déterminées seront entachées des mêmes artefacts que ceux affectant les valeurs de ΔV_{ZI} (Figure 4.12).

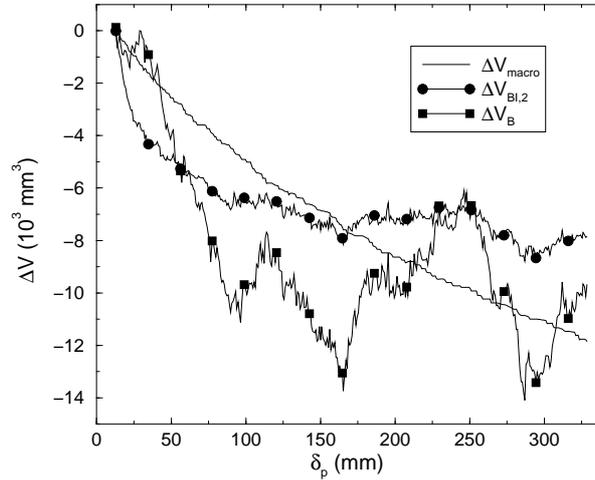


FIG. 4.12 – Comparaison entre les mesures macroscopiques ΔV_{macro} et microscopiques $\Delta V_{BI,2}$ et ΔV_B des variations de volume au cours de la même phase de cisaillement initiale que celle étudiée dans la Figure 4.10. La quantité $\Delta V_{BI,2}$ est calculée exactement comme dans la Figure 4.11b (en incluant les corrections des champs de déplacement bruts). La quantité ΔV_B est calculée en utilisant l'expression d'extrapolation (4.15). On notera en particulier que les valeurs de ΔV_B sont affectées par des fluctuations “parasites” à grande échelle introduites par le terme en ΔV_{ZI} de (4.15) [voir Figure 4.11]. Comme précédemment, l'origine pour le calcul des variations de volume est prise à la localisation.

Résultats. Comme annoncé précédemment, l'extrapolation à la région BE des variations de volume calculées par CIV permet d'améliorer l'accord entre mesures microscopiques et macroscopiques (Figure 4.12). En particulier, les valeurs de ΔV_B et ΔV_{macro} obtenues au bout de 300 mm de glissement partiel sont à présent très similaires. Ceci confirme que la compaction lente de l'échantillon est essentiellement localisée hors de la zone interfaciale.

Toutefois, ici encore les mesures microscopiques présentent apparemment des variations en glissement plus rapides que les mesures macroscopiques. Nous pensons que cet effet est

essentiellement dû à la représentativité partielle des moyennes orthoradiales calculées sur nos photos. Une fenêtre d’observation trop réduite peut en effet impliquer une observation incomplète de certains modes spatiaux des champs locaux. Si ces modes sont associés à des temps caractéristiques, leur non-observation peut expliquer que les quantités locales présentent des variations “temporelles” plus rapides que les quantités réellement macroscopiques.

Conclusions annexes. Pour finir, nous voulons souligner une fois encore l’importance du résultat principal de cette section, à savoir le bon accord entre les mesures macroscopiques et microscopiques des variations de volume. Outre renseigner sur les régions de l’échantillon à l’origine du processus de compaction lente, ce résultat possède deux autres implications fondamentales pour nos travaux. Il valide tout d’abord la procédure de CIV que nous appliquons à nos photos. En effet, il montre en particulier que les champs locaux de déplacement et de déformation sont correctement résolus, et que l’essentiel de la réponse microscopique de l’échantillon est prise en compte (même si les fenêtres d’observation sont sans doute trop petites).

Corollairement, ce résultat confirme aussi l’hypothèse fondamentale de la bidimensionnalité des modes de déformation dans l’ACSA (voir § 2.1). Dans le cas contraire, les mouvements de grains observés à 2D à travers la plaque inférieure ne pourraient être représentatifs du comportement global de l’échantillon. L’hypothèse de bidimensionnalité est à la base de la plupart de nos raisonnements et conditionne les possibilités d’extrapolation de nos mesures aux failles réelles. Remarquons au passage que cette conclusion est bien cohérente avec les observations de *Mueth et al.* [2000]. En utilisant des techniques d’imagerie en volume (IRM et tomographie X), ces auteurs mettent directement en évidence que les flux de grains dans une géométrie de Couette très similaire à la nôtre sont essentiellement bidimensionnels.

4.4.2 Corrélations entre compaction lente et cisaillement

Observations. Comme nous l’indiquions précédemment, la Figure 4.13a montre qu’il existe, après la localisation, une proportionnalité locale entre les incréments de déformation volumique et les incréments de déformation cisailante dans la région BI (Figure 4.13a) :

$$d\varepsilon_V = -a d\gamma, \quad (4.16)$$

où a est une constante positive⁹. Cette corrélation n’est véritablement évidente qu’au cours des premiers stades du régime de relaxation lente de $d\gamma$, c’est à dire pour les petites valeurs de r et de δ_p . Pour les grandes valeurs de r ou de δ_p , les incréments de déformation sont généralement trop faibles pour être correctement résolus par la CIV. Il est toutefois possible d’extrapoler la validité de la relation (4.16) à toute la région BI, et à toutes les valeurs de glissement partiel, en examinant l’évolution des déformations *cumulées*. La Figure 4.13c montre ainsi que les chemins $\varepsilon_V - \gamma$ enregistrés au cours du cisaillement pour différentes valeurs de r sont tous raisonnablement superposés et confondus avec une droite passant par l’origine.

⁹En termes habituels de mécanique des sols, l’expression (4.16) revient à définir un angle de dilatance local ψ pour le matériau : $\tan \psi = d\varepsilon_V/d\gamma$. Notons cependant que la notion d’angle de dilatance est généralement employée à l’échelle macroscopique pour décrire les variations volumiques d’un massif de sol soumis à une déformation cisailante homogène (non localisée). Ici, l’angle de dilatance que nous définissons est *microscopique* : il décrit, après la localisation, un phénomène de compaction résiduelle dans la zone très faiblement cisailée.

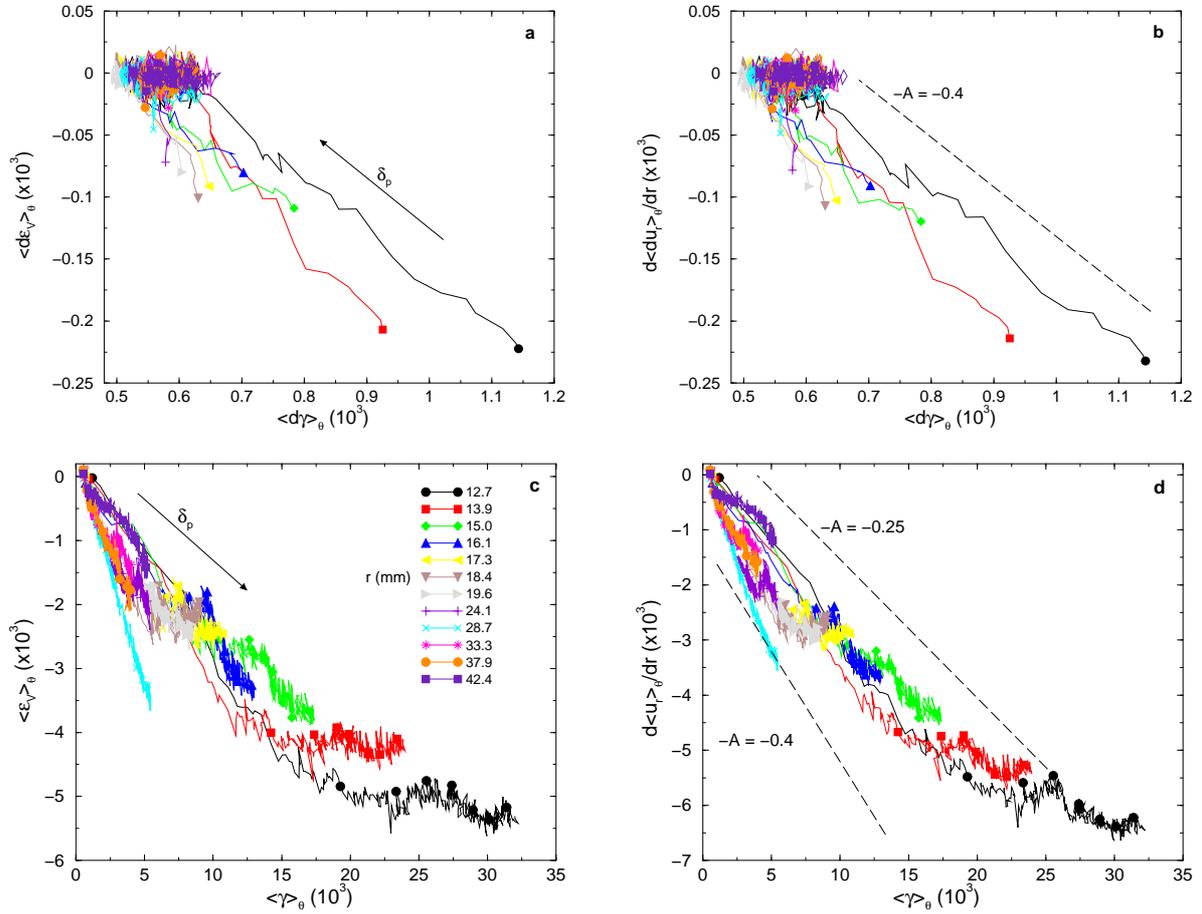


FIG. 4.13 – Corrélations entre déformations volumiques et déformations cisillantes après la localisation, pour douze valeurs de r à l'intérieur de la région BI (sable sa1, confinement $\sigma_e = 0.5$ MPa). Les déformations locales sont calculées par CIV (taille des sous-images : 64×64 pixels) au cours d'une phase de cisaillement initiale. **(a)** Incréments de déformation volumique $\langle d\varepsilon_V \rangle_\theta$ entre deux photos successives en fonction des incréments de déformation cisillante $\langle d\gamma \rangle_\theta$ (en moyenne orthoradiale). Les courbes débutent au moment de la localisation ($\delta_p \approx 12$ mm) et sont lissées par des moyennes glissantes sur 21 points. **(b)** Partie non-géométrique $d\langle u_r \rangle_\theta / dr$ des incréments de déformation volumique (voir texte) en fonction des incréments de déformation cisillante. Les courbes sont lissées comme en (a). **(c)** Déformation volumique cumulée $\langle \varepsilon_V \rangle_\theta$ en fonction de la déformation cisillante cumulée $\langle \gamma \rangle_\theta$. L'état de référence correspond à l'instant de la localisation. **(d)** Partie non-géométrique $d\langle u_r \rangle_\theta / dr$ de la déformation volumique cumulée en fonction de la déformation cisillante cumulée.

L'existence de la corrélation locale (4.16) semble indiquer une relation de cause à effet entre la déformation cisailante de la région BI et la compaction lente qui s'y produit. On remarque cependant que la déformation volumique ε_V peut être décomposée en une somme de deux termes (en supposant à nouveau l'existence d'une symétrie de révolution, $\partial_\theta = 0$) :

$$\varepsilon_V = \frac{du_r}{dr} + \frac{u_r}{r}, \quad (4.17)$$

où le second, u_r/r , représente une contribution d'origine purement géométrique. Seul le premier terme, à savoir le gradient du déplacement radial du_r/dr , représente la partie "active" de la déformation volumique. S'il existe effectivement une relation causale entre déformation cisailante et compaction lente, il paraîtrait donc plus cohérent de formuler l'expression (4.16) en utilisant uniquement le gradient de déplacement radial, et non pas la déformation volumique totale.

En général, le gradient du_r/dr constitue la contribution principale de la déformation volumique. Les données semblent néanmoins suggérer que la corrélation entre les incréments $d(du_r/dr)$ et les incréments de déformation cisailante $d\gamma$ est meilleure que celle entre $d\varepsilon_V$ et $d\gamma$ (Figure 4.13b). Ceci apparaît clairement dans la Figure 4.13d, où l'on peut voir que les chemins "cumulés" suivis au cours du cisaillement pour différentes valeurs de r se superposent mieux dans le plan $du_r/dr - \gamma$ que dans le plan $\varepsilon_V - \gamma$. Sur la base de ces observations et des considérations générales du paragraphe précédent, nous proposons donc de remplacer l'expression (4.16) par :

$$d\left(\frac{du_r}{dr}\right) = -A d\gamma, \quad (4.18)$$

où $A \approx 0.4 \pm 0.15$ (Figures 4.13b et d). Comme le montre la Figure 4.13d, cette relation avec un coefficient A constant apparaît valide pour la plupart des valeurs de r et de δ_p étudiées. On peut toutefois noter qu'aux grandes valeurs de γ , la décroissance des courbes cumulées tend à saturer. À incréments de déformation cisailante fixé, les incréments de réduction de volume ont donc tendance à diminuer progressivement (en valeur absolue) dans les zones ayant déjà subi une forte compaction cumulée (c'est à dire pour les petits r et les grands δ_p).

Bilan sur les mesures de compaction lente. Même si les résultats des paragraphes précédents se situent en limite de résolution, ils apportent de nombreuses informations sur l'origine physique du processus de compaction lente dans nos échantillons. Tout d'abord, nous avons vu que ce processus prenait naissance dans la région B, c'est-à-dire dans une région soumise à un cisaillement faible, intermittent et très hétérogène. La relation (4.18) indique en outre que l'intensité locale de la compaction est sensible au taux de cisaillement à l'endroit considéré. Dans la suite, nous allons tenter de synthétiser ces résultats afin de proposer un modèle physique simple permettant de rendre compte du processus de compaction observé.

4.4.3 Mécanisme physique de compaction activée par le cisaillement

Avant d'expliquer notre modèle, nous présentons rapidement d'autres études qui ont rapporté des effets de compaction lente très similaires à celui que nous décrivons. Il s'agit essentiellement de travaux expérimentaux mettant en jeu des échantillons granulaires soumis à de petites excitations répétées.

Observations de compaction lente dans les matériaux granulaires

La configuration expérimentale la plus utilisée pour étudier la compaction lente consiste à imposer des vibrations verticales à un échantillon cylindrique soumis à la gravité [Knight *et al.*, 1995; Nowak *et al.*, 1998; Philippe et Bideau, 2002]. Le matériau granulaire se compacte alors très lentement au fur et à mesure des cycles de vibration (Figure 4.14a). La dynamique de cette relaxation est généralement représentée par des lois d'évolution sans échelle de temps caractéristique (lois logarithmiques ou exponentielles étirées). La densité de l'échantillon finit par atteindre une valeur quasi-stationnaire au bout d'un très grand nombre de cycles (souvent supérieur à 10^3). L'état stationnaire ainsi atteint dépend de l'intensité Γ des vibrations appliquées et s'avère métastable vis-à-vis de perturbations en Γ lorsque ce paramètre est inférieur à une valeur critique Γ^* (branche *irréversible* dans la Figure 4.14b).

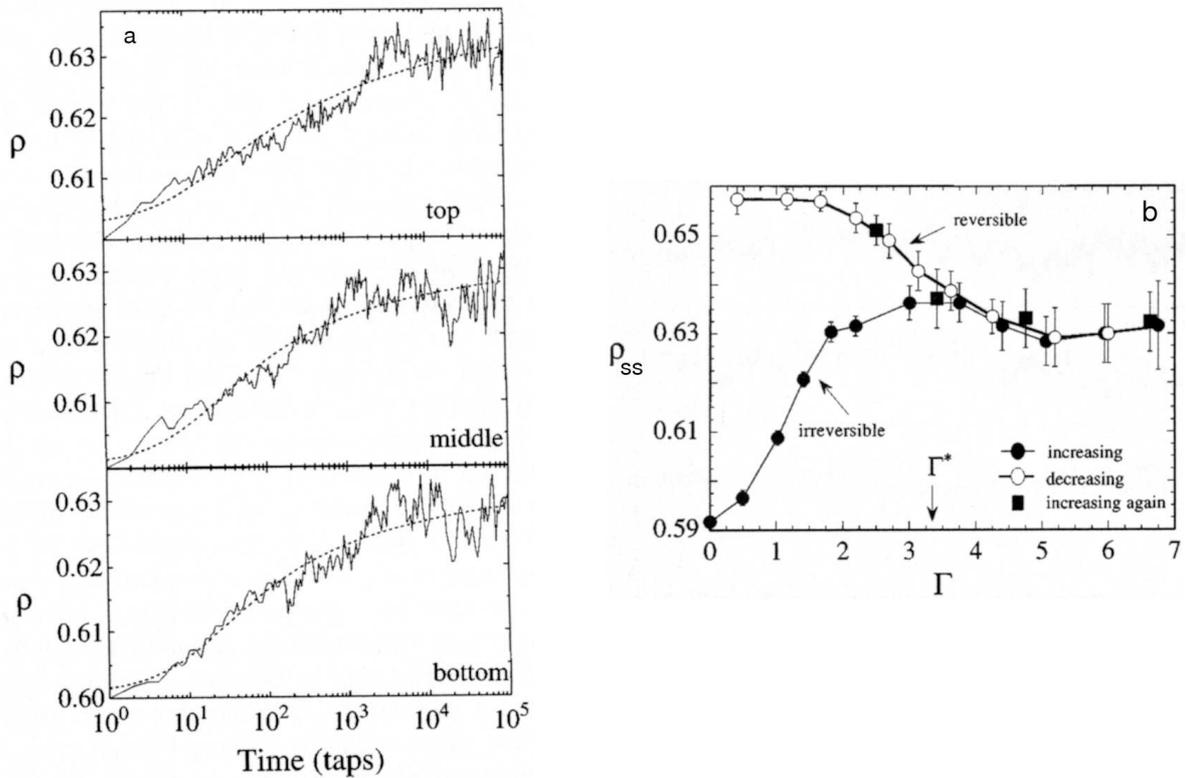


FIG. 4.14 – Figures extraites de l'article de Nowak *et al.* [1998]. **(a)** Évolution de la densité ρ en fonction du nombre de vibrations imposées. La densité est mesurée localement (sur des ensembles de 6000 billes environ) pour trois positions verticales différentes dans l'échantillon. Les modélisations en pointillés correspondent à des lois du type : $\rho = \rho_\infty - \Delta\rho_\infty/[1 + B \ln(1 + t/\tau)]$, où les quatre paramètres ne dépendent apparemment que de l'intensité des vibrations Γ . **(b)** Évolution de la densité stationnaire ρ_{ss} atteinte après 10^5 vibrations en fonction de l'intensité des vibrations imposées Γ . La branche supérieure de la courbe est réversible alors que la branche inférieure, pour $\Gamma < \Gamma^*$, est irréversible (équilibres métastables).

Un autre type de sollicitation permettant d'observer des effets de compaction lente analogues consiste à imposer un cisaillement cyclique à un échantillon granulaire [Nicolas *et al.*, 2000; Pouliquen *et al.*, 2003]. Comme dans le cas des vibrations, la relaxation de l'empilement

se prolonge généralement durant plusieurs milliers de cycles (Figure 4.15a). La densité¹⁰ stationnaire ρ_{ss} finalement atteinte dépend également de l'amplitude θ du cisaillement imposé sous la forme d'une fonction $\rho_{ss}(\theta)$ multivaluée (Figure 4.15b). On remarque toutefois que les sollicitations en cisaillement permettent d'explorer des états beaucoup plus denses que les expériences de vibrations. Les densités stationnaires atteintes sont généralement supérieures au *random close packing* ($\rho = 0.64$), et souvent proches de la limite de l'assemblage cristallin (en tout cas pour des échantillons de billes monodisperses) [voir aussi *Tsai et al.*, 2003].

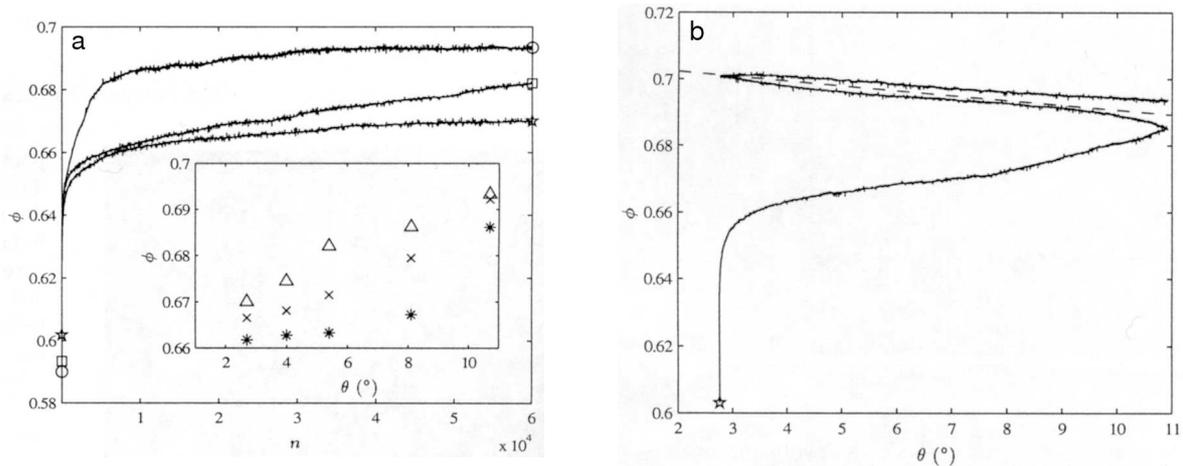


FIG. 4.15 – Figures extraites de l'article de *Nicolas et al.* [2000]. **(a)** Évolution de la densité ϕ (notée ρ dans le texte) en fonction du nombre de cycles de cisaillement imposés n , pour trois amplitudes de cisaillement θ différentes. (Insert) Évolution de la densité en fonction de l'amplitude du cisaillement pour trois valeurs de n . **(b)** Évolution de la densité ϕ au cours d'une expérience de *recuit* consistant à augmenter régulièrement l'amplitude du cisaillement θ , avant de la diminuer puis de la réaugmenter. Même si l'assemblage n'a pas le temps d'atteindre un état réellement stationnaire pour chaque valeur de θ , cette figure est analogue à la Figure 4.14b.

Nicolas et al. [2000] suggèrent que processus de compaction observé dans leurs expériences de cisaillement cyclique résulte de la compétition de deux mécanismes antagonistes. Ils proposent ainsi de décomposer l'évolution de la densité ρ avec le nombre de cycles n en :

$$\rho(n) = \rho_{slow}(n) - \alpha\theta. \quad (4.19)$$

Le premier terme, ρ_{slow} , représente un mécanisme lent qui tend à accroître de manière irréversible l'ordre du système au fur et à mesure des cycles. Le second terme, directement proportionnel à l'intensité du cisaillement θ , représente au contraire un mécanisme rapide promouvant le désordre. Dans une étude plus récente, *Pouliquen et al.* [2003] ont pu confirmer ce scénario. Ils montrent en particulier que le mécanisme rapide est associé à des mouvements individuels de grains sans modification structurelle importante, alors que la compaction lente implique au contraire des réarrangements complexes de l'assemblage granulaire. Une telle compétition entre une dynamique rapide associée à des mouvements de grains individuels et

¹⁰La densité ρ est définie dans ces études comme la fraction volumique solide de l'échantillon (*packing fraction*).

une dynamique lente associée à des mouvements collectifs avait également été mise en évidence dans des simulations numériques d'expériences de vibrations [Barker et Mehta, 1992, 1993].

Modèle simple de compaction sous cisaillement cyclique

La compaction lente semble ainsi constituer une réponse universelle des échantillons granulaires soumis à des sollicitations cycliques d'amplitude modeste. En reprenant les principales idées exposées dans le paragraphe précédent, nous tentons dans cette partie de bâtir un modèle mécanique très simple pour expliquer ce phénomène. Nous raisonnons essentiellement dans le cadre des expériences de cisaillement cyclique qui, comme nous l'expliquerons plus loin, sont les plus pertinentes pour interpréter nos propres résultats. Il est toutefois vraisemblable que nos considérations puissent être étendues également au cas des sollicitations vibrationnelles.

Comme le montre schématiquement la Figure 4.16, l'évolution de la densité ρ au cours d'un cycle de cisaillement d'amplitude θ peut être décomposée en deux phases successives.

1. Phase (c) : phase de *charge* (déformation cisailante croissante). La charge induit classiquement une dilatance de l'échantillon, c'est-à-dire une diminution de la densité ρ [p. ex., Gémard et al., 1999]. Cet effet de dilatance représente le mécanisme rapide de Nicolas et al. [2000] qui favorise le désordre de l'empilement. Nous notons α le coefficient de dilatance du matériau. Dans la mesure où l'amplitude maximale de la déformation cisailante reste faible, ce coefficient α peut être considéré comme constant. L'incrément négatif de densité au cours de la phase (c) est donc égal à $-\alpha\theta$.
2. Phase (d) : phase de *décharge* (déformation cisailante décroissante). Deux mécanismes sont activés durant cette phase. En premier lieu, une partie de la dilatance créée pendant la phase (c) peut être réversible lors du retour de la déformation cisailante à sa valeur initiale [mécanisme (d1) : voir Figure 4.16a]. Pour simplifier, nous supposons ici que ce mécanisme est négligeable : la dilatance est essentiellement irréversible. (Dans le cas contraire, il suffirait de remplacer dans la suite le coefficient α par un coefficient effectif plus petit.) En second lieu, la décharge active également un mécanisme de réarrangement global de l'échantillon qui est à l'origine d'un incrément positif de densité [mécanisme (d2)]. Il s'agit là du mécanisme lent promoteur d'ordre de Nicolas et al. [2000]. L'amplitude de l'incrément positif de densité est notée f_{slow} .

Nous proposons donc de remplacer l'expression (4.19) par une décomposition analogue portant sur l'incrément de densité $\Delta\rho$ au cours d'un cycle de cisaillement (Figure 4.16b) :

$$\Delta\rho = f_{slow} - \alpha\theta. \quad (4.20)$$

Le terme de dynamique lente f_{slow} doit être une fonction décroissante de ρ afin de rendre compte de la difficulté croissante à réarranger l'assemblage lorsque la fraction volumique de billes augmente. En outre, nous pensons que f_{slow} doit également dépendre positivement de l'amplitude du cycle θ . Cette dépendance de f_{slow} en θ constitue un apport significatif par rapport au formalisme de Nicolas et al. [2000]. Elle paraît raisonnable physiquement, ne serait-ce que pour modéliser la disparition de la compaction lente lorsque $\theta \rightarrow 0$ (Figure 4.15). Elle s'avère, de plus, indispensable pour rendre compte de la branche croissante irréversible dans l'évolution de la densité stationnaire ρ_{ss} avec θ (Figures 4.15b ou 4.14b).

Finalement, en supposant que l'on puisse séparer les variables ρ et θ dans l'expression de f_{slow} , $f_{slow}(\rho, \theta) = F_{slow}(\rho) G_{slow}(\theta)$, on aboutit au modèle suivant :

$$\Delta\rho = F_{slow}(\rho) G_{slow}(\theta) - \alpha\theta. \quad (4.21)$$

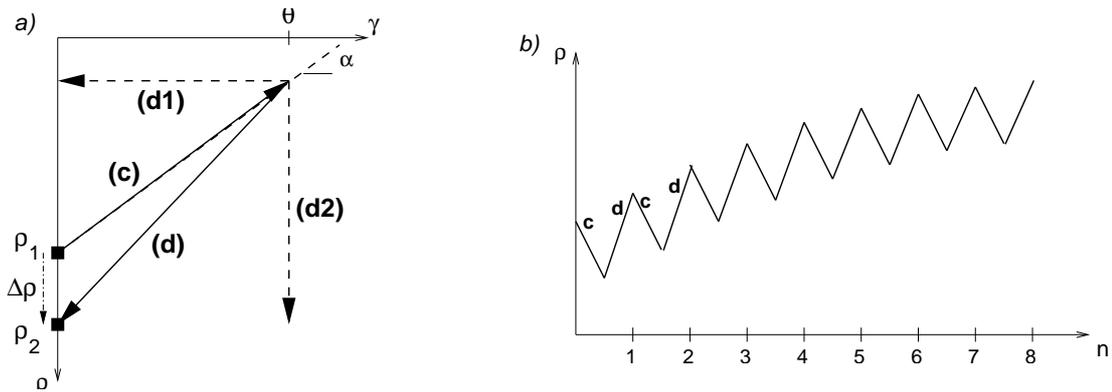


FIG. 4.16 – (a) Représentation schématique de l'évolution de la densité ρ en fonction de la déformation cisailante γ au cours d'un cycle de cisaillement. L'amplitude maximale de γ est notée θ . Entre le début et la fin du cycle, la densité passe de la valeur ρ_1 à la valeur ρ_2 : $\Delta\rho = \rho_2 - \rho_1$. Les abréviations c et d correspondent respectivement aux phases de charge et de décharge (voir texte). (b) Représentation schématique de l'évolution de la densité ρ en fonction du nombre de cycles n au cours de 8 cycles successifs d'amplitude constante. On remarque que l'incrément positif de densité lors des phases de décharge d diminue lentement au fur et à mesure de la compaction de l'échantillon (voir texte).

Nous n'avons pas conduit de comparaison systématique entre les prédictions de ce modèle et les observations expérimentales. Nous pensons toutefois que la formulation incrémentale utilisée permet de rendre compte de la plupart des propriétés empiriques du processus de compaction lente. L'expression (4.21) prédit en particulier l'existence d'une densité stationnaire ρ_{ss} fonction de θ définie par¹¹ :

$$F_{slow}(\rho_{ss}) = \frac{\alpha\theta}{G_{slow}(\theta)}. \quad (4.22)$$

Cet état stationnaire résulte d'un équilibre dynamique entre les mécanismes d'ordre et de désordre activés conjointement par le cisaillement. On peut également montrer que, dans la mesure où $G_{slow}(\theta)$ est croissante, le modèle (4.21) permet de prédire la métastabilité des états stationnaires vis-à-vis de perturbations en θ sur la branche irréversible de la courbe $\rho_{ss}(\theta)$.

Application à nos résultats

Application du modèle. La région B, siège de la compaction lente dans nos expériences, subit des déformations cisailantes très faibles après la localisation. Toutefois, comme nous le montrons dans PRE03, le mode de déformation de cette zone est très particulier. L'accumulation progressive du cisaillement procède par une succession de "bouffées intermittentes" qui semblent émises par la bande interfaciale avant de se propager dans le reste de l'échantillon. La durée de vie de ces bouffées est très courte (< 10 s) et leur extension spatiale extrêmement variable. Nous suggérons que ce mode de déformation résulte *localement* en une sollicitation de l'échantillon analogue à celle appliquée durant un cisaillement cyclique d'amplitude

¹¹L'égalité (4.22) pourrait d'ailleurs permettre de remonter à la forme de la fonction $G_{slow}(\theta)$ à partir de la courbe $\rho_{ss}(\theta)$.

faible. En d'autres termes, la compaction lente que nous observons devrait donc pouvoir être interprétée dans le cadre du modèle présenté ci-dessus.

L'équation différentielle (4.21) dérivée pour le cas des expériences de cisaillement cyclique concerne la densité macroscopique ρ de l'échantillon. Dans notre cas, du fait de la forte hétérogénéité des champs de déformation dans la région B, nous proposons de la récrire à l'échelle microscopique. Il convient pour ce faire d'identifier les analogues locaux des notions de "cycle de cisaillement" et "d'amplitude de cisaillement" employées précédemment. Commençons par remarquer qu'en lieu et place de la variable ρ , nous utilisons habituellement dans ce manuscrit la déformation volumique¹² ε_V . Les variations de ces deux quantités au cours d'un cycle de cisaillement sont liées par la relation simple : $\Delta\varepsilon_V \propto -\Delta\rho$.

Conformément à notre interprétation du mécanisme de compaction lente dans la région B, l'analogie de la notion de "cycle de cisaillement" doit être la notion d'incrément de glissement. En effet, c'est bien l'augmentation progressive du glissement (partiel) δ_p qui provoque l'émission de bouffées de cisaillement dans la région B par l'intermédiaire du flux de grains généré dans la zone interfaciale. Compte-tenu de l'interchangeabilité entre ρ et ε_V , la quantité $\Delta\rho$ employée dans (4.21) peut donc être remplacée dans notre cas par l'incrément habituel de déformation volumique $d\varepsilon_V$. De même, "l'amplitude du cisaillement" θ doit pouvoir être remplacée par le "taux" de cisaillement $\dot{\gamma} = d\gamma/d\delta$. Ce taux permet en effet de quantifier localement l'intensité de la sollicitation appliquée au cours d'un incrément de glissement $d\delta$. Par analogie avec l'expression (4.21), nous pouvons donc écrire, en utilisant les paramètres pertinents pour nos expériences :

$$d\varepsilon_V = -[F_{slow}(|\varepsilon_V|) G_{slow}(\dot{\gamma}) - \alpha\dot{\gamma}] d\delta, \quad (4.23)$$

où le produit $F_{slow}(|\varepsilon_V|) G_{slow}(\dot{\gamma})$ représente comme précédemment le terme de dynamique lente $f_{slow}(|\varepsilon_V|, \dot{\gamma})$.

Nous supposons de plus que les taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ restent suffisamment petits pour que la fonction G_{slow} puisse être linéarisée¹³ : $G_{slow}(\dot{\gamma}) \approx \beta\dot{\gamma}$. À partir de (4.23), on obtient alors :

$$d\varepsilon_V = -[F_{slow}(|\varepsilon_V|)\beta - \alpha] d\gamma. \quad (4.24)$$

Rappelons enfin que la quantité totale de compaction mesurée lors de nos expériences reste très faible. La diminution résultante du rayon externe de l'échantillon est généralement inférieure à un dixième de grain au cours d'une phase de cisaillement de 1.5 m (voir JGR03-I). Dans la mesure où ε_V reste quasiment constant, on constate que l'expression (4.24) permet effectivement de retrouver la proportionnalité entre les incréments $d\varepsilon_V$ et $d\gamma$ observée expérimentalement [voir Figure 4.13, Eqs (4.16) et (4.18)]. Dans le même esprit, la diminution apparente des incréments $d\varepsilon_V$ dans les régions ayant subi la compaction cumulée la plus forte (voir Figure 4.13d) peut être prise en compte par (4.24) en invoquant une décroissance de la fonction $F_{slow}(|\varepsilon_V|)$.

¹²Comme nous l'avons déjà expliqué (§ 4.4.2), il serait plus pertinent d'utiliser le gradient du_r/dr au lieu de la déformation volumique totale ε_V . C'est uniquement pour simplifier les notations que nous conservons ici ε_V .

¹³L'expression (4.22) montre que dans le domaine où $G_{slow}(\theta)$ peut être approximée par une fonction linéaire, la densité stationnaire ρ_{ss} ne dépend pas de θ . Il pourrait donc être intéressant de conduire des expériences cherchant à préciser la forme de la courbe $\rho_{ss}(\theta)$ dans la limite des petits θ .

Conclusions. Le modèle (4.24) semble donc effectivement bien compatible avec nos observations expérimentales. Par conséquent, il est raisonnable de penser que le processus de compaction lente actif dans nos échantillons est de même nature que celui décrit dans les expériences de cisaillement cyclique ou de vibrations. Dans notre cas, la compaction est activée par le caractère intermittent de la déformation cisailante hors de la zone interfaciale et dépend ainsi du taux de cisaillement local $\dot{\gamma}$.

Nous avons noté dans JGR03-I que le taux de compaction $dV/d\delta$ de l'échantillon décroissait légèrement au cours d'une phase de cisaillement (voir Figure 4.17a par exemple). Puisque la déformation volumique ε_V varie très peu au cours d'une telle phase, l'expression (4.24) montre que cette décroissance doit être essentiellement causée par le processus de relaxation lente du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$. Il existe un moyen simple de tester cette prédiction. En effet, l'évolution de la déformation cisailante γ avec le glissement partiel δ_p est très bien représentée par l'expression suivante [voir PRE03, Eq 6] : $\gamma = \gamma_0(r) [(\delta_p - \delta^*)/\delta^*] + \gamma_1(r) \ln(\delta_p/\delta^*) + \dots$, où δ^* est une constante. L'évolution de la variation de volume globale ΔV au cours d'une phase de cisaillement devrait donc également suivre une loi de ce type :

$$\Delta V(\delta_p) = \Delta V_0 \frac{\delta_p}{\delta^*} + \Delta V_1 \ln \frac{\delta_p}{\delta^*}. \quad (4.25)$$

Comme le montre la Figure 4.17a, la fonction (4.25) permet effectivement de rendre compte des données de manière très satisfaisante. Cette observation constitue une preuve supplémentaire de la validité de notre modèle. En particulier, elle confirme *a posteriori* l'existence d'une relation entre l'intensité de la compaction lente et l'intensité de la sollicitation appliquée.

Nous avons également vu dans JGR03-I que le taux de compaction diminuait avec le glissement cumulé δ_{cum} au fur et à mesure des phases de cisaillement (voir Figure 4 de l'article). Au contraire de la dépendance en δ_p , cet effet doit s'expliquer par une diminution progressive de la fonction $F(|\varepsilon_V|)$ sous l'influence de la décroissance cumulée de ε_V [voir Eq (4.24)]. Autrement dit, cet effet provient vraisemblablement d'une saturation progressive du processus de compaction lente, indépendamment de l'intensité de la sollicitation appliquée. Nous avons calculé le taux de réduction de volume à δ_p fixé $|dV/d\delta|_{\delta_p}$ au cours d'une succession de phases de cisaillement appliquées sur le même échantillon. Comme le montre la Figure 4.17b, l'évolution de ce taux avec δ_{cum} semble suivre une loi exponentielle décroissante :

$$\left| \frac{dV}{d\delta} \right|_{\delta_p} (\delta_{cum}) = T e^{-\delta_{cum}/d_{slow}}. \quad (4.26)$$

La longueur caractéristique de cette loi, qui est très grande ($d_{slow} \approx 7$ m), renseigne sur les échelles de glissement impliquées dans les mécanismes lents de réarrangements granulaires collectifs. Notons toutefois que la sensibilité du taux de compaction à l'histoire du cisaillement cumulé apparaît plus complexe qu'une simple dépendance en δ_{cum} . Pour un glissement partiel δ_p fixé, ce taux présente ainsi des valeurs systématiquement supérieures après les changements de sens qu'après les chutes de contrainte cisailante (Figure 4.17b).

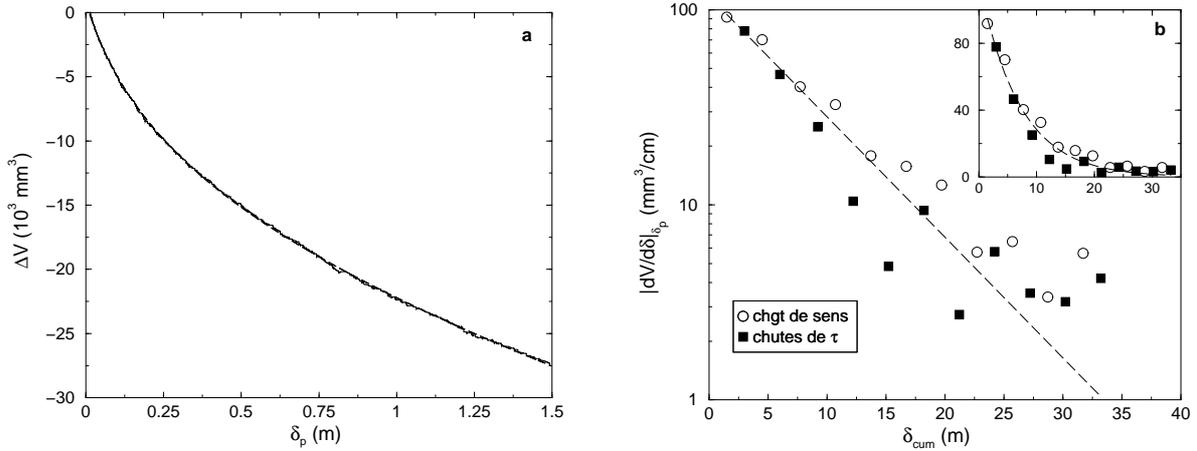


FIG. 4.17 – Comparaison entre les dépendances en δ_p et δ_{cum} du processus de compaction lente (sable sal, confinement $\sigma_e = 0.5$ MPa). Les données présentées dans cette figure proviennent des mesures macroscopiques de volume. **(a)** Variations de volume ΔV en fonction du glissement partiel δ_p au cours d'une phase de cisaillement initiale. La courbe en pointillés représente une régression non-linéaire des mesures en employant l'expression (4.25) (avec $\delta_{cum} \approx 1$ mm). (Mesures et modélisation apparaissent quasiment superposées dans la figure.) L'origine $\Delta V = 0$ est prise à la localisation. **(b)** Évolution du taux de réduction de volume $|dV/d\delta|_{\delta_p}$ à δ_p fixé en fonction du déplacement cumulé δ_{cum} (coordonnées semi-logarithmiques). Chaque point correspond à l'une des phases de cisaillement successives de 1.5 m de long présentées dans la Figure 11 de JGR03-I. Ils sont calculés par régression linéaire de la courbe $\Delta V(\delta_p)$ sur les 30 derniers centimètres des phases. Les barres d'erreur sur les valeurs déterminées par cette procédure sont de l'ordre de $3 \cdot 10^{-3}$ mm³/cm. Nous avons distingué dans la figure les points correspondant à des phases de type SR (phases faisant suite à des changements de sens, en incluant la phase initiale) des points correspondant à des phases de type SD (phases faisant suite à des chutes imposées de la contrainte cisailante). La courbe en pointillés représente la fonction exponentielle décroissante (4.26) (avec $d_{slow} \approx 7$ m). (Insert) Même figure en coordonnées linéaires.

4.5 Conclusions sur le lien micro-macro et l'interprétation du mécanisme d'adoucissement du frottement

Interprétation proposée

Ainsi l'évolution des champs de déformation microscopiques déterminés par CIV nous permet-elle de proposer une interprétation pour le processus macroscopique d'adoucissement du frottement. Comme nous l'avons expliqué dans JGR03, nous pensons que cet adoucissement est causé, à l'échelle locale, par le découplage progressif entre la bande de cisaillement et le reste de l'échantillon. En effet, les processus de réduction macroscopique du frottement et de relaxation microscopique des taux de déformation hors de la bande de cisaillement sont systématiquement concomitants. De plus, ces deux processus obéissent à des lois d'évolution très similaires.

Il apparaît également que l'existence de fracturation dans la bande de cisaillement joue un rôle important pour l'apparition de l'adoucissement en glissement (voir la comparaison

entre les comportements mécaniques du sable et des billes de verre dans JGR03-I). Il est vraisemblable que les fines particules créées par le mécanisme d’attrition jouent un rôle de *lubrifiant solide* dans la zone interfaciale. Toutefois, la réduction du frottement ne peut pas être attribuée directement à la création de fines particules. Dans le cas contraire, en effet, on n’observerait pas d’adoucissement notable après les changements de sens ou les chutes de contrainte. Comme nous l’avons vu, l’adoucissement implique la mise en place d’une zone de transition assurant le découplage entre la bande de cisaillement et le reste de l’échantillon. Nous pensons que le rôle de la fracturation consiste, de par les propriétés “rhéo-fluidifiantes” des fines particules créées, à promouvoir la localisation secondaire qui permet de former cette zone de transition. En ce sens, ni l’intensité de l’attrition, ni même le mécanisme exact de fragmentation en jeu, ne constituent des éléments essentiels pour l’apparition de l’adoucissement : il suffit que des fines particules soit créées.

Les résultats du § 4.3 montrent également que le renforcement observé lors des épisodes de changement de sens (ou de chute de contrainte) est vraisemblablement dû à un recouplage partiel entre la bande de cisaillement et le reste de l’échantillon. La perturbation du matériau induite lors de ces épisodes doit être suffisamment importante pour provoquer une désorganisation majeure de la texture acquise lors du cisaillement précédent. Comme lors des phases initiales, la reprise du glissement s’accompagne ensuite d’une localisation primaire, puis d’une localisation secondaire lente induite par la fracturation dans la bande de cisaillement. Ceci explique le caractère largement réversible du processus d’adoucissement du frottement dans nos expériences.

Pour conclure, l’apparition des effets spectaculaires d’adoucissement-renforcement observés dans nos expériences semble donc fortement liée à l’épaisseur importante des échantillons que nous utilisons. Des échantillons fins (*i.e.* dont l’épaisseur serait voisine de celle de la bande de cisaillement) ne permettraient pas la formation d’une large zone très faiblement cisailée et couplée de manière intermittente à la zone interfaciale. En d’autres termes, l’utilisation d’échantillons fins inhiberait les processus de structuration complexe et de relaxation lente que nous rapportons, et dont le rôle sur la réponse mécanique de la gouge apparaît fondamental.

Interprétation alternative

Une interprétation alternative¹⁴ pour expliquer l’extraordinaire effet d’adoucissement du frottement consiste à invoquer une diminution de la contrainte normale σ_i au centre de l’échantillon. Cette interprétation revient à supposer un découplage (partiel) entre l’ensemble de l’échantillon et le cylindre central. Elle est essentiellement motivée par l’hypothèse que la compaction lente observée doit être due au processus de fracturation des grains, et donc être localisée dans la zone interfaciale (ZI). En effet, on peut penser qu’un “effondrement” progressif de la ZI doit provoquer, dans le reste de l’échantillon, une diminution des contraintes radiales σ_r (compensée par une augmentation des contraintes orthoradiales σ_θ ainsi, éventuellement, que par une augmentation du frottement aux parois). Par suite, la contrainte normale au centre doit également décroître. Ce scénario repose sur l’idée que, du fait de la résistance mécanique intrinsèque du matériau granulaire utilisé (en supposant qu’il se comporte comme

¹⁴Cette interprétation a été proposée en particulier par les rapporteurs de notre article GRL02 (J. Dieterich et T. Tullis).

un corps parfaitement plastique), les déplacements de grains centripètes qui seraient nécessaires pour accommoder la compaction de la ZI sont inhibés. La concomitance généralement observée entre l'adoucissement du frottement et la compaction de l'échantillon (voir p. ex. Figure 10 de JGR03-I) semble constituer un argument en faveur de cette interprétation.

Si cette interprétation était correcte, elle rendrait caduque toute tentative d'extrapolation de nos résultats mécaniques aux failles réelles. En effet, elle impliquerait que l'adoucissement du frottement est causé par un mécanisme complètement spécifique de la géométrie annulaire de notre dispositif expérimental (dans lequel la contrainte normale sur l'interface n'est pas fixée par les conditions aux limites). Toutefois, nous avons présenté dans ce manuscrit un certain nombre d'observations qui s'avèrent fortement en défaveur de cette interprétation. Nous récapitulons ci-dessous les trois arguments principaux dont nous disposons.

1. Il est possible d'observer un effet d'adoucissement du frottement sans réduction de volume concomitante. C'est le cas lors des phases de cisaillement réalisées pour de forts déplacements cumulés (voir p. ex. Figure 10 de JGR03-I). Réciproquement il est possible d'observer des compactations significatives sans adoucissement associé. C'est le cas lors du cisaillement de billes de verre polydisperses (voir Figure 14 de JGR03-I). Il n'y a donc pas de corrélation systématique entre adoucissement du frottement et compaction de l'échantillon.
2. Les mesures directes obtenues avec le cylindre lisse montrent que la contrainte au centre σ_i est constante au cours du cisaillement (voir Figure 12 de JGR03-I). Certes, ce résultat n'est pas directement extrapolable au cas du cylindre rugueux. Cependant, dans ce cas, des expériences de variations de la pression de confinement indiquent que, là encore, la contrainte interne σ_i semble être "fixée" à un niveau constant au cours du cisaillement (voir Figure 20 de JGR03-I et la discussion associée). Ainsi, même si la valeur précise de la contrainte interne σ_i n'est pas connue (avec le cylindre rugueux), nous disposons d'indices tendant à prouver qu'elle ne varie pas lors du glissement (sauf tout au début des phases de cisaillement).
3. La comparaison entre les mesures macroscopiques et microscopiques (obtenues par CIV) des variations de volume montrent que l'essentiel de la compaction progressive de l'échantillon est localisée hors de la zone interfaciale (voir § 4.4). La compaction n'est pas due au processus de fracturation dans la bande de cisaillement, mais plutôt à des effets de réarrangements granulaires lents dans la masse de l'échantillon. Ainsi, il ne se produit pas "d'effondrement" de la zone interfaciale au cours du glissement.

Aucun de ces arguments ne constitue une preuve définitive que la contrainte interne σ_i reste effectivement constante au cours du glissement avec le cylindre rugueux. L'impossibilité de mesurer directement σ_i lors du processus d'adoucissement constitue la limitation majeure de l'ACSA. Nous pensons que la mise au point d'un système permettant d'accéder à cette mesure devrait constituer, dans le proche avenir, l'effort de développement principal de la machine. On pourrait essayer, en particulier, de disposer des jauges de contrainte étendues sur la surface interne du cylindre central afin d'évaluer directement ses déformations (minimes) sous l'effet des contraintes appliquées. Toutefois, dans l'attente de ces mesures directes, les différents arguments rappelés ci-dessus constituent déjà des éléments de preuve très probants tendant à invalider l'existence de variations de σ_i durant le cisaillement.

Notons pour finir que, même dans l'hypothèse où le volume de la ZI diminuerait au cours du glissement, l'influence de cette compaction sur l'évolution supposée de σ_i mériterait d'être

étudiée plus en détail. En effet, comme l'a montré *Unterreiner* [1994], les échantillons dans l'ACSA ne peuvent pas être modélisés en employant des rhéologies parfaitement plastiques. De tels modèles produisent invariablement une zone plastique infiniment fine localisée contre le cylindre central, et un matériau rigide partout ailleurs. Il convient donc d'employer des formulations élasto-plastiques complètes et, dans ce cas, on peut penser que les prédictions des modèles seront fortement dépendantes des lois de comportement choisies pour décrire le matériau. L'étude du rôle des variations de volume sur la contrainte interne nécessiterait donc la réalisation de simulations numériques systématiques de l'ACSA, en milieux continus ainsi probablement qu'en éléments discrets.

Chapitre 5

Une application : fonctionnement mécanique des zones de faille

Dans ce chapitre, nous tentons de comparer la structure acquise par les échantillons cisailés dans l'ACSA à des données de terrain sur les failles réelles. Les observations de terrain proviennent de la littérature ainsi que d'une mission que nous avons pu réaliser dans la région d'Aigion (Grèce). Cette région est située sur le flanc sud du Rift de Corinthe (Figure 11 de TEC03) où l'extension continentale est parmi les plus rapides au monde. Au sud d'Aigion, une série de grandes failles normales sub-parallèles constituant la bordure méridionale du rift présentent des affleurements spectaculaires. Les plans de failles sont visibles continûment sur des centaines de mètres, et des coupes transverses des zones de failles sont exposées.

5.1 Article TEC03

5.1.1 Résumé des principaux résultats

Cet article décrit dans un premier temps la structure acquise par les échantillons de sable au cours des essais de cisaillement. Sur la base d'observations de terrain, nous montrons ensuite que cette structure présente de fortes analogies avec celle des failles réelles. Ceci nous permet de proposer un modèle simple visant à rendre compte du fonctionnement mécanique des zones de faille.

Micro-structure des échantillons

L'essentiel du glissement imposé aux échantillons est accommodé par une *zone interfaciale* qui se développe autour du cylindre central en rotation. Dans le détail, cette interface peut être décomposée en une *bande de cisaillement* et une *zone de transition* (Figure 2). La bande de cisaillement correspond à l'endroit où sont localisés les mouvements de grains. Elle est caractérisée par la création de très nombreuses fines particules au cours du glissement. La zone de transition constitue la frontière diffuse entre la bande de cisaillement et le reste de l'échantillon. Les déplacements de grains sont très limités dans cette zone de transition, mais de fines particules y apparaissent néanmoins et comblent la porosité.

L'étude de la distribution des tailles de grains à l'intérieur de la zone interfaciale met en évidence deux mécanismes de fracturation indépendants (Figure 3). À grande échelle, les grains millimétriques du matériau initial subissent un phénomène d'attrition (fracturation des angles) qui tend à les rapetisser légèrement tout en formant de nombreuses fines particules. À petite échelle, ces fines particules sont elles-mêmes soumises à un processus de fragmentation continu, résultant en une distribution quasi-fractale de tailles de grains. Au final, la distribution granulométrique de la zone interfaciale est donc analogue à celle d'une gouge naturelle auto-similaire dans laquelle subsisterait une population de porphyroclastes.

L'épaisseur de la bande de cisaillement est constante au cours du cisaillement. Elle est systématiquement de l'ordre de 4-5 mm, *i.e.* 4-5 grains, que ce soit au moment de la localisation ou après 40 m de glissement (Figure 4). À l'inverse, l'épaisseur de la zone de transition augmente doucement lors des 6 premiers mètres de glissement (de 3 à 5 mm), puis se stabilise ensuite. Lors du démontage des échantillons, on remarque en outre que cette zone de transition s'indure sous l'effet du cisaillement : elle forme une croûte cassante autour du cylindre central (Figure 5). Au contraire, la bande de cisaillement interne demeure non-cohésive. Nos observations suggèrent que cette croûte est le lieu où sont localisées l'essentiel des déformations cisailantes dans l'échantillon. Du point de vue micro-structurel, il convient donc de distinguer la zone où les déplacements sont maximaux (bande de cisaillement) de la zone où les déformations sont maximales (zone de transition).

Épaisseur mécanique effective

La technique de CIV à deux dimensions (voir PRE03) permet de résoudre les déplacements granulaires hors de la zone interfaciale (Figure 6). Naturellement, ces déplacements sont très petits, de l'ordre du centième de ceux qui doivent se produire dans la bande de cisaillement. Toutefois, le champ de déplacement hors de la zone interfaciale présente des caractéristiques remarquables comme une forte hétérogénéité spatiale et une forte intermittence temporelle (Figure 7). On y observe en particulier des structures semblables à des bandes de déformation qui seraient inclinées par rapport à la direction du glissement (Figure 7). Ces bandes semblent émises par la zone interfaciale avant de se propager dans l'échantillon. Leur origine est purement mécanique : elles ont une durée de vie est très courte et ne donnent lieu à aucune micro-structure que l'on pourrait détecter directement à l'œil nu.

Hors de la zone interfaciale, les profils moyens de vitesse granulaire décroissent exponentiellement avec la coordonnée radiale (Figure 8). Nous proposons de définir l'épaisseur mécanique de l'échantillon $e = w_{SI} + \lambda$, où w_{SI} représente l'épaisseur de la zone interfaciale et λ la distance caractéristique de décroissance de la vitesse hors de cette zone. Cette distance λ diminue lentement au cours du glissement (Figure 8), révélant un découplage progressif entre la zone interfaciale et le reste de l'échantillon. En conséquence, l'épaisseur mécanique e décroît également, passant typiquement de 52 mm au moment de la localisation à 24 mm après 80 mm de glissement.

Malgré cette décroissance, les valeurs de l'épaisseur mécanique e restent toujours largement supérieures aux épaisseurs indiquées par la micro-structure (*i.e.* aux largeurs de la bande de cisaillement ou de la zone interfaciale). En outre, les mesures de frottement montrent que c'est bien cette épaisseur mécanique qui est impliquée dans la réponse macroscopique de l'échantillon. On observe ainsi que le découplage entre la bande de cisaillement et le reste de

l'échantillon, c'est-à-dire la décroissance de e , sont concomitants d'un adoucissement majeur de la résistance macroscopique au cisaillement (Figure 9).

Zones de faille réelles : noyaux et plans de faille

Les grandes failles normales de la région d'Aigion (Grèce) présentent des plans de glissement très spectaculaires. En coupe, on se rend compte qu'il s'agit de surfaces indurées de quelques centimètres d'épaisseur qui reposent sur un matériau broyé beaucoup moins cohésif et facilement érodé (Figures 12,13,14). Cette juxtaposition entre une surface indurée et un niveau peu cohésif rappelle fortement la structure de la zone interfaciale observée dans nos expériences. Par analogie, nous proposons donc de considérer le plan de faille comme la zone enregistrant les déformations cisailantes les plus importantes au cours des séismes. Au contraire, la gouge sous-jacente correspondrait à la zone localisant l'essentiel des déplacements granulaires.

À plus grande échelle, les matériaux situés autour des plans de faille peuvent présenter des structures très complexes. Il s'agit des noyaux de faille. Dans le cas de la faille de Pargaki, on observe ainsi une couche fortement déformée de 2 m d'épaisseur constituée d'une multitude de lentilles décimétriques cataclastiques et ultra-cataclastiques. Ce noyau est compris entre deux plans indurés qui apparaissent eux-mêmes formés par la juxtaposition de nombreuses surfaces indépendantes, chacune correspondant à la frontière d'une micro-structure lenticulaire (voir aussi la Figure 5.7). En affinant l'interprétation du paragraphe précédent, on peut considérer que chacune de ces lentilles représente, à petite échelle, une zone de forts déplacements localisés. Les fortes déformations cisailantes, quant à elles, sont alors confinées aux interfaces entre ces lentilles (et donc, en particulier, aux plans de faille macroscopiques).

Un modèle synoptique de zone de faille

Chester et al. [1993] ont produit une description très détaillée de la zone de faille de Punchbowl en Californie (une branche inactive de la faille de San Andreas). Ils observent une structure en couches avec deux grands domaines : le noyau central et les zones d'endommagement périphériques. L'épaisseur totale de la zone d'endommagement peut atteindre plusieurs centaines de mètres. Les déformations importantes restent toutefois confinées au noyau central, d'épaisseur typiquement métrique. Ce noyau est lui-même constitué d'un cœur d'ultra-cataclasites d'épaisseur centimétrique à décimétrique, entouré par des niveaux cataclastiques moins déformés. Les grandes failles de la région d'Aigion correspondent globalement à ce schéma [*Micarelli et al.*, 2003] même si, localement, il semble possible d'observer des noyaux d'épaisseur quasiment décamétrique à la faveur de rhéologies particulières (Figure 17).

Sur la base des résultats obtenus avec notre noyau de faille expérimental et de nos observations de terrain, nous proposons une généralisation du modèle de *Chester et al.* [1993] (Figure 18). La partie centrale ultra-cataclastique du noyau doit ainsi représenter la zone où sont localisés les déplacements maximaux. Elle est séparée du reste du noyau par les plans de faille indurés où sont localisés les déformations maximales. L'épaisseur mécanique effective de la faille, c'est-à-dire l'épaisseur de la zone à considérer pour la réponse mécanique, peut toutefois s'étendre largement à l'extérieur des plans de faille et impliquer les domaines cataclastiques faiblement déformés du noyau. Enfin, lorsque l'on observe sur le terrain des noyaux

des failles beaucoup plus complexes qu'une telle structure en couches, le schéma simple que nous proposons reste vraisemblablement valable à plus petite échelle.

5.1.2 Article

Ci-joint, la reproduction de l'article TEC03 soumis à *Tectonophysics* en 2003.

Effective fault core thickness: from laboratory experiments to field scale observations

G. Chambon^a J. Schmittbuhl^a A. Corfdir^b N. Orellana^c M. Diraison^c Y. Géraud^c

^aLaboratoire de Géologie, UMR CNRS 8538, École Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75231 Paris Cédex 05, France.

^bCERMES, ENPC/LCPC, Institut Navier, 6 et 8 avenue Blaise Pascal, 77455 Champs sur Marne, France.

^cInstitut de Physique du Globe de Strasbourg, 5 rue René Descartes, 67084 Strasbourg Cédex, France.

Abstract

We present the results of an experimental modeling of a thick fault core. Our laboratory setup consists in an annular simple shear apparatus in which we can apply very large shear displacements (40 m) to 100 particle thick granular samples. We observe that a shear interface with a constant thickness rapidly develops inside the sample. This interface accommodates most of the particle flow and the shear strain. However, friction strength measurements show that the region affecting the mechanical response of the system is significantly thicker than this shear interface. A substantial part of the bulk of the sample is also involved. A grain motion analysis indeed reveals that, though very small, the deformation field in the bulk displays structured, large scale, and intermittent patterns. Accordingly, the micro-structural and mechanical thicknesses of the sample significantly differ. We also explain that the zones of maximum flow and of maximum shear strain are separate inside the shear interface. Maximum flow is confined to a central, non-cohesive shear band in which an intense grain attrition process takes place. On the contrary, the maximum shear strain occurs in a thin indurated transition layer between this shear band and the bulk. We attempt to compare our experimental results to field scale observations of fault zones collected in the region of Aigion (Corinth Gulf, Greece). The studied faults display spectacular indurated fault planes lying on weakly cohesive material. Based on our experiments, we propose that fault planes represent zones of localized shear strain, whereas ultra-comminuted fault cores correspond to regions of localized flow. Following the analogy, one should consider, however, that the mechanical thickness of the fault significantly extends outside of the flow zones. In cross-section, the fault cores appear as plurimetric complex structures embedding several decimetric lenses of cataclastic and ultra-cataclastic material. We suggest that each of these lenses correspond to small scale zones of high flow separated by indurated layers undergoing high shear strain.

Key words: gouge, friction, fault zone thickness, fault core, Corinth Gulf, cataclasite

1. Introduction

Fault zones constitute the principal objects of study for earthquake physics. On the one hand, faults are major and ubiquitous geological struc-

tures produced by earthquakes. On the other hand, they are also the objects responsible for most of the future events. Large and mature faults indeed acquired their present structure through the repetition of numerous earthquake cycles. Accordingly

the properties of the fault zones are crucial not only to learn about past earthquakes, but also to forecast next ones.

In this paper, we want to address the important question of the fault zone thickness. How to define this thickness? Does the answer depend on the scale of observation? The eventuality that faults might have significant thicknesses has important implications for our understanding and modeling of earthquake mechanics. Physically, the dissipative processes active during slip on a thick layer might be strongly different from those on a thin interface. As a corollary, the classical assumption that the mechanical response of faults can be described by a friction law (*i.e.* an interface law) might fail.

Ben-Zion and Sammis (2003) recently reviewed the different approaches used to estimate fault zone thickness. Most direct measurements come from geological observations of exhumed faults. These studies address different scales: from the mapping of fault traces (Tchalenko, 1970) to the description of micro-structures in cataclasite or ultra-cataclasite formations (Sibson, 1977; Snoke et al., 1998; Schulz and Evans, 1998; Scholz, 2002), including the analysis of micro-crack density in the damage zones (Vermilye and Scholz, 1998).

A synoptic fault zone structure has been proposed by Chester et al. (1993) and Chester and Chester (1998) from geological observations on an exhumed inactive branch of the San Andreas fault. Two main domains can be identified: the damage zone and the fault core. The damage zone is about 100 m thick and consists of fractured host rock. The strain intensity in this zone progressively increases toward the core. The core itself displays a thickness of about 1 m. It is constituted by a central layer of highly comminuted ultra-cataclasites or gouge embedded in a zone of less deformed (eventually foliated) cataclasites. The thickness of the ultra-cataclasite zone is usually found in the range 1-10 cm.

A second class of fault thickness estimates comes from geophysical data: gravity anomalies, electromagnetic signals, seismic tomography, trapped waves, etc (see Ben-Zion and Sammis, 2003, and references therein). These methods generally involve serious shortcomings such as poor resolution

or non-unique solutions. Nevertheless, they consistently indicate the existence of tens to hundreds meter thick damaged layers around major faults.

A much debated question concerns the influence of cumulative slip on fault width. Based on wear theory, Scholz (1987) proposed that the thickness of the cataclastic layers should increase proportionally to fault cumulative slip. Ben-Zion and Sammis (2003) argue on the contrary that slip transforms the fault structure from a complex object involving fractal and hierarchical granular features to a smoother and much regular (*euclidean*) geometry. They base their argument on localization induced by strain weakening.

A consequence of Ben-Zion and Sammis (2003)'s hypothesis is that only a small fraction of the total fault zone should be active during individual slip events. Consistently, Chester and Chester (1998) report that the damage and cataclastic zones only accommodate a very small amount of the total slip recorded by their studied fault. Most of the deformation appears concentrated in the ultra-cataclastic layer (or *flow zone*) and, for the last slip increments, onto a single and quasi-planar prominent fracture surface inside this layer.

From a compilation of structural observations, Sibson (2003) concludes that this extreme localization of individual slip events in layers that are frequently less than 10 cm wide should be regarded as a generic feature of mature faults. Reciprocally, however, one should note that these localized faults are embedded in regional networks characterized by a fractal dimension (Sornette et al., 1990). Even the width of each individual fault plane may ultimately appear as an ill-defined quantity, since fracture surfaces are known to present scale invariant roughness (Power et al., 1987; Schmittbuhl et al., 1993).

Hence, observations systematically indicate significant structural thicknesses for mature faults. The issue of the active, *effective* width during earthquakes constitutes, however, a largely open problem. Related debates concern the influence of this effective width on fault mechanical response, and the type of coupling between the gouge and the damage zones (Amitrano and Schmittbuhl, 2002).

To our knowledge, the question of the me-

chanical behavior of a thick fault has never been addressed in the laboratory. Most experimental works model fault zones as thin synthetic gouge layers sheared between two machined blocks (e.g., Marone and Scholz, 1989; Beeler et al., 1996; Goldsby and Tullis, 2002). The typical thickness of the used gouge layers is a few millimeters (*i.e.* about 10 grains), far from natural conditions (Chester et al., 1993; Schulz and Evans, 1998).

In this paper, we present a new experimental setup that allows to shear 100 grain thick, synthetic fault cores over very large slips (up to 50m). The apparatus is detailed in section 2. Section 3 reviews the microstructural observations performed on the sheared samples. Section 4 is devoted to measurements of the local displacement field away from the shear interface and of its evolution with slip. We show in particular that the mechanical thickness of the shear interface is significantly different from the thickness that could be inferred from the microstructures. In Section 5, finally, we attempt to compare our results to field scale observations made in the region of Aigion on the southern shore of the Corinth Gulf (Greece).

2. Experimental setup

In our study, the fault zone is experimentally modeled using an annular simple shear apparatus (ACSA) (Chambon et al., 2002, 2003a). Strictly speaking, our aim is to focus on the mechanics of the fault *core* (as defined by Chester et al., 1993), including the cataclastic and ultracataclastic layers but excluding the whole damage zone. Inside this fault core, we regard the granular aspect of the involved material as a key property. We thus consider that the inter-granular bonds existing in cohesive cataclases will easily be destroyed by slip. In what follows, an angular, non-cohesive sand is used to model fault gouge.

Figure 1a shows the annular gouge sample when the cell is open. The sand contains more than 99% of quartz and has been sieved between 0.80 and 1.25mm. The sample is about 100 grain thick. It has a radial section of 10 cm \times 10 cm, and its volume is close to $9.4 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$. Shear is imposed to

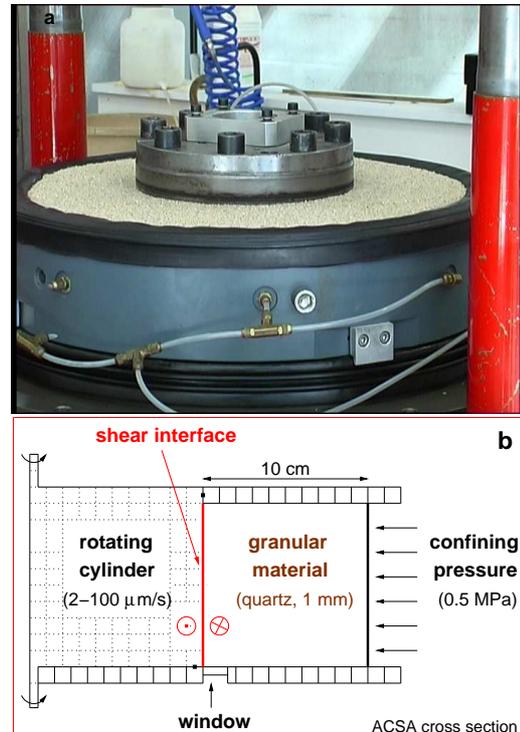


Fig. 1. Experimental setup. (a) Photograph of the annular simple shear apparatus (ACSA) taken when the cell is open. The synthetic gouge made of angular sand with millimetric particle size surrounds the central rotating cylinder. (b) Sketch of the apparatus showing the mixed boundary conditions. The inner boundary is submitted to an imposed slip rate. On the contrary, the outer boundary undergoes a constant normal stress of 0.5 MPa.

the sample by an inner steel cylinder that rotates rigidly at an imposed slip rate chosen between 1.7 and $100 \mu\text{m/s}$ (Figure 1b). The radius of the cylinder is 10 cm. Its surface is roughened by triangular grooves machined vertically, *i.e.* perpendicular to the slip direction.

Sample outer boundary is limited by a soft neoprene jacket which isolates it from a water cell. The pressure of the water inside this cell is maintained constant. Accordingly, the outer boundary condition consists in an imposed normal stress with no slip (Figure 1b). A confining pressure of 0.5 MPa was typically used, but values in the range 0.1–1 MPa were explored. Sample bottom and top boundaries are confined by two rigid plates. The top plate, about 80 mm thick, is made of dural and

steel. The bottom boundary lies against a 40 mm glass plate, itself fixed to a 80 mm steel plate.

The imposed slip rate is measured independently by a rotation encoder (8192 pts per revolution). The torque required to maintain the prescribed slip rate, is monitored by a torque meter with an accuracy of 2 daN.m. These torque measurements yield estimates of the shear stress along the cylinder surface and, consequently, allow to describe the effective friction law of the gouge sample. Moreover, direct observation of the sample during shear are possible through two windows pierced in the lower steel plate (Figure 1b). A digital camera has been attached to the plate to take continuous series of up to 400 pictures.

Owing to the cylindrical shape of the shear interface, very large slips are accessible with our setup. We performed tests involving more than 50 m of cumulative slip. It has to be noted that the annular simple shear apparatus we use, differs from other annular setups used for gouge friction studies. (e.g., Beeler et al., 1996; Goldsby and Tullis, 2002). In these setups, the shear plane generally lies perpendicular to the rotation axis. As a consequence, the normal stress is well controlled along the sheared boundary, but the local slip rate spatially evolves for geometrical reasons. In our case, the shear surface is parallel to the rotation axis. The slip rate is then perfectly homogeneous along this surface, but the stress field inside the sample is more complex since hoop stresses are possible.

3. Microstructural analysis

Because they are essentially incohesive, it is difficult to impregnate the sheared gouge samples with an epoxy resin. The easiest access for microstructure inspection consists in examining the picture series taken through the windows below the samples.

3.1. A micro-structural shear interface

Figure 2 shows a picture of the sample lower surface taken after 1.4 m of slip. In most of the gouge layer, the sand grains undergo almost no

movement and are clearly visible. This region of very weak deformation constitutes the *bulk* (B) of the sample. At the opposite, the *steel cylinder* (C) rotates at an imposed angular velocity. In between is located the *shear interface* (I) where most of the sample displacements and strains localize.

This shear interface appears as a uniform gray zone because numerous fine particles are created and fill the porosity between initial grains. The limit between the rotating cylinder and the shear interface is sharp, even though some fine particles are invading the joint between the glass plate and the rotating cylinder. On the contrary, the boundary between the shear interface and the bulk appears thick and diffuse. A *transition layer* (t) can be identified, in which the initial grains are still recognizable and undergo very limited flow despite the existence of fine particles filling the local porosity.

3.2. Attrition and fragmentation

Representative subsamples have been extracted from the shear interface after 6 m of slip and analyzed for cumulative particle size distribution. In Figure 3, we compare this size distribution obtained after slip to the initial one. As announced in section 2, the granulometric curve of the initial material displays a prominent peak around 1 mm. After slip, the figure clearly shows that two populations of particles are present. The initial particles are conserved with a slight reduction in size: 0.8 mm instead of 1 mm. Moreover, a second population of fine particles appears. Their typical size is hundred time smaller (around 10 μm), and they are widely distributed from several tenths to several hundreds of microns. This observation is the hallmark of an *attrition* process (*i.e.* edge grinding of the initial grains).

The cumulative mass distribution can be converted into a particle number distribution (see inset Fig. 3). We observe that fine particles are distributed in good agreement with a power law. On the contrary, large particles display an independent behavior where the peak at 0.8 mm is still visible. The number size distribution for fine particles is very consistent with that obtained for natural fault

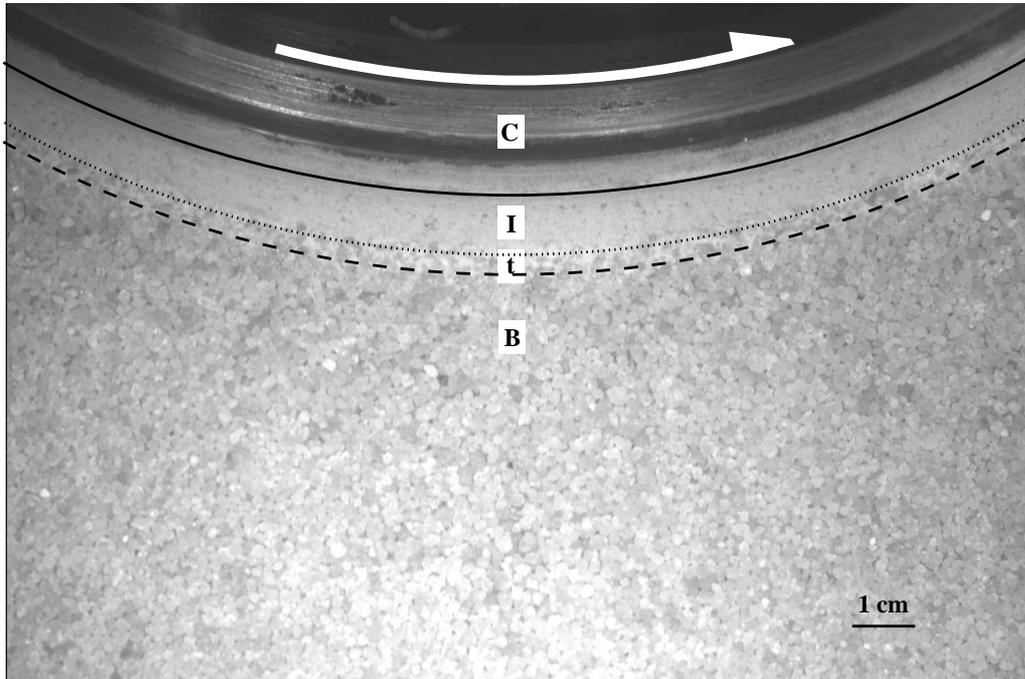


Fig. 2. Picture of the sample after 1.4 m of slip. A shear interface (I) develops along the inner rotating cylinder (C). The white arrow indicates the rotation sense. The bulk of the sample (B) undergoes very small strain and keeps its initial aspect. As mentioned in section 2, we can observe in the bulk that sand grains are angular and homogeneously sized. Between the shear interface (I) and the bulk (B), a transition layer (t) emerges, characterized by less numerous fine particles and limited flow.

gouge (Sammis et al., 1987; Sammis and Biegel, 1989; An and Sammis, 1994) and for fragmentation experiments (Marone and Scholz, 1989), with a volumetric fractal dimension $D \approx 2.6$.

As a conclusion, two mechanisms for grain fracturing can be identified in the shear interface. At large scale, attrition of the initial grains produces much smaller particles. At small scale, the fine particles undergo pervasive crushing according to the so-called *constrained fragmentation* mechanism (*i.e.* preferential fragmentation of neighbours of the same size). This mechanism was proposed by Sammis et al. (1987) because it yields a gouge-like, fractal particle size distribution.

3.3. Shear interface thickness

The shear interface develops at the onset of strain localization, after about 10 mm of slip. The

thickness of the interface is then of about 7 grains, *i.e.* 7 mm. As explained previously (Figure 2), this shear interface includes a transition layer which separates the core of the interface from the bulk. The core of the interface, in which most of the imposed slip is accommodated, will henceforth be called *shear band*. Figure 4 shows slip evolutions for the thickness of the whole shear interface and of the shear band only. We observe that the thickness of the shear band is essentially constant and independent of the amount of slip. This result is different from that expected when a wear process occurs. Indeed, wear leads to a linear increase with slip of the resulting debris layer thickness (Scholz, 1987). The width of the transition layer shows a slight increase (from 3 to 5 mm) with slip but reaches a plateau after 6 m of slip (Figure 4).

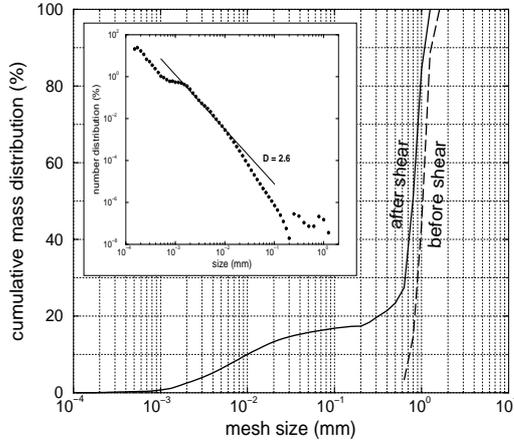


Fig. 3. **main panel:** Cumulative mass particle size distribution (with logarithmic binning) inside the shear interface before and after 6 m of slip. The distribution is measured with a Laser Particle Size Analyzer for particles smaller than 0.2 mm, and with a set of standard sieves for larger particles. **inset:** Number particle size distribution inside the shear interface after slip (log-log plot). The number distribution is derived from the mass distribution assuming spherical grains. The expected curve for a constrained fragmentation mechanism (power law with exponent $D=2.6$) is added as a guide to the eye.

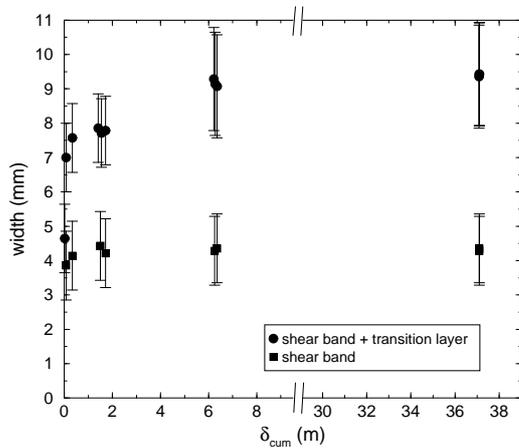


Fig. 4. Slip evolution of the thickness of the shear interface. The two domains of the shear interface – the transition layer and the shear band – are distinguished on the plot. Thickness values are directly estimated from a series of pictures taken during a shear experiment that reached over 38 m of cumulated slip.

3.4. A shear plane

After each experiment, the sample grains are carefully removed from the shear cell. An interesting feature can systematically be observed during this operation, provided the sample has undergone a sufficiently large slip. While most of the material remains non-cohesive, a cohesive crust has formed close to the rotating cylinder (Figure 5). This crust is made of initial grains cemented by fine particles produced by attrition. It can be broken, and has a thickness of 3 to 4 grains. On the inner side of the crust, non-cohesive material is found again with a mix of fine and large particles. Comparison with the pictures taken through the window (Figure 2) shows that the crust actually corresponds to the transition layer (t).

Let us here sum up our microstructural observations. Most of the particle flow occurs in a shear band characterized by intense attrition and production of fine particles. This band remains completely non-cohesive even after 50 m of cumulative slip. Inside the bulk of the sample, particles undergo extremely small displacements and do not break. The bulk also remains non-cohesive. Finally, in between the shear band and the bulk develops a transition layer marked by limited flow but presumably large shear strains. This layer slightly widens and progressively indurates as slip increases. Whereas the porosity of the bulk only weakly evolves, that of the shear interface is significantly reduced by the fine particles.

4. Microstrain analysis

Continuous imaging of sample bottom surface during the shear tests can be utilized to estimate the local displacement field at the particle scale and its evolution with slip. The following results were obtained with set of 400 pictures taken every 0.83 mm of slip from the beginning of a shear run.

4.1. CIV technique

The movements of the grains lying on the observation window have been recovered by a Correla-



Fig. 5. Shear plane. When demounting the gouge sample after 50 m of slip, non-cohesive particles of the bulk are removed and an indurated plane is observed around the rotating cylinder. It consists of a crust made of weakly cemented particles.

tion Imaging Velocimetry (CIV) technique. Local displacement vectors are computed as the maximum cross-correlation between sub-images extracted from two successive photographs (Chevalier et al., 2001; Chambon et al., 2003b). The size of the sub-image was set to 64×64 pixels, which corresponds to 4.5×4.5 particles. Accordingly, the displacement field is not estimated for each particle, but for small assemblies of about 20 grains. With our photos, we were able to resolve the displacement vectors with an accuracy of $2 \mu\text{m}$.

Two examples of local displacement measurements are presented in Figure 6. They illustrate the process of strain localization occurring during the first few millimeters of slip. Before localization, the displacement field is essentially homogeneous in the whole sample. On the contrary, as already noticed from direct observations, displacements after localization are mostly confined inside the 7 grain thick shear interface developed along the rotating cylinder.

4.2. Mechanical structures

Figure 7 show a series of incremental displacement fields computed long after localization. Because of the ongoing comminution (and the possible existence of significant off-plane motions), our 2D CIV technique turned out unable to resolve accurate displacements inside the shear band. On the contrary, the technique is perfectly suited to

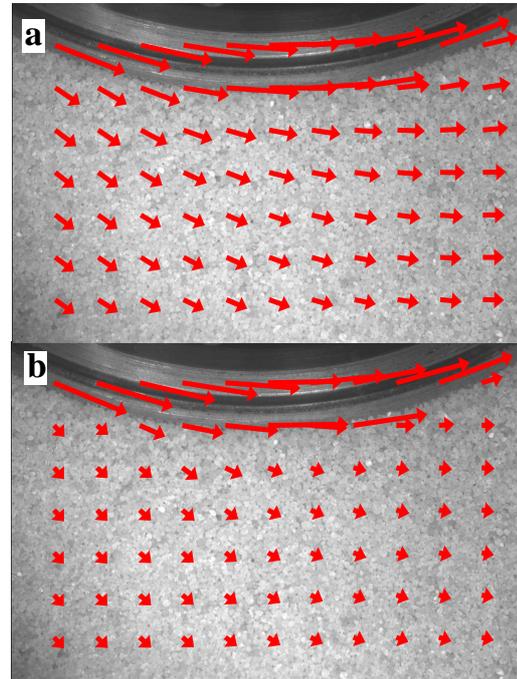


Fig. 6. Two displacement fields computed between successive sample photographs: (a) before strain localization (2 mm of slip), (b) during strain localization (4 mm of slip). Displacement scale is given by the vectors recovered inside the rotating cylinder: they correspond to $830 \mu\text{m}$ of slip.

track even minute grain movements in the weakly deformed bulk.

Displacements inside the bulk between two successive photographs are, at most, of the order of $10 \mu\text{m}$ (compared $\approx 800 \mu\text{m}$ expected in the shear band). Nevertheless, the displacement field presents remarkable large scale patterns extending deep into the sample (Figure 7). We observe very intermittent structures that can be described as deformation bands inclined with respect to the main slip direction. These structures usually seem to initiate close to the shear interface and then propagate into the bulk like avalanches. However, their life time is generally shorter than the delay between two consecutive photographs (10 s).

It is important to point out that these intermittent deformation patterns are not associated with any persistent micro-structures that could be directly observed by visual inspection of the sample. In other words, there exists outside of the

shear band large and coherent structures that are of purely mechanical origin. Even though they do not correspond to observable micro-structures, they may play a key role in the effective frictional response of the fault zone.

4.3. Mechanical fault width

Figure 8 (upper panel) displays radial profiles of the incremental displacements inside the bulk (proportional to velocities) for three values of slip. The profiles are decreasing and show a reproducible exponential shape. Accordingly, we propose to estimate the thickness of the mechanically active interface as $e \approx w_{SI} + 5\lambda$, where w_{SI} is the width of the shear interface and λ is the characteristic scale for displacement decay inside the bulk

In figure 8 (main panel), the characteristic scale λ (deduced from fitting) is plotted against slip δ . Consistent with the progressive sharpening of the velocity profiles, λ is found to slowly decrease during shear runs. Its value evolves from 9 mm for $\delta = 10$ mm down to 3 mm for $\delta > 80$ mm. This effect can be interpreted as a progressive decoupling between the shear interface and the bulk. As a consequence, the *effective*, mechanical thickness e of our sample progressively decays from 52 mm at the onset of localization down to 24 mm after 80 mm of slip (w_{SI} is taken from Figure 4).

As a summary, we observe that our synthetic fault core has a mechanical thickness significantly larger (up to 10 times) than the structural thickness given by the width of the shear band. Furthermore, unlike the structural thickness, the mechanical thickness does not remain stable with slip but slowly diminishes. This slow relaxation is associated to a progressive decoupling between the shear interface and the bulk and, presumably, to an increase of the shear strain inside the transition layer (which might explain its cohesion: see Figure 5).

4.4. Macroscopic friction law

The macroscopic friction law obtained from measurements of the torque exerted on the rotating cylinder is plotted in Figure 9 (see also Chambon et al., 2002). A significant reduction,

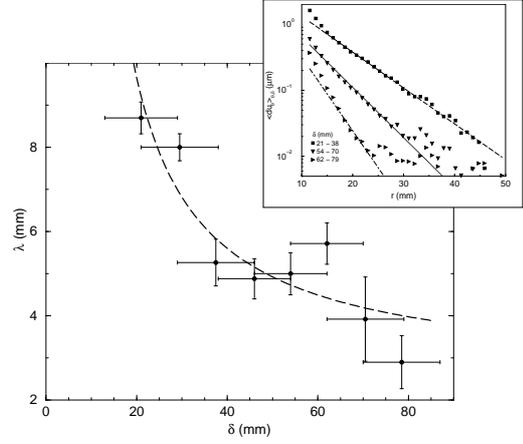


Fig. 8. (**upper panel**) Three radial profiles of the azimuthal incremental displacements du_{θ} computed between two successive photos (semi-logarithmic plot). Radii r are counted from the surface of the inner rotating cylinder. The plotted displacements are averaged over all the resolved angles and over a range of slip (indicated in legend). Each profile is fitted by an exponential law of the form: $\langle du_{\theta} \rangle_{\theta, \delta} = C_0 \exp(-r/\lambda)$. (**main panel**) Evolution of the characteristic scale for velocity radial decay λ as a function of imposed slip δ . On the basis of the relaxation model proposed in a previous work (Chambon et al., 2003b), the decay of λ is modeled by: $\lambda(\delta) = \lambda_{\infty}(1 + 41.53/\delta_L)$, where $\lambda_{\infty} = 2.53$ mm and δ_L is slip counted from localization.

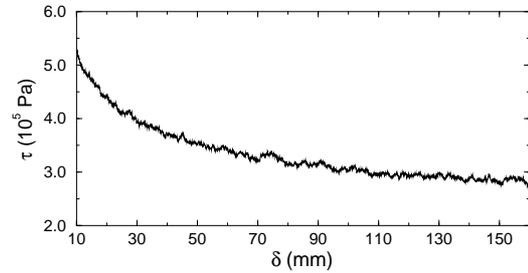


Fig. 9. Post-localization evolution of the macroscopic shear stress τ exerted on the rotating cylinder as a function of applied slip δ .

by more than 40%, of sample shear strength is observed over the slip range covered by the local displacement measurements (compare with Figure 8). This major slip weakening effect appears directly related to the progressive decoupling between the shear interface and the bulk and, hence, to the reduction of the mechanical thickness of our synthetic fault core.

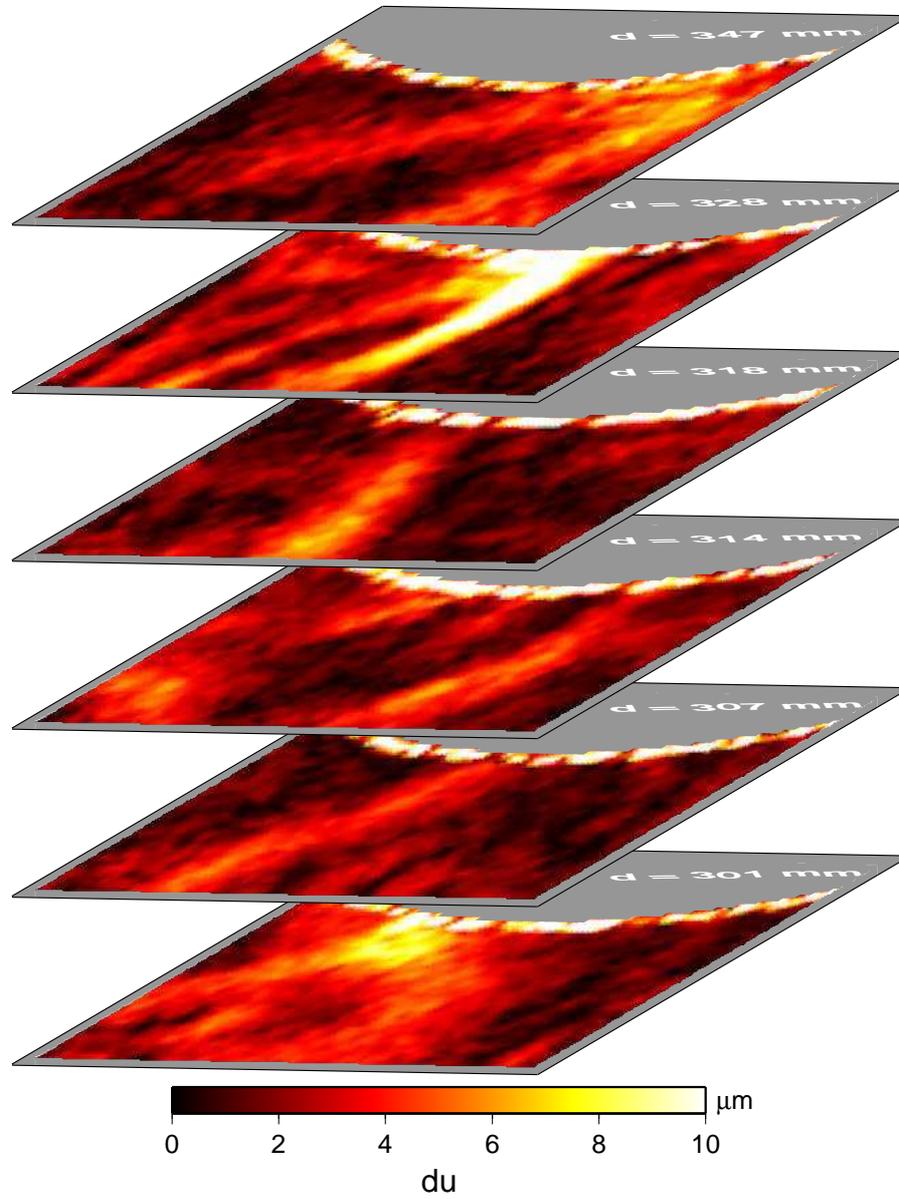


Fig. 7. Six snapshots of the incremental displacement field computed between consecutive pictures separated by a slip delay of $830 \mu\text{m}$. From bottom to top, the snapshots respectively correspond to cumulative slips of 301, 307, 314, 318, 326, and 347 mm. Light colors denote areas of relatively large displacements. As explained in text, displacements computed inside the shear band are not reliable.

It should be noted that the frictional slip weakening reproducibly repeats when changing the rotation sense or unloading the sample (Chambon et al., 2003a). This observation confirms that the frictional response of our simulated fault gouge is dominated by the mechanical and textural structuring of the granular material. Rate and time dependent effects (Dieterich, 1979; Marone, 1998), as well as possible phase transitions inside the comminuted material (Goldsby and Tullis, 2002), appear to only play secondary roles on friction evolution.

5. Field scale observations from the region of Aigion (Greece)

In this section, we attempt to compare our experimental results to field scale observations of fault zones collected in the region of Aigion (southern shore of the Gulf of Corinth, Greece)

5.1. Geological setting

The Gulf of Corinth is an active continental graben accommodating one of the fastest extension rates in the world (up to 1.5 cm/yr, see Briole et al., 2000; Moretti et al., 2003b, and references therein). The general orientation of the rift is N100°, and it is 105 km long (Figure 10). It belongs to the Aegean area, which is the most seismically active region in Europe. Over the last years, the Gulf of Corinth has been a subject of intense research in the framework of the European multi-disciplinary cluster of projects called CRL (Corinth Rift Laboratory).

South of Aigion, the Gulf is limited by a series of subparallel normal faults dipping north in the range 55-70°. They are generally considered as very recent (younger than 1-2 My), though some of them may have undergone a longer and polyphasic slip history (Micarelli et al., 2003). At the moment, field data only provide with minimum estimates of the total slip along these structures. Typical values, for the oldest faults, are of the order of 700-1000 m.

For the purpose of comparison with our experiments, these normal faults present the interesting properties of lying essentially on shore and exposing spectacular outcrops. In what follows, we will discuss observations gathered on the four main faults in the Aigion area. From north to south, they are respectively named after the cities of Aigion, Helike, Pirgaki, and Doumena. Three of them are visible in Figure 11. The youngest, and still active structure is the Aigion fault. Its scarp is not well exposed, but this fault has been intersected and cored at depth by the AG10 well.

Micarelli et al. (2003) recently published a detailed structural description of the Pirgaki, Helike, and Aigion fault zones. Their observations are globally consistent with the synoptic scheme of Chester et al. (1993) recalled in Introduction. For the three studied cases, they report the existence of 2 m thick, highly deformed cores. Around these cores, the host rocks present a clear damage gradient. The total thickness of the damage zones varies from 10-20 m (Aigion) to 60 m (Pirgaki), and seems to increase with the cumulative slip.

5.2. An indurated fault plane

Helike fault. Figure 12 shows the outcrop a secondary normal fault belonging to the major Helike fault system. This metric scale structure affects coarse-syn-rift conglomerates. Two fault planes can be observed on both the foot and hanging walls. They appear as thin indurated surfaces, with a typical thickness in the centimetric range. They are essentially constituted of fine particles (< 1 mm) significantly smaller than the conglomerate pebbles (≈ 5 cm).

The two indurated planes lie a few centimeters apart, thus producing an open fracture. In between, one can observe a thin layer of incohesive, pulverized material which is rapidly eroded. We identify this zone with the middlemost ultra-comminuted layer in Chester et al. (1993)'s model. Outside of the fault planes, the pervasively fractured fault core extends over decimetric distances. It then gradually turns into a damage zone where, though fractured, the conglomerates display very little deformation (see Figures 12b and c). This

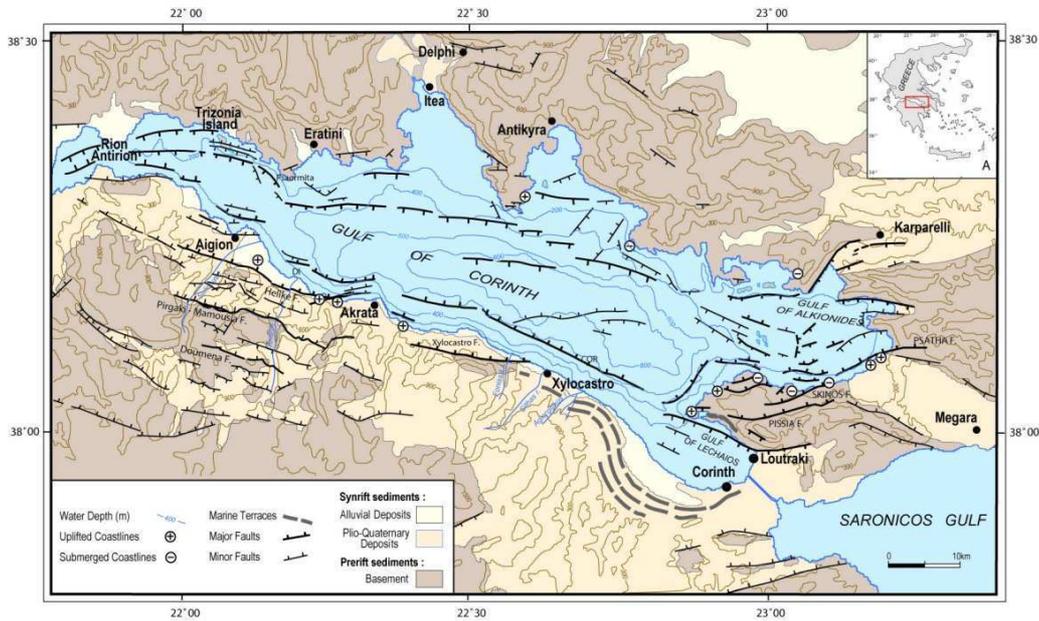


Fig. 10. Structural map of the Corinth Gulf (taken from Moretti et al., 2003b).

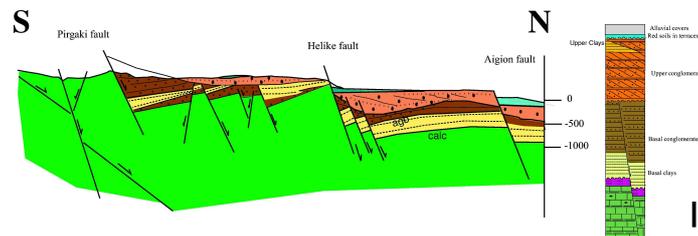


Fig. 11. Cross-section along the Selinous river through the Pirgaki-Mamoussia, Helike and Aigion faults (taken from Moretti et al., 2002). The figure has been obtained from four onshore seismic lines and field data.

damage zone is several meters thick.

Pirgaki fault. Figure 13a presents a general view of the main Pirgaki fault zone close to the Selinous river. At this location, the fault only affects limestones. In Figure 13b, we show a detail of the fault plane. It consists of an indurated and brittle crust with a typical thickness of a few centimeters. Below the plane, and over an extent of at least several centimeters, the material is made of a weakly-cohesive cataclastic gouge. The erosion of this gouge is fast and results in a progressive *delamination* of the fault plane from the foot wall.

Doumena fault. As shown in Figure 14, a similar

sketch can also be drawn for the Doumena fault. In detail, the fault plane appears as an indurated tabular structure (≈ 5 cm thick) lying on a weakly cohesive gouge layer (several decimeters thick) that is easily eroded (Figure 14b).

Hence, our field reports at different scales systematically describe fault planes as thin indurated layers juxtaposed to weakly cohesive materials. Such a picture is very analogous to the incohesive shear band limited by an indurated transition layer observed in our experiments (see in particular Figure 5). Following the interpretation proposed for our results, the fault plane would thus

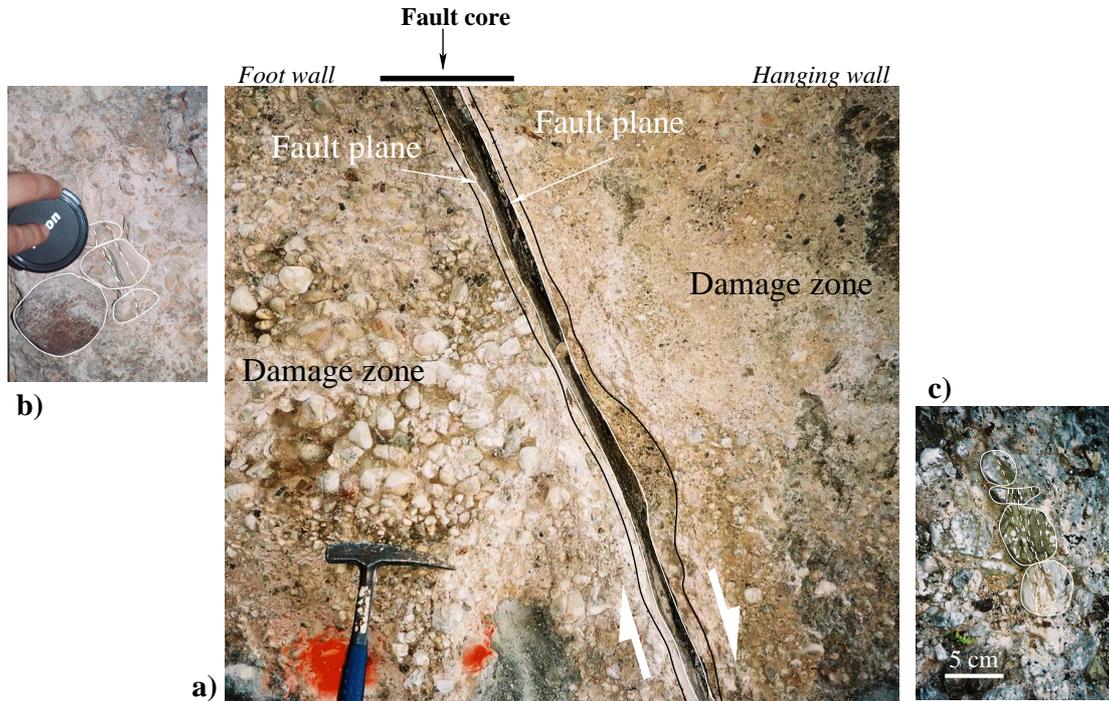


Fig. 12. Outcrop located close to the village of Diakofto (site H2): secondary normal fault situated a few meters away from the major Helike fault plane, in the hanging wall. (a) General view of the fault affecting syn-rift conglomerates (dip 68°N). The centermost layer is eroded, which produces a gap between the foot and the hanging walls. The two fault planes consist of thin indurated surfaces. The damage zones on both sides of the fault are characterized by fractured conglomerate pebbles. (b) Detail of fractured pebbles inside the damage zone of the foot wall. (c) Detail of a chain of fractured pebbles inside the hanging wall.

correspond to a locus of maximum shear strain during slip. On the contrary, the weakly cohesive gouge layers would correspond to loci of maximum particle flow.

5.3. A complex flow zone

In Figure 15, we present a second outcrop of the Pirgaki fault where a spectacular cross-section of the footwall is exposed over several meters. Below the main fault plane, we can observe a 2 m thick layer displaying complex intercalations of cataclasite and ultra-cataclasite lenses (Figure 15b). The cataclasites are deformed in the *brittle* regime, whereas the ultra-cataclasites generally appear foliated and show a more *ductile* fabric. This complex layer is limited on its other side by a secondary fault plane parallel to the main fault plane.

We collected a set of samples along the exposed cross-section as well as in the hanging wall. Fresh cuts for seven of these samples are presented in Figure 16. In both the foot and hanging walls, damage marks such as fractures, calcite veins, and stylolites can be found as far as several tens of meters away from the main fault plane. Their abundance, however, decreases with the distance from the main plane. Inside the 2 m thick centermost layer, we note a marked increase in the concentration of alteration minerals (Figure 16). This denotes fluid circulations and, probably, intense deformations and displacements.

Our observations for this outcrop are globally consistent with those of Micarelli et al. (2003). Following their interpretation, we may argue that the 2 m thick centermost layer constitutes the core of Pirgaki fault. However, the structure of this core

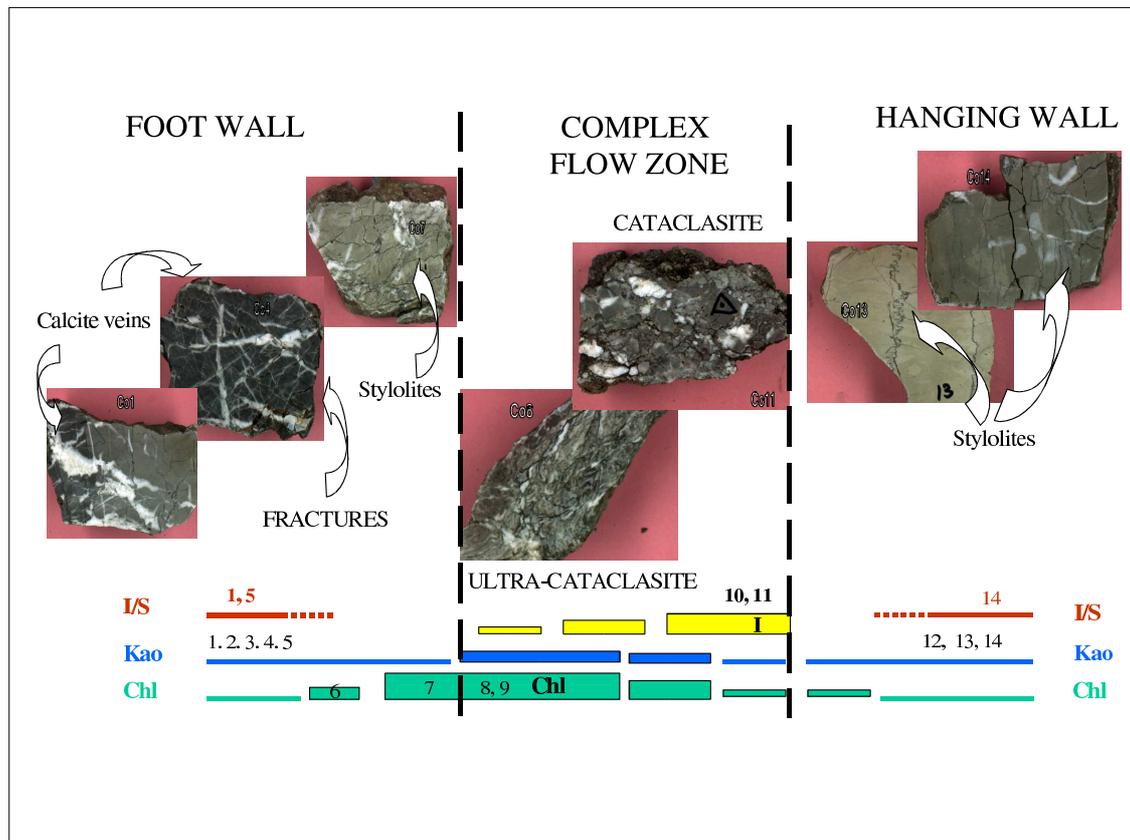


Fig. 16. Pictures of seven samples collected along a profile extending from the footwall to the hanging wall across the Pargaki fault (site P2). Phyllosilicate content has been analyzed by X-ray diffraction and provides a description of rock alteration inside the fault zone: (I/S) Illite/Smectite mixture, (Kao) Kaolinite, (Chl) Chlorite. As shown, cataclasites are particularly rich in illite/smectite, whereas ultra-cataclasites are richer in chlorite.

appears significantly more complex than the simple sandwich of cataclasites and ultra-cataclasites described by Chester et al. (1993). Such a complexity could result from a polyphasic deformation history or from the existence of rheology and material contrasts across the fault (Chester and Chester, 1998). It may also represent the generic state of a fault at a given stage of its slip history (Ben-Zion and Sammis, 2003).

Regardless of its origin, this complexity appears very fruitful to extend the analogy between our experimental results and natural systems. We propose that each of the structural lenses inside the fault core represents an independent small scale flow zone similar to the shear band observed dur-

ing our experiments. Differences between the cataclastic and ultra-cataclastic lenses may result from varying amounts of flow.

The interfaces between the lenses should then constitute zones of localized shear strain analogous to the transition layer in our experiments. In other words, each of these interfaces represents a small scale fault plane, and the macroscopic fault plane is probably formed by a collection of such independent boundaries. Consistent with this interpretation, the fault planes observed in the various outcrops are generally characterized by a dramatic large scale waviness (see, for instance, Figure 14).



Fig. 13. (a) General view of the Pirgaki fault at site P1 (south of Aigion, along the road from Taxiarchon to Fteri). (b) Detail of the fault plane on the foot wall. The plane appears as a thin brittle and indurated table that can be broken in pieces. It lies on a layer of weakly consolidated material.

5.4. The AG-10 well

Thanks to DG-LAB and 3F-Corinth projects (Moretti et al., 2002), the active Aigion fault has recently been drilled down to a depth of 1001 m. The main fault plane, approximately dipping 65°N , was intersected at a depth of 760 m. Most of the fault zone has been cored (from 708 m to 789 m), and Micarelli et al. (2003) recently published a detailed structural study of the cores. Raw pictures of the cores are also accessible (Moretti et al., 2003a).

Figure 17 presents a sketch of Aigion fault zone derived from the published data on AG-10 cores. As shown, the main fault plane separates a 2.5 m thick cataclastic limestone from a 7 m thick highly sheared cataclastic and ultra-cataclastic clayey radiolarite. Consistent with our experimental model, the fault plane can thus be regarded as a transi-

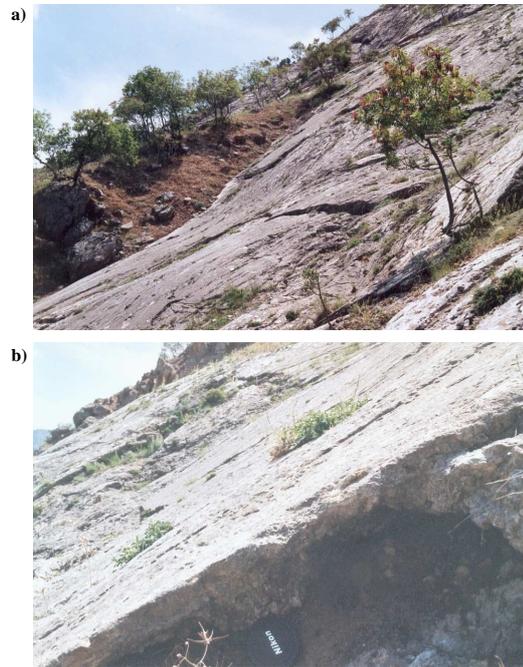


Fig. 14. (a) General view of the Doumena fault close to the village of Doumena. (b) Detail of the fault plane on the foot wall. The plane appears as a brittle indurated table. It lies on a layer of weakly cohesive material.

tion layer between a slightly deformed zone and a zone of intense shear flow.

Unfortunately, the coring is not complete in the radiolarites, which makes it difficult to discern the lower boundary of the flow zone. For Micarelli et al. (2003), the total width of the fault core inside the footwall is rather small, about 0.5 m. We propose in Figure 17 an alternative interpretation in which the fault core extends down to 10 m below the main plane, and the flow zone terminates somewhere inside the radiolarite layer. This interpretation is based on the high shear strains recorded by the whole radiolarite sequence and the existence of a second, 3 m thick cataclastic layer of limestone below the radiolarites.

As shown in Figure 17, our interpretation results in an exceptionally thick fault core of 12.5 m. Such a thickness could be due to the particular rheology of the involved clayey radiolarites and, also, to the recentness of Aigion fault (Ben-Zion and Sammis, 2003; Sibson, 2003). The damage zone around the

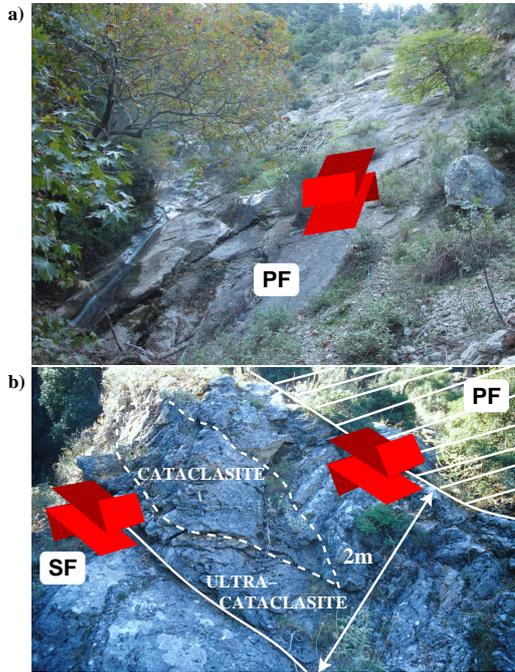


Fig. 15. (a) General view of the Pargaki fault (PF) at site P2 (south of Aigion, along the road from Taxiarchon to Fteri). (b) Outcrop exposing a cross-section of the foot wall below the main fault plane (PF). A secondary fault (SF) can be identified 2 m away from PF. In between, we observe a complex arrangement of metric cataclastic and ultra-cataclastic lenses.

fault core consists of fractured limestones. According to Micarelli et al. (2003), it has a thickness of a few tens of meters.

6. Conclusions

We developed an experimental model of a thick fault core using an annular simple shear apparatus. The synthetic fault gouge is made of quartz sand. Thanks to windows in the apparatus, the progressive structuring of the gouge can be observed *in situ* during shear. We showed that particle flow rapidly localizes inside 5 grain wide shear band. This shear band is the seat of grain attrition at large scale and pervasive comminution at small scale. The resulting particle size distribution is similar to that for natural faults, mimicking porphyroclast flow in a

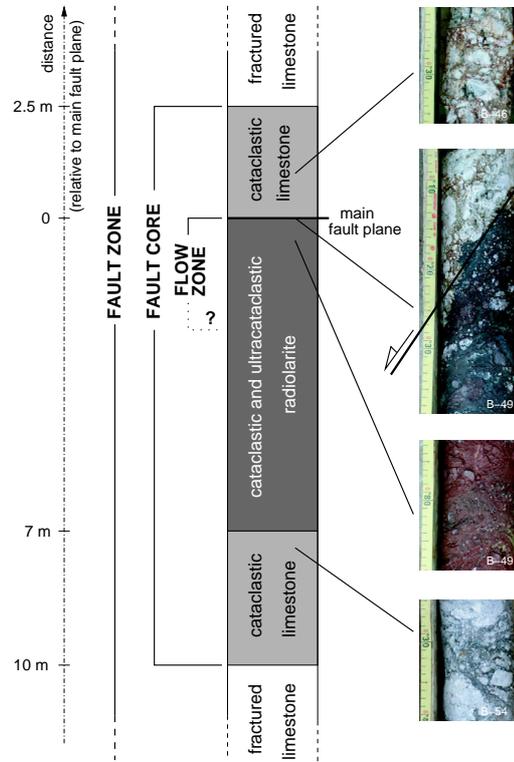


Fig. 17. Sketch of the Aigion fault zone around the main fault plane at a depth of 760 m. This figure is derived from the published data on the cores of AG-10 well (Moretti et al., 2003a; Micarelli et al., 2003). A set of core pictures illustrates the structural aspect of each domain in the fault zone (including the main fault plane).

fine gouge matrix.

The shear band clearly represents the area of maximum flow inside the sample. While it remains incohesive during shear, it is separated from the bulk by a 3-4 grain wide transition layer which progressively indurates. This thin indurated layer is presumably the area of maximum shear strain. As a consequence, one should distinguish between the zones of maximum flow and of maximum shear.

Even if they are of significantly smaller amplitude than in the shear band, the grain displacements inside the bulk can be measured with sufficient accuracy by a CIV technique. The displacement field is extremely heterogeneous and displays intermittent large scale patterns. Observation of the radial velocity profile indicates that the me-

chanical effective thickness of the sample is significantly larger than the structural thickness of the shear band. Such a conclusion is supported by a comparison between the local shear strain evolution inside the bulk and the macroscopic friction response.

Based on field scale observations collected in the region of Aigion (Greece), we suggest that the structure of our sheared experimental samples is analogous to that of real fault zones. The studied faults systematically display thin indurated fault planes lying on layers of weakly cohesive comminuted fault gouge. The fault planes presumably correspond to the transition layer described during our experiments, and hence to zones of localized shear strain. On the contrary, the weakly cohesive gouge layers would correspond to zones of localized flow (shear bands).

We propose in Figure 18 a synoptic picture of a fault zone derived from the model of Chester et al. (1993) and compatible with our observations. The centermost ultra-cataclastic layer is identified with the shear band, or flow zone. It is separated from the rest of the cataclastic fault core by the thin indurated fault planes in which most of the shear strain localizes. However, the mechanical thickness, *i.e.* the active thickness for the mechanical response of the fault, largely extends outside of the fault planes. As observed on the Pargaki outcrops, the structure of real fault cores sometimes appears much more complex than a simple layer succession. We suggest that the model proposed in Figure 18 may nevertheless be relevant for these cases, though at a smaller scale inside the complex cores.

We acknowledge Y. Ben-Zion, J.P. Vilotte, S. Roux, J. Rice, T. Tullis, J. P. Ampuero, I. Moretti, F. Cornet, P. Bernard, F. Renard and M. Ford for fruitful discussions. We thank the CRL project for support. G.C. and J.S. were partly funded by the ACI "Jeunes Chercheurs" from the French Ministry of Education.

References

Amitrano, D., Schmittbuhl, J., 2002. Fracture roughness and gouge distribution of a granite

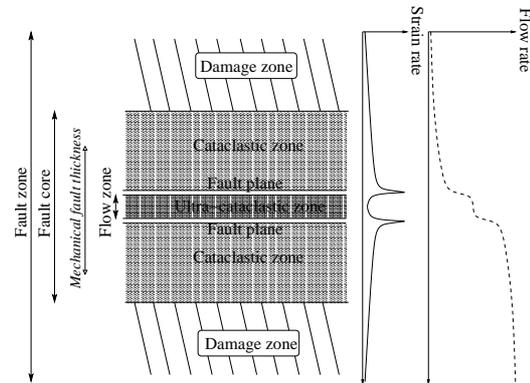


Fig. 18. General sketch of a fault structure deduced from our experimental and field observations.

shear band. *J. Geophys. Res.* 107 (B12), 2375, doi:10.1029/2002JB001761.

An, L. J., Sammis, C. G., 1994. Particle size distribution of cataclastic fault materials from Southern California: A 3-D study. *Pure and Appl. Geophys.* 143 (1-2-3), 204–227.

Beeler, N. M., Tullis, T. E., Blanpied, M. L., Weeks, J. D., 1996. Frictional behavior of large displacement experimental faults. *J. Geophys. Res.* 101, 8697–8715.

Ben-Zion, Y., Sammis, C. G., 2003. Characterization of fault zones. *Pure and Appl. Geophys.* 160, 677–715.

Briole, P., Rigo, A., Lyon-Caen, H., Ruegg, J., Papazissi, K., Mitsakaki, C., Balodimou, A., Veis, G., Hartzfeld, D., Deschamps, A., 2000. Active deformation of the Corinth rift, Greece: Results from repeated Global Positioning System surveys between 1990 and 1995. *J. Geophys. Res.* 105 (B11), 25605–25625.

Chambon, G., Schmittbuhl, J., Corfdir, A., 2002. Laboratory gouge friction: seismic-like slip weakening and secondary rate- and state-effects. *Geophys. Res. Lett.* 29 (10), 10.1029/2001GL014467.

Chambon, G., Schmittbuhl, J., Corfdir, A., 2003a. Non-linear slip-weakening in laboratory gouge friction: Origin and implications for faults, *J. Geophys. Res.*, submitted.

Chambon, G., Schmittbuhl, J., Corfdir, A., Vilotte, J., Roux, S., 2003b. Shear with comminution of a granular material: microscopic de-

- formations outside the shear band. *Phys. Rev. E* 68, 011304.
- Chester, F. M., Chester, J. S., 1998. Ultracataclasite structure and friction processes of the Punchbowl fault, San Andreas system, California. *Tectonophysics* 295, 199–221.
- Chester, F. M., Evans, J. P., Biegel, R. L., 1993. Internal structure and weakening mechanisms of the San Andreas fault. *J. Geophys. Res.* 98 (B1), 771–786.
- Chevalier, L., Calloch, S., Hild, F., Marco, Y., 2001. Digital image correlation used to analyze the multiaxial behavior of rubber-like materials. *Eur. J. Mech. A/Solids* 20, 169–187.
- Dieterich, J. H., 1979. Modeling of rock friction, 1, Experimental results and constitutive equations. *J. Geophys. Res.* 84, 2161–2168.
- Goldsby, D. L., Tullis, T. E., 2002. Low frictional strength of quartz rocks at subseismic slip rates. *Geophys. Res. Lett.* 29(17), 1844, doi:10.1029/2002GL015240.
- Marone, C., 1998. Laboratory-derived friction laws and their application to seismic faulting. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* 26, 643–696.
- Marone, C., Scholz, C. H., 1989. Particle size distribution and microstructures within simulated fault gouge. *J. Struct. Geol.* 11 (7), 799–814.
- Micarelli, L., Moretti, I., Daniel, J. M., 2003. Structural properties of rift-related normal faults: the case study of the Gulf of Corinth, Greece. *J. Geodyn.* 36, 275–303.
- Moretti, I., Delhomme, J. P., Cornet, F., Bernard, P., Schmidt-Hattenberger, C., Born, G., 2002. The Corinth Rift Laboratory: monitoring of active faults. *EAGE* 20.2, 1–7.
- Moretti, I., Micarelli, L., Daniel, J. M., Eyssautier, S., Frima, C., 2003a. The cores of AG-10. Tech. rep., Institut Français du Pétrole, report 57 240.
- Moretti, I., Sakellariou, D., Lykousis, V., Micarelli, L., 2003b. The Gulf of Corinth: an active half graben? *J. Geodyn.* 36, 323–340.
- Power, W. L., Tullis, T. E., Brown, S. R., Boitnott, G. N., Scholz, C. H., 1987. Roughness of natural fault surfaces. *Geophys. Res. Lett.* 14, 29–32.
- Sammis, C., King, G., Biegel, R., 1987. The kinematics of gouge deformation. *Pure and Appl. Geophys.* 125 (5), 777–812.
- Sammis, C. G., Biegel, R. L., 1989. Fractals, fault-gouge, and friction. *Pure and Appl. Geophys.* 131, 255–271.
- Schmittbuhl, J., Gentier, S., Roux, S., 1993. Field measurements of the roughness of fault surfaces. *Geophys. Res. Lett.* 20, 639–641.
- Scholz, C. H., 1987. Wear and gouge formation in brittle faulting. *Geology* 15, 493–495.
- Scholz, C. H., 2002. *The Mechanics of Earthquakes and Faulting*, 2nd Edition. Cambridge Univ. Press, New York.
- Schulz, S. E., Evans, J. P., 1998. Spatial variability in microscopic deformation and composition of the Punchbowl fault, southern California: implications for mechanisms, fluid-rock interaction, and fault morphology. *Tectonophysics* 295, 223–244.
- Sibson, R. H., 1977. Fault rocks and fault mechanisms. *J. Geol. Soc. London* 133, 191–213.
- Sibson, R. H., 2003. Thickness of the seismic slip zone. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 93(3), 1169–1178.
- Snoke, A. W., Tullis, J., Todd, V. R., 1998. *Fault-related rocks*. Princeton Univ. Press.
- Sornette, D., Davy, P., Sornette, A., 1990. Structuration of the lithosphere in plate tectonics as a self-organized critical phenomenon. *J. Geophys. Res.* 95 (B11), 17353–17361.
- Tchalenko, J. S., 1970. Similarities between shear zones of different magnitudes. *Bull. Geol. Soc. Am.* 81, 1625–1640.
- Vermilye, J. M., Scholz, C., 1998. The process zone: A microstructural view of fault growth. *J. Geophys. Res.* 103, 12223–12237.

5.2 Compléments

Nous proposons dans les pages suivantes des agrandissements de certaines photos présentées dans l'article TEC03, ainsi que quelques vues complémentaires des zones de faille de la région d'Aigion.



FIG. 5.1 – Vue générale du site d’affleurement P1 de la faille de Pírgaki. On distingue bien le plan de faille induré ainsi que la roche moins compétente que l’on trouve en-dessous. (Figure 13a de TEC03, photo : Jean Schmittbuhl.)

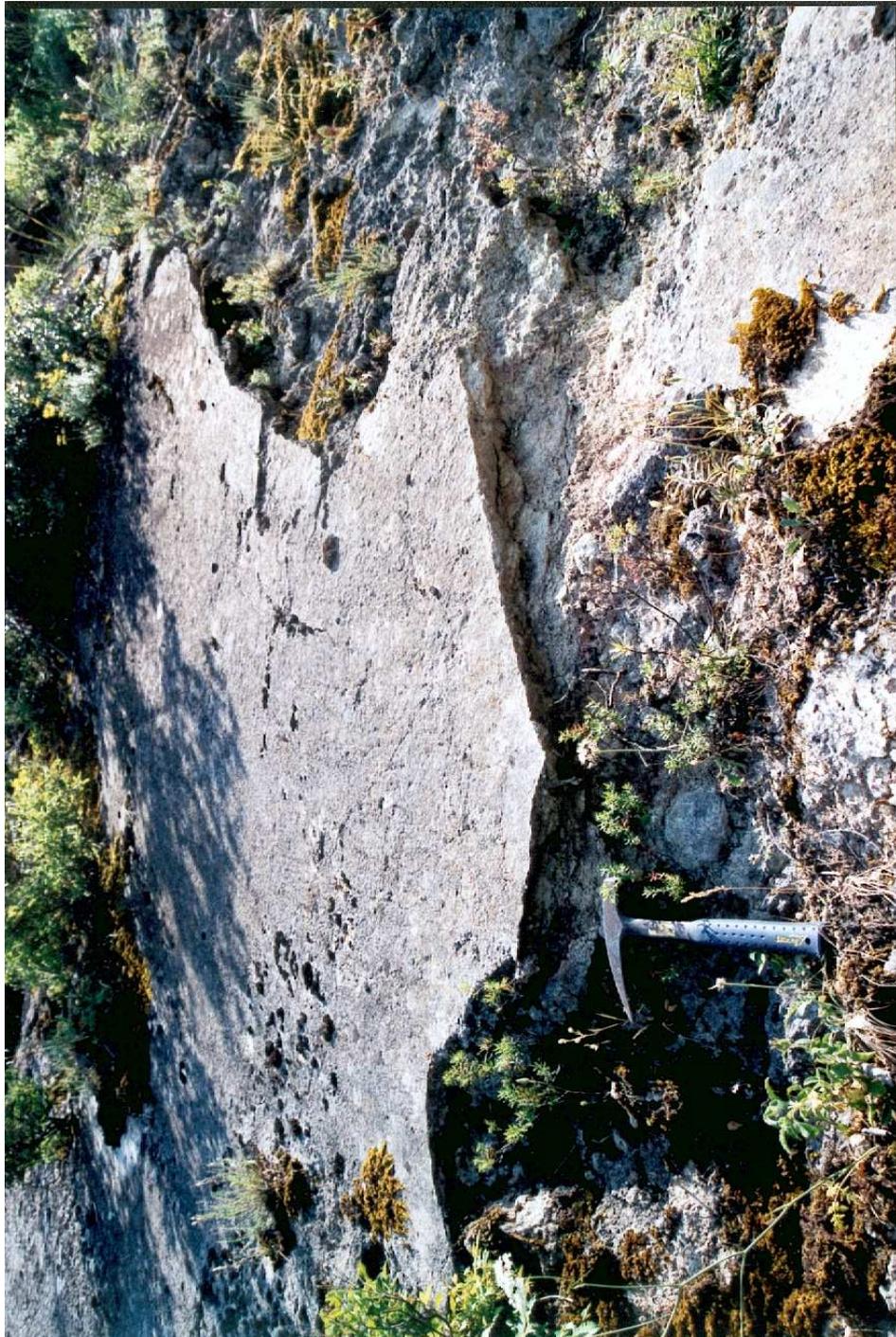


FIG. 5.2 – Vue rapprochée du plan de faille au site P1. On se rend compte de l'épaisseur du plan induré ainsi que de la très faible cohésion du matériel immédiatement sous-jacent. (Figure 13b de TEC03, photo : Jean Schmittbuhl.)



FIG. 5.3 – Vue du plan de faille au site P1. On note la topographie significative de la surface avec, en particulier, des macro-striations indiquant la direction du glissement.

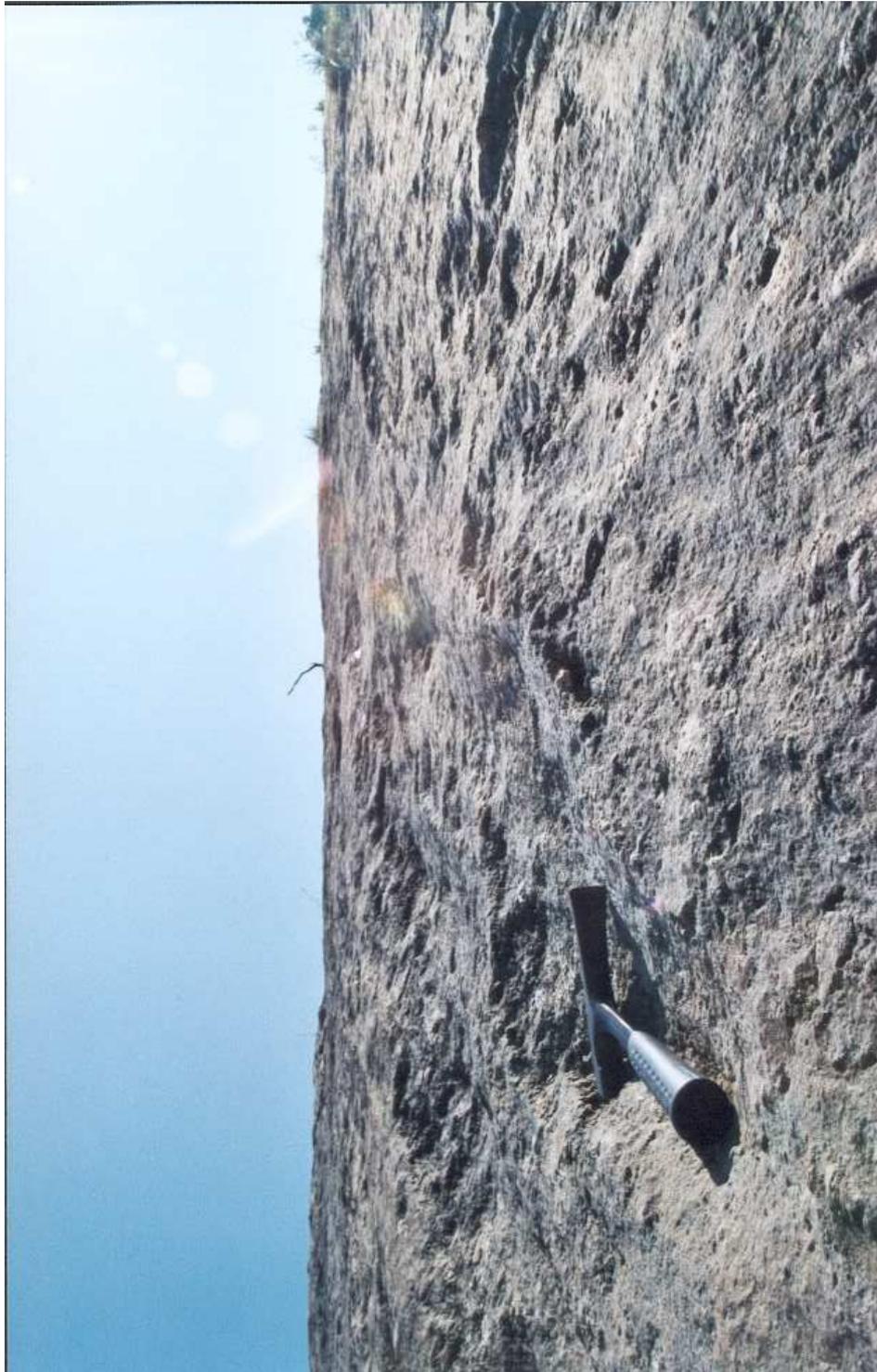


FIG. 5.4 – Vue du plan de faille au site P1. La contre-plongée met en évidence la multiplicité des échelles présentes dans la topographie de la surface ainsi que l'existence de nombreux décrochements orthogonaux à la direction de glissement. (Photo : Jean Schmittbuhl.)



FIG. 5.5 – Vue générale du site d’affleurement P2 de la faille de Pírgaki. (Figure 15a de TEC03, photo : Yves Géraud.)



FIG. 5.6 – Vue du noyau de la faille au site P2. Il s’agit d’une couche complexe de 2 m d’épaisseur constituée de lentilles cataclastiques et ultra-cataclastiques. On distingue le plan de faille principal dans la partie supérieure de la photo et un plan secondaire en-dessous du noyau complexe. (Figure 15b de TEC03, photo : Yves Géraud.)

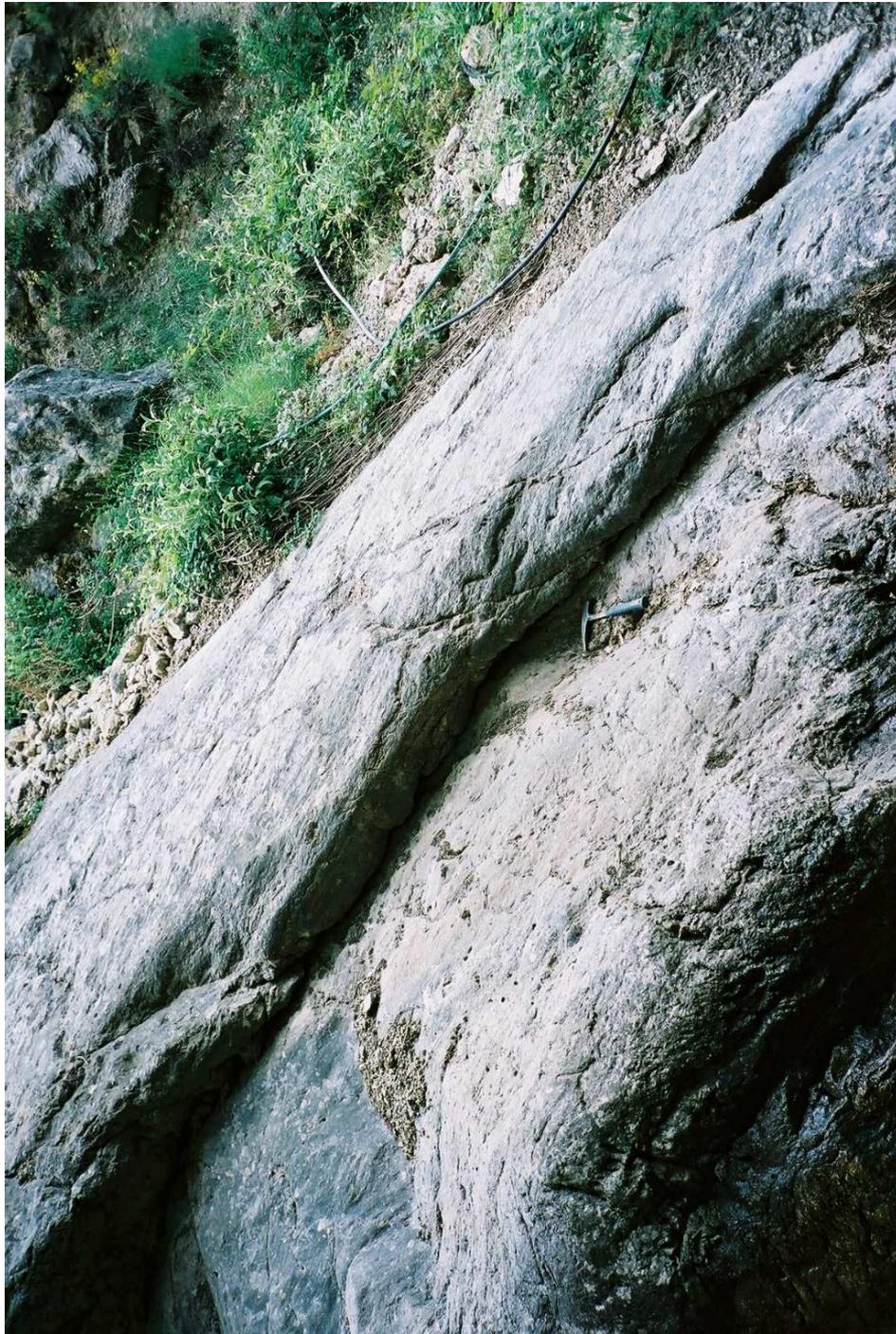


FIG. 5.7 – Vue du plan de faille et de la partie supérieure du noyau de faille au site P2. On peut distinguer que le “plan” est en fait formé d’une multitude de surfaces secondaires constituant les limites des structures lenticulaires du noyau de faille.

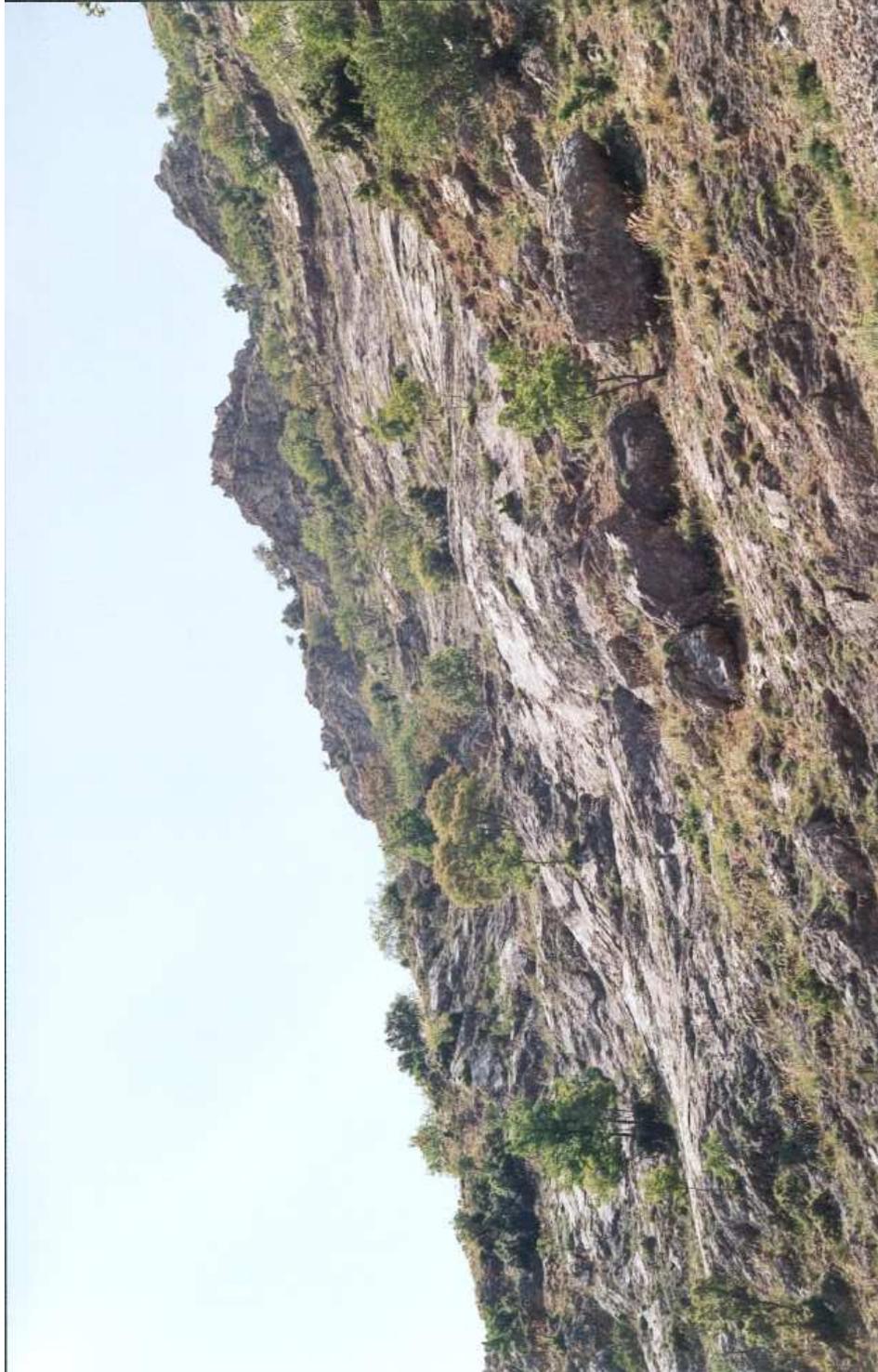


FIG. 5.8 – Vue générale du site d’affleurement de la faille de Doumena en amont du village éponyme. Le plan de faille de présente comme une surface polie. On se rend bien compte de sa topographie et de ses ondulations à grande échelle. (Photo : Jean Schmittbuhl.)



FIG. 5.9 – Vue du plan de faille de Doumena. Une lentille du matériau broyé constituant le toit de la faille est visible dans la partie supérieure gauche de la photo. (Figure 14a de TEC03, photo : Jean Schmittbuhl.)



FIG. 5.10 – Vue du plan de faille de Doumena. On remarque au premier plan une fenêtre sur la roche sous-jacente, moins compétente que le plan induré.



FIG. 5.11 – Vue rapprochée du plan de faille de Doumena. On distingue bien, au premier plan, l'épaisseur de la zone indurée ainsi que la faible cohésion du matériel immédiatement sous-jacent. (Figure 14a de TEC03, photo : Jean Schmittbuhl.)

Références

- Abercrombie, R. E., Earthquake source scaling relationships from -1 to 5 M_L using seismograms recorded at 2.5-km depth, *J. Geophys. Res.*, *100*(B12), 24,015–24,036, 1995.
- Abercrombie, R. E., et J. R. Rice, Small earthquake scaling revisited : Can it constrain slip weakening?, *EOS Trans. AGU*, *82*(47), Fall Meet. Suppl., Abstract S21E-04, 2001.
- Abercrombie, R. E., et J. R. Rice, Can observations of earthquake scaling constrain slip weakening?, *Geophys. J. Int.*, submitted, 2003.
- Aki, K., Characterization of barriers on an earthquake fault, *J. Geophys. Res.*, *84*(B11), 6140–6148, 1979.
- Aki, K., et P. G. Richards, *Quantitative Seismology (Second Edition)*, University Science Books, Sausalito, California, 2002.
- Ampuero, J.-P., Étude physique et numérique de la nucléation des séismes, Thèse de doctorat, Institut de Physique du Globe de Paris, 2002.
- Ampuero, J.-P., J.-P. Vilotte, et F. J. Sánchez-Sesma, Nucleation of rupture under slip dependent friction law : Simple models of fault zone, *J. Geophys. Res.*, *107*(B12), 2324, doi :10.1029/2001JB000452, 2002.
- An, L.-J., et C. G. Sammis, Particle size distribution of cataclastic fault materials from southern California : A 3-D study, *Pure Appl. Geophys.*, *143*, 203–227, 1994.
- Aochi, H., et R. Madariaga, The 1999 Izmit, Turkey, earthquake : Nonplanar fault structure, dynamic rupture process, and strong ground motion, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *93*(3), 1249–1266, 2003.
- Barker, G. C., et A. Mehta, Vibrated powders : Structure, correlations, and dynamics, *Phys. Rev. A*, *45*(6), 3435–3449, 1992.
- Barker, G. C., et A. Mehta, Transient phenomena, self-diffusion, and orientational order in vibrated powders, *Phys. Rev. E*, *47*(1), 184–188, 1993.
- Baumberger, T., C. Caroli, B. Perrin, et O. Ronsin, Nonlinear analysis of the stick-slip bifurcation in the creep-controlled regime of dry friction, *Phys. Rev. E*, *51*(5), 4005–4010, 1995.
- Baumberger, T., P. Berthoud, et C. Caroli, Physical analysis of the state- and rate-dependent friction law. II. Dynamic friction, *Phys. Rev. B*, *60*, 3928–3939, 1999.

- Baumberger, T., C. Caroli, et O. Ronsin, Self-healing slip pulses and the friction of gelatin gels, *Eur. Phys. J. E*, *11*, 85–93, 2003.
- Beeler, N. M., et T. E. Tullis, The roles of time and displacement in velocity-dependent volumetric strain of fault zones, *J. Geophys. Res.*, *102*(B10), 22,595–22,609, 1997.
- Beeler, N. M., T. E. Tullis, et J. D. Weeks, The roles of time and displacement in the evolution effect in rock friction, *Geophys. Res. Lett.*, *21*, 1987–1990, 1994.
- Beeler, N. M., T. E. Tullis, M. L. Blanpied, et J. D. Weeks, Frictional behavior of large displacement experimental faults, *J. Geophys. Res.*, *101*, 8697–8715, 1996.
- Ben-Zion, Y., et J. R. Rice, Dynamic simulations of slip on a smooth fault in an elastic solid, *JGR*, *102*(B8), 17,771–17,784, 1997.
- Beroza, G., et W. L. Ellsworth, Properties of the seismic nucleation phase, *Tectonophysics*, *261*, 209–227, 1996.
- Beroza, G. C., et P. Spudich, Linearized inversion for fault rupture behavior : Application to the 1984 Morgan Hill, California earthquake, *J. Geophys. Res.*, *93*, 6275–6296, 1988.
- Berthoud, P., T. Baumberger, C. G'Sell, et J. Hiver, Physical analysis of the state- and rate-dependent friction law : Static friction, *Phys. Rev. B*, *59*(22), 14,313–14,327, 1999.
- Biegel, R. L., C. G. Sammis, et J. H. Dieterich, The frictional properties of a simulated gouge having a fractal particle distribution, *J. Struct. Geol.*, *11*, 827–846, 1989.
- Bizzari, A., et M. Cocco, Slip-weakening behavior during the propagation of dynamic ruptures obeying rate- and state-dependent friction laws, *J. Geophys. Res.*, *108*(B8), 2373, doi : 10.1029/2002JB002198, 2003.
- Blanpied, M., T. E. Tullis, et J. D. Weeks, Effects of slip, slip rate, and shear heating on the friction of granite, *J. Geophys. Res.*, *103*, 489–511, 1998.
- Blanpied, M. L., et T. E. Tullis, The stability and behavior of a frictional system with a two state variable constitutive law, *Pure Appl. Geophys.*, *124*, 415–444, 1986.
- Blanpied, M. L., D. A. Lockner, et J. D. Byerlee, Fault stability inferred from granite slinding experiments at hydrothermal conditions, *Geophys. Res. Lett.*, *18*, 609–612, 1991.
- Bocquet, L., E. Charlaix, S. Ciliberto, et J. Crassous, Moisture-induced ageing in granular media and the kinetics of capillary condensation, *Nature*, *396*, 735–737, 1998.
- Bouchon, M., The state of stress on some faults of the San Andreas system as inferred from near-field strong motion data, *J. Geophys. Res.*, *102*(B6), 11,731–11,744, 1997.
- Bouchon, M., H. Sekiguchi, K. Irikura, et T. Iwata, Some characteristics of the stress field of the 1995 Hyogo-ken Nanbu (Kobe) earthquake, *J. Geophys. Res.*, *103*, 24,271–24,282, 1998.
- Bowden, F. P., et D. Tabor, *The Friction and Lubrication of Solids*, Clarendon, Oxford, 1950.
- Brown, S. R., et C. H. Scholz, Broad bandwidth study of the topography of natural rock surfaces, *J. Geophys. Res.*, *90*, 12,575–12,582, 1985.

- Bureau, L., T. Baumberger, et C. Caroli, Rheological aging and rejuvenation in solid friction contacts, *Eur. Phys. J. E*, 8, 331–337, 2002.
- Byerlee, J. D., Friction of rocks, *Pure Appl. Geophys.*, 116, 615–626, 1978.
- Cambou, B. (Ed.), *Behaviour of Granular Materials*, no. 385 in CISM Courses and Lectures, Springer-Verlag, Wien New-York, 1998.
- Campillo, M., et I. R. Ionescu, Initiation of antiplane shear instability under slip-dependent friction, *JGR*, 102(B9), 20,363–20,371, 1997.
- Campillo, M., P. Favreau, I. R. Ionescu, et C. Voisin, On the effective friction law of a heterogeneous fault, *J. Geophys. Res.*, 106(B8), 16,307–16,322, 2001.
- Chambon, G., Étude expérimentale du comportement d'un matériau granulaire soumis à un cisaillement simple annulaire, Rapport de DEA, Université Paris VI, 2000.
- Chambon, G., et J. W. Rudnicki, Effects of normal stress variations on frictional stability of a fluid-infiltrated fault, *J. Geophys. Res.*, 106(B6), 11,353–11,372, 2001.
- Chambon, G., J. Schmittbuhl, et M. Bouchon, Correlations of stress distributions along the fault : from laboratory fracture roughness to fault asperity squeeze, *EOS Trans. AGU*, 83(47), Fall Meet. Suppl., Abstract MR51A-07, 2002a.
- Chambon, G., J. Schmittbuhl, et A. Corfdir, Laboratory gouge friction : Seismic-like slip weakening and secondary rate- and state-effects, *Geophys. Res. Lett.*, 29(10), 1366, doi : 10.1029/2001GL014467, 2002b.
- Chambon, G., J. Schmittbuhl, A. Corfdir, J.-P. Vilotte, et S. Roux, Shear with comminution of a granular material : Microscopic deformations outside the shear band, *Phys. Rev. E*, 68, 011304, doi :10.1103/PhysRevE.68.011304, 2003.
- Chester, F. M., Effects of temperature on friction : Constitutive equations and experiments with quartz gouge, *J. Geophys. Res.*, 99, 7247–7262, 1994.
- Chester, F. M., et J. S. Chester, Ultracataclasite structure and friction processes of the Punch-bowl fault, San Andreas system, California, *Tectonophysics*, 295, 199–221, 1998.
- Chester, F. M., J. P. Evans, et R. L. Biegel, Internal structure and weakening mechanisms of the San Andreas fault, *J. Geophys. Res.*, 98(B1), 771–786, 1993.
- Chevalier, L., S. Calloch, F. Hild, et Y. Marco, Digital image correlation used to analyze the multiaxial behavior of rubber-like materials, *Eur. J. Mech. A/Solids*, 20, 169–187, 2001.
- Cocco, M., et A. Bizzarri, On the slip-weakening behavior of rate- and state dependent constitutive laws, *Geophys. Res. Lett.*, 29(11), 1516, doi :10.1029/2001GL013999, 2002.
- Cochard, A., et R. Madariaga, Dynamic faulting under rate-dependent friction, *Pure Appl. Geophys.*, 142(3–4), 419–445, 1994.
- Cochard, A., et R. Madariaga, Complexity of seismicity due to highly rate-dependent friction, *J. Geophys. Res.*, 101(B11), 25,321–25,336, 1996.

- Crassous, J., L. Bocquet, S. Ciliberto, et C. Laroche, Humidity effects on static aging of dry friction, *Europhys. Lett.*, 47(5), 562–567, 1999.
- Dascalu, C., I. R. Ionescu, et M. Campillo, Fault finiteness and initiation of dynamic shear instability, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 177, 163–177, 2000.
- Dieterich, J., A constitutive law for rate of earthquake production and its application to earthquake clustering, *J. Geophys. Res.*, 99, 2601–2618, 1994.
- Dieterich, J. H., Time-dependent friction in rocks, *J. Geophys. Res.*, 77, 3690–3697, 1972.
- Dieterich, J. H., Time-dependent friction and the mechanics of stick-slip, *Pure Appl. Geophys.*, 116, 790–805, 1978.
- Dieterich, J. H., Modeling of rock friction, 1, Experimental results and constitutive equations, *J. Geophys. Res.*, 84, 2161–2168, 1979.
- Dieterich, J. H., Nucleation on faults with rate- and state-dependent strength, *Tectonophysics*, 211, 115–134, 1992.
- Dieterich, J. H., et B. D. Kilgore, Direct observation of frictional contacts : New insights for state-dependent properties, *Pure Appl. Geophys.*, 143, 283–302, 1994.
- Dieterich, J. H., et M. F. Linker, Fault stability under conditions of variable normal stress, *Geophys. Res. Lett.*, 19, 1691–1694, 1992.
- Dumitrescu, A. I., et A. Corfdir, Comparaison du comportement sec/saturé lors du cisaillement d'une interface sable/acier, in *Comptes-Rendus du 16ème Congrès Français de Mécanique, Nice, 1-5 Septembre 2003*, édité par XXX, 2003.
- Duran, J., *Sables, Poudres et Grains*, Eyrolles Sciences, Paris, 1997.
- Ellsworth, W. L., et G. C. Beroza, Seismic evidence for an earthquake nucleation phase, *Science*, 268, 851–855, 1995.
- Géminard, J.-C., W. Losert, et J. P. Gollub, Frictional mechanics of wet granular materials, *Phys. Rev. E*, 59, 5881–5890, 1999.
- Goldsby, D. L., et T. E. Tullis, Low frictional strength of quartz rocks at subseismic slip rates, *Geophys. Res. Lett.*, 29(17), 1844, doi :10.1029/2002GL015240, 2002.
- Gu, J.-C., J. R. Rice, A. L. Ruina, et S. T. Tse, 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, 1984.
- Guatteri, M., et P. Spudich, What can strong-motion data tell us about slip-weakening fault-friction laws ?, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 90, 98–116, 2000.
- Guatteri, M., P. Spudich, et G. C. Beroza, Inferring rate and state friction parameters from rupture models of the 1995 Hyogo-Ken (Nambu) (Kobe) earthquake, *J. Geophys. Res.*, 106(B11), 2001.

- Heaton, T. H., Evidence for and implications of self-healing pulses of slip in earthquake rupture, *Phys. Earth Planet. Inter.*, *64*, 1–20, 1990.
- Heslot, F., T. Baumberger, B. Perrin, B. Caroli, et C. Caroli, Creep, stick-slip, and dry friction dynamics : Experiments and a heuristic model, *Phys. Rev. E*, *49*(6), 4973–4988, 1994.
- Hild, F., J.-N. Périé, et M. Coret, Mesure de champs de déplacement 2D par corrélation d'images numériques : CORRELI^{2D}, *Internal Report 230*, LMT-Cachan, 1999.
- Hild, F., B. Raka, M. Baudequin, S. Roux, et F. Cantelaube, Multiscale displacement field measurements of compressed mineral-wool samples by digital image correlation, *Appl. Optics*, *41*(32), 6815–6828, 2002.
- Howell, D., R. P. Behringer, et C. T. Veje, Stress fluctuations in a 2D granular Couette experiment : A continuous transition, *Phys. Rev. Lett.*, *82*, 5241–5244, 1999.
- Hungr, O., et N. R. Morgenstern, High velocity ring shear tests on sand, *Géotechnique*, *34*(3), 415–421, 1984.
- Ide, S., et G. C. Beroza, Does apparent stress vary with earthquake size?, *Geophys. Res. Lett.*, *28*(17), 3349–3352, 2001.
- Ide, S., et M. Takeo, Determination of constitutive relations of fault slip based on seismic wave analysis, *J. Geophys. Res.*, *102*, 27,379–27,391, 1997.
- Ide, S., G. C. Beroza, S. G. Prejean, et W. L. Ellsworth, Apparent break in earthquake scaling due to path and site effects on deep borehole recordings, *J. Geophys. Res.*, *108*(B5), 2271, doi :10.1029/2001JB001617, 2003.
- Kanamori, H., et T. H. Heaton, Microscopic and macroscopic physics of earthquakes, in *Geocomplexity and Physics of Earthquakes*, *AGU Geophys. Mono.*, vol. 120, édité par J. B. Rundle, , D. L. Turcotte, et W. Klein, pp. 147–163, AGU, Washington, D.C., 2000.
- Karner, S. L., et C. Marone, The effect of shear load on frictional healing in simulated fault gouge, *Geophys. Res. Lett.*, *25*(24), 4561–4564, 1998.
- Karner, S. L., et C. Marone, Frictional restrengthening in simulated fault gouge : Effect of shear load perturbations, *J. Geophys. Res.*, *106*, 19,319–19,337, 2001.
- Kato, N., et T. E. Tullis, A composite rate- and state-dependent law for rock friction, *Geophys. Res. Lett.*, *28*(6), 1103–1103, 2001.
- Kilgore, B. D., M. L. Blanpied, et J. H. Dieterich, Velocity dependent friction of granite over a wide range of conditions, *Geophys. Res. Lett.*, *20*(10), 903–906, 1993.
- Kishida, H., et M. Uesugi, Tests of the interface between sand and steel in the simple shear apparatus, *Géotechnique*, *37*(1), 45–52, 1987.
- Knight, J. B., C. G. Fandrich, C. N. Lau, H. M. Jaeger, et S. R. Nagel, Density relaxation in a vibrated granular material, *Phys. Rev. E*, *51*, 3957–3963, 1995.

- Lapusta, N., et J. R. Rice, Nucleation and early seismic propagation of small and large events in a crustal earthquake model, *J. Geophys. Res.*, 108(B4), 2205, doi : 10.1029/2001JB000793, 2003.
- Lerat, P., Étude de l'interface sol-structure dans les milieux granulaires à l'aide d'un nouvel appareil de cisaillement annulaire, Thèse de doctorat, École Nationale des Ponts et Chaussées, 1996.
- Li, V. C., Mechanics of shear rupture applied to earthquake zones, in *Fracture Mechanics of Rocks*, édité par B. K. Atkinson, pp. 351–428, Academic Press, 1987.
- Linker, M. F., et J. H. Dieterich, Effects of variable normal stress on rock friction : Observations and constitutive equations, *J. Geophys. Res.*, 97, 4923–4940, 1992.
- Losert, W., J.-C. Géminard, S. Nasuno, et J. P. Gollub, Mechanisms for slow strengthening in granular materials, *Phys. Rev. E*, 61, 4060–4068, 2000.
- Madariaga, R., et K. B. Olsen, Earthquake dynamics, in *International Handbook of Earthquake and Engineering Seismology, Part A, International Geophysics Series*, vol. 81A, édité par W. H. K. Lee, H. Kanamori, P. C. Jennings, et C. Kisslinger, pp. 175–194, Academic Press for IASPEI, 2002.
- Mair, K., et C. Marone, Friction of simulated fault gouge for a wide range of velocities and normal stresses, *J. Geophys. Res.*, 104(B12), 28,899–28,914, 1999.
- Marone, C., Laboratory-derived friction laws and their application to seismic faulting, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 26, 643–696, 1998a.
- Marone, C., The effect of loading rate on static friction and the rate of fault healing during the earthquake cycle, *Nature*, 391, 69–72, 1998b.
- Marone, C., et B. Kilgore, Scaling of the critical slip distance for seismic faulting with shear strain in fault zones, *Nature*, 362, 618–621, 1993.
- Marone, C., et C. H. Scholz, Particle-size distribution and microstructures within simulated fault gouge, *J. Struct. Geol.*, 11, 799–814, 1989.
- Marone, C., C. B. Raleigh, et C. H. Scholz, Frictional behavior and constitutive modeling of simulated fault gouge, *J. Geophys. Res.*, 95, 7007–7025, 1990.
- Micarelli, L., I. Moretti, et J. M. Daniel, Structural properties of rift-related normal faults : the case study of the Gulf of Corinth, Greece, *J. Geodyn.*, 36, 275–303, 2003.
- Mikumo, T., E. Fukuyama, K. B. Olsen, et Y. Yagi, Stress-breakdown time and critical weakening slip inferred from the source time functions on earthquake faults, *EOS Trans. AGU*, 82(47), Fall Meet. Suppl., Abstract S21E-07, 2001.
- Mueth, D. M., G. F. Debregeas, G. S. Karczmar, P. J. Eng, S. R. Nagel, et H. M. Jaeger, Signatures of granular microstructure in dense shear flows, *Nature*, 406, 385–389, 2000.
- Nakatani, M., A new mechanism of slip weakening and strength recovery of friction associated with the mechanical consolidation of gouge, *J. Geophys. Res.*, 103, 27,239–27,256, 1998.

- Nicolas, M., P. Duru, et O. Pouliquen, Compaction of a granular material under cyclic shear, *Eur. Phys. J. E*, *3*, 309–314, 2000.
- Nowak, E. R., J. B. Knight, E. Ben-Naim, H. M. Jaeger, et S. R. Nagel, Density fluctuations in vibrated granular materials, *Phys. Rev. E*, *57*(2), 1971–1982, 1998.
- Ohnaka, M., A physical scaling relation between the size of an earthquake and its nucleation zone size, *Pure Appl. Geophys.*, *157*, 2259–2282, 2000.
- 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., et L.-F. Shen, Scaling of the shear rupture process from nucleation to dynamic propagation : Implications of geometric irregularity on the rupturing surfaces, *J. Geophys. Res.*, *104*, 817–844, 1999.
- Ohnaka, M., et T. Yamashita, A cohesive zone model for dynamic shear faulting based on experimentally inferred constitutive relation and strong motion source parameters, *J. Geophys. Res.*, *94*, 4089–4104, 1987.
- Okubo, P. G., et J. H. Dieterich, Effects of physical fault properties on frictional instabilities produced on simulated faults, *J. Geophys. Res.*, *89*(B7), 5817–5827, 1984.
- Olsen, K. B., R. Madariaga, et R. J. Archuleta, Three-dimensional dynamic simulation of the 1992 Landers earthquake, *Science*, *278*, 834–838, 1997.
- Olsen, K. B., E. Fukuyama, et T. Mikumo, Direct measurement of the slip weakening distance from near fault strong motion data ?, *EOS Trans. AGU*, *82*(47), Fall Meet. Suppl., Abstract S21E-08, 2001.
- Papageorgiou, A. S., et K. Aki, A specific barrier model for the quantitative description of inhomogeneous faulting and the prediction of strong ground motion. Part II. Applications of the model, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *73*, 953–978, 1983.
- Perfettini, H., Frottement sur une faille : Influence des fluctuations de la contrainte normale, Thèse de doctorat, Université Paris VI, 2000.
- Perfettini, H., J. Schmittbuhl, J. R. Rice, et M. Cocco, Frictional response induced by time-dependent fluctuations of the normal loading, *J. Geophys. Res.*, *106*(B7), 13,455–13,472, 2001.
- Perfettini, H., M. Campillo, et I. Ionescu, On the scaling of the slip weakening rate of heterogeneous faults, *J. Geophys. Res.*, *108*(B9), 2410, doi :10.1029/2002JB001969, 2003.
- Perrin, G., J. R. Rice, et G. Zheng, Self-healing slip pulse on a frictional surface, *J. Mech. Phys. Solids*, *43*, 1461–1495, 1995.
- Persson, B. N. J., *Sliding Friction : Physical Principles and Applications*, Springer, Berlin, 1998.
- Peyrat, S., K. Olsen, et R. Madariaga, Dynamic modeling of the 1992 Landers earthquake, *J. Geophys. Res.*, *106*(B11), 26,467–26,482, 2001.

- Philippe, P., et D. Bideau, Compaction dynamics of a granular medium under vertical tapping, *Europhys. Lett.*, *60*(5), 677–683, 2002.
- Pouliquen, O., et Y. Forterre, Friction law for dense granular flows : Application to the motion of a mass down a rough inclined plane, *J. Fluid Mech.*, *453*, 133–151, 2002.
- Pouliquen, O., M. Belzons, et M. Nicolas, Fluctuating particle motion during shear induced granular compaction, *Phys. Rev. Lett.*, *91*(1), 014301, doi :10.1103/PhysRevLett.91.014301, 2003.
- Power, W. L., T. E. Tullis, S. R. Brown, G. N. Boitnott, et C. H. Scholz, Roughness of natural fault surfaces, *Geophys. Res. Lett.*, *14*, 29–32, 1987.
- Press, W. H., B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, et W. T. Vetterling, *Numerical Recipes in C, The Art of Scientific Computing, Second Edition*, Cambridge Univ. Press, New York, 1997.
- Radjai, F., M. Jean, J.-J. Moreau, et S. Roux, Force distributions in dense two-dimensional granular systems, *Phys. Rev. Lett.*, *77*, 274–277, 1996.
- Ranjith, K., et J. R. Rice, Stability of quasi-static slip in a single degree of freedom elastic system with rate and state dependent friction, *J. Mech. Phys. Solids*, *47*, 1207–1218, 1999.
- Reinen, L. A., et J. D. Weeks, Determination of rock friction constitutive parameters using an iterative least-squares inversion method, *J. Geophys. Res.*, *98*(B9), 15,937–15,950, 1993.
- Rice, J. R., The mechanics of earthquake rupture, in *Physics of the Earth's Interior*, édité par A. M. Dziewonski et E. Boschi, pp. 555–649, Italian Physical Society/North Holland Publ. Co., 1980.
- Rice, J. R., Spatio-temporal complexity of slip on a fault, *J. Geophys. Res.*, *98*, 9885–9907, 1993.
- Rice, J. R., Flash heating at asperity contacts and rate-dependent friction, *EOS Trans. AGU*, *80*(46), Fall Meet. Suppl., F681, 1999.
- Rice, J. R., Fracture energy of earthquakes and slip-weakening rupture parameters, *EOS Trans. AGU*, *81*(48), Fall Meet. Suppl., Abstract T21G-01, 2000.
- Rice, J. R., et A. Ruina, Stability of steady frictional slipping, *J. Appl. Mech.*, *50*, 343–349, 1983.
- Rice, J. R., et S. T. Tse, Dynamic motion of a single degree of freedom system following a rate and state dependent friction law, *J. Geophys. Res.*, *91*, 521–530, 1986.
- Rice, J. R., , N. Lapusta, et K. Ranjith, Rate and state dependent friction and the stability of sliding between elastically deformable solids, *J. Mech. Phys. Solids*, *49*, 1865–1898, 2001.
- Rice, J. R., C. G. Sammis, et R. Parsons, Off-fault secondary failure induced by a dynamic slip pulse, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, submitted, 2003.
- Ruina, A., Slip instability and state variable friction laws, *J. Geophys. Res.*, *88*, 10,359–10,370, 1983.

- Sammis, C., G. King, et R. Biegel, The kinematics of gouge deformation, *Pure Appl. Geophys.*, *125*(5), 777–812, 1987.
- Sammis, C. G., et R. L. Biegel, Fractals, fault-gouge, and friction, *Pure Appl. Geophys.*, *131*, 255–271, 1989.
- Schmittbuhl, J., S. Gentier, et S. Roux, Field measurements of the roughness of fault surfaces, *Geophys. Res. Lett.*, *20*(8), 639–641, 1993.
- Schmittbuhl, J., F. Schmitt, et C. Scholz, Scaling invariances of crack surfaces, *J. Geophys. Res.*, *100*, 5953–5973, 1995.
- Schmittbuhl, J., J.-P. Vilotte, et S. Roux, A dissipation-based analysis of an earthquake fault model, *J. Geophys. Res.*, *101*, 27,741–27,764, 1996.
- Scholz, C. H., The critical slip distance for seismic faulting, *Nature*, *336*, 761–763, 1988.
- Scholz, C. H., *The Mechanics of Earthquakes and Faulting*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1997.
- Scholz, C. H., Earthquakes and friction laws, *Nature*, *391*, 37–42, 1998.
- Scholz, C. H., P. Molnar, et T. Johnson, Detailed studies of frictional sliding of granite and implications for the earthquake mechanism, *J. Geophys. Res.*, *74*, 6392–6406, 1972.
- Segall, P., et J. R. Rice, Dilatancy, compaction, and slip instability of a fluid-infiltrated fault, *J. Geophys. Res.*, *100*, 22,155–22,171, 1995.
- Shaw, B. E., et J. R. Rice, Existence of continuum complexity in the elastodynamics of repeated fault ruptures, *J. Geophys. Res.*, *105*, 23,791–23,810, 2000.
- Shibazaki, B., Y. Yoshida, M. Nakamura, M. Nakamura, et H. Katao, Rupture nucleations in the 1995 Hyogo-ken Nanbu earthquake and its large aftershocks, *Geophys. J. Int.*, *149*, 572–588, 2002.
- Sibson, R. H., Thickness of the seismic slip zone, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *93*(3), 1169–1178, 2003.
- Tsai, J.-C., G. A. Voth, et J. P. Gollub, Internal granular dynamics, shear-induced crystallization, and compaction steps, *Phys. Rev. Lett.*, *91*(6), 064301, doi : 10.1103/PhysRevLett.91.064301, 2003.
- Tsutsumi, A., et T. Shimamoto, High-velocity frictional properties of gabbro, *Geophys. Res. Lett.*, *24*, 699–702, 1997.
- Tullis, T. E., Rock friction constitutive behavior from laboratory experiments and its implications for an earthquake prediction field monitoring program, *Pure Appl. Geophys.*, *126*, 555–588, 1988.
- Tullis, T. E., et J. D. Weeks, Constitutive behavior and stability of frictional sliding of granite, *Pure Appl. Geophys.*, *124*, 383–414, 1986.

- Uenishi, K., et J. R. Rice, Universal nucleation length for slip-weakening rupture instability under nonuniform loading, *J. Geophys. Res.*, 108(B1), 2042, 2003.
- Unterreiner, P., Contribution à l'étude et à la modélisation numérique des sols cloués : Application au calcul en déformation des ouvrages de soutènement, Thèse de doctorat, École Nationale des Ponts et Chaussées, 1994.
- Weeks, J. D., Constitutive laws for high-velocity frictional sliding and their influence on stress drop during unstable slip, *J. Geophys. Res.*, 98, 17,637–17,648, 1993.
- Yoshimi, Y., et T. Kishida, A ring torsion apparatus for evaluating friction between soil and metal surfaces, *Geotechnical Testing Journal*, 4(4), 145–152, 1981.
- Ziv, A., et A. M. Rubin, Implications of rate-and-state friction for properties of aftershock sequence : Quasi-static inherently discrete simulations, *J. Geophys. Res.*, 108(B1), 2051, doi :10.1029/2001JB001219, 2003.