Phénomène de nucléation des séismes : Approche expérimentale par le cisaillement d'une farine de faille modèle

Younès Hamza Messen

▶ **To cite this version:**

Younès Hamza Messen. Phénomène de nucléation des séismes : Approche expérimentale par le cisaillement d'une farine de faille modèle. Mécanique des matériaux [physics.class-ph]. Ecole des Ponts ParisTech, 2010. Français. NNT : . pastel-00555067

HAL Id: pastel-00555067
https://pastel.hal.science/pastel-00555067

Submitted on 12 Jan 2011

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

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

École Nationale des Ponts et Chaussées

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE DES PONTS ET CHAUSSÉES

Spécialité : **Géotechnique**

Par

Younès Hamza MESSEN

Phénomène de nucléation des séismes : Approche expérimentale par le cisaillement d'une farine de faille modèle

---

U.R. NAVIER/Équipe Géotechnique (CERMES)

Soutenue le *Lundi 8 mars 2010* devant le jury composé de :

M. Christophe COSTE	MSC U. Paris 7	Rapporteur
M. Hideo AOCHI	BRGM	Rapporteur
M. Pierre FORAY	L3S-R - Grenoble	Examinateur
M. Pierre-Yves HICHER	E.C. Nantes	Examinateur
M. Jean SULEM	U.R. Navier - ENPC, U. Paris-Est	Examinateur
M. Jean SCHMITTBUHL	I.P.G - Strasbourg	Co-Directeur
M. Alain CORFDIR	U.R. Navier - ENPC, U. Paris-Est	Dir. de thèse

Dédicace

A la mémoire des victimes des séismes et des tsunamis,

A mes parents qui m'ont donné de leur amour, assuré un soutien indéfectible et chez qui j'ai puisé toutes mes forces et ma volonté,

A mon frère et à mes sœurs qui m'ont donné le meilleur exemple,

A mes collègues du CERMES qui m'ont supporté avec sympathie,

A tous mes proches et à mes amis qui m'ont soutenu jusqu'au bout,

A Nany,

Je dédie ce modeste travail.

Younès

Remerciements

Cette thèse s'est déroulée à l'École Nationale des Ponts et Chaussées, à l'Unité de Recherche Navier, au sein de l'équipe Géotechnique "CERMES".

J'adresse mes remerciements en premier lieu à Alain CORFDIR, mon Directeur de Thèse, pour m'avoir fait confiance et m'avoir confié un appareil aussi complexe que l'ACSA. C'est grâce à lui que j'ai pu effectuer mes recherches sur un sujet aussi passionnant que instructif, à travers duquel j'ai pu acquérir des connaissances appréciables en géotechnique et en sismologie. C'est également lui qui m'accorda une attention particulière et sacrifia de nombreuses heures pour m'orienter tout au long de cette excellente expérience. Il m'aida à me reprendre aux moments difficiles lorsque la volonté seule ne suffisait plus. Nos échanges étaient de haute qualité autant sur le plan professionnel que humain.

Je tiens aussi à exprimer ma reconnaissance à mon co-directeur de thèse, Jean SCHMITT-BUHL pour son apport inestimable quant aux applications de mes résultats aux failles sismiques. Ses analyses et ses critiques constructives et pointues m'ont toujours donné de l'élan pour persévérer et pour creuser encore plus et aboutir à un travail original et d'une qualité meilleure.

Je présente aussi mes remerciements aux membres du jury présidé par Professeur Pierre FORAY, ainsi qu'à mes deux rapporteurs Hideo AOCHI et Christophe COSTE qui ont eu l'amabilité d'examiner attentivement mon manuscrit et de m'apporter leurs commentaires et leurs corrections. Merci aussi à Messieurs Pierre-Yves HICHER et Jean SULEM pour s'être intéressés à mon travail et de faire partie du jury.

C'est aussi à travers cette thèse que j'ai eu la chance d'exercer au sein de "la famille" CERMES, qui m'a offert un environnement riche en qualités humaines et scientifiques. Je tiens donc à remercier toutes les personnes avec qui j'ai travaillé de près ou de loin.

Je ne pourrai jamais assez remercier l'équipe technique très compétente pour son support indéfectible, composée par Emmanuel De LAURE ou Manu, Xavier BOULAY, Jérémy THIRIAT, et Alain JEANDILLOU.

Mes remerciements s'adressent également aux secrétaires, Dominique BARRIERE et Armelle FAYOL qui apportent leur support pour faciliter la tâche des chercheurs et des doctorants. Merci à Armelle pour sa sympathie et son talent "d'animatrice" au CERMES faisant régner la bonne ambiance.

Je tiens aussi à présenter tous mes vœux de réussite à mes collègues doctorants du CERMES avec qui j'ai partagé cette très belle expérience et vécu des moments très agréables. Je n'oublierai pas non plus mes amis de l'ADEC, association des doctorants de l'École des Ponts.

Je remercie aussi les agents du département des formations doctorales, plus particulièrement son président Bernard LAPEYRE, ainsi que Marine DANIEL, Claude TU et Claude MANSAT. Cette équipe veille parfaitement sur le plan administratif et assure les meilleures conditions de formation et d'accompagnement des doctorants. Je n'oublierai pas non plus les amies du bureau de la vie étudiante, Patricia PIAT et Nathalie QUELEU.

Merci aussi à toute ma famille, mes proches et mes amis en France, en Suisse et en Algérie

qui m'ont soutenu à tous moments, par la bonne parole, les meilleurs conseils et la pensée. Je remercie tout particulièrement ceux qui ont fait le déplacement pour assister à ma soutenance et être les premiers à me féliciter.

Un grand merci enfin et toute ma gratitude, jamais suffisants, à mes parents qui m'ont donné de tout leur amour, de leurs conseils, de leurs prières et surtout de leur confiance. Leur présence dans mon cœur a été mon armure et a affirmé ma foi.

Enfin, merci à Dieu, Le Premier et Le Dernier...

Citations

"Je ne sais qu'une chose, c'est que je ne sais rien".

Socrate (V^e avant J.-C)

"Si un jour passe sans que je rende un service ou que j'acquiers une connaissance,
ce jour-là est à déduire de mon âge".

Abou El-Fath El-Bousti (XIV^e siècle)

"Chaque fois que le temps m'éduque, il me montre les limites de ma raison ;
Et lorsque mon savoir augmente, il me rend plus conscient de mon ignorance".

Abû Abd Allah Ach-Châfiî (767-820)

"Il faut toujours se réserver le droit de rire le lendemain de ses idées de la veille".

Napoléon Bonaparte (1769-1821)

"Lis, au nom de ton Seigneur qui a créé,...Celui qui a enseigné au moyen du calame, a enseigné à l'homme ce qu'il ne savait pas".

Traduction du Coran (Chapitre 96, Versets 1 à 5)

Résumé

Pour caractériser certains comportements des gouges de failles, des travaux à l'Appareil de Cisaillement Simple Annulaire ont été réalisés. Ils consistent à cisailler un modèle de gouge épaisse sur des distances plurimétriques. La diminution progressive, à grand déplacement, du frottement apparent est représentée par une nouvelle loi puissance qui prend en compte le niveau de confinement et dans laquelle l'effet de l'eau est négligeable. Les perturbations en déplacement, en dessous d'un certain seuil, en vue de relâcher le cisaillement, induisent une cicatrisation lors de la recharge où l'on a mis en évidence le rôle des déformations volumiques, et plus particulièrement la dilatation empêchée de la bande de cisaillement. Par ailleurs, la variation du confinement, sous forme sinusoïdale ou par paliers, entraîne une déformation volumique et une variation du cisaillement proportionnelles. Ces perturbations ont peu d'influence sur un échantillon ayant subi dans son passé un confinement supérieur à celui pratiqué par les variations. Les variations sinusoïdales se font sans déphasage et sans qu'il y ait résonance ; l'effet de la période est plus présent à faibles valeurs (< 20 s). La bande de cisaillement montre une réduction importante de sa perméabilité à l'eau attribuée à la production de fines particules résultant du broyage des grains de sable. Un nouveau dispositif permet d'avoir accès à des mesures de la pression normale au voisinage de la bande de cisaillement pour une interface rugueuse. La comparaison avec les travaux antérieurs sur une interface lisse conduit à une convergence satisfaisante ; une exception importante est le cas des phases d'adoucissement à long terme. La réponse globale des essais semble résulter de l'interaction entre la bande de cisaillement et le reste de l'échantillon.

Mots clés : Gouge de faille, cisaillement annulaire, coefficient de frottement, cicatrisation, perméabilité.

Abstract

Experimental investigations are carried out in order to characterize behavior of fault gouges. We use a cylindrical shear apparatus with a thick synthetic fault gouge sheared over plurimetric slip distance. The progressive slip-weakening of apparent friction is modeled by a new power law which takes into account confinement level without any notable effect of water. Shear stress release imposed by slip perturbation induces a systematic healing at reloading when the perturbation is greater than a certain threshold. This healing should be related to the prevented dilation of the shear band of localized deformation. Moreover, sinusoidal or steps variation of confinement induces proportional volumetric strain and shear variation. The sinusoidal confinement perturbation takes place without time lag and any resonance phenomena. The effect of variation period is observed at small values (< 20 s). Furthermore, the confinement variation has little influence on a sample already submitted to a confinement level greater than that covered by the variation. Interestingly, measurement during slip of hydraulic conductivity of the shear band shows a large reduction related to fine particles produced by grains crushing. Thanks to a new device, normal stress estimation at rough interface indicates comparable behavior to previous studies on smooth interface. An exception appears for large slip weakening phases.The general behavior of experiments seems to depend particularly on the interaction between the shear band and the surrounding soil.

Keywords : Fault gouge, annular shear, friction coefficient, healing, hydraulic conductivity.

Sommaire

Introduction **1**

1 Matériel et Procédure Expérimentale **5**
1.1 Description de l'Appareil . . . 5
1.1.1 Principe de fonctionnement . . . 5
1.1.2 Partie supérieure . . . 5
1.1.3 Partie inférieure . . . 7
1.1.4 Appareils de mesures . . . 8
1.2 Clou central . . . 13
1.3 Caractéristiques du matériau . . . 15
1.4 Procédure de montage . . . 16
1.4.1 Étapes préliminaires . . . 16
1.4.2 Fabrication de l'échantillon . . . 16
1.4.3 Assemblage des pièces et mise sous pression . . . 18
1.4.4 Échantillon en conditions saturées . . . 18
1.5 Module de pilotage et d'acquisition . . . 20
1.5.1 Interface matérielle . . . 20
1.5.2 Programme de pilotage et d'acquisition . . . 21
1.6 Programme expérimental . . . 27
1.7 Résultat typique . . . 29

2 Adoucissement du frottement des gouges de faille **31**
2.1 Bref rappel sur les lois de frottement . . . 31
2.1.1 Les différents paramètres pris en compte . . . 31
2.1.2 Lois de type "Rate and State" . . . 32
2.1.3 Lois d'adoucissement en glissement . . . 32
2.1.4 Origine de l'adoucissement en glissement . . . 34
2.1.5 Différentes formes de loi d'adoucissement des gouges de faille . . . 35
2.1.6 Travaux antérieurs sur l'ACSA . . . 36
2.1.7 Objectifs du présent travail . . . 37
2.2 Programme expérimental . . . 37
2.2.1 Procédure et plan expérimental . . . 37
2.2.2 Résultat expérimental . . . 38
2.3 Ajustement de l'adoucissement du cisaillement . . . 39
2.3.1 Travaux précédents de Chambon . . . 39
2.3.2 Applicabilité à d'autres confinements . . . 40
2.4 Définition de μ^*_{app} et de C_{app} . . . 42
2.4.1 Résultats dans le cas sec . . . 43

2.4.2 Résultats en conditions saturées . . . 44
2.5 Ajustement de l'adoucissement du frottement apparent μ^*_{app} . . . 45
2.5.1 Ajustement par une loi puissance à quatre paramètres sur la phase initiale 45
2.5.2 Ajustement de toutes les phases par une loi puissance avec β et δ_0 constants 47
2.5.3 Illustration de l'ajustement des essais à sec et en saturé . . . 49
2.5.4 Application des paramètres de l'ajustement de μ^*_{app} aux courbes de τ . . . 49
2.6 Variation avec le déplacement cumulé des paramètres α et μ_0 . . . 50
2.7 Effet de l'eau sur μ^*_{app} et C_{app} . . . 51
2.8 Conclusion partielle et perspectives . . . 53

3 Cicatrisation mécanique de l'interface 55
3.1 Contexte et objectifs . . . 55
3.2 Résumé des principaux résultats . . . 56
3.2.1 Technique expérimentale . . . 56
3.2.2 Réponse en cisaillement et en déformations volumiques . . . 56
3.2.3 Interprétation du processus de cicatrisation . . . 56
3.3 Article . . . 56

4 Effets des perturbations de la contrainte de confinement 73
4.1 État des connaissances : au terrain et au laboratoire . . . 73
4.1.1 Instabilités sismiques dues aux perturbations de la contrainte normale . . . 73
4.1.2 Principales formes de variation . . . 74
4.1.3 Principales observations dans la littérature . . . 75
4.1.4 Objectifs du présent travail . . . 78
4.2 Programme expérimental . . . 79
4.2.1 Plan des expériences . . . 79
4.2.2 Procédure expérimentale . . . 80
4.3 Effet de l'histoire de chargement . . . 81
4.3.1 Comparaison des deux échantillons . . . 81
4.3.2 Comparaison de la réponse globale en cisaillement . . . 81
4.3.3 Effet de l'eau . . . 84
4.3.4 Conclusions sur l'effet de l'histoire du chargement . . . 84
4.4 Variation par paliers . . . 85
4.4.1 Réponse en cisaillement . . . 85
4.4.2 Réponse en déformations volumiques . . . 85
4.4.3 Réponse en frottement apparent . . . 88
4.4.4 Effet de l'histoire de chargement . . . 89
4.4.5 Réponse instantanée à une variation du confinement . . . 90
4.4.6 Conclusion sur l'effet de la variation par paliers . . . 92
4.5 Variation sinusoïdale . . . 93
4.5.1 Commentaire sur le déroulement des essais . . . 93
4.5.2 Réponse en cisaillement . . . 93
4.5.3 Réponse en déformations volumiques . . . 94
4.5.4 Chemin de contraintes et de déformations volumiques . . . 94
4.5.5 Effet de la période . . . 96
4.5.6 Effet de l'amplitude . . . 99
4.5.7 Conclusion sur l'effet de la variation sinusoïdale . . . 101
4.6 Discussion . . . 101

4.6.1 Comparaison variation par paliers / variation sinusoïdale . . . 101
4.6.2 Comparaison perturbation du confinement / perturbation du cisaillement 102
4.6.3 Comparaison essais à différents confinements / essai avec variation du confinement . . . 104
4.6.4 Etude des instabilités et de la résonance dans les variations sinusoïdales . 105
4.6.5 Coefficient de frottement apparent μ^*_{app} et cohésion apparente C_{app} . . . 108
4.7 Conclusion partielle et perspectives . . . 111

5 Variation des caractéristiques hydrauliques avec le cisaillement 113
5.1 La perméabilité par H. Darcy (1856) . . . 113
5.2 Coefficient de Skempton . . . 114
5.3 Effet du cisaillement sur la structure des gouges . . . 115
5.3.1 Observations à l'ACSA . . . 115
5.3.2 Observations de la littérature . . . 116
5.4 Etude des paramètres influençant la perméabilité . . . 119
5.4.1 Effet de la taille des grains . . . 119
5.4.2 Effet de la forme des grains . . . 120
5.4.3 Effet de la porosité . . . 120
5.4.4 Relation perméabilité - Porosité - taille des grains . . . 120
5.4.5 Effet de la température . . . 121
5.5 La perméabilité dans les failles . . . 121
5.5.1 Rôle des fluides . . . 121
5.5.2 Observations sur l'évolution de la perméabilité . . . 121
5.5.3 Effet de la température . . . 122
5.5.4 Objectifs de cette étude . . . 123
5.6 Montage expérimental . . . 123
5.6.1 Clou perméabilité et pierres poreuses . . . 123
5.6.2 Générateurs d'écoulement et capteurs de pression . . . 124
5.6.3 Choix des chemins d'écoulement . . . 125
5.6.4 Estimation du coefficient de perméabilité . . . 126
5.6.5 Plan des expériences . . . 127
5.7 Résultats expérimentaux . . . 128
5.7.1 Réponse en cisaillement et en déformation volumique . . . 128
5.7.2 Mesure des différences de pression . . . 130
5.8 Evaluation de la perméabilité . . . 132
5.8.1 Lignes d'écoulement . . . 132
5.8.2 Applicabilité de la loi de Darcy . . . 134
5.8.3 Estimation du coefficient de perméabilité . . . 135
5.8.4 Rôle de la porosité et de la granulométrie . . . 136
5.9 Comportement en saturé non drainé . . . 140
5.9.1 Description de l'essai . . . 140
5.9.2 Réponse en cisaillement . . . 142
5.9.3 Evolution de la pression interstitielle . . . 142
5.9.4 Commentaires et interprétation . . . 142
5.10 Conclusion partielle et perspectives . . . 144

6 Estimation de la contrainte normale à l'interface 145
6.1 Introduction . . . 145
6.1.1 Problématique . . . 145
6.1.2 Travaux précédents sur clou lisse . . . 145
6.1.3 Motivations . . . 148
6.2 Description du clou capteur . . . 149
6.2.1 Caractéristiques mécaniques et géométriques . . . 149
6.2.2 Caractéristiques des jauges extensométriques . . . 151
6.2.3 Évaluation des déformations à partir des jauges . . . 152
6.2.4 Effet des déformations du clou sur les déformations volumiques de l'échantillon . . . 153
6.2.5 Risque éventuel d'instabilité élastique . . . 154
6.3 Calcul analytique et numérique des déformations du clou . . . 154
6.3.1 Modèle simplifié pour clou lisse selon la théorie des coques minces . . . 154
6.3.2 Modèle détaillé pour clou strié : calcul numérique par Abaqus . . . 157
6.3.3 Comparaison entre modèle simplifié et modèle détaillé : effet de la géométrie réelle . . . 160
6.4 Essais d'étalonnage . . . 161
6.4.1 Description du montage et réponse des jauges . . . 161
6.4.2 Comparaison avec le calcul analytique et numérique . . . 162
6.4.3 Résultats préliminaires avec chargement normal et cisaillant . . . 163
6.4.4 Nécessité d'un traitement complémentaire des mesures . . . 164
6.5 Calibration des mesures des jauges . . . 165
6.5.1 Cercle de Mohr et tenseur des déformations . . . 165
6.5.2 Introduction d'une correction . . . 166
6.5.3 Formule de calibration pour l'estimation de σ_i et de τ . . . 167
6.5.4 Comparaison des coefficients de calibration . . . 168
6.5.5 Exemple d'application . . . 170
6.6 Commentaires sur le fonctionnement des jauges et la rigidité du clou . . . 172
6.6.1 Fonctionnement des jauges . . . 172
6.6.2 Impact éventuel de la rigidité réduite du clou capteur . . . 173
6.7 Comparaison clou lisse/rugueux . . . 174
6.7.1 Comportement à l'arrêt . . . 174
6.7.2 Comportement au changement de sens sur un échantillon cisaillé . . . 175
6.7.3 Evaluation des coefficients de frottement : effet du niveau de confinement 177
6.7.4 Evaluation du coefficient de transfert : effet du niveau de confinement . . . 177
6.7.5 Résumé de la comparaison lisse/rugueux . . . 179
6.7.6 Effet de la variation du confinement sur μ^*_{app} (cas rugueux) . . . 180
6.7.7 Effet de la variation du confinement sur κ (cas rugueux) . . . 180
6.8 Discussion . . . 182
6.8.1 Erreurs possibles des mesures . . . 182
6.8.2 Origine de l'écrantage . . . 183
6.8.3 Rôle des déformations volumiques en début de cisaillement . . . 183
6.8.4 Relation entre déformations et variation de σ_i pour les grands déplacements 184
6.9 Conclusion partielles et perspectives . . . 185

Conclusion et perspectives 187

Bibliographie **190**

A Annexe au Chapitre 1 : Procédure détaillée de l'utilisation du volumètre Wille **203**
A.1 Préparation . . . 203
A.1.1 Raccordement . . . 203
A.1.2 Remplissage initial . . . 203
A.2 Mise sous pression . . . 204
A.2.1 Remplissage au cours de la mise sous pression . . . 204
A.3 Déchargement et remplissage ou vidange . . . 205
A.4 Précautions d'emploi . . . 205

B Annexe au Chapitre 2 : Technique d'ajustement par Solveur de Microsoft Excel **207**

C Annexe au Chapitre 4 **209**
C.1 Résultats de l'essai V002 de variation du confinement par paliers sur un échantillon de sable initialement neuf . . . 209
C.2 Comparaison des résultats des essais VSin002 et SVSin004 de variation sinusoïdale du confinement . . . 210
C.3 Etude du déphasage par la technique de "Cross-Correlation" . . . 212
C.4 Détail du calcul de la rigidité de l'interface à l'ACSA . . . 213

D Annexe au Chapitre 5 **215**
D.1 Procédure expérimentale . . . 215
D.1.1 Raccordement des appareils et des tubes . . . 215
D.1.2 Technique de génération de l'écoulement . . . 215
D.1.3 Logiciel de pilotage et d'acquisition . . . 217
D.1.4 Traitement des résultats . . . 218
D.1.5 Pertes de charge dues au système . . . 219
D.2 Données sur la perméabilité dans la littérature . . . 220

E Annexe au Chapitre 6 **223**
E.1 Etude du risque d'instabilité élastique . . . 223
E.1.1 Risque dû à la pression normale P . . . 223
E.1.2 Risque de flambement en torsion . . . 223
E.2 Evaluation de l'effet de la déformation du clou . . . 224
E.3 Comparaison de la solution du cylindre épais soumis à des pressions intérieure et extérieure à la solution membranaire . . . 224
E.4 Exemple d'une feuille de calcul . . . 226
E.5 Modélisation analytique du transfert du confinement . . . 227
E.5.1 Estimation par le calcul à la rupture des valeurs limites . . . 228

Introduction

Comportement d'interface des milieux granulaires

Le comportement des milieux granulaires fait l'objet de nombreuses études qui trouvent comme application diverses disciplines, à la fois dans l'industrie, dans le génie civil ou encore dans les sciences de la Terre.

Le comportement d'interface est un aspect particulier du cisaillement en milieu granulaire, rencontré par exemple dans l'interaction sol/structure telle que les fondations profondes, les murs de soutènement, mais aussi les glissements de terrains. Le comportement des joints rocheux ainsi que l'étude des failles géologiques, constituent également d'autres domaines d'application.

L'interface peut être constituée soit d'un contact entre deux matières de même nature à l'exemple d'une bande de cisaillement après localisation (essai triaxial), soit de natures différentes comme le frottement sol/paroi. La compréhension du comportement des interfaces nécessite une bonne appréhension des phénomènes impliqués et de leurs interactions.

Le frottement d'interface sol/paroi dépend de plusieurs paramètres concernant d'un côté la paroi et de l'autre le matériau, ainsi que leur interaction. Parmi ces paramètres, il faut citer la nature et les caractéristiques du matériau, la transmission des efforts et des déformations en son sein, la nature et le niveau des efforts appliqués et enfin la rugosité de la paroi et sa forme géométrique.

Dans le cas d'une fondation par exemple, il s'agit d'estimer la résistance du sol sous l'effet de l'effort cisaillant transmis par la paroi de la fondation, ainsi que d'évaluer l'évolution de cette résistance, comme dans le cas des fondations offshore soumis à un chargement cyclique.

Compréhension des phénomènes sismologiques

La compréhension des mécanismes derrière le déclenchement des séismes occupe une place importante vu les conséquences dramatiques et les pertes provoquées, à la fois en vies humaines et en matériels. L'enjeu majeur serait de pouvoir anticiper le déclenchement d'un séisme.

Un séisme est le résultat d'une rupture dynamique le long d'une faille géologique. Ce mouvement brutal libère de l'énergie et génère des ondes sismiques se propageant au loin. Le géologue G.K. Gilbert (1884) fournit l'une des premières explications de ce phénomène :

The upthrust produces a local strain in the crust, involving a certain amount of compression and distortion, and this strain increases until it is sufficient to overcome the starting friction along the fractured surface. Suddenly, and almost instantaneously, there is an amount of motion sufficient to relieve the strain, and this is followed by a long period of quiet, during which the strain is gradually reimposed. The motion at the instant of yielding so swift and so abruptly terminated as to cause a shock, and the shock vibrates through the crust with diminishing force in all directions...

L'étude de la rhéologie des failles se fait souvent au moyen de modèle de frottement des roches, avec ou sans présence de matériau séparant les surfaces des roches. Cette modélisation viendrait du fait que les phénomènes mis en jeu impliquent des propriétés des roches et celles de leurs surfaces.

La stabilité du mouvement d'une faille, qui détermine si celui-ci est sismique ou asismique, est traduite par les lois constitutives de frottement de la surface de faille. Le glissement le long d'une faille peut être principalement de deux natures : stable ou instable lorsqu'il se produit de façon saccadée. Résultant d'accumulation d'efforts pendant la phase de "blocage", ce dernier est accompagné d'une réduction soudaine des contraintes.

Cette réduction se traduit par un adoucissement de la résistance au cisaillement avec le glissement. D'où la nécessité de bien comprendre le processus d'adoucissement et de le caractériser le plus fidèlement possible.

Par ailleurs, dans les périodes d'arrêt, dites inter-sismiques, la faille fait l'objet d'une cicatrisation de résistance. Même si les processus impliqués sont aussi complexes que la structure de la faille elle-même, plusieurs sources de cicatrisation ont pu être déterminées, soit à l'échelle réelle ou par le biais d'expériences de laboratoire. Parmi ces sources : l'arrêt ou la réduction de la vitesse du glissement, les processus hydrothermiques et chimiques en présence de fluide, ou encore la variation de la contrainte normale agissant sur la surface de la faille.

Si la présence de fluide a des implications dans le processus d'adoucissement, il en est de même pour l'évolution, au cours du glissement, des caractéristiques hydrauliques et plus particulièrement la perméabilité.

La faille au laboratoire : approche expérimentale

Plusieurs approches ont été adoptées pour traiter la rhéologie des failles. La modélisation expérimentale occupe une place très importante et permet de reproduire, dans la mesure du possible, les phénomènes observés. C'est également une technique qui permet d'étendre l'exploration à d'autres aspects qui n'ont pas été encore mis en évidence sur le terrain, mais qui ont de fortes probabilités d'exister.

L'approche expérimentale est également un moyen conséquent pour établir les processus physiques et valider les approches théoriques. L'extrapolation à l'échelle réelle du phénomène nécessite par contre un travail conceptuel de fond puisqu'il faut considérer à la fois les rapports d'échelle, la nature des matériaux, et les conditions physiques telles que les niveaux de contraintes impliquées.

Le matériau modèle est aussi important. En effet, une faille ou plus précisément la zone de faille, est en réalité composée d'un broyat de roche d'une distribution granulaire étalée constituant une zone cataclastique s'étendant sur une distance plurimétrique non négligeable. De ce fait, plusieurs travaux expérimentaux ont plutôt modélisé la faille par une structure de gouge d'une épaisseur plus ou moins grande.

Par conséquent, le comportement que l'on souhaite caractériser concerne une certaine épaisseur de la gouge de faille, d'ailleurs difficile à fixer. Nous nous retrouvons avec un comportement macroscopique de frottement. Le cisaillement d'une telle épaisseur conduit à la création de zone de concentration des déformations que l'on appelle bande de cisaillement.

L'Appareil de Cisaillement Simple Annulaire ACSA

L'étude menée dans le cadre de cette thèse est essentiellement expérimentale et basée uniquement sur des résultats macroscopiques. Elle tend à répondre à certaines questions abordées ci-dessus au moyen d'essais réalisés à l'Appareil de Cisaillement Simple Annulaire ACSA.

L'ACSA permet d'apporter un élément tout à fait novateur, à savoir la prise en compte d'une gouge épaisse cisaillée sur de très grandes distances compatibles avec celles existant le long des failles.

Cette thèse s'inscrit dans la continuité des travaux de Chambon (2003) qui portaient sur l'étude du cisaillement de milieu granulaire en très grande déformation grâce à l'ACSA. Ces travaux ont mis en évidence des phénomènes très importants tels que l'adoucissement en déplacement du cisaillement ainsi que la structuration progressive de la bande de cisaillement. Ces résultats ont des implications fondamentales pour la compréhension des phénomènes sismologiques.

Les travaux de Chambon (2003) ont abouti, entre autres, à la formulation d'une loi de frottement "Slip, rate and state-dependent friction law" SRS non linéaire qui inclut à la fois les effets classiques en vitesse et en l'état de surface, mais aussi l'adoucissement en déplacement. Cette loi s'avère en bon accord avec les données sismologiques : par exemple, le processus d'adoucissement en déplacement permet de reproduire des distances d'adoucissement et des énergies de fracture compatibles avec les mesures lors d'instabilités sismiques.

L'analyse d'images par la technique de corrélation dite CIV a été d'une grande utilité puisqu'elle a permis de suivre l'évolution, pendant le cisaillement, du champ des déplacements en dehors de la bande de cisaillement, et mettre ainsi en évidence la localisation des déformations et le découplage progressif entre cette bande et la masse de l'échantillon.

Motivations et produits attendus

Le présent travail se fixe tout d'abord comme objectif général d'améliorer les connaissances sur le comportement au cisaillement des interfaces. C'est également une étude plus approfondie de l'adoucissement afin de proposer une loi qui tienne compte du niveau de confinement, en présence de fluide notamment.

Ce travail porte aussi sur l'étude de paramètres supplémentaires consistant en des perturbations mécaniques du système, telles que la variation du confinement et le relâchement du cisaillement conduisant à la cicatrisation. Les résultats de cette cicatrisation mécanique devraient permettre d'étendre la loi de frottement SRS.

D'autre part, deux dispositifs d'observations nouveaux ont été mis en place, le premier permet de créer un écoulement de fluide traversant la bande d'interface dans des conditions saturées et d'étudier ainsi ses caractéristiques hydrauliques. Le second vise à estimer la pression normale à l'interface.

En effet, l'échantillon annulaire de l'ACSA est principalement confiné sur son bord extérieur. Quant au bord intérieur, il est soumis au cisaillement grâce au clou tournant constituant ainsi l'interface sol/clou. Le transfert de l'effort radial du confinement vers l'interface étant inconnu, le nouveau clou capteur apportera une information qui permettra d'estimer un coefficient de frottement dit effectif à l'interface, égal au rapport entre la contrainte cisaillante et la pression normale. Ce clou étant à paroi rugueuse vient compléter les résultats très importants obtenus par les travaux précédents sur clou à paroi lisse [Chambon, 2003].

Plan du manuscrit

Le manuscrit se compose de six chapitres traitant des thèmes évoqués ci-dessus. Ayant basé notre approche sur des essais à l'Appareil de Cisaillement Simple Annulaire, nous consacrons le *Chapitre 1* à la description du dispositif expérimental et du plan d'expériences.

Le *Chapitre 2* a pour objet de poursuivre l'étude sur l'adoucissement en glissement du frottement.

Le *Chapitre 3* est consacré à l'étude des perturbations de la contrainte de cisaillement et leur effet sur la cicatrisation mécanique, il est présenté sous la forme d'un projet d'article.

Le *Chapitre 4* présente l'étude de l'autre type de perturbation mécanique, à savoir la variation du confinement.

L'étude de l'évolution des caractéristiques hydrauliques au cours du cisaillement et plus particulièrement la perméabilité de la bande de cisaillement est abordée dans le *Chapitre 5*.

Une partie importante de la thèse a été consacrée à la mise en oeuvre du clou capteur et à sa calibration, le *Chapitre 6* lui a été entièrement consacré.

Nous attirons l'attention du lecteur sur le fait que la revue bibliographique a été abordée dans chaque chapitre séparément, afin de la situer dans son contexte et de faciliter le recours aux références.

Chapitre 1

Matériel et Procédure Expérimentale

L'Appareil de Cisaillement Simple Annulaire "*ACSA*" a été développé au cours de la thèse de Lerat (1996), au Centre d'Enseignement et de Recherche en Mécanique des Sols "*CERMES*" de l'École Nationale des Ponts et Chaussées en collaboration avec le Laboratoire Central des Ponts et Chaussées *LCPC*. Ceci, dans le but d'étudier les propriétés physiques d'interface entre un matériau annulaire et une structure cylindrique en rotation.

Dans ce chapitre, nous allons décrire brièvement l'ACSA en accordant attention particulière aux nouveaux développements que nous avons apportés. Pour plus de détail sur la constitution et le fonctionnement de l'ACSA nous invitons le lecteur à se référer à Lerat (1996).

1.1 Description de l'Appareil

1.1.1 Principe de fonctionnement

Avant de décrire la composition de l'appareil, commençons par présenter son principe de fonctionnement. Le schéma de la Figure 1.1 illustre le principe des essais. Il consiste à cisailler dans une configuration "Semi-Couette" un échantillon de matériau de forme annulaire, en symétrie de révolution. Le cisaillement est assuré par la rotation d'un cylindre, appelé clou, en contact avec la face interne de l'échantillon. Le rayon interne de l'échantillon R_i est égal à 0,1 m, son rayon externe R_e est de 0,2 m et sa hauteur H = 0,1 m. Le volume total initial de l'échantillon est d'environ $9,42.10^{-3}\ m^3$.

La rotation du clou à une vitesse angulaire imposée Ω applique sur toute la surface interne (R_i) de l'échantillon une contrainte de cisaillement moyenne τ estimée à partir du couple Γ. Cet échantillon est soumis à un confinement radial extérieur σ_e (pouvant aller jusqu'à 1 MPa) avec ou sans confinement vertical σ_v. L'eau de confinement est séparée de l'échantillon grâce à une membrane en néoprène de 2 mm d'épaisseur.

L'Appareil de Cisaillement Simple Annulaire (Figure 1.2) est composé de deux parties, supérieure et inférieure, que nous allons décrire séparément.

1.1.2 Partie supérieure

C'est dans cette partie que se place l'échantillon et les pièces à monter et démonter lors de chaque essai. Vu leur poids important, nous utilisons une grue de manutention.

L'échantillon repose sur une embase inférieure constituée soit d'un assemblage de deux plaques de verre (20 mm d'épaisseur chacune) ou d'une plaque métallique, pouvant supporter des pressions allant jusqu'à 1 MPa. L'embase repose sur un plateau inférieur solidaire de la partie basse de l'appareil (Figure 1.2 ou 1.13). Les plaques de verre font partie du consommable de l'appareil

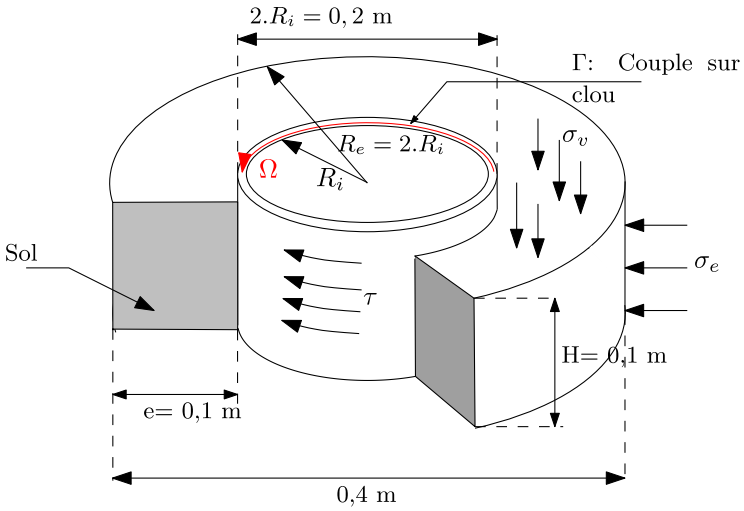


FIGURE 1.1 – *Schéma simplifié du principe de fonctionnement de l'ACSA.*

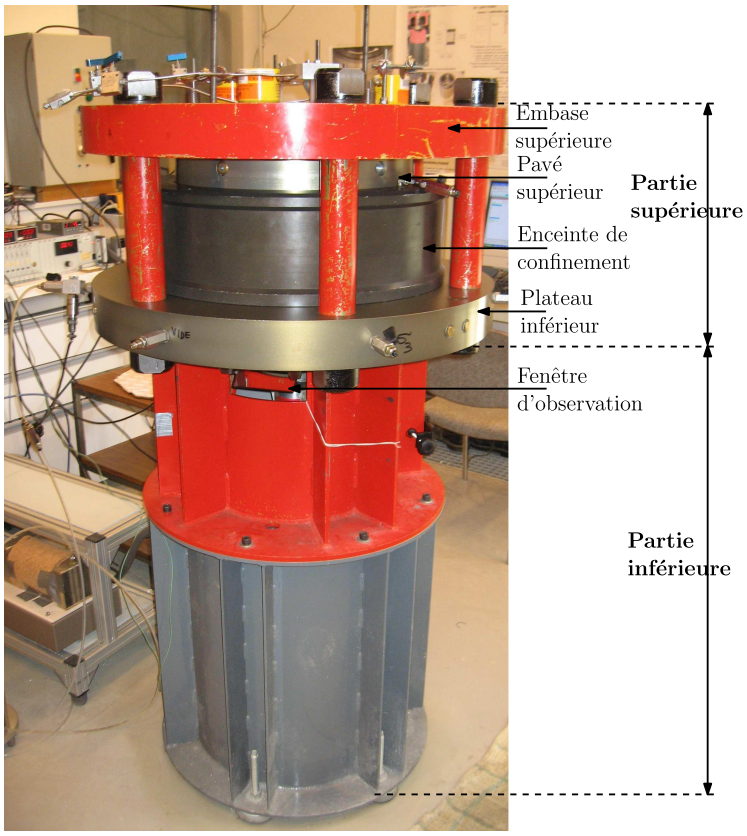


FIGURE 1.2 – *Photo de l'Appareil de Cisaillement Simple Annulaire "ACSA".*

et permettent la visualisation, à travers deux fenêtres, de la partie inférieure de l'échantillon pour l'étude de la microstructure. Ces plaques étant fixes, aucun déplacement n'est possible dans la direction verticale.

L'embase inférieure, métallique ou en verre, est munie d'un système de drainage de trois pierres poreuses disposées à 120°sur la périphérie extérieure. Ces pierres permettent la réalisation d'essais en saturé et des mesures de caractéristiques hydrauliques.

Le haut de l'échantillon est soumis au poids du pavé supérieur de 105 mm d'épaisseur et de 50 kg de masse (environ 5 kPa de contrainte verticale) et éventuellement à une contrainte verticale supplémentaire au moyen de trois vérins hydrauliques. Le mouvement ascendant du pavé peut être empêché grâce à trois butées à vis, comme c'est le cas de nos essais. On peut donc considérer que la dilatation verticale est empêchée et les déformations sont supposées planes. Durant nos essais, aucun déplacement vertical du pavé n'a été enregistré. Celui-ci est également muni d'un système de drainage constitué de trois pierres poreuses disposées à 120°sur la périphérie extérieure.

Une embase supérieure en acier d'épaisseur égale à 8 cm et de masse égale à 80 kg vient au-dessus du pavé supérieur et repose sur six colonnes solidaires de la partie inférieure de l'appareil (Figure 1.2). Cette embase a pour rôle d'assurer la stabilité de l'ensemble et de contenir et de bloquer le pavé supérieur contre une éventuelle rotation due à son frottement avec le clou ou contre un mouvement vertical. C'est sur cette embase que les trois vérins sont fixés pour appliquer une pression verticale sur l'échantillon à travers le pavé supérieur.

L'eau de confinement est contenue dans une enceinte en alliage d'aluminium qui se positionne autour du pavé supérieur. L'épaisseur de 40 mm de cette enceinte permet de supporter les pressions de 1 MPa. Elle dispose de trois orifices de purge utilisés lors du remplissage et de vidange.

Des joints toriques permettent d'assurer l'étanchéité entre certains éléments tels que l'enceinte de confinement et le pavé supérieur d'un côté, et la plaque inférieure de l'autre, ainsi qu'entre le clou et l'embase inférieure d'un côté et le pavé supérieur de l'autre.

Le clou est fixé sur un axe cranté par l'intermédiaire d'un manchon vissé par dessus et solidaire d'un manchon cannelé imbriqué dans l'axe cranté. Ce dernier provient du couplemètre à travers un système de guidage. Nous reviendrons avec plus de détails sur le clou au § 1.2.

1.1.3 Partie inférieure

La partie intérieure de l'ACSA se compose principalement d'un moto-réducteur et d'un réducteur qui appliquent et transmettent le mouvement de rotation au clou. Le moto-réducteur est asynchrone associé à deux étages d'engrenages. Sa vitesse de rotation est assurée par un variateur de fréquence (3 à 90 Hz) permettant d'aller jusqu'à une vitesse 10 tours/min à la sortie du moto-réducteur.

Le réducteur est lié au moto-réducteur par un axe cannelé. Le couple maximal qui peut être appliqué à l'interface sol/clou est de 7000 N.m (cisaillement $\tau \approx 1{,}11$ MPa) avec une vitesse de rotation pouvant aller jusqu'à 100 μm/s (6 mm/min). Un couplemètre est placé entre le réducteur et le clou pour mesurer le couple transmis à ce dernier.

Cette partie inférieure dispose de deux ouvertures, chacune donnant sur une fenêtre qui permet l'observation de la base de l'échantillon (Figure 1.2). Moyennant un appareil photo, il est possible de suivre l'évolution de la microstructure de l'échantillon, ainsi que la localisation des déformations par la technique appelée *Correlation Image Velocimetry* "*CIV*". Cette technique a été utilisée par Chambon (2003) et Koval (2008).

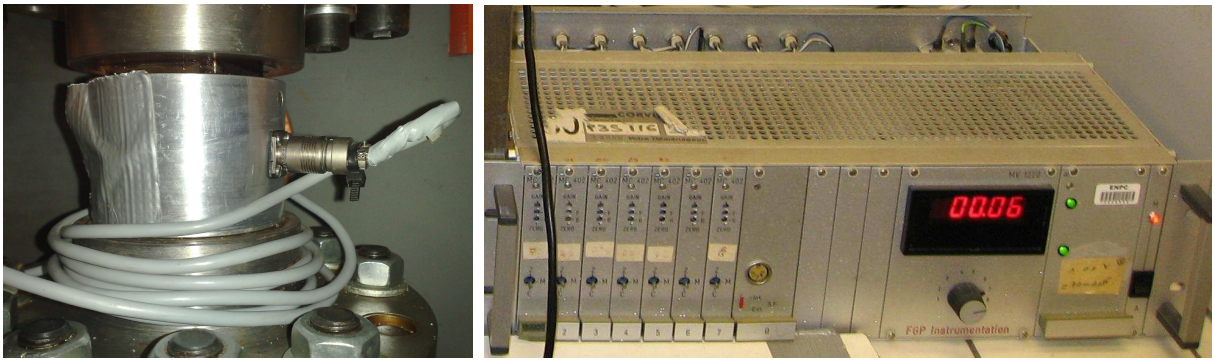


FIGURE 1.3 – *Gauche : photo du couplemètre de marque FGP. Droite : photo du conditionneur.*

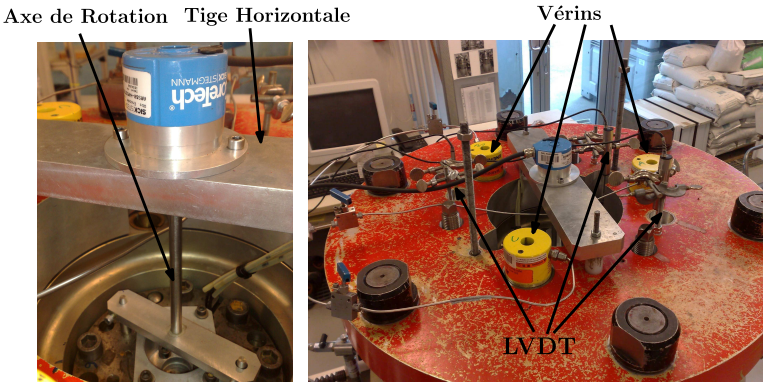


FIGURE 1.4 – *Gauche : photo du codeur optique de la société CoreTech (Sick Stegmann) installé sur la tige horizontale solidaire à l'embase supérieure et vissé sur l'axe de rotation fixé au clou ; on aperçoit ce dernier au bas de l'image. Droite : photo d'une vue de dessus de l'ACSA où on aperçoit au centre le codeur, entouré de 3 LVDT et de 3 vérins connectés au* CPV-*GDS par des tubes haute pression.*

1.1.4 Appareils de mesures

Nous présenterons dans ce qui suit les différents appareils de mesure utilisés.

1.1.4.1 Couplemètre

Un couplemètre équipé de jauges extensométriques de la société FGP (Figure 1.3 gauche) est placé entre le réducteur et le clou pour mesurer le couple transmis à ce dernier avec une résolution de 20 N.m. La contrainte de cisaillement τ est estimée par l'équation :

$$\tau = \frac{\Gamma}{2\pi R_i^2 H} \tag{1.1}$$

Où Γ est le couple en dN.m, R_i= 0,1 m est le rayon intérieur de l'échantillon (et le rayon extérieur du clou), et H = 0,1 m sa hauteur.

Le couplemètre est relié à un conditionneur qui l'alimente entre 0 et 10 V et traite son signal électrique (Figure 1.3 droite).

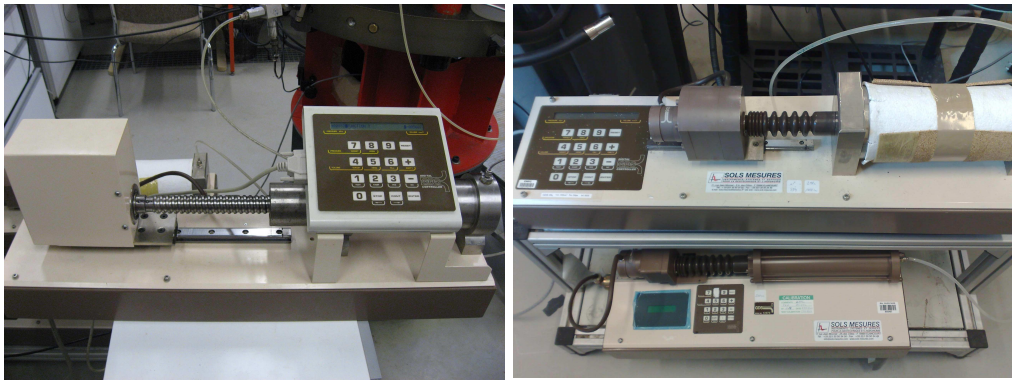


FIGURE 1.5 – *Photos des contrôleurs Pression/Volume "*CPV-GDS*". Gauche : Haute pression 64 MPa, 1 l pour l'application de la contrainte verticale. Droite : en haut 2 MPa, 1l, et en bas 2 MPa, 0,2 l pour les essais de perméabilité ou pour l'application d'une pression interstitielle (contre-pression).*

FIGURE 1.6 – *Gauche : photo du volumètre de modèle Wille pour la mesure des variations volumiques (max. 0,2 l) de l'échantillon correspondant à la variation de volume de l'eau de confinement. Il sert aussi pour la transmission de la pression (max. 1 MPa) provenant de la servovalve. Droite : photo de la servovalve Joucomatic d'une capacité de 1 MPa.*

1.1.4.2 Codeur optique

Afin de mesurer les déplacements à l'interface, nous avons utilisé un codeur rotatif optique (Figure 1.4 gauche) de marque CoreTech (Sick Stegmann) et de modèle DRS60. Ce codeur est installé sur une tige horizontale solidaire à l'embase supérieure. L'axe du codeur est relié, par un accouplement flexible, à un axe fixé au clou tournant. Ce nouveau système permet d'améliorer la fixation et d'éviter un jeu dans le couplage entre le clou et le codeur. Le principe de fonctionnement du codeur optique incrémental repose sur la mesure de la position angulaire de l'axe dans un disque gradué par une succession de parties opaques et transparentes. Une lumière est émise par des diodes électro-luminescentes ; celle-ci traverse les fentes du disque créant sur les photodiodes réceptrices un signal analogique. Ce signal est amplifié puis converti en signal carré qui est enfin transmis à un système de traitement. La résolution de ce capteur est de 15 bits, équivalent à un angle de $1{,}92.10^{-4}$°et un déplacement à l'interface de 19,17 μm.

1.1.4.3 Contrôleurs Pression/Volume "*CPV*"

Trois pressions peuvent être appliquées à l'échantillon : pression de confinement radial, pression interstitielle, et contrainte verticale.

La pression verticale σ_v s'applique via le pavé supérieur par des vérins hydrauliques de modèle ENERPAC (RWH121) d'une capacité de 12 tonnes (Figure 1.4 droite). Ces vérins sont actionnés par un Contrôleur Pression/Volume "*CPV*" haute pression de modèle GDS-ADVDPC, d'une capacité maximale de 64 MPa, d'un volume de 0,2 l, et d'une résolution de 1 mm^3-1 kPa (Figure 1.5 gauche). Il est relié au PC via un câble IEEE.

La pression interstitielle (u), est appliquée par un "*CPV*" de modèle GDS-ADVDPC (Figure 1.5 droite haut), d'une capacité maximale de 2 MPa, d'un volume de 1 l, et d'une résolution de 1 mm^3-1 kPa. Il est relié au PC via un câble IEEE.

Nous avons également utilisé un troisième "*CPV*" de modèle GDS-ADVDPC (Figure 1.5 droite bas), des mêmes caractéristiques que le modèle précédent, sauf que son volume est de 0,2 l. Il est connecté au PC via un câble RS232. Ce "*CPV*" servira pour la génération d'écoulements pour l'étude des caractéristiques hydrauliques du sol.

Pour la pression de confinement σ_e, nous avons mis en place un nouveau système composé d'une servovalve à air et d'un volumètre de modèle Wille (Figure 1.6) que nous décrirons juste après. L'utilisation de la servovalve a nettement amélioré l'application et la stabilisation de la pression de confinement. En effet, lors de l'utilisation auparavant du "*CPV*" de modèle GDS, la pression appliquée subissait des fluctuations très importantes notamment au démarrage de l'essai et lors des perturbations mécaniques comme l'inversion du sens de rotation ou le relâchement du cisaillement. Ces fluctuations sont dues à l'inertie du "*CPV*" qui n'arrive pas à suivre les déformations volumiques rapides de l'échantillon. Par ailleurs, la servovalve a également permis d'appliquer des variations rapides de la pression de confinement, chose qui était impossible avec le "*CPV*" de modèle GDS.

1.1.4.4 Servovalve et Volumètre Wille

Pour l'étude de l'effet de la variation de la contrainte de confinement, l'utilisation d'une servovalve donne une plus grande flexibilité et rapidité dans la régulation de la pression. Il est aussi possible d'appliquer des variations rapides et selon des formes sinusoïdales.

Pour cela nous avons opté pour une servovalve de marque ASCO-JOUCOMATIC et de modèle SENTRONIC 2 (Figure 1.6 droite). Elle est alimentée en tension de 24 V et en pressions d'air pouvant atteindre 1 MPa. Cette servovalve est équipée d'un bloc contenant trois orifices connectés à (1) l'arrivée d'air comprimé, (2) la sortie d'air d'utilisation (reliée au volumètre Wille) et (3) un échappement. La régulation de la pression se fait en indiquant une consigne analogique dont la tension varie entre 0 et 10 V. Le pilotage de cette servovalve se fait par ordinateur grâce à un programme Labview que nous décrirons plus loin. Nous avons procédé à la vérification de la pression appliquée par la servovalve en connectant sa sortie à un capteur étalon de référence, la pente, dont la linéarité était parfaite, était de 0,97, par contre les valeurs mesurées étaient décalées par rapport à celles appliquées. Il a fallu alors corriger de -4,17 kPa la valeur de la pression de consigne dans le convertisseur Pression/Tension du programme Labview.

Le volumètre de modèle Wille DP 100 (Figure 1.6 gauche) d'une capacité de 0,2 l, fonctionne comme une cellule air/eau. Il est composé de deux tubes verticaux : une chambre comprenant une burette, toutes les deux remplies d'eau. L'air sous pression provenant de la servovalve est appliqué simultanément sur l'eau des deux tubes. La burette est reliée à la cellule (chambre de confinement ou échantillon) au moyen d'un tube qui lui transmet la pression d'air à appliquer.

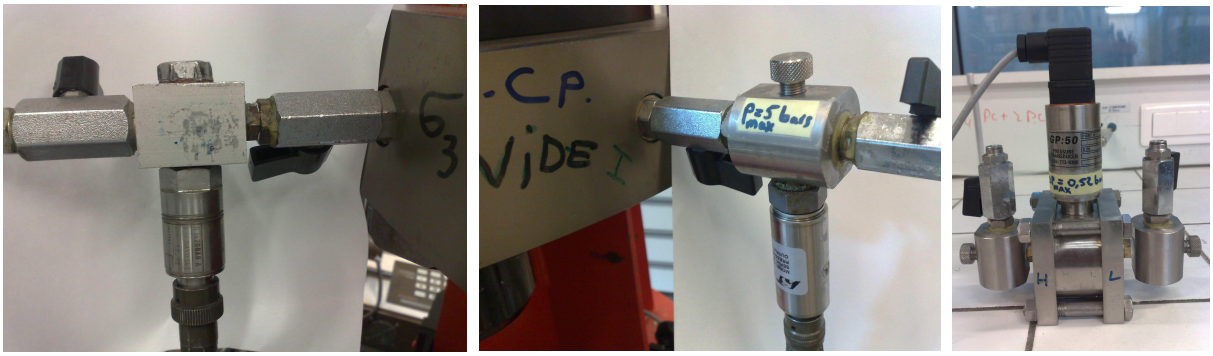


FIGURE 1.7 – *Gauche : Capteur de pression relative Schlumberger (2 MPa) pour la pression de confinement σ_e (ou σ_3). Centre : Capteur de pression relative AST (0,5 MPa) pour la pression interstitielle (ou contre-pression CP) et bloc de purge. Droite : Capteur de pression différentielle FGP (0,063 MPa) et blocs de purge connectés à des robinets. On aperçoit les indications H : High et L : Low.*

Le principe de la mesure est basé sur l'estimation de la différence de pression entre les deux membranes d'un capteur de pression. L'une des membranes subit la pression de la colonne d'eau contenue dans la burette, alors que l'autre supporte la pression de l'eau de la chambre. S'ajoute à ces deux pressions la pression d'air appliquée. Étant donné que seule l'eau de la burette varie pendant l'essai, elle induit une variation de la pression différentielle subie par le capteur ; celle-ci se traduit par une variation de la tension du signal électrique de sortie.

Le volumètre supporte une pression maximale de 1 MPa et ne doit pas subir une variation instantanée supérieure à 0,1 MPa au risque de l'endommager.

Le capteur du volumètre est alimenté entre 13 et 28 V, et fournit un signal de sortie compris entre 0 et 10 V. La calibration du capteur donne une valeur de 1 V = 41,53 cm^3 avec une résolution infinie.

La procédure détaillée d'utilisation du volumètre ainsi que les précautions d'emploi se trouvent en Annexe A.

Enfin, les variations volumiques indiquées par le volumètre ont été comparées à celles indiquées par un *CPV-GDS* en injectant un débit d'eau du *CPV-GDS* vers le volumètre, les mesures étaient parfaitement reproductibles.

Les déformations volumiques de l'échantillon ε_v sont calculées à partir des variations volumiques de l'eau de confinement mesurées par le volumètre. Elles s'écrivent :

$$\varepsilon_v = \frac{\Delta V}{V_0} \tag{1.2}$$

Où V_0 est le volume initial de l'échantillon. ΔV représente la variation dans le volume de l'eau du volumètre correspondant à la variation de l'eau de confinement (ou des interstices si le volumètre est relié à l'intérieur de l'échantillon). ε_v est positif (respectivement, négatif) lorsque l'échantillon se dilate (respectivement, se compacte).

1.1.4.5 Capteurs de pression

Deux capteurs de pression relative permettent de mesurer la pression de confinement et la pression interstitielle (ou contre-pression).

Le capteur de pression de confinement σ_e (Figure 1.7 gauche), également noté σ_3, est de modèle Schlumberger de capacité de 2 MPa.

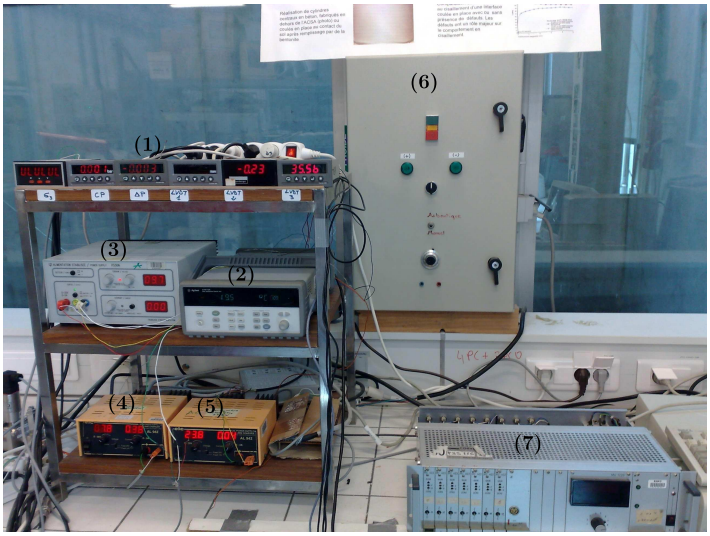


FIGURE 1.8 – *Conditionneurs/afficheurs des capteurs de pressions et des LVDT (1), multimètre multivoies (2), alimentation des jauges du clou capteur (3), du codeur optique (4), et du capteur du volumètre et de la servovalve (5). A droite de l'image on aperçoit en haut l'armoire de commande du moteur (6) et en bas le conditionneur du couplemètre (7).*

En vue des essais en conditions saturées et à faible pression interstitielle, le capteur u (ou CP) de même modèle que le précédent a été changé par un capteur de modèle AST4700 (Figure 1.7 centre) d'une étendue de mesure de 0,5 MPa.

Un capteur différentiel (Figure 1.7 droite) de modèle FGP (216-D-PL/CJ) a servi pour les essais de mesure des caractéristiques hydrauliques (Chapitre 5). Il a permis la mesure de la différence entre les pressions appliquées à ses deux entrées H (High) et L (Low). Ce capteur peut mesurer jusqu'à 0,063 MPa de pression différentielle ΔP avec une précision de 0,1% de l'étendue de mesure. Nous avons installé à chaque entrée du capteur deux robinets ainsi que des blocs munis de vis de purge afin de saturer le capteur en eau.

Afin de vérifier la fiabilité et la linéarité des mesures, tous ces capteurs ont été comparés à un capteur étalon de référence.

1.1.4.6 Capteurs de déplacement

Trois capteurs LVDT avaient servis pour la mesure du déplacement du pavé supérieur et par conséquent, de la variation de la hauteur de l'échantillon. Ils sont de modèle Schlumberger, d'une longueur de 30 mm, et d'une précision de 0,3%. Ces capteurs sont installés à trois emplacements différents tel qu'on le voit dans la Figure 1.4 droite.

Aucun des essais réalisés dans le cadre de cette étude n'a occasionné des déplacements verticaux. L'échantillon ne subissait donc que des variations du rayon.

1.1.4.7 Alimentations, afficheurs/conditionneurs

La Figure 1.8 montre six conditionneurs/afficheurs permettant l'alimentation et l'affichage des mesures des trois capteurs de pressions (σ_e, u et ΔP), et des trois capteurs de déplacement LVDT. Une série d'alimentations est utilisée pour : le capteur du volumètre Wille et la servovalve à 24 V, le codeur optique à 8 V et les jauges du clou capteur à 10 V. La figure montre enfin l'armoire de commande du moteur reliée à une carte d'acquisition du PC.

FIGURE 1.9 – *Photos du Clou Perméabilité muni de 6 pierres poreuses (diamètre 10 mm, épaisseur 2 mm) disposées sur deux niveaux, 3 par niveau espacées de 120°. D'un niveau à un autre les pierres sont espacées de 60°. La photo de droite laisse apparaître les coudes vissés sur la surface intérieure du clou pour le raccordement des tubes. On remarque que les pierres et les tubes sont numérotés. Ces numéros sont reportés sur le manchon de fixation qui se positionne sur le dessus du clou, ceci permet le repérage des pierres lors de la rotation du clou.*

1.2 Clou central

L'interface dans les essais de l'ACSA est constituée par le contact clou/sol. Ce clou est un cylindre de rayon égal à 0,10 m et d'une hauteur de 0,15 m dont 0,10 m est en contact avec l'échantillon. La fixation du clou sur l'axe cranté se fait par l'intermédiaire d'un manchon cannelé sur lequel s'imbrique un autre manchon vissé sur le clou. La fixation se fait par des vis qui doivent être serrées à 3/4 de tour.

Différents clous ont été développés pour les études à l'ACSA, ils se distinguent par une rugosité différente de leur surface de contact. Dans notre cas, toutes les expériences ont été menées sur de nouveaux clous, appelés : "Clou Perméabilité" et "Clou Capteur". Ce dernier fait l'objet du Chapitre 6. Nous présentons ici uniquement le clou perméabilité.

La Figure 1.9 montre deux photos du clou perméabilité. Sa rugosité est constituée de 360 rainures verticales (tous les 1°). La section horizontale de chaque rainure a la forme d'un triangle rectangle de 0,7 mm de profondeur, usiné dans le corps du clou. La Figure 1.10 montre le plan de fabrication du clou.

Le clou est muni de 6 pierres poreuses, de diamètre 10 mm et d'épaisseur 2 mm, disposées sur deux niveaux. Chaque niveau comporte trois pierres espacées de 120°(équivalent à $\sim$ 210 mm). D'un niveau à un autre les pierres sont espacées de 60°(équivalent à $\sim$ 105 mm). Elles sont insérées dans des emplacements spécifiques usinés dans la matière du clou. Chaque pierre a été taillée de façon à ce que son épaisseur ne dépasse pas les rainures, sans toutefois épouser la forme cylindrique du clou. La Figure 1.11 montre une vue étalée du clou. Elle comporte une numérotation des pierres qui permet de repérer les chemins d'écoulement adoptés dans notre étude. Les pierres N°5, 1 et 4 se trouvent à 10 mm de la base de l'échantillon, alors que les pierres N°6, 2 et 3 se trouvent à mi-hauteur, c'est-à-dire à 50 mm de la base. Ces numérotations sont reportées sur les tubes reliant les pierres aux dispositifs d'écoulement.

Au niveau des emplacements des pierres, des coudes placés à la surface intérieure du clou permettent de raccorder les tubes (Figure 1.9 droite). Des numéros sont inscrits sur le clou pour repérer l'emplacement des pierres. Ces numéros sont également reportés sur le manchon de fixation, ceci permet le repérage des pierres lors de la rotation du clou.

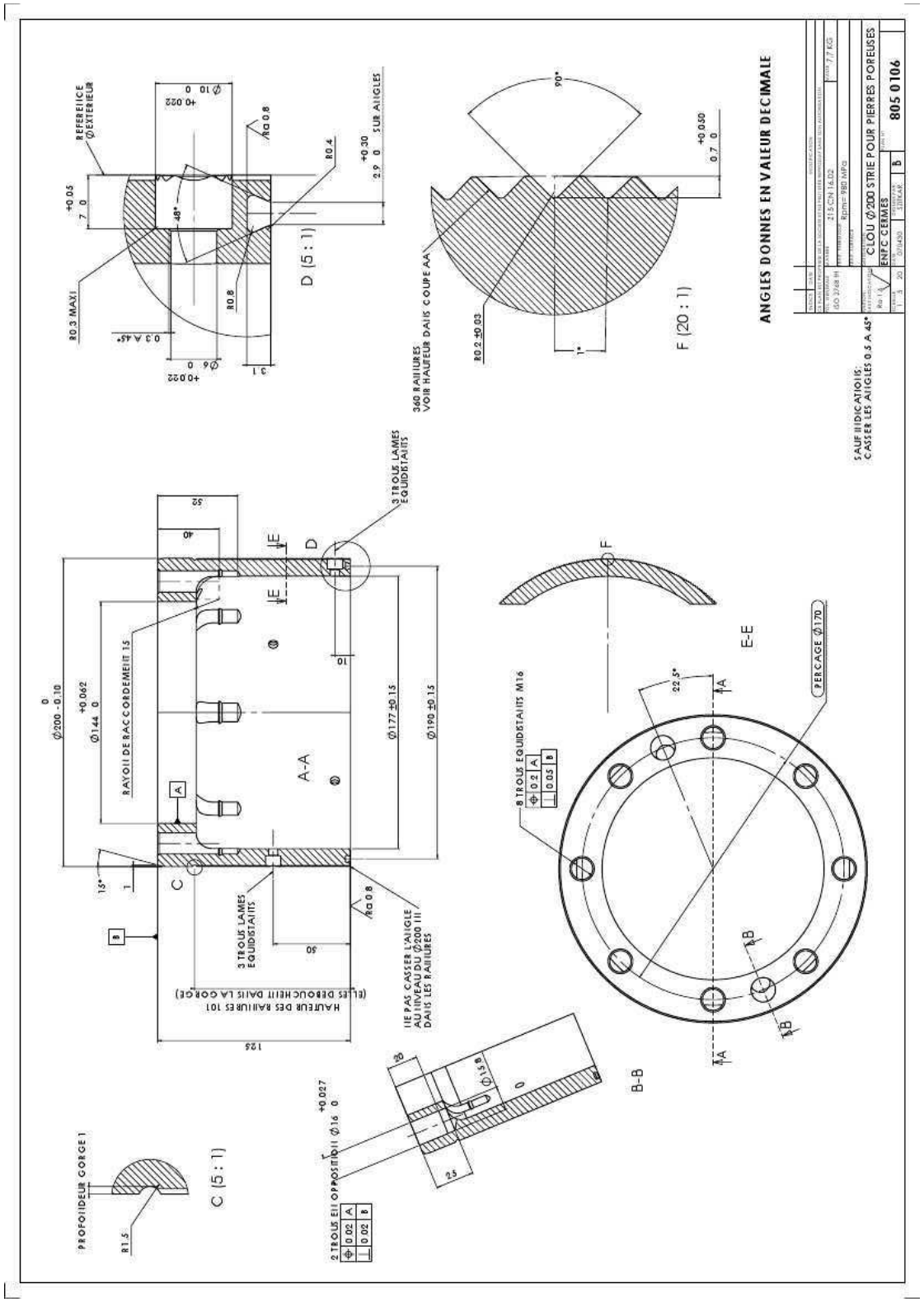


FIGURE 1.10 – *Plan de fabrication et différentes coupes du clou perméabilité indiquant ses dimensions, sa rugosité et les emplacements des trous pour les pierres poreuses. Réalisé par J.-C. Szitkar.*

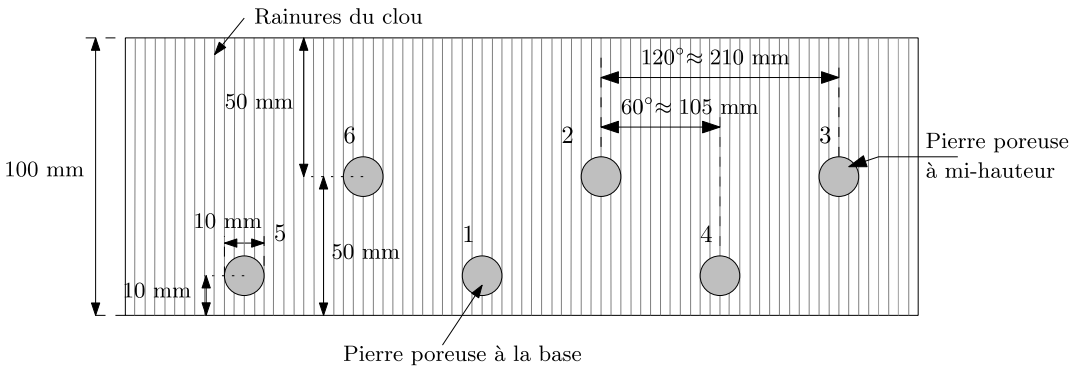


FIGURE 1.11 – *Schéma d'une vue développée du clou perméabilité indiquant les N° des pierres. Celles-ci sont disposées sur deux niveaux, à 10 et 50 mm à partir de la base. Les pierres de chaque niveau sont espacées de* 120° *(≈ 210 mm). D'un niveau à un autre, les pierres sont espacées de* 60° *(≈ 105 mm).*

1.3 Caractéristiques du matériau

Tous les essais ont été réalisés sur le sable de référence d'Hostun HN 0,4/0,8 fourni par la société SIFRACO. C'est un sable siliceux à grains anguleux dont les propriétés physiques et chimiques sont présentées dans le Tableau 1.1 du fournisseur.

La Figure 1.12 gauche est une photo prise au microscope électronique à balayage MEB, elle montre la forme des grains dont la taille est comprise principalement entre 0,4 et 0,8 mm. La courbe granulométrique du sable a été communiquée par le fournisseur, nous l'avions tout de même vérifiée au laboratoire au moyen d'une série de tamis. Les deux courbes sont montrées dans la Figure 1.12 droite.

La porosité moyenne initiale des échantillons de nos essais variait entre 0,38 et 0,4. Elle a été évaluée en considérant une densité des grains solides de 2,65 (Tableau 1.1) et en mesurant la masse totale et le volume initial de l'échantillon utilisé comme nous le décrirons dans la procédure de fabrication de l'échantillon (§ 1.4.2).

TABLE 1.1 – *Caractéristiques chimiques et physiques du sable d'Hostun HN 0,4/0,8 (Source : Société Sifraco).*

Composition chimique		Caractéristiques physiques	
Silice ($Si0_2$)	$> 99,0\%$	Densité au pycnomètre	2,65
Oxyde de fer (Fe_20_3)	$< 0,1\%$	Dureté Mohs	7
Alumine (Al_2O_3)	$< 0,4\%$	pH	7,5
Oxyde de Potassium (K_2O)	$< 0,2\%$	Densité apparente sable sec	1,45
Oxyde de Calcium (CaO)	$< 0,1\%$	Perte au feu (à 1000°C)	max. 0,15%

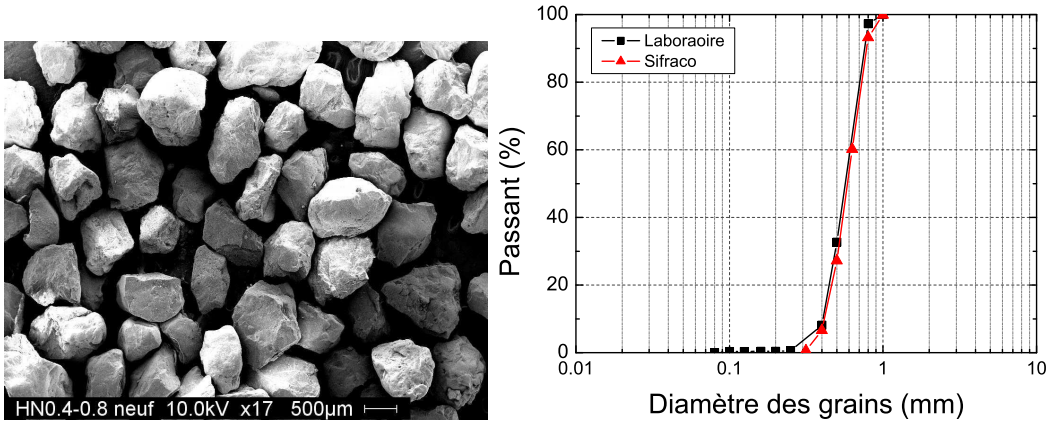


FIGURE 1.12 – *(Gauche) Photo du sable d'Hostun HN 0,4/0,8 prise au MEB, l'échelle inscrite sur l'image correspond à 500 µm. (Droite) Courbe granulométrique obtenue à partir des données du fournisseur (Sifraco) et de notre analyse au laboratoire.*

1.4 Procédure de montage

Nous illustrons les différentes étapes de montage des échantillons grâce aux photos de la Figure 1.13.

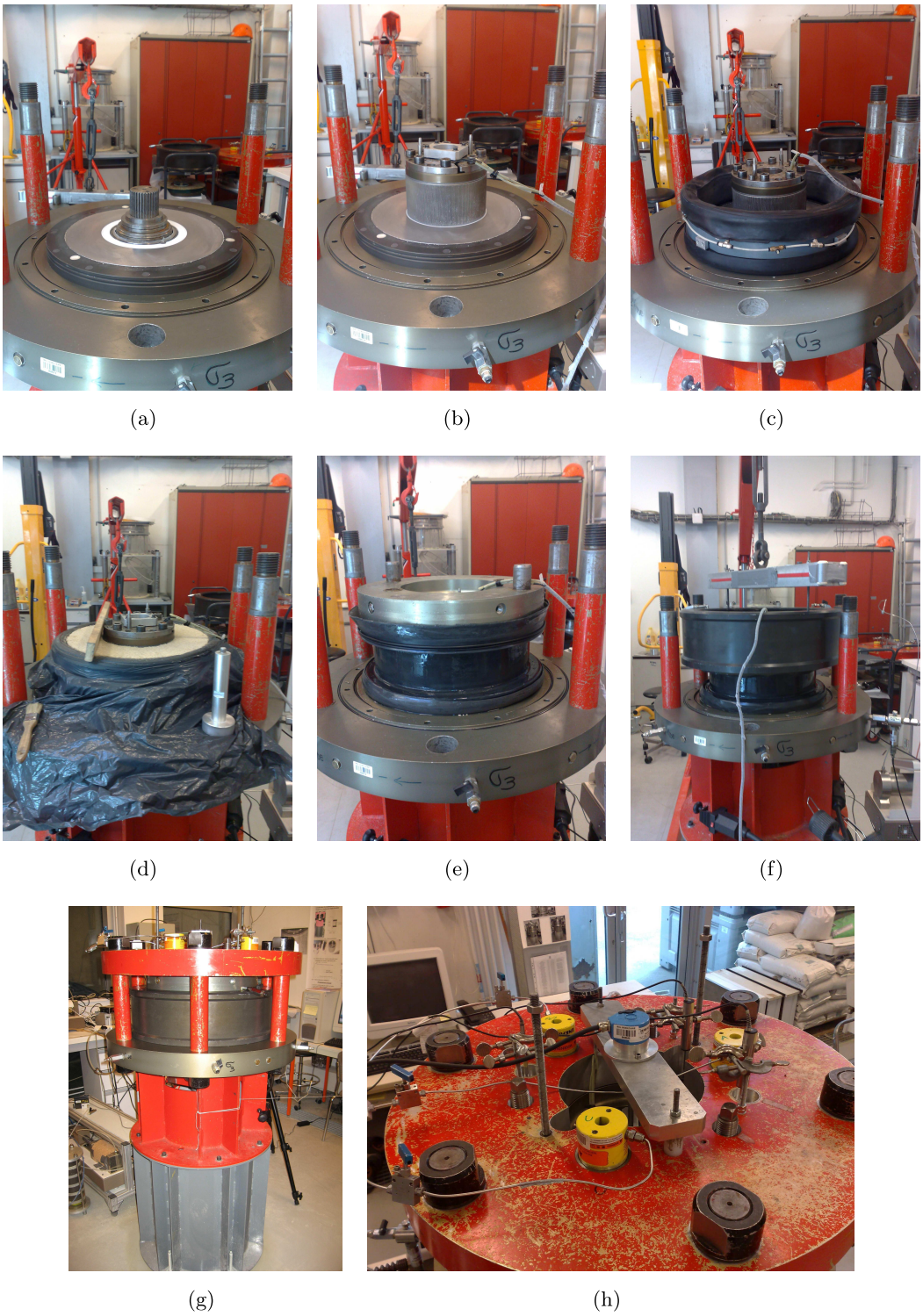
1.4.1 Étapes préliminaires

1. Mise en place puis nettoyage à l'acétone de l'embase inférieure (métallique ou en verre) choisie pour l'essai (1.13a),
2. Nettoyage et montage du clou après installation du joint torique graissé pour le contact avec l'embase (1.13b),
3. Allumage des afficheurs, des capteurs de pression et des conditionneurs pour le préchauffage,
4. Mesure du "Couple Zéro" correspondant au couple parasite provenant du frottement du clou avec l'embase inférieure lors de la rotation. La valeur moyenne est à déduire du couple mesuré pendant l'essai de cisaillement.

1.4.2 Fabrication de l'échantillon

1. Installation de la membrane et des deux joints sur les gorges de l'embase inférieure, puis mise en place du moule et rabattage de la partie supérieure de la membrane qu'on maintiendra sur le moule grâce à un joint (1.13c),
2. Mise en place du sable en cinq couches successives, compactées à l'aide d'une dame (1.13d). Cette opération doit être menée avec soin afin d'obtenir une densité de l'échantillon reproductible d'un essai à un autre. Noter ensuite la masse du sol utilisé.

Il est également possible de fabriquer des échantillons d'une densité donnée grâce à un pluviateur développé spécifiquement pour l'ACSA. Mais étant donné que nos essais furent réalisés sur des échantillons denses, nous n'avons pas eu recours à ce moyen.



(a) (b) (c)

(d) (e) (f)

(g) (h)

FIGURE 1.13 – Illustration des différentes étapes de montage d'un échantillon de sable. (a) Choix, montage puis nettoyage de l'embase inférieure (ici elle est métallique), (b) montage du clou capteur (une précaution particulière doit lui être accordée pour ne pas endommager le câble), (c) mise en place de la membrane et du moule, (d) remplissage en matériau et arasement du niveau (on aperçoit à coté la dame servant au compactage de l'échantillon), (e) installation du pavé supérieur et application du vide puis mesure des dimensions de l'échantillon, (f) mise en place de l'enceinte de confinement et remplissage à l'eau, (g) installation de l'embase supérieure, (h) fixation du codeur et des LVDT et branchement des vérins.

1.4.3 Assemblage des pièces et mise sous pression

1. Nettoyage de la partie supérieure de la membrane et le pourtour supérieur du clou,
2. Installation du pavé supérieur, rabattage de la membrane puis mise en place des joints (1.13e),
3. Application du vide à l'échantillon à l'aide d'une pompe à vide (environ -60 kPa de pression relative). Cette opération permet à l'échantillon de résister au poids du pavé,
4. Retrait du moule et mesure des dimensions extérieures de l'échantillon : hauteur et circonférence à trois endroits différents. Soustraction de l'épaisseur de la membrane (2 mm) afin d'estimer le volume initial V_0 de l'échantillon et sa densité moyenne à partir de la masse du sable utilisé,
5. Nettoyage du plateau inférieur, mise en place des joints puis de l'enceinte de confinement (1.13f), et enfin des douze vis de serrage. Remplissage de cette enceinte avec de l'eau pendant la suite des opérations,
6. Pose de l'embase supérieure sur les six colonnes fixées sur le plateau inférieur (1.13g),
7. Installation du codeur optique de rotation, des capteurs de déplacement LVDT, et branchement du câble du clou capteur s'il a été retenu pour l'essai (1.13h),
8. Mise sous pression de l'eau de confinement tout en retirant le vide. Se reporter alors à la notice d'utilisation de la servovalve et du volumètre Wille en Annexe A.

Pendant la mise sous pression, les variations volumiques de l'échantillon doivent être notées afin de corriger le volume initial de l'échantillon au début de l'essai. Pour cela, on peut soit lancer l'acquisition des données pendant cette opération, ou bien noter à la main à partir du multimètre dans la voie correspondant au volumètre.

Par ailleurs, une attention particulière doit être accordée à l'étanchéité de l'échantillon. En effet, les mesures de variations volumiques sont fortement affectées s'il y a une fuite d'eau de confinement à l'intérieur de l'échantillon. Trois sources de fuites peuvent exister dans l'échantillon : la membrane elle-même, au niveau des joints de la membrane avec le pavé supérieur et l'embase inférieure, et sous le clou lorsqu'il s'agit d'essais en conditions saturées. Afin de vérifier l'étanchéité de l'échantillon, il est possible d'arrêter la pompe lors de l'application du vide après avoir fermé les robinets du drainage (étape 3 du § 1.4.3). En cas de fuite, le vide ne tient plus.

Afin de réduire le risque de fuite, il est fortement recommandé de faire très attention à la propreté de tous les éléments. Le moindre grain de sable par exemple peut affecter l'étanchéité. Il est également recommandé, particulièrement dans les essais en conditions saturées, de bien appliquer la graisse à vide sur les joints toriques, notamment sur ceux en contact avec le clou en rotation.

Malgré toutes ces précautions, il nous est arrivé d'avoir des fuites au cours des essais en conditions saturées à cause de l'usure du joint sous le clou ou de l'embase en verre, et ce essentiellement lorsqu'il y a augmentation de la pression interstitielle. Il est donc conseillé de réaliser ce type d'essais à des pressions d'eau faibles et de surveiller constamment l'échantillon à travers les fenêtres de la plaque inférieure.

1.4.4 Échantillon en conditions saturées

Lors des essais en saturé, et en plus des étapes préliminaires citées plus haut, les pierres poreuses de l'embase inférieure et du pavé supérieur doivent être changées lorsque cela paraît nécessaire. Pour améliorer la saturation, il est recommandé d'utiliser du gaz carbonique CO_2 ;

celui-ci permet de chasser l'air contenu dans l'échantillon puis de le remplacer par de l'eau. La particularité du CO_2 réside dans sa solubilité dans l'eau.

Une fois l'échantillon monté, une fois arrivé à l'étape 8 du § 1.4.3 on applique un minimum de pression de confinement d'environ 0,05 MPa de quoi supporter le poids du pavé supérieur, et avant de supprimer le vide les étapes suivantes sont à suivre :

1. Branchement des tubes de la bouteille du gaz carbonique CO_2 sur les trois drains de l'embase inférieure,
2. Application d'une pression de gaz de 0,015 MPa,
3. Ouverture des robinets des drains pour laisser le vide absorber le CO_2 jusqu'à stabilisation de la pression,
4. Circulation du CO_2 pendant au moins 30 min entre les drains inférieurs et supérieurs, et entre les pierres poreuses du clou perméabilité si celui-ci est utilisé,
5. Branchement des tubes du réservoir d'eau désaérée sur les mêmes drains utilisés pour le CO_2,
6. Circulation de l'eau désaérée d'abord par percolation à partir des drains inférieurs en la sortant par les drains du pavé supérieur, ensuite entre les différentes pierres poreuses. Laisser couler deux fois le volume des vides,
7. Application d'une pression interstitielle (ne pas dépasser 0,1 MPa) tout en augmentant la pression de confinement pour maintenir la pression effective de l'essai constante,
8. Estimation du coefficient de Skempton.

Le coefficient de Skempton, qu'on verra plus en détail au § 5.2, permet d'évaluer le degré de saturation du sable. La technique consiste à augmenter par paliers la pression de confinement σ_e et la contrainte verticale σ_v en conditions non drainées et de noter l'augmentation de la pression interstitielle u. Le coefficient de Skempton s'écrit : B= $\Delta u/\Delta\sigma_e$. Cette opération est assez délicate du fait du risque de fuite notamment lorsque la plaque de verre a déjà été utilisée et que la partie en contact avec le clou se trouve usée. Même avec une plaque de verre neuve, ou avec la plaque métallique, des fuites d'eau sous le clou apparaissent dès qu'on atteint 0,2 MPa de pression interstitielle.

Les essais à l'appareil triaxial sont généralement réalisés avec une pression interstitielle supérieure à 0,2 MPa afin d'améliorer la saturation de l'échantillon. Étant donné que dans le cas de l'ACSA, il n'est pas possible d'appliquer cette pression, le coefficient de Skempton généralement obtenu ne dépasse pas 0,6. Cette limitation est essentiellement due à la forme géométrique de l'ACSA où il n'est pas possible de faire circuler le CO_2 et l'eau dans tous les coins de l'échantillon, particulièrement à l'interface près du clou.

Ceci a été confirmé lors des essais avec le clou perméabilité qui ont permis d'obtenir un coefficient de Skempton supérieur à 0,9, puisque la circulation du CO_2 et de l'eau est rendue possible à l'interface grâce aux pierres poreuses du clou.

Enfin, il est important de souligner qu'un B= 0,6 ne signifie pas que l'échantillon soit faiblement saturé. Yoshimi *et al.* (1989) ont établi une relation entre le coefficient de Skempton B et le degré de saturation du sable S_r :

$$B = \frac{1}{1 + n.K_s.[\frac{S_r}{K_w} + \frac{(1-S_r)}{u_a}]} \tag{1.3}$$

Où n représente la porosité du milieu, K_s le coefficient de compressibilité du squelette solide du sable (0,0867 GPa), K_w le coefficient de compressibilité de l'eau (2,2 GPa), et u_a la pression atmosphérique (0,1013 kPa).

Le degré de saturation s'écrit alors :

$$S_r = 1 - [u_a . \frac{\frac{1}{B} - \frac{n.K_s}{K_w} - 1}{n.K_s}] \tag{1.4}$$

Un coefficient de Skempton égal à 0,6 est donc équivalent à un degré de saturation $S_r \approx$ 0,998 ; alors qu'un B= 0,9 donne un $S_r \approx$ 0,9997.

1.5 Module de pilotage et d'acquisition

Le pilotage des essais à l'ACSA et l'acquisition des données se font grâce à un système de cartes d'acquisition et de ports de connexion sur un ordinateur. Le logiciel Labview, de la compagnie National Instruments, permet de récupérer et de traiter les données transmises ainsi que de piloter certains appareils.

Durant cette thèse, nous avons contribué au développement de certains dispositifs et à la création de nouveaux procédés d'essais ; ceci a nécessité la modification des programmes déjà existants. Le but était de rendre l'appareil le plus autonome possible et de réduire l'intervention humaine. Cela a été intéressant pour les essais de longue durée pouvant s'étendre sur quelques dizaines d'heures consécutives.

Avant de présenter les modifications apportées aux programmes, nous allons passer en revue les principales parties de l'interface matérielle.

1.5.1 Interface matérielle

- **Carte d'acquisition PCI** (National Instruments) :
  Cette carte intégrée au PC dispose de huit entrées analogiques dont trois sont reliées au capteur de pression de confinement, au capteur de pression interstitielle et au couplemètre. Chaque capteur dispose de son propre conditionneur qui permet d'amplifier et de filtrer le signal reçu. Une sortie analogique ainsi qu'une sortie TTL reliées au moteur, permettent de commander respectivement la vitesse et le sens de rotation. Une deuxième sortie analogique est reliée à la servovalve.
- **Port parallèle** :
  Le PC dispose d'un port parallèle qui permet l'acquisition des données numériques du codeur optique de rotation qui proviennent d'un multiplexeur électronique (fabriqué durant la thèse de Chambon, 2003). Ce composant permet la lecture en deux temps des 15 bits du codeur, puisque le port parallèle ne dispose que de 8 bits.
- **Port série** :
  Ce port est occupé par le Contrôleur Pression/Volume *CPV* de type GDS et de 0,2 l de volume qui communique en mode bi-directionnel via un câble RS232.
- **Bus GPIB** :
  C'est un port à communication bi-directionnelle, relié aux Contrôleurs Pression/Volume *CPV* de type GDS 1 l par des câbles IEEE et permet à la fois de piloter (en pression ou en volume) et d'enregistrer les données, la communication se faisant en mode ASCII. Si l'on a besoin de plusieurs *CPV-GDS*, il est possible de les brancher en parallèle grâce à leurs câbles IEEE. Ce bus GPIB est également relié au multimètre multivoies qui permet l'acquisition de données analogiques du capteur de pression différentielle, des trois LVDT, des trois câbles du clou capteur et du volumètre Wille.

1.5.2 Programme de pilotage et d'acquisition

1.5.2.1 Programme ACSA-Consign-Depl.vi

Ce programme a été développé pour réaliser des essais avec relâchement de la contrainte de cisaillement qui font l'objet du Chapitre 3. Il permet de piloter la rotation du moteur de façon à réduire, à un déplacement donné, la contrainte de cisaillement jusqu'à une valeur cible.

La technique consiste à cisailler l'échantillon à la vitesse de l'essai jusqu'à un certain déplacement, puis de donner l'ordre au moteur d'inverser le sens de rotation à une faible vitesse dite de relâchement. Pendant l'inversion, la contrainte de cisaillement τ diminue, le programme contrôle périodiquement, au pas d'acquisition indiqué, sa valeur et la compare à une valeur cible τ_r. Lorsque τ_r est atteint dans un intervalle de $\pm 10\%$, l'ordre est donné au moteur de reprendre le sens de rotation initial à la même vitesse de cisaillement initiale. La Figure 1.14 montre un algorithme qui illustre la procédure de relâchement. La vitesse de relâchement est indiquée à l'intérieur du programme ; elle n'est pas modifiable sur sa face avant. Lors de nos essais, nous avons utilisé deux vitesses : 8,3 et 33,3 μm/s (0,5 et 2 mm/min), alors que la vitesse de cisaillement peut être différente (0 à 83,33 μm/s).

Dans cet algorithme, v représente la vitesse de cisaillement dans la direction 1 ou 2, δ_c le déplacement cumulé, τ la contrainte de cisaillement, i la ligne de commande du relâchement, δ_{ci} la valeur du déplacement à la ligne i, R_i la valeur de relâchement de τ à la ligne i, τ_{pr} la valeur du cisaillement avant relâchement.

La Figure 1.15 montre la face avant du programme. Cette interface est composée d'une partie "*commandes*", d'une partie "*contrôle*" et d'une partie "*affichage*". Cette dernière sert uniquement à l'affichage de données sans possibilité de modification du contenu, comme la valeur du déplacement, de l'angle de rotation du clou et le nombre de tours (à gauche), les valeurs des pressions et du couple indiquées par la carte PCI (ici notée DAQ), les valeurs relatives aux *CPV-GDS*, le temps écoulé, et enfin les valeurs des voies du multimètre. Deux courbes permettent également de visualiser en temps réel la variation en fonction du déplacement de la contrainte de cisaillement et du volume du volumètre qui indique la variation volumique de l'échantillon.

La partie "*commandes*" comporte :

- Le chemin d'enregistrement du fichier de données et un champs de commentaires,
- Les caractéristiques de la carte PCI (ici notée DAQ) pour le choix des voies des différents capteurs (σ_e, u et couple ainsi que des cinq capteurs d'un ancien clou muni de capteurs de pression totale),
- Le tableau du relâchement de la contrainte de cisaillement.
- Le sens et la vitesse de rotation du moteur,
- Le pas d'acquisition en secondes (Inter(s) save),
- L'activation/désactivation de l'acquisition des *CPV-GDS* (σ_v, σ_e, u et Perméabilité), ils correspondent respectivement à la pression verticale, de confinement, interstitielle (ou contre-pression), et d'injection de débit dans les essais de mesure de perméabilité,
- L'activation/désactivation de l'acquisition de tout ou partie des voies du multimètre.

Le tableau du relâchement est composé de trois colonnes : "Déplacements (cm)", "Contrôle Couple ?" et "Coeff. Relâch. tau". La première colonne indique les valeurs du déplacement auquel il faut appliquer un relâchement de la contrainte de cisaillement, la deuxième (cercles verts) permet de donner l'ordre du relâchement, et la troisième indique le coefficient multiplicateur qui permet de déterminer la valeur du cisaillement cible τ_r à atteindre. L'exemple de la Figure 1.15 montre un déplacement initial de 100 cm, dans la ligne suivante le cercle vert est allumé et le coefficient de relâchement est de 0,4, c'est donc un relâchement de 60%. Le cisaillement reprend

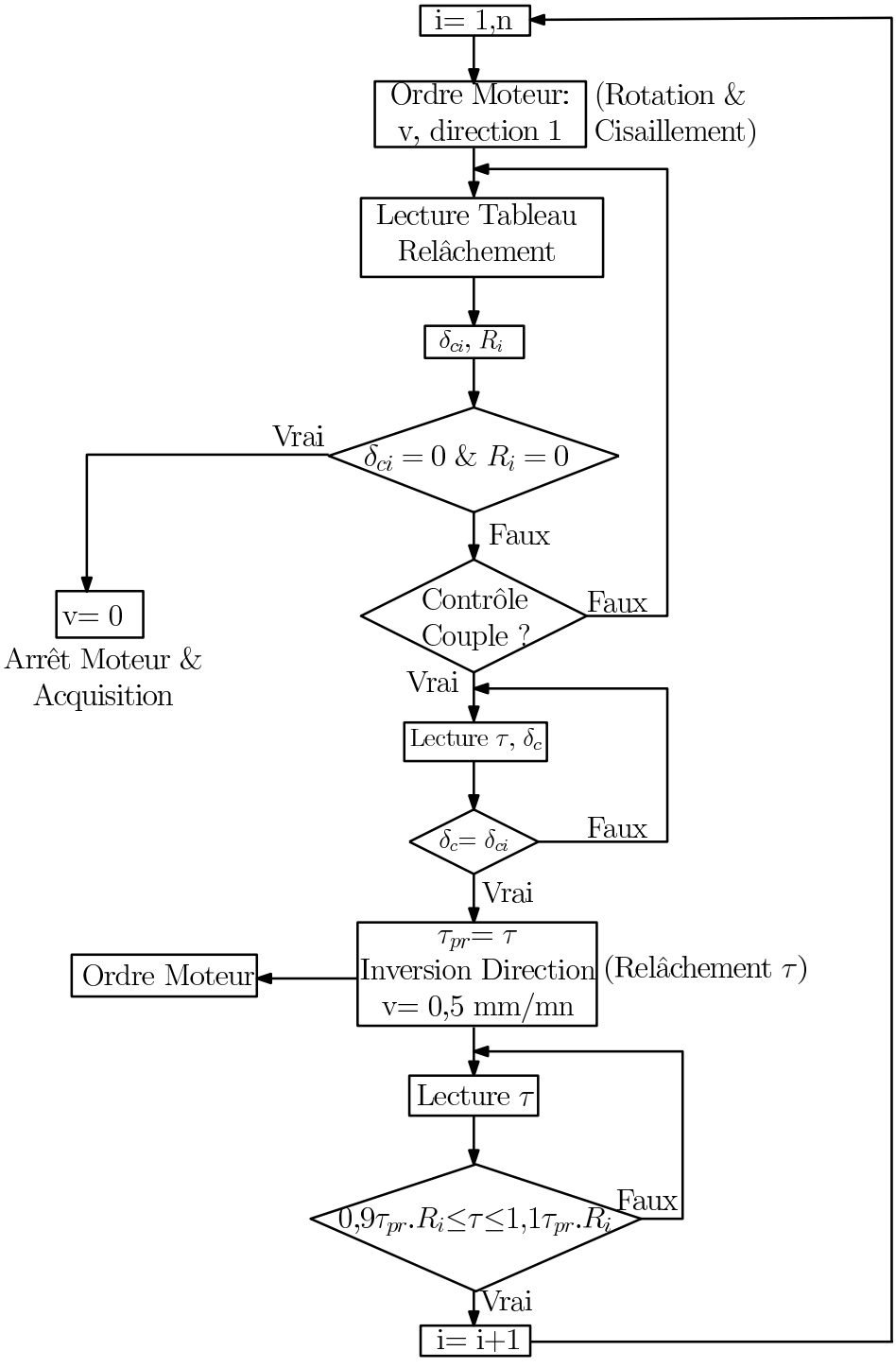


FIGURE 1.14 – *Algorithme de la partie du programme Labview "ACSA-Consign-Depl.vi" dédiée au contrôle de la contrainte de cisaillement τ pour le relâchement de τ. La rotation commence à une direction donnée (ici appelé direction 1), puis lorsque le déplacement cible δ_{ci} est atteint, le moteur change de sens de rotation et τ diminue jusqu'à la valeur cible $R_i.\tau_{pr}$ à $\pm 10\%$ (τ_{pr} étant la dernière valeur de τ précédent le début du relâchement). Ensuite, la rotation est reprise dans le sens initial. Les valeurs numériques indiquées au programme sont le déplacement cible δ_{ci} et le coefficient de relâchement R_i.*

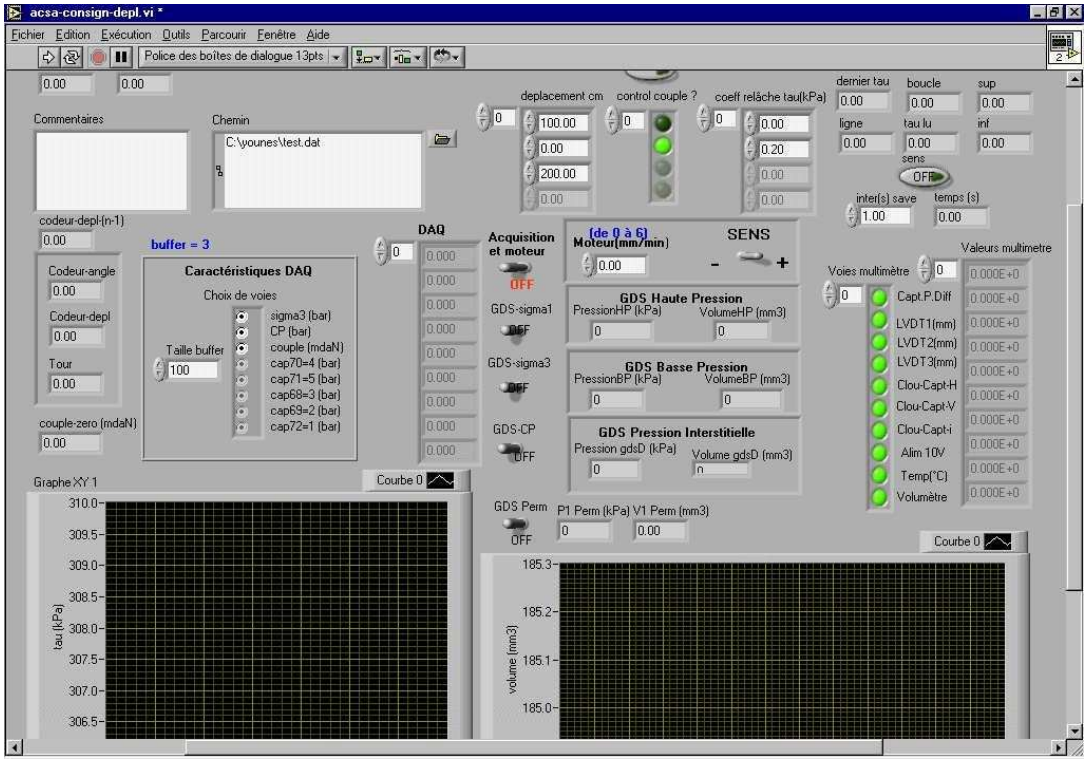


FIGURE 1.15 – *Face avant du programme Labview "ACSA-Consign-Depl.vi" pour le contrôle de la contrainte de cisaillement τ. En haut au centre apparaissent les trois colonnes où sont indiquées les valeurs du déplacement cible δ_{ci}, de l'instruction du contrôle du couple (quand c'est actif, le cercle vert est allumé) et du coefficient de relâchement (ici il faut indiquer $1 - R_i$).*

ensuite jusqu'à 200 cm. L'essai s'arrête lorsque la case "Contrôle Couple ?" n'est pas activée (vert foncé) ou lorsque la valeur du déplacement cible indiquée est nulle et le coefficient de relâchement dans la case suivante est également nul.

La partie "*contrôle*" est principalement interne au programme. L'interface comporte uniquement des afficheurs qui permettent un suivi visuel de certains processus tels que le relâchement. Par exemple, la Figure 1.15 montre en haut à droite les valeurs de calcul et de vérification du relâchement indiquant le "dernier tau" (dernière valeur du cisaillement avant relâchement ou τ_{pr}), le nombre de "boucles" de vérification de la condition que "tau lu" soit compris entre "sup" et "inf" qui sont les valeurs correspondant à l'intervalle $\pm 10\%.\tau_r$.

1.5.2.2 Programmes ACSA-Consign-Sig3.vi et ACSA-Consign-Sig3-Sinus.vi

Deux programmes ont permis la réalisation d'essais avec variation de la pression de confinement. Dans le premier, la variation se fait par paliers, et dans le second elle est de forme sinusoïdale.

Les mêmes parties "*commandes*", "*contrôle*" et "*affichage*" existent dans ces deux programmes, avec une légère différence dans la présentation et l'absence de la commande du relâchement de la contrainte de cisaillement.

- ***Programme ACSA-Consign-Sig3.vi***
  La variation est imposée par paliers croissants ou décroissants. Le programme permet de piloter la servovalve. La Figure 1.16 haut montre la face avant du programme. On y voit deux colonnes, l'une pour indiquer les différentes valeurs de la pression cible en kPa, et la deuxième pour indiquer la durée du palier en seconde. Ce temps est équivalent à un déplacement lorsqu'on le multiplie par la vitesse de cisaillement.
  La Figure 1.17 montre l'algorithme qui illustre le pilotage de la variation par paliers de la pression de confinement, où t représente le temps de l'horloge, t^* le dernier temps atteint dans la ligne d'avant, il est initialisé à 0, v la vitesse de cisaillement, i la ligne de commande atteinte, P_i la valeur de pression à la ligne i, P$=\sigma_e$ la valeur ordre donnée à la servovalve, Δt_i la durée de l'application de la pression P_i.
  L'instruction d'arrêter l'essai et l'acquisition est donnée lorsque le passage à la ligne suivante trouve une valeur nulle du temps Δt_i. Par ailleurs, il faut indiquer une valeur non nulle de la pression dans la dernière ligne, sinon la pression s'annule et l'échantillon risque de s'écraser.
- ***Programme ACSA-Consign-Sig3-Sinus.vi***
  La variation sinusoïdale se fait en indiquant les valeurs caractéristiques d'une onde, à savoir : sa valeur moyenne σ_0, son amplitude A, et sa période T, comme l'indique l'équation suivante :

$$\sigma_e = \sigma_0 + A.sin(\frac{2\pi}{T}) \tag{1.5}$$

  La Figure 1.16 bas montre la face avant du programme "ACSA-Consign-Sig3-Sinus.vi" utilisé. Notons que la modification n'était pas très importante puisque l'option onde existe dans Labview, il a suffit juste de l'insérer et d'ajouter les icônes sur la face avant pour indiquer les valeurs caractéristiques que nous venons de décrire. Le pilotage de la servovalve se fait en variant la tension.

Il est encore possible d'améliorer ce programme afin de pouvoir appliquer un nombre défini d'ondes et de varier automatiquement un ou tous les paramètres : A, σ_0, et T. L'arrêt du programme dans sa version actuelle ne peut se faire que manuellement ; il est possible aussi de le programmer pour un arrêt automatique.

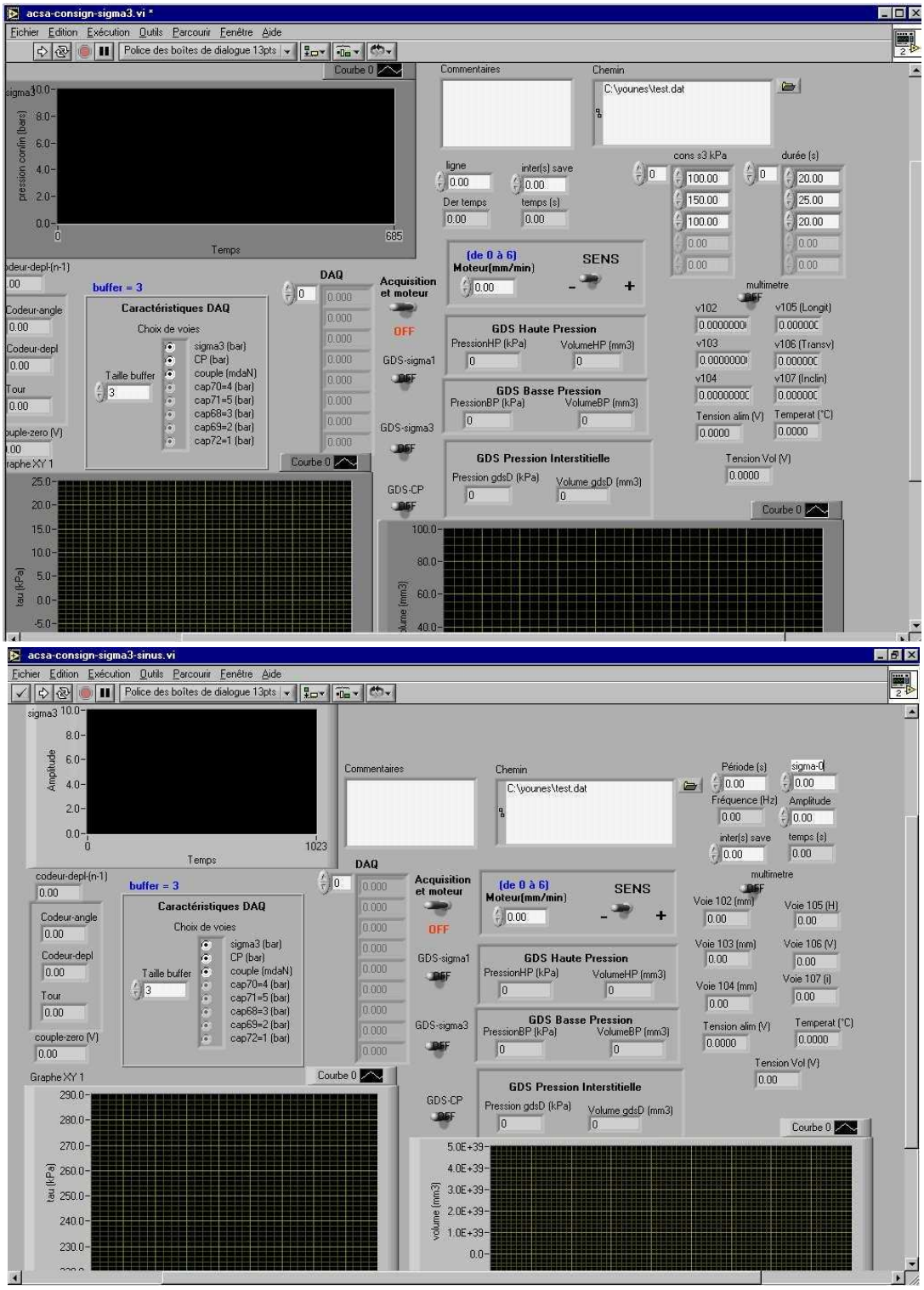


FIGURE 1.16 – *Face avant des programmes Labview pour le contrôle de la contrainte de confinement σ_e soit : (Haut) par paliers "ACSA-Consign-Sig3.vi" ou (Bas) sous forme sinusoïdale "ACSA-Consign-Sig3-Sinus.vi". Dans le premier, deux colonnes indiquent la consigne de σ_e (ou s3) et la durée du palier. Dans le second, on y indique la valeur moyenne σ_0, l'amplitude et la période.*

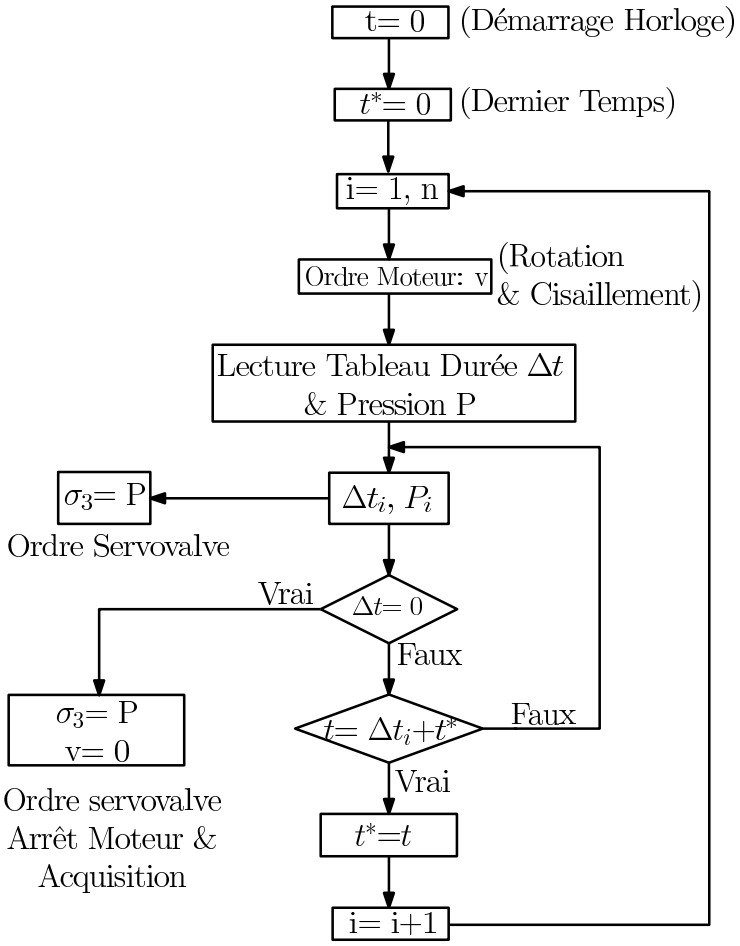


FIGURE 1.17 – *Algorithme de la partie du programme Labview "ACSA-Consign-Sig3.vi" dédiée au contrôle de la variation par paliers de la contrainte de confinement σ_e. L'instruction donnée est d'appliquer une pression P_i pendant une durée Δt_i. Voir la Figure 1.16 haut qui correspond à la face avant du programme.*

Enfin, tous les programmes présentés disposent de tests de sécurité donnant l'instruction d'arrêt au moteur en cas d'erreur, ou lorsque la distance de déplacement dépasse 8 m pour éviter la rupture du câble du couplemètre.

1.6 Programme expérimental

Cette thèse a nécessité la réalisation de plus de 40 essais sur échantillons de sable "*frais*" (neuf) ou "*usé*" (déjà cisaillé). Certains essais ont duré plusieurs jours avec des phases de montage/démontage de près de 4 h voire jusqu'à 4 jours pour les échantillons saturés. Nous constatons donc l'importance de bien préparer l'objectif et le plan de déroulement de chaque expérience et de suivre avec précaution les étapes de montage. Des problèmes récurrents ont été rencontrés, notamment à cause de l'étanchéité de l'échantillon ; on ne se rend parfois compte de l'infiltration d'eau dans le sol qu'à la fin ou pendant l'essai. Les essais en conditions saturées nécessitent une attention particulière puisque la présence de l'eau à l'intérieur de l'échantillon présente un risque de fuite sous le clou et donc un risque de détérioration pour le moteur qui se trouve juste en dessous.

Le Tableau 1.2 présente dans l'ordre chronologique la liste de toutes les expériences réalisées ainsi que les paramètres d'essai. Notre étude s'est axée sur quatre principaux thèmes :

- Cisaillement alterné par inversion du sens de rotation et adoucissement en déplacement du cisaillement,
- Effet du relâchement de la contrainte de cisaillement sur la cicatrisation mécanique,
- Effet de la variation du confinement, par paliers ou sous forme sinusoïdale,
- Variation des caractéristiques hydrauliques, en particuliers les mesures de perméabilité.

Certains essais ont été réalisés à sec puis répétés en conditions saturées afin d'étudier l'effet de la présence de l'eau. Notons cependant que dans tous les essais réalisés, l'échantillon ne subissait que le poids du pavé supérieur comme contrainte verticale d'environ 5 kPa, supposée négligeable devant les pressions de confinement généralement appliquées.

Le Tableau 1.2 comporte la référence de chaque essai, le clou utilisé (capteur ou perméabilité), la contrainte de confinement appliquée σ_e, la pression interstitielle u dans le cas des essais en saturé, la vitesse de cisaillement v, le déplacement cumulé δ_c atteint par l'échantillon au début de l'essai puisque certaines expériences ont été menées sur du sable usé, le déplacement cumulé à la fin de l'essai, le déplacement partiel δ_p pour chaque phases des essais de cisaillement alterné (inversion du sens de rotation du clou) ou entre deux épisodes de relâchement de la contrainte de cisaillement, l'embase inférieure utilisée (verre ou acier) et enfin le sens de rotation du clou adopté.

La référence de chaque essai a été choisie de façon à contenir la nature de celui-ci. La nomenclature utilisée pour cela contient :

- C : épisode de cisaillement à confinement constant,
- v : épisode de cisaillement durant lequel on impose une variation de la vitesse,
- V : épisode de cisaillement à confinement variable par paliers,
- VSin : épisode de cisaillement à confinement variable sous forme sinusoïdale,
- D : épisode de cisaillement durant lequel on impose une inversion du sens de rotation,
- R : épisode de cisaillement durant lequel on impose un relâchement de la contrainte cisaillante,
- P : épisode de cisaillement avec mesure de perméabilité,
- Vol : essai à volume constant,
- S : essai en saturé.

TABLE 1.2 – *Programme expérimental de tous les essais. Voir le texte pour la nomenclature.*

Réf. essai	V001	V002	CD001	CD002	CD003	CD003bis
Clou	Capteur	Capteur	Capteur	Capteur	Capteur	Capteur
σ_e **(MPa)**	**0,5 à 0,7**	**0,3 à 0,7**	**0,5**	**0,7**	**0,3**	**0,3**
u (MPa)	**-**	**-**	**-**	**-**	**-**	**-**
v (μ**m/s)**	83,33	83,33	83,33	83,33	83,33	83,33
δ_c **- début (m)**	0	0	0	0	0	7,5
δ_c **- fin (m)**	1,15	1,36	4,52	7,5	7,5	8
δ_p **(m)**	-	-	1,5	1,5	1,5	0,1
Plaque	verre	verre	verre	verre	verre	verre
Sens de rotation	+	+	+/-	+/-	-/+	-/+

TABLE 1.2 - SUITE.

Réf. essai	CPS001	CPS002	CD005	CR003	CD007	CD008
Clou	Perm.	Perm.	Capteur	Capteur	Capteur	Capteur
σ_e **(MPa)**	**0,303**	**0,31**	**0,092**	**0,5**	**0,4**	**0,6**
u (MPa)	**0,003**	**0,02**	**-**	**-**	**-**	**-**
v (μ**m/s)**	83,33	83,33	16,67	83,33	83,33	83,33
δ_c **- début (m)**	0	0	0	0	0	0
δ_c **- fin (m)**	1,07	1	0,4	5,13	7,5	7,5
δ_p **(m)**	-	-	-	1	1,5	1,5
Plaque	acier	verre	verre	verre	acier	acier
Sens de rotation	+	+	+/-	+	+/-	+/-

TABLE 1.2 - SUITE.

Réf. essai	CD009	CR004	VSin001	V003	VSin002	CR005
Clou	Capteur	Capteur	Capteur	Capteur	Capteur	Capteur
σ_e **(MPa)**	**0,8**	**0,8**	**0,6**	**0,4 à 0,8**	**0,4**	**0,5**
u (MPa)	**-**	**-**	**-**	**-**	**-**	**-**
v (μ**m/s)**	83,33	83,33	83,33	83,33	16,67	83,33
δ_c **- début (m)**	0	7,5	12,5	13,5	14,3	0
δ_c **- fin (m)**	7,5	12,5	13,5	14,3	14,64	6
δ_p **(m)**	1,5	1	-	-	-	1
Plaque	acier	acier	acier	acier	acier	acier
Sens de rotation	+/-	+	+	+	+	+

TABLE 1.2 - SUITE.

Réf. essai	CDS001	CRS001	SVsin003	SV004	SVsin004	CDS002
Clou	Capteur	Capteur	Capteur	Capteur	Capteur	Capteur
σ_e **(MPa)**	**0,35**	**0,35**	**0,46**	**0,46 à 0,86**	**0,46**	**0,76**
u (MPa)	**0,05**	**0,05**	**0,06**	**0,06**	**0,06**	**0,06**
v (μ**m/s)**	83,33	83,33	16,67	83,33	16,67	83,33
δ_c **- début (m)**	0	7,5	12,14	12,32	15,13	0
δ_c **- fin (m)**	7,5	11,5	12,32	13,12	15,55	7,5
δ_p **(m)**	1,5	1	-	-	-	1,5
Plaque	acier	acier	acier	acier	acier	acier
Sens de rotation	+/-	+	+	+	+	+/-

Table 1.2 - Suite.

Réf. essai	CDS003	CRS003	CR006	CR007	CPS003	CPS004
Clou	Capteur	Capteur	Capteur	Capteur	Perm.	Perm.
σ_e **(MPa)**	**0,55**	**0,55**	**0,5**	**0,5**	**0,53**	**0,525**
u (MPa)	**0,05**	**0,05**	**-**	**-**	**0,03**	**0,025**
v (μ**m/s)**	83,33	83,33	83,33	83,33	33,33	16,67
δ_c **- début (m)**	0	7,5	0	10,5	0	0
δ_c **- fin (m)**	7,5	11,5	10,5	15,5	0,49	0,42
δ_p **(m)**	1,5	1	1	1	-	-
Plaque	acier	acier	acier	acier	acier	verre
Sens de rotation	+/-	+	+	+	+	+

Table 1.2 - Suite.

Réf. essai	CR008	CR009	CvDRS001	CPS005	CPS006	CPS007	Vol001
Clou	Capteur	Capteur	Perm.	Perm.	Perm.	Perm.	Capteur
σ_e **(MPa)**	**0,5**	**0,5**	**0,58**	**0,58**	**0,58**	**0,511**	**0,4**
u (MPa)	**-**	**-**	**0,08**	**0,08**	**0,08**	**0,024**	**-**
v (μ**m/s)**	83,33	83,33	16,67	16,67	16,67	16,67	83,33
δ_c **- début (m)**	0	0	0	0	0	0	0
δ_c **- fin (m)**	13,15	14,3	2,4	1,5	1,8	0,7	1
δ_p **(m)**	1	1	-	-	-	-	-
Plaque	verre	verre	verre	verre	verre	verre	acier
Sens de rotation	+	+	+/-	+	+	+	+

1.7 Résultat typique

La Figure 1.18 montre le résultat typique d'un essai (CDS002) réalisé en conditions saturées drainées à vitesse de cisaillement constante (83,33 μm/s) et à confinement constant de σ_e= 0,76 MPa. La pression interstitielle u de consigne est de 0,06 MPa.

Il s'agit d'un essai de cisaillement alterné où les changements de sens de cisaillement sont effectués tous les 1,5 m de déplacement partiel δ_p (Figure 1.18a). Ce dernier représente le déplacement atteint depuis la dernière séquence d'inversion du sens. Le déplacement cumulé δ_c (Figure 1.18b) représente le cumul du déplacement partiel depuis le début de l'expérience.

On retrouve dans cette figure les résultats classiques de l'ACSA, en terme de contrainte de cisaillement τ (Figure 1.18c) calculée à partir du couple par l'équation (1.1) où le pic, égal à 0,84 MPa, est atteint après 3,3 mm de déplacement. Après quoi, la contrainte de cisaillement diminue progressivement avec le déplacement pour atteindre un palier d'environ 0,25 MPa à δ_c= 1,5 m. Cette diminution est communément appelée "*adoucissement en déplacement du cisaillement*".

La Figure 1.18d montre les déformations volumiques estimées par l'équation (1.2) à partir de la variation du volume de l'eau de confinement mesurée par le volumètre. On observe la réponse typique d'un sable cisaillé avec une surface rugueuse, où l'échantillon subit d'abord une compaction initiale dont le maximum est atteint après 1,2 mm de déplacement (voir le zoom). Cette compaction est rapidement suivie d'une dilatation dont le maximum est atteint à δ_c= 5,5 mm. L'échantillon subit ensuite une compaction continue avec le déplacement. Les inversions du sens de cisaillement induisent des séquences de compaction/dilatation où la dilatation est plus faible que la compaction, conduisant à une compaction globale de moins en moins importante avec le déplacement cumulé.

Les Figures 1.18 (e) et (f) présentent, respectivement, les courbes de la pression de confinement σ_e et de la pression interstitielle u, mesurées grâce aux capteurs de pression. Nous re-

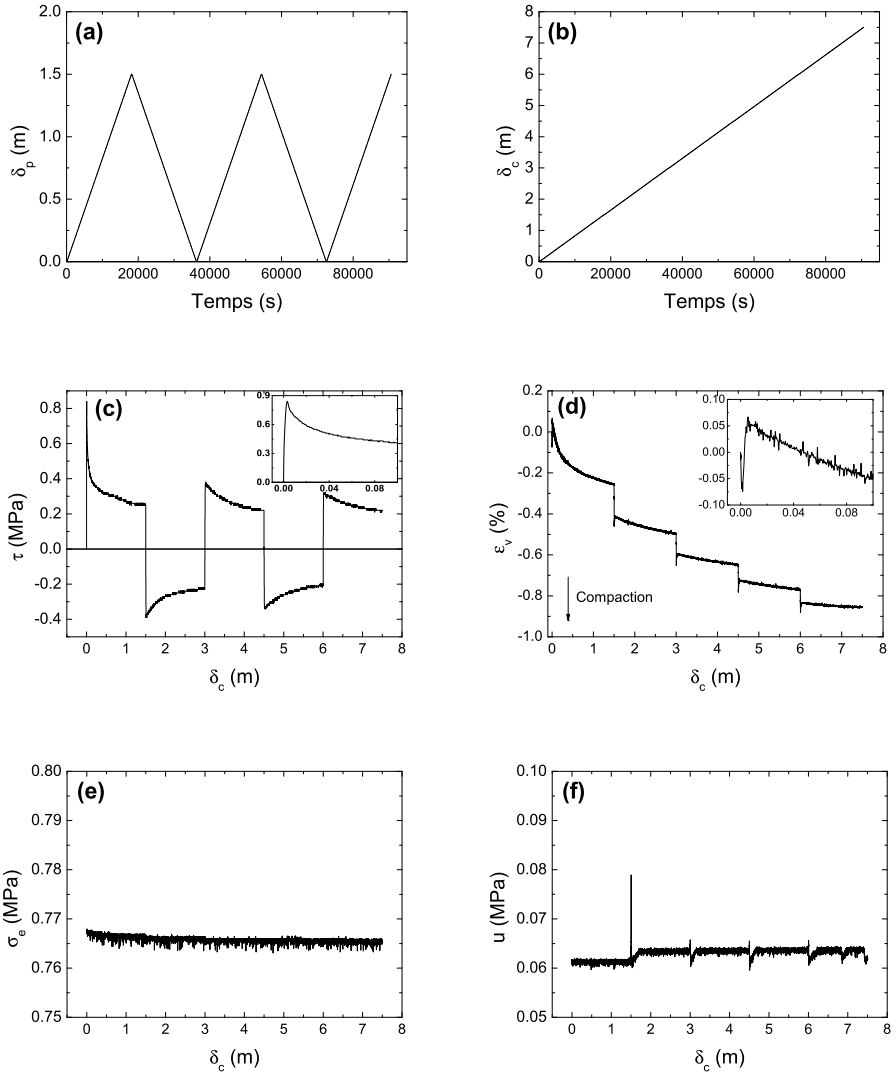


FIGURE 1.18 – *Résultat typique de la réponse d'un échantillon de sable saturé drainé soumis au cisaillement à vitesse constante de 83,33 µm/s, essai CDS002. (a) Déplacement tangentiel partiel δ_p en fonction du temps. (b) Déplacement cumulé δ_c en fonction du temps. (c) Contrainte de cisaillement τ en fonction du déplacement cumulé δ_c. (d) Déformations volumiques ε_v en fonction de δ_c, contenant un agrandissement sur le démarrage de l'essai illustrant la phase initiale de compaction/dilatation, la flèche indique le sens de la compaction. (e) Contrainte de confinement σ_e et (f) Pression interstitielle u.*

marquons que contrairement à σ_e, u n'est pas maintenue constante au moment de l'inversion du sens de rotation. Les déformations volumiques rapides engendrées par ces perturbations ne sont pas suivies par le *CPV* de modèle GDS. Cependant, les résultats sont plutôt traités en terme de contrainte effective de confinement $\sigma'_e = \sigma_e$-u.

Chapitre 2

Adoucissement du frottement des gouges de faille à sec et en présence de fluide

Ce chapitre est consacré à l'étude de l'adoucissement en glissement du frottement. Nous commencerons par un petit rappel des principales lois de frottement les plus usuelles dans la littérature, et plus particulièrement le formalisme de type RSF (*rate- and state-dependent friction*). Nous aborderons ensuite la notion d'adoucissement en glissement du frottement et son origine ainsi que les principales formes de lois qui le caractérisent.

Nous présentons ensuite les résultats expérimentaux qui ont pour objectif de poursuivre les travaux initiés par Chambon (2003), d'étendre la loi de frottement proposée pour prendre en compte l'effet du niveau de confinement et d'évaluer l'effet sur l'adoucissement de la présence de l'eau. Les effets de la variation du confinement font l'objet du Chapitre 4.

2.1 Bref rappel sur les lois de frottement

2.1.1 Les différents paramètres pris en compte

La connaissance de l'évolution de la résistance des failles géologiques est d'une importance fondamentale dans le but d'estimer le relâchement des contraintes lors de séismes et l'énergie dégagée associée. Les lois de comportement ont donc pour rôle de décrire les phénomènes impliquant différents paramètres qui influencent la rhéologie de la faille tels que : le déplacement, la vitesse de glissement, l'état de surface et sa morphologie, l'histoire de chargement, etc. [Voir Marone 1998; Scholz 1998]. D'autres paramètres influencent également ce comportement, parmi lesquels : l'effet hydrothermique et de présence de fluide [ex. Blanpied *et al.*, 1991, 1992, 1998; Giger *et al.*, 2008; Lachenbruch, 1980; Rempel et Rice, 2006; Rice, 2006; Segall et Rice, 1995, 2006; Sleep, 1995, 1997; Wibberley et Shimamoto, 2005], l'adoucissement en glissement [Di Toro *et al.*, 2004; Giger *et al.*, 2008; Goldsby et Tullis, 2002], la variation de la contrainte normale [Olsson, 1988; Linker et Dieterich, 1992; Wang et Scholz, 1994; Richardson et Marone, 1999; Boettcher et Marone, 2004; Hong et Marone, 2005], et enfin la cicatrisation due à la relaxation du cisaillement [Blanpied *et al.*, 1998; Karner et Marone, 1998, 2001; Nakatani et Mochizuki, 1996; Nakatani, 1998; Olsen *et al.*, 1998]. Ces lois de comportement permettent donc de modéliser et d'estimer l'évolution du frottement, ou de la résistance au cisaillement, pendant les cycles sismiques. Deux types de lois coexistent dans la littérature et sont en compétition pour décrire la rhéologie des failles de la façon la plus fidèle ; nous allons commencer par les présenter brièvement.

2.1.2 Lois de type "Rate and State"

Parmi les lois les plus utilisées figurent celles appelées *Rate- and State-dependent Friction* "RSF". La plus classique d'entre elles a été établie à partir d'études expérimentales et introduite par Dieterich (1979); Ruina (1983); Rice (1983); Rice et Ruina (1983). Ce type de loi décrit l'évolution du coefficient de frottement avec la vitesse de glissement ν et l'état de la surface de glissement caractérisé par plusieurs grandeurs représentant l'état de contact intergranulaire ou de la densité de la gouge, ou encore des effets de mémoire et d'histoire de chargement [Marone, 1998]. Cette loi de frottement s'écrit :

$$\mu = \mu_* + Aln\left(\frac{\nu}{\nu_*}\right) + Bln\left(\frac{\theta}{\theta_*}\right) \tag{2.1}$$

Où : ν est la vitesse de glissement, θ reflète l'état de la surface de glissement. ν_* et θ_* sont des constantes de normalisation associées au frottement de référence μ_*.

Deux lois d'évolution de θ existent dans la littérature :

$$\frac{d\theta}{d\delta} = \frac{1}{\nu} - \frac{\theta}{d_c} \tag{2.2}$$

et

$$\frac{d\theta}{d\delta} = \left(\frac{-\theta}{d_c}\right) ln\left(\frac{\theta\nu}{d_c}\right) \tag{2.3}$$

L'équation (2.2) est dite de "Dieterich" alors que l'équation (2.3) est dite de "Ruina" [voir Marone, 1998].

La loi (2.1) permet une reproduction correcte des observations expérimentales, plus particulièrement des phénomènes tels que le glissement saccadé ou "Stick-Slip", la cicatrisation notamment lors des arrêts, ainsi que l'effet des perturbations de la contrainte normale. Elle est aussi capable de reproduire les comportements des failles observés à différentes phases allant du pré-sismique au post-sismique [Marone, 1998]. Cependant, malgré leur succès, ces lois trouvent leur limite quand il s'agit d'extrapoler les résultats aux failles réelles. Les problèmes d'échelle se manifestent, notamment la distance critique d'adoucissement prédite par ces lois (1-100 μm) est nettement inférieure à celle générée dans les failles lors d'événements sismiques (0,1-1 m).

2.1.3 Lois d'adoucissement en glissement

Le deuxième type de loi qui concurrence celles de type RSF, se base sur l'adoucissement en glissement du frottement "*Slip-weakening*" [Stuart, 1979; Stuart et Mavko, 1979; Li et Rice, 1983a,b]. Ce phénomène a été observé expérimentalement ainsi que sur les failles sismiques. Les lois d'adoucissement en glissement sont généralement linéaires, ou parfois de forme puissance, dans lesquelles le frottement décroît sur une distance caractéristique D_c. Nous reviendrons plus loin sur les différentes formes de ces lois. Leur avantage réside dans l'intégration facile dans des codes de calculs. Elles permettent aussi une estimation de la distance D_c et de l'énergie de fracture G_c plus réalistes et proches des observations sur les failles. Ces lois semblent donc mieux adaptées pour décrire un événement sismique seul, mais sans pouvoir prédire le comportement de la faille lors de perturbations ou de cicatrisations, comme le font les lois RSF. Elles ne permettent pas non plus de reproduire des processus tels que le "Stick-Slip" observé expérimentalement et par lequel on explique les instabilités sismiques [Scholz, 1992].

Notons que l'adoucissement des failles lors de séismes est représenté par deux grandeurs qui sont intimement liées, à savoir l'énergie de fracture G_c dégagée lors de l'instabilité [Rice, 1980; Ohnaka, 2003; Tinti *et al.*, 2005] et la distance caractéristique d'adoucissement D_c.

Par ailleurs, il convient de distinguer entre les petits et les grands séismes [Chambon, 2003]. En effet, ces derniers se produisent sur des distances de glissement plus importantes que celles généralement reproduites dans les essais de laboratoire. La distance critique d'adoucissement D_c est donc supérieure à celle observée lors de petits séismes. Par conséquent, les lois RSF semblent mieux adaptées pour ces derniers, alors que les lois en glissement conviennent mieux aux grands séismes.

Se basant sur les observations de l'adoucissement en glissement du cisaillement dans les essais à l'ACSA, et en reprenant la formulation RSF de Dieterich-Ruina (loi (2.1) combinée à la loi d'évolution (2.2)), Chambon *et al.* (2006b) proposent une nouvelle loi empirique qui décrit le comportement des gouges épaisses. Cette loi combine l'effet dominant de l'adoucissement observé dans leurs essais avec l'effet de 2^{nd} ordre des lois RSF. La loi obtenue s'appelle alors : *Slip, Rate and State Friction Law* "SRS", dans laquelle la variation du coefficient de frottement s'écrit :

$$\mu = \mu_* + A \ln\left(\frac{\nu}{\nu_*}\right) + B \ln\left(\frac{\theta}{\theta_*}\right) + C\left(\frac{\lambda}{\lambda_*}\right)^{-\beta} \tag{2.4}$$

Avec comme lois dévolution :

$$\frac{d\theta}{dt} = 1 - \frac{\theta\nu}{d_c} \tag{2.5}$$

Et :

$$\frac{d\lambda}{dt} = |\nu| \tag{2.6}$$

Où : A et B sont les paramètres de la loi RSF ; C : paramètre complémentaire relatif à l'adoucissement en glissement. θ : paramètre d'état qui correspond à l'âge moyen des contacts entre deux aspérités de taille d_c [Ruina, 1983]. $\lambda = \delta_p - \delta_0$: paramètre qui reflète le glissement partiel. ν : vitesse de glissement. β : coefficient d'adoucissement (typiquement = 0,4). Et enfin : ν_*, θ_* et $\lambda_* = \delta_*$: sont des constantes de normalisation.

En combinant ces deux lois (Dietrich-Ruina et adoucissement en glissement), le comportement de la gouge ainsi caractérisé par la loi "*SRS*", est dominé par la loi de Dietrich-Ruina sur les premiers microns de glissement, alors que pour le reste c'est le terme supplémentaire proposé pour l'adoucissement en glissement qui domine la description du comportement. Par ailleurs, les effets de la vitesse, déjà petits dans les gammes étudiées, s'atténuent encore à grand déplacement [Chambon *et al.*, 2006b].

Les résultats présentés par ces auteurs, ont montré une bonne concordance avec les données sismologiques notamment en terme d'énergie dissipée G_c lors du processus d'adoucissement ainsi que par rapport à la distance caractéristique d'adoucissement D_c [Chambon *et al.*, 2006b].

Cependant, le niveau des contraintes mises en jeu dans les expériences de l'ACSA, dont le confinement maximum est de 1 MPa, conduit à poser la question de la validité des résultats pour des niveaux de confinement supérieurs, comparables à ceux impliquant les failles sismiques. En effet, celles-ci subissent des contraintes de l'ordre de plusieurs dizaines de MPa (10-100 MPa). D'autant plus, certains travaux, réalisés par contre sur de courts déplacements, ont montré une transition du comportement de l'adoucissement de déformation au renforcement lorsque les contraintes atteignent un niveau important [Wong *et al.*, 1997; Karner *et al.*, 2003]. Cependant, il n'est pas encore évident de conclure sur un même comportement lorsque la distance de glissement devient importante. Des essais combinant longs déplacements, grands confinements et grandes vitesses de glissement comparables aux données sismologiques sont nécessaires pour répondre à cette question.

Le modèle proposé par Chambon *et al.* (2006b) pour traduire l'adoucissement du cisaillement selon l'équation (2.4) a été obtenu à partir d'un essai conduit sous une seule contrainte de confinement égale à 0,5 MPa. Chambon *et al.* (2002) ont par ailleurs montré une augmentation linéaire de la contrainte de cisaillement τ en fonction du confinement σ_e (de 0,2 à 0,6 MPa). Cette relation linéaire est intéressante mais pas forcément extrapolable à des confinements supérieurs.

2.1.4 Origine de l'adoucissement en glissement

Se basant sur les résultats d'analyse de corrélation d'images "*CIV*" de la microstructure, Chambon *et al.* (2006a) attribuent l'adoucissement en glissement observé dans les essais à l'ACSA, à une évolution de l'interaction entre la bande de cisaillement, constituée lors des premiers millimètres de glissement, et le reste de l'échantillon. L'analyse de la microstructure suggère que cet effet rhéologique est dû à un découplage progressif entre la bande de cisaillement et le reste de l'échantillon qui l'entoure. Ce phénomène n'aurait pas existé si l'épaisseur de la gouge n'était pas importante.

Par ailleurs, d'autres auteurs ont mis en évidence un adoucissement similaire lors d'essais de cisaillement roche/roche à grand déplacement [ex. Goldsby et Tullis, 2002; Di Toro *et al.*, 2004; Giger *et al.*, 2008]. Goldsby et Tullis (2002) ont étudié la variation du frottement lors de cisaillement des roches de quartz à l'aide d'un appareil de cisaillement rotatif à vitesses rapides (jusqu'à 3,2 mm/s) et à grands déplacements (∼10 m). Ces auteurs attribuent l'adoucissement observé (réduction de μ d'un facteur 3) à la formation d'une couche lubrifiante d'un gel de silice le long de l'interface. Ce gel est composé de fines particules amorphes et humides, qui proviendraient d'un broyage prononcé des particules du quartz au cours du cisaillement. Cet adoucissement traduit un comportement influencé à la fois par les grands déplacements et par la vitesse élevée. En réalisant des essais similaires à ceux de Goldsby et Tullis (2002), Di Toro *et al.* (2004) ont montré l'existence d'un adoucissement en vitesse lorsque le frottement chute considérablement sur près d'un mètre de glissement (de 0,7-0,8 à 0,2) pendant l'augmentation quasi-instantanée de la vitesse (de 1 μm/s à 30 mm/s). Ces auteurs ont observé la formation de la même couche de gel de silice composée de fines particules, ils lui attribuent l'origine de l'adoucissement enregistré.

Giger *et al.* (2008) ont réalisé des essais triaxiaux à sec et avec fluide dans des conditions hydrothermiques (T= 500-927 °C, σ'= 100 MPa) sur des blocs de grès séparés par une couche de poudre de quartz. Ils ont attribué l'adoucissement du cisaillement à une transition du mode de rupture d'un cisaillement étalé à un glissement localisé ; celui-ci intervient uniquement lors de présence de transfert de solution (Solution Transfer, ST).

L'adoucissement du frottement peut avoir également comme origine la fusion due au cisaillement (shear melting) notamment au cours de glissements à grande vitesse [McKenzie et Brune, 1972; Spray, 1987, 1993; Tsutsumi et Shimamoto, 1997; Rice, 2006]. Il peut aussi être généré par la pressurisation lorsque la pression des pores augmente et réduit pour un frottement donné, la contrainte normale effective [ex. Sibson, 1973; Lachenbruch, 1980; Wibberley et Shimamoto, 2005; Rice, 2006], ou encore par la perturbation de la contrainte normale qui déstabilise le frottement [Olsson, 1988; Linker et Dieterich, 1992; Wang et Scholz, 1994; Richardson et Marone, 1999; Boettcher et Marone, 2004], ou enfin être d'origine hydrolytique due à la présence d'eau dans les silicates [Scholz, 1992].

Afin de mieux s'approcher des conditions réelles des failles, des essais de laboratoire regroupant à la fois de grandes vitesses de cisaillement (jusqu'à 2 m/s), de grandes distances de glissement, et des contraintes normales importantes (de l'ordre de dizaines de MPa) sont nécessaires pour pouvoir mieux caractériser les phénomènes induits lors des instabilités sismiques.

2.1.5 Différentes formes de loi d'adoucissement des gouges de faille

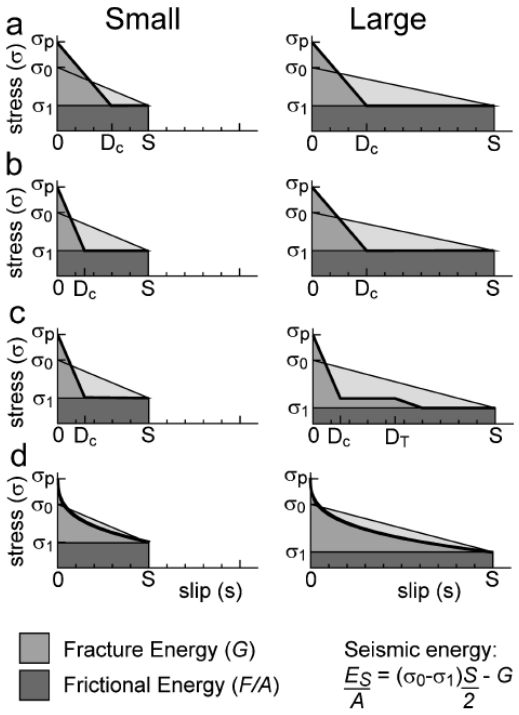


FIGURE 2.1 – *Modèles de rupture sismique lors de petits et grands séismes (D'après Abercrombie et Rice, 2005). A l'approche de la rupture, la contrainte de cisaillement croît de σ_0 pour atteindre un pic σ_p, puis diminue avec le déplacement jusqu'à σ_1. (a) Egalité entre petit et grand séisme en terme d'énergie de fracture 'G' et distance caractéristique d'adoucissement 'D_c'. (b) Augmentation de 'G' et de 'D_c' avec la taille du séisme et le glissement 's'. (c) Lubrification de la faille, selon Kanamori et Heaton (2000), décroissance de (σ) en paliers à grands déplacements. (d) Relaxation indépendante de la taille du séisme mais fonction du déplacement.*

Les essais réalisés à l'ACSA par Chambon *et al.* (2006b) ainsi que nos résultats ont montré un adoucissement non linéaire bien décrit par une loi puissance (du moins sur une grande partie de l'adoucissement en frottement dans notre cas). Une particularité de cette loi est qu'elle ne dépend d'aucune longueur caractéristique [Chambon *et al.*, 2006b].

D'autres auteurs ont utilisé cette forme de loi, avec quelques petites différences, pour décrire l'adoucissement observé au niveau des failles sismiques [ex. Ampuero, 2002; Uenishi et Rice, 2003; Abercrombie et Rice, 2005; Rice et Cocco, 2007]. Cette différence réside dans le fait que la loi proposée par ces auteurs implique la valeur du pic de la contrainte de cisaillement, plutôt que la valeur résiduelle atteinte après longs déplacements. Le principal point commun reste la forme de loi puissance.

Abercrombie et Rice (2005) proposent différents modèles de rupture de failles indiquant la chute de la contrainte de cisaillement avec le déplacement dans le cas de petits et de grands séismes (Figure 2.1). Les modèles (a) à (c) montrent une décroissance linéaire qui peut, ou pas, dépendre de la taille du séisme et de la distance de glissement (s) ; alors que dans le modèle (d) n'intervient que la distance de glissement (s).

Le modèle (c), suggéré par Kanamori et Heaton (2000), est approuvé par Rice (1996) ; celui-ci indique que l'adoucissement du type RSF (rate- and state-dependent friction), développé par Dieterich (1981) et Ruina (1983), s'applique sur des petits déplacements micrométriques ; alors qu'un adoucissement complémentaire peut avoir lieu suite à des effets thermiques en présence de fluides [Lachenbruch, 1980; Mase et Smith, 1987]. Cependant, cet adoucissement thermique se fait sentir sur quelques dizaines de millimètres.

A partir de l'estimation de l'énergie de fracture de plusieurs séismes enregistrés [Abercrombie, 1995], et en adoptant le modèle (d) de la Figure 2.1, Abercrombie et Rice (2005) proposent une loi puissance de l'adoucissement de la contrainte de cisaillement de la faille $\sigma_F(s) = \text{C-}24s^{0,28}$, où s est le déplacement et C une constante, qui peut être prise égale au pic de la contrainte de cisaillement lors du déclenchement de l'instabilité.

La loi d'adoucissement adoptée par Uenishi et Rice (2003) se compose d'une partie linéaire à vitesse d'adoucissement constante, s'étalant sur de petits déplacements, suivie d'une partie non linéaire caractérisée par un adoucissement en loi puissance. La partie linéaire est plutôt consacrée aux déplacements précédant l'instabilité ; elle s'écrit : $\tau = \tau_p - W\delta$, où τ_p représente le pic du cisaillement, δ le déplacement, et W la vitesse d'adoucissement. Quant à la loi non linéaire, elle s'écrit : $\tau = \tau_p - A\delta^n$, avec A et n : constantes positives.

A grands déplacements, l'adoption d'une loi de forme uniquement linéaire ne décrit pas correctement les phénomènes impliqués, notamment en ce qui concerne l'estimation de la longueur de nucléation h_n à partir des données sismologiques [Uenishi et Rice, 2003]. Ceci est d'autant plus vrai que l'adoucissement peut s'étendre à des déplacements plus importants à cause par exemple du chauffage par cisaillement, ou du processus de découplage dans le cas des gouges épaisses tel que celui observé par Chambon *et al.* (2006a).

2.1.6 Travaux antérieurs sur l'ACSA

Au cours d'essais à grandes distances de cisaillement, Chambon *et al.* (2006a) ont mis en évidence un adoucissement considérable de la contrainte de cisaillement (τ). Cet adoucissement s'est avéré indépendant de la taille des grains. Il devrait par contre dépendre de l'épaisseur de l'échantillon ($\approx$ 100 mm), puisqu'il semble provenir de l'évolution de l'interaction entre la bande de cisaillement et le reste de l'échantillon. Des observations similaires de larges adoucissements fonction du déplacement ont été faites par d'autres auteurs [ex. Goldsby et Tullis, 2002; Di Toro *et al.*, 2004] lors d'essais de glissement roche/roche.

Notons que les gouges de failles sont généralement modélisées expérimentalement soit par une interface à contact direct roche/roche, soit par une couche de quelques millimètres d'épaisseur. Le comportement de ces gouges est caractérisé par le coefficient de frottement μ égal au rapport entre la résistance au cisaillement développée lors du glissement et la contrainte normale appliquée sur l'interface. Certains travaux ont été menés sur du matériau à épaisseur considérable [Chambon, 2003; Coste, 2004]. La définition du coefficient de frottement est dans ce cas plus délicate. En effet, l'épaisseur de l'échantillon et sa forme géométrique jouent un rôle important dans la transmission à l'interface des contraintes à travers cette épaisseur. Chambon *et al.* (2006a) avaient estimé, grâce à un clou lisse muni de capteurs de pression totale, une pression à l'interface sol/clou égale à deux fois la pression de confinement pour la géométrie particulière de l'ACSA.

2.1.7 Objectifs du présent travail

Cette étude a pour but de vérifier l'applicabilité, à d'autres niveaux de confinement, de la forme de loi et de ses paramètres proposés par Chambon *et al.* (2006b).

Comme nous le verrons par la suite, une certaine dispersion des paramètres issus de l'ajustement des courbes d'adoucissement à différents confinements, complique sensiblement la tâche. Nous proposons de combiner les résultats de plusieurs essais conduits à des confinements différents allant de 0,3 à 0,8 MPa afin d'estimer un coefficient de frottement apparent équivalent, noté μ^*_{app}. La variation de μ^*_{app} avec le déplacement δ_p est alors ajustée par une loi puissance de la forme $\mu^*_{app} = \mu_0 + \alpha\delta_p^{-\beta}$. Cette loi non linéaire, est semblable à celle proposée par Chambon *et al.* (2006b) mais légèrement simplifiée par la suppression d'un des paramètres, en l'occurrence (δ_0= 0). Nous expliciterons plus loin la procédure.

La nouvelle loi a été appliquée à plusieurs phases d'adoucissement obtenues suite à des séquences de changement de sens de rotation du clou. L'exposant β= 0,4 [Chambon *et al.*, 2006b], permet un bon ajustement d'une grande partie des courbes allant de quelques dizaines de millimètres de glissement après le pic jusqu'à l'état résiduel. La partie initiale n'a pas fait l'objet d'ajustement puisque la variation sous forme puissance ne correspond qu'à la partie restante de la courbe. L'ajustement intégrant aussi la partie immédiatement après le pic nécessiterait une opération séparée.

Cette difficulté proviendrait du fait que l'estimation de μ^*_{app} s'effectue à partir de la combinaison de plusieurs essais où l'adoucissement (post-pic) au début de chaque phase ne semble pas se faire de façon "parallèle" entre les courbes relatives à chaque niveau de confinement (Figure 2.2b). Seul l'adoucissement à grand déplacement paraît parallèle.

2.2 Programme expérimental

2.2.1 Procédure et plan expérimental

Comme annoncé précédemment, plusieurs expériences ont été réalisées chacune à un confinement différent. Ces essais ont été menés à sec et en conditions saturées drainées. Le Tableau 2.1 résume les principales caractéristiques de ces essais. Pour plus de détails, se référer au Tableau 1.2.

TABLE 2.1 – *Caractéristiques des essais.*

	Essai réf.	σ_e **(MPa)**	**u (MPa)**	δ_c **(m)**	δ_p **(m)**
A sec	CD003	0,3	-	7,5	1,5
	CD007	0,4	-	7,5	1,5
	CD001	0,5	-	4,5	1,5
	CD008	0,6	-	7,5	1,5
	CD002	0,7	-	7,5	1,5
	CD009	0,8	-	7,5	1,5
En saturé	CDS001	0,35	0,05	7,5	1,5
	CDS003	0,55	0,05	7,5	1,5
	CDS002	0,76	0,06	7,5	1,5

L'essai consiste à cisailler le sol avec inversion du sens de rotation tous les 1,5 m de déplacement. A chaque inversion du sens une nouvelle phase commence, elle est marquée par une cicatrisation importante de la contrainte de cisaillement τ qui s'adoucit par la suite avec le déplacement. Comme l'indique le Tableau 2.1, chaque phase se déroule sur 1,5 m de déplacement

partiel (δ_p) ; celui-ci représente la distance de glissement subi par l'échantillon depuis le pic suivant l'inversion du sens de rotation. En fin d'essai, l'échantillon aura subi un déplacement cumulé (δ_c) de 7,5 m, sauf pour CD001 où δ_c= 4,5 m.

La série d'essais CDS001, CDS003, CDS002, a été réalisée en conditions saturées d'eau. La technique de saturation est expliquée au § 1.4.4. Il est tout de même nécessaire de remarquer que la saturation des échantillons de l'ACSA demeure une tâche difficile. La forme géométrique et la disposition des drainages empêchent la circulation de l'eau dans toutes les parties, notamment au niveau du pavé supérieur auprès du clou. Cependant, le coefficient de Skempton [Skempton, 1954] estimé à environ 0,6 suggère un degré de saturation d'environ 0,9 (d'après la formule (1.4) de Yoshimi *et al.* (1989)). Pour plus de détails sur le coefficient de Skempton, voir le § 5.2 du Chapitre 5.

Toutes les expériences ont été réalisées avec une interface rugueuse du clou et sur du sable angulaire d'Hostun (§ 1.3). La vitesse de cisaillement était égale à 83,33 μm/s.

2.2.2 Résultat expérimental

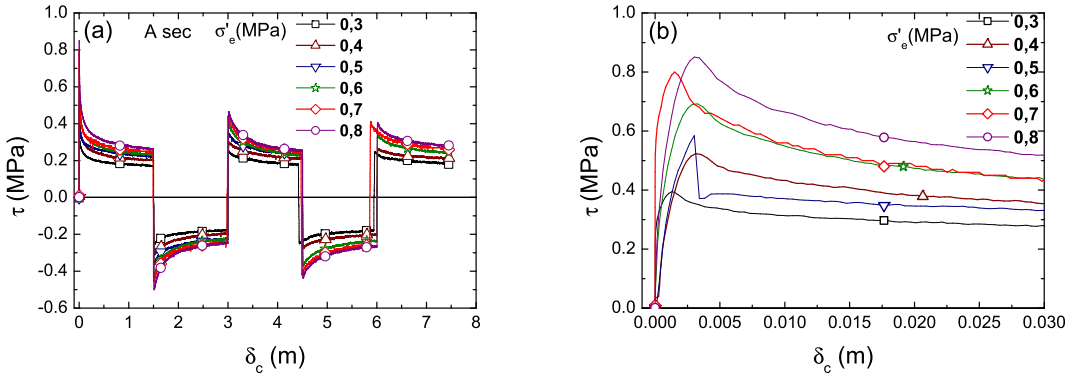


FIGURE 2.2 – *(a) Réponse au cisaillement alterné à sec à vitesse constante v= 83,33 μm/s sous confinement constant de 0,3 à 0,8 MPa. (b) Zoom sur les 3 premiers centimètres de glissement. Notons la chute de la contrainte de cisaillement pour l'essai CD001 (▽) à 0,5 MPa, elle est due à un arrêt involontaire de l'essai qui a été repris rapidement.*

Les essais de cisaillement à l'ACSA sur de longs déplacements montrent un adoucissement non linéaire de la contrainte cisaillante τ. Les changements de sens de rotation induisent une cicatrisation de cette contrainte qui se traduit par un pic suivi d'un adoucissement similaire à celui observé dans la phase initiale. La distance de mobilisation de τ pour atteindre le pic est estimée à environ 2,5±0,8 mm. Ces effets de pic et d'adoucissement sont donc reproductibles comme le montre la Figure 2.2a. Celle-ci présente le résultat, en terme de contrainte de cisaillement τ, des essais de cisaillement alterné indiqués dans le Tableau 2.1. Ces expériences ont été réalisées sous différents confinements constants σ_e de 0,3 MPa, 0,4 MPa, 0,5 MPa, 0,6 MPa, 0,7 MPa, et 0,8 MPa. On observe aussi sur cette figure l'écart entre le cisaillement mobilisé sous chacun des confinements ; cet écart se maintient à grands déplacement, plus σ_e croît plus τ augmente.

La Figure 2.2b est un zoom sur le démarrage de chaque essai ; elle montre la mobilisation du cisaillement suivie d'un adoucissement rapide. La courbe de l'essai CD001 à σ_e= 0,5 MPa montre une chute instantanée de la contrainte de cisaillement juste au moment du pic. Elle est

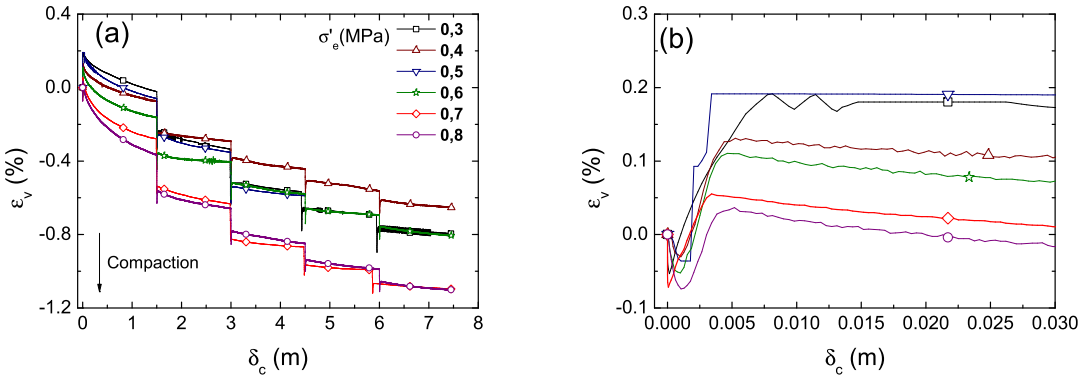


FIGURE 2.3 – *(a) Déformations volumiques calculées à partir de la variation de l'eau de confinement, la flèche indique le sens de la compaction. (b) Zoom sur le démarrage de l'essai. Notons le palier après la phase de dilatation de l'essai CD001 (▽) à 0,5 MPa, c'est le résultat de l'arrêt involontaire de l'essai.*

due à un arrêt accidentel de l'essai qui a été repris par la suite.

La Figure 2.3 illustre la déformation volumique de l'échantillon de chaque essai. Elle montre globalement une compaction continue à laquelle s'ajoutent des compactions instantanées induites par les séquences d'inversion du sens de rotation. Le démarrage de l'essai (Figure 2.3b) est marqué par une compaction initiale rapidement suivie d'une dilatation plus importante, puis d'une compaction continue. Les séquences d'inversion du sens de rotation montrent le même comportement, c'est-à-dire une compaction/dilatation rapide suivie d'une compaction continue. La compaction est par contre plus importante que la dilatation. Même si lors du démarrage de l'essai la compaction initiale paraît proportionnelle au confinement, elle ne l'est pas lors des épisodes d'inversion du sens de rotation.

2.3 Ajustement de l'adoucissement du cisaillement

2.3.1 Travaux précédents de Chambon

Tout comme nos résultats, Chambon *et al.* (2006b) avaient mis en évidence un adoucissement non linéaire du cisaillement τ en fonction du déplacement et reproductible entre les phases successives constituées par des séquences de changement de sens de rotation et de relâchement totale de la contrainte de cisaillement. Ils ont tracé dans la Figure 2.4 (gauche), dans une échelle logarithmique, la variation post-pic de la contrainte de cisaillement τ en fonction du déplacement partiel δ_p pour un essai réalisé sous σ_e= 0,5 MPa de confinement. On observe alors une variation linéaire, sur une grande partie de la courbe, entre ces deux grandeurs, reproductible d'une phase à une autre. Une loi d'adoucissement non linéaire est alors proposée par Chambon *et al.* (2006b) :

$$\tau(\delta_p) = \tau_r + \alpha(\delta_p - \delta_0)^{-\beta} \tag{2.7}$$

Ces auteurs estiment que pour σ_e= 0,5 MPa, les paramètres de l'ajustement des courbes de cisaillement sont : β= 0,4 et $\tau_r \approx$ 0,2 MPa. Ils indiquent que ces valeurs restent constantes sur toutes les phases ultérieures étudiées. Quant aux deux autres paramètres, à savoir δ_0 (de signe négatif) et α, ils varient d'une phase à une autre sans tendance claire. L'ajustement de la phase

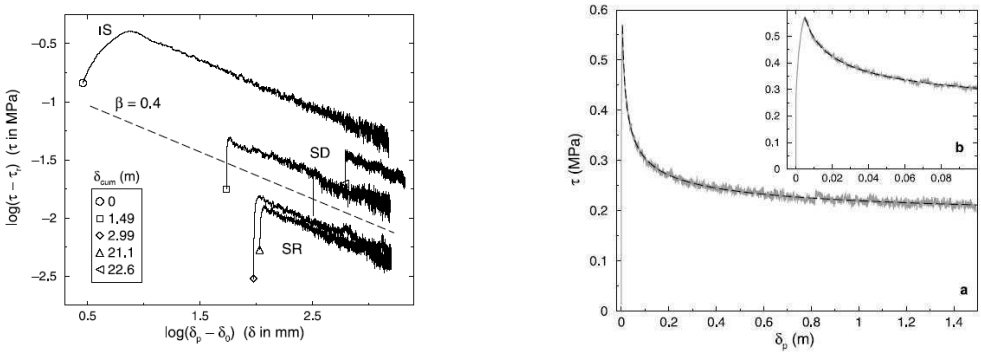


FIGURE 2.4 – *Résultat de l'ajustement des courbes de cisaillement sous 0,5 MPa de confinement réalisé par Chambon et al. (2006b). (Gauche) : Tracé logarithmique de la variation de la contrainte de cisaillement τ en fonction du déplacement partiel δ_p. (Droite) : (a) Ajustement par une loi puissance (2.7) de l'adoucissement non-linéaire de t en fonction de δ_p. (b) zoom de la partie initiale de la courbe indiquant la qualité de l'ajustement à partir du pic.*

initiale (Figure 2.4 droite) de l'essai présenté donne les valeurs suivantes : $\beta = 0{,}4$, $\tau_r \approx 0{,}16$ MPa, δ_0= -2,6 10^{-3} m et α= 5,6 10^{-2} MPa $m^{0,4}$.

Chambon *et al.* (2006b) ont d'abord effectué l'ajustement de la phase initiale en considérant les quatre paramètres comme variables d'ajustement. Ensuite, les phases ultérieures sont ajustées avec comme variables τ_r, α, δ_0 et en fixant β= 0,4, obtenu lors de l'ajustement sur la phase initiale. La Figure 2.4 montre que cette procédure réalisée sur la phase initiale aboutit à un ajustement satisfaisant.

2.3.2 Applicabilité de la loi d'adoucissement de Chambon à d'autres confinements

Nous avons utilisé la loi (2.7) proposée par Chambon *et al.* (2006b), avec la même technique, pour ajuster les différentes phases des courbes d'adoucissement de cinq essais réalisés à sec à confinement σ_e constant de valeur : 0,3, 0,4, 0,6, 0,7 et 0,8 MPa (Figure 2.2), ainsi que l'essai à 0,5 MPa réalisé en saturé. Nous avons préféré réaliser l'ajustement sur la contrainte de cisaillement de cet essai puisque celui réalisé à sec contient un défaut au démarrage ; la contrainte de cisaillement chute à cause d'un arrêt accidentel de l'essai, cela influence l'ajustement (Figure 2.2b). Notons que cet essai est réalisé à la même pression de confinement que celle de l'expérience de Chambon *et al.* (2006b).

Le Tableau 2.2 indique les principales valeurs des paramètres d'ajustement selon l'équation (2.7) par la méthode des moindres carrés (l'Annexe B décrit cette méthode) obtenus pour les six essais. La troisième ligne correspond à l'essai CDS003 en saturé (σ'_e= 0,5 MPa, v= 83,33 μm/s). La troisième colonne de ce tableau indique les valeurs du paramètre d'adoucissement β obtenu à partir de la phase initiale puis maintenu constant sur les phases ultérieures. La quatrième colonne contient la moyenne de τ_r obtenue sur chacune des phases propres à chaque essai ainsi que l'écart-type par rapport à cette moyenne. Les valeurs de α et de δ_0 (de valeur négative) ne sont pas mentionnées puisqu'elles varient considérablement d'une phase à une autre sans tendance claire ; sauf δ_0 qui semble croître en valeur absolue.

TABLE 2.2 – *Paramètres, β et τ_r, de l'ajustement par l'équation (2.7) des courbes d'adoucissement en cisaillement de toutes les phases des essais à différents confinements. β est obtenu sur la phase initiale (0-1,5 m) et maintenu constant sur les phases ultérieures durant lesquelles on estime τ_r.*

Essai réf.	σ_e **(MPa)**	β	τ_r **(MPa)**
CD003	0,3	0,290	0,119±0,009
CD007	0,4	0,249	0,105±0,025
CDS003	0,5	0,348	0,090±0,043
CD008	0,6	0,278	0,100±0,029
CD002	0,7	0,300	0,120±0,038
CD009	0,8	0,271	0,106±0,040

Nous constatons que cette méthode fournit des paramètres d'ajustement variables d'un confinement à un autre. Le paramètre d'adoucissement β a comme valeur (moyenne entre les essais) 0,29±0,03. Aucune dépendance claire du niveau de confinement ne peut être mise en évidence comme le montre la Figure 2.5.

La différence entre nos résultats et ceux de Chambon *et al.* (2006b) est assez faible ; elle peut avoir pour cause la granulométrie des matériaux utilisés. Chambon avait utilisé du sable à granulométrie serrée (monodisperse), alors que la notre était plus étalée, entre 0,4 et 0,8 mm (voir Figure 1.12).

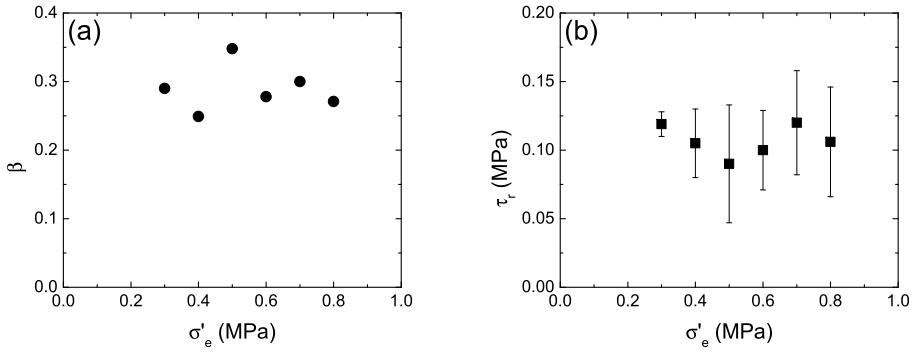


FIGURE 2.5 – *Variation avec le confinement de : (a) coefficient β et (b) τ_r. Ces paramètres sont obtenus de l'ajustement des courbes d'adoucissement en cisaillement de toutes les phases des essais à différents confinements par l'équation (2.7). Le paramètre β est le même pour toutes les phases ultérieures, alors que τ_r est la moyenne entre les phases. La barre d'erreur de τ_r représente l'écart-type entre les phases.*

La Figure 2.6a donne une idée sur la qualité de l'ajustement de la phase initiale (0-1,5 m) de chacun des essais CD003, CD008 et CD009, à 0,3, 0,6 et 0,8 MPa de confinement, respectivement. Les courbes expérimentales sont en trait plein, et celles de l'ajustement sont en trait discontinu. Nous constatons un ajustement très satisfaisant. La Figure 2.6b présente le tracé dans un plan $\log(\tau\text{-}\tau_r)$-$\log(\delta_p\text{-}\delta_0)$ de ces essais.

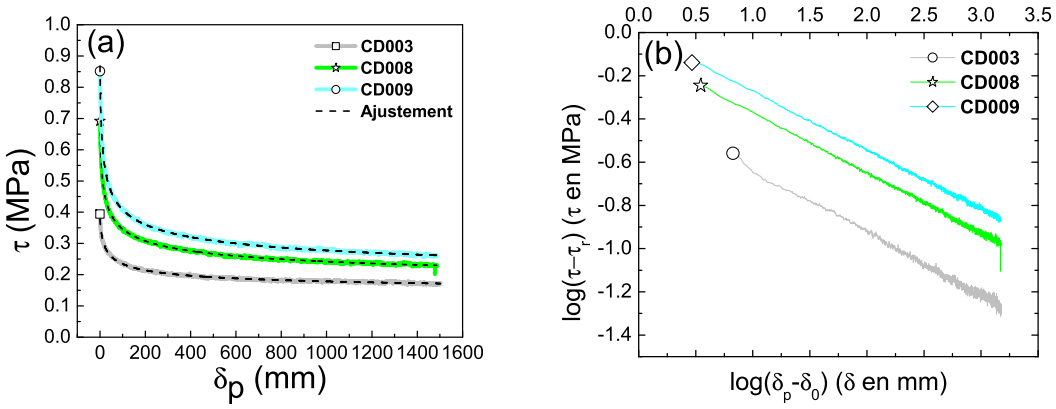


FIGURE 2.6 – *(a) Illustration de l'ajustement des courbes d'adoucissement en cisaillement des essais à : (□) 0,3 MPa, (○) 0,6 MPa et de (◊) 0,8 MPa de confinement ; les courbes en trait plein représentent la valeur expérimentale de cisaillement pour la phase initiale de chaque essai, alors que la courbe en pointillés indique l'ajustement par la loi puissance (2.7) avec les paramètres du Tableau 2.2. (b) Tracé logarithmique de la variation de la contrainte de cisaillement τ en fonction du déplacement partiel δ_p pour les mêmes essais de la Figure 2.6a.*

La loi puissance d'ajustement est très pertinente pour caractériser l'adoucissement du cisaillement. Néanmoins, elle ne fait pas intervenir le niveau de confinement. Par conséquent et afin de généraliser l'applicabilité de cette loi à d'autres confinements, nous proposons dans ce qui suit une technique permettant de prendre en compte l'effet du niveau de confinement.

2.4 Définition d'un coefficient de frottement apparent équivalent μ^*_{app} et d'une cohésion apparente C_{app}

Dans leurs travaux, Chambon *et al.* (2006b) ont considéré la variation de la contrainte de cisaillement (τ) en fonction du déplacement partiel (δ_p) comme courbe à ajuster pour étendre la loi de frottement initialement développée par Dieterich (1979) et Ruina (1983) et ce afin de prendre en compte l'effet dominant de l'adoucissement à grand déplacement.

Par ailleurs, Chambon *et al.* (2002) avaient montré l'intéressante augmentation linéaire de la contrainte de cisaillement en fonction du confinement σ_e pour un déplacement donné δ_p (Figure 3 de Chambon *et al.*, 2002).

La Figure 2.7 illustre cette évolution dans la phase initiale (0-1,5 m) pour les six essais réalisés à sec chacun sous un confinement constant. Pour une meilleure lisibilité, cette figure ne contient que les points relatifs à quelques déplacements. Toutes ces expériences ont été menées sur un échantillon initialement neuf contrairement aux travaux de Chambon *et al.* (2002) où la variation du confinement a été effectuée au cours du cisaillement sur le même échantillon.

Les points entourés d'un cercle dans la Figure 2.7 relatifs aux déplacements : 1,4, 4 et 10 (10^{-3} m) correspondent à l'essai réalisé sous 0,5 MPa de confinement. Ils s'éloignent de leurs droites de tendances respectives. Ceci est dû à l'arrêt accidentel du cisaillement au cours de l'essai (Figure 2.2b). Ces points affectent légèrement la qualité de l'ajustement et sa précision ; et ce, uniquement sur les premières dizaines de millimètres. La présence des points appartenant aux autres essais réduit cet effet.

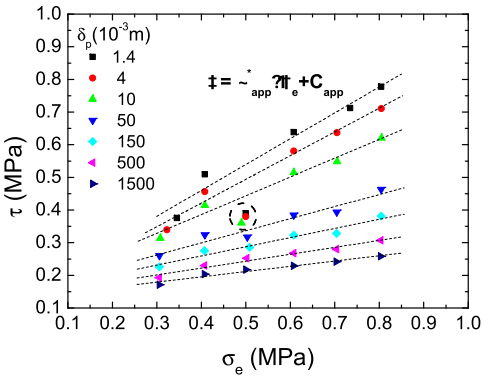


FIGURE 2.7 – *Evolution en fonction du confinement σ_e de la résistance au cisaillement τ à sec pour différentes quantités de déplacement δ_p. Les droites représentent un ajustement linéaire pour chaque déplacement où sont définis le coefficient de frottement apparent équivalent μ^*_{app} et la cohésion apparente C_{app} (Phase initiale : 0-1,5 m).*

La Figure 2.7 indique donc une variation linéaire de τ en fonction de σ_e pour un déplacement donné δ_p. Les données présentées correspondent à la phase initiale (0-1,5 m) de chaque essai. L'ajustement linéaire de ces points s'écrit :

$$\tau(\delta_p) = \mu^*_{app}(\delta_p).\sigma_e + C_{app}(\delta_p) \tag{2.8}$$

Où μ^*_{app} est un coefficient de frottement apparent équivalent égal à la pente de la droite de tendance évaluée pour une certaine distance de déplacement partiel δ_p, C_{app} est assimilé à une cohésion apparente fonction aussi de δ_p.

La variation linéaire observée dans la Figure 2.7 a encore été confirmée lorsque nous avons fait varier la pression de confinement σ_e sous forme sinusoïdale. Il est possible de voir, dans la Figure 4.11 du Chapitre 4, la réponse en terme de contrainte de cisaillement, de cette variation pour une onde de 300 s de période et de 0,08 MPa d'amplitude (0,2 d'amplitude normalisée). Nous reviendrons sur ce résultat dans ledit chapitre.

2.4.1 Résultats dans le cas sec

Les paramètres μ^*_{app} et C_{app} évoluent en fonction du déplacement δ_p comme le montre la Figure 2.8 (a) et (b), respectivement, où l'on aperçoit une diminution progressive de μ^*_{app}.

Contrairement à l'adoucissement du cisaillement présenté au § 2.3.1 [Chambon *et al.*, 2006b], l'adoucissement du frottement μ^*_{app} combine plusieurs essais et tient compte du niveau de confinement, ainsi les données sont plus riches en informations.

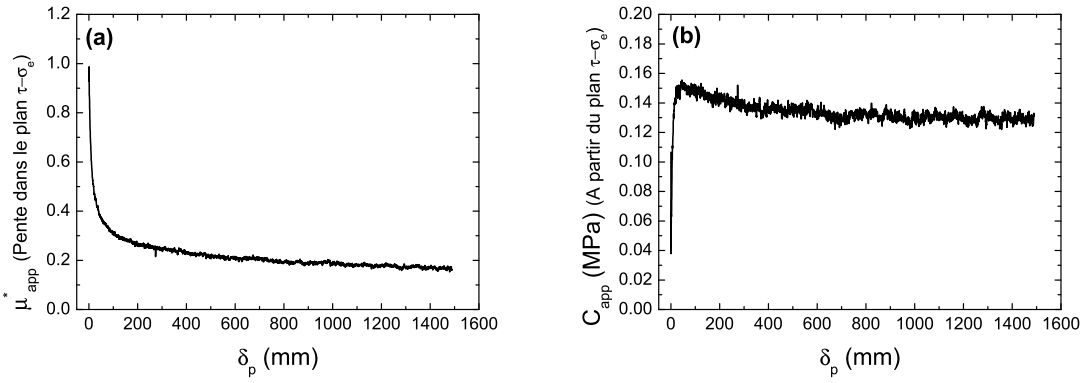


FIGURE 2.8 – *Phase initiale (0-1,5 m) de l'évolution en fonction du déplacement partiel δ_p : (a) du coefficient de frottement apparent équivalent μ^*_{app} et (b) de la cohésion apparente C_{app}. μ^*_{app} et C_{app} sont évalués à partir des essais à sec de confinements : 0,3, 0,4, 0,5, 0,6, 0,7 et 0,8 MPa.*

2.4.2 Résultats en conditions saturées

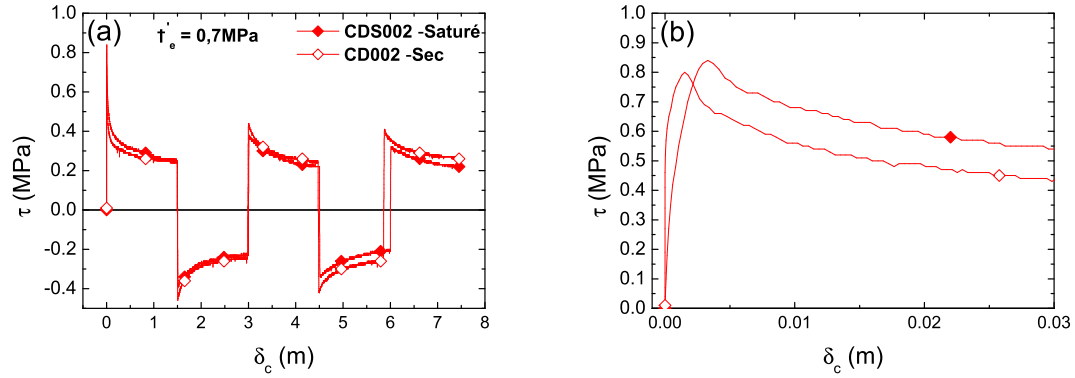


FIGURE 2.9 – *(a) Comparaison de la contrainte de cisaillement τ entre essai à sec (CD002, ◊) et essai en saturé drainé (CDS002, ♦), tous deux soumis à un confinement constant de 0,7 MPa et à la même vitesse de cisaillement (83,3 μm/s). (b) Zoom sur 3 premiers centimètres au démarrage de l'essai.*

La Figure 2.9a montre la comparaison de la contrainte de cisaillement τ entre deux essais, l'un à sec (CD002) et l'autre en saturé (CDS002) réalisés sous le même confinement de 0,7 MPa et à la même vitesse de cisaillement 83,3 μm/s. La contrainte de cisaillement τ développée durant la phase initiale semble légèrement influencée par la présence de l'eau puisqu'elle est supérieure dans le cas saturé. Le pic (Figure 2.9b), est systématiquement légèrement supérieur en saturé, et se produit plus tard.

Par contre, à long terme et après inversions du sens de rotation, le cisaillement en saturé est plus faible qu'à sec ; la différence atteint 0,05 MPa en fin d'essai. La comparaison des autres confinements indique le même comportement.

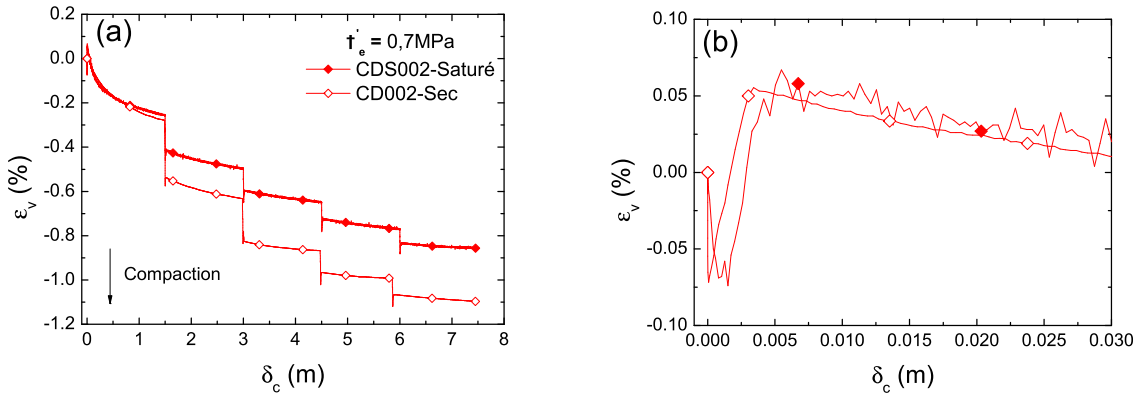


FIGURE 2.10 – *(a) Comparaison des déformations volumiques entre essai à sec (CD002, ◊) et essai en saturé drainé (CDS002, ♦) tous deux soumis à un confinement constant de 0,7 MPa et à la même vitesse de cisaillement (83,3 µm/s). Ces déformations ont été estimées à partir de la variation volumique de l'eau de confinement.*

En terme de déformations volumiques ε_v (Figure 2.10), même si l'essai en saturé est réalisé en drainé, l'échantillon subit moins de déformation à grand déplacement qu'à sec (différence d'environ 0,25% en fin d'essai). Cependant, ce résultat est à prendre avec précaution car les variations volumiques pour deux essais réalisés dans les mêmes conditions montrent une certaine dispersion, contrairement à la contrainte de cisaillement où il est plus facile de reproduire la réponse (Cf. § 3.3, Chapitre 3). Néanmoins, on observe que les déformations initiales (Figure 2.10b) sont du même ordre de grandeur, avec un léger décalage de la compaction initiale. Par contre, les essais aux autres confinements montrent un comportement plus dilatant en saturé. Cette comparaison entre sec et saturé à l'ACSA a fait l'objet des travaux de Dumitrescu (2005).

L'évolution du coefficient de frottement équivalent μ^*_{app} et celle de la cohésion C_{app} pour la phase initiale (0-1,5 m), sont tracées sur la Figure 2.11a et b, respectivement. Les résultats obtenus se montrent plus bruités dans le cas saturé, une légère bosse caractérise la courbe de μ^*_{app} dans ce cas. Il ne semble pas possible de mettre en évidence des différences significatives concernant μ^*_{app} entre les cas sec et saturé. En revanche, la cohésion diffère sensiblement pour les déplacements inférieurs à 200 mm, nous y reviendrons au § 2.7.

2.5 Ajustement de l'adoucissement du frottement apparent μ^*_{app}

2.5.1 Ajustement par une loi puissance à quatre paramètres sur la phase initiale

L'ajustement de la phase initiale de la courbe du coefficient de frottement apparent équivalent μ^*_{app} (Figure 2.11) est d'abord réalisé avec la même forme de loi de l'équation (2.7) [Chambon *et al.*, 2006b], c'est-à-dire :

$$\mu^*_{app}(\delta_p) = \mu_0 + \alpha(\delta_p - \delta_0)^{-\beta} \tag{2.9}$$

Nous adoptons la même technique que Chambon *et al.* (2006b) sur la contrainte de cisaillement, c'est-à-dire que les quatre paramètres (μ_0, α, δ_0, β) sont des variables d'ajustement pour la phase initiale. On obtient alors les paramètres du Tableau 2.3 pour le cas sec et le cas saturé :

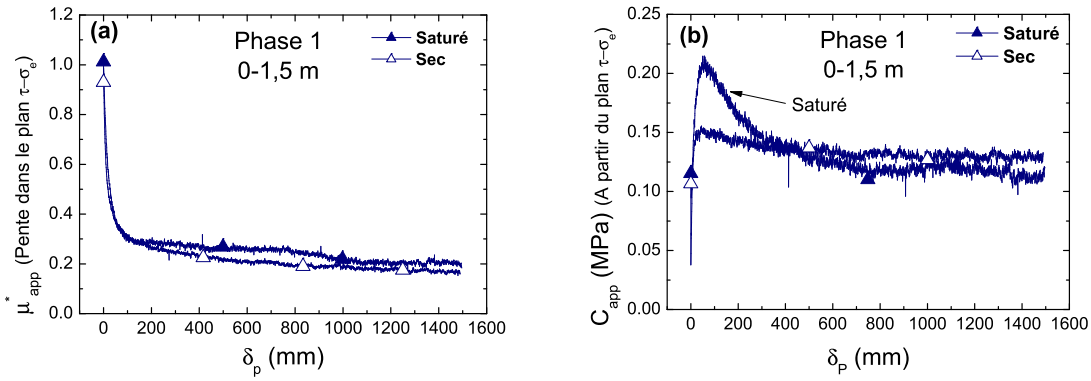


FIGURE 2.11 – *(a) Variation, en fonction du déplacement partiel δ_p, de μ^*_{app} et (b) de la cohésion C_{app} obtenus à partir de l'équation (2.8). Résultat à sec (△) et en saturé drainé (▲) (Phase initiale : 0-1,5 m).*

TABLE 2.3 – *Paramètres d'ajustement de la courbe d'adoucissement du frottement μ^*_{app} pour la phase initiale (0-1,5 m) des essais à sec et en saturé.*

	Sec	**Saturé**
δ_0 (mm)	-2,2	-2,2
μ_0	0,087	0,086
α	1,25	1,52
β	0,37	0,37

Les paramètres sont approximativement les mêmes à sec et en saturé, ce qui confirme l'effet négligeable de la présence de l'eau. L'ajustement effectué sur la partie de la courbe à 4,3 mm post-pic est très satisfaisant (Figure 2.12).

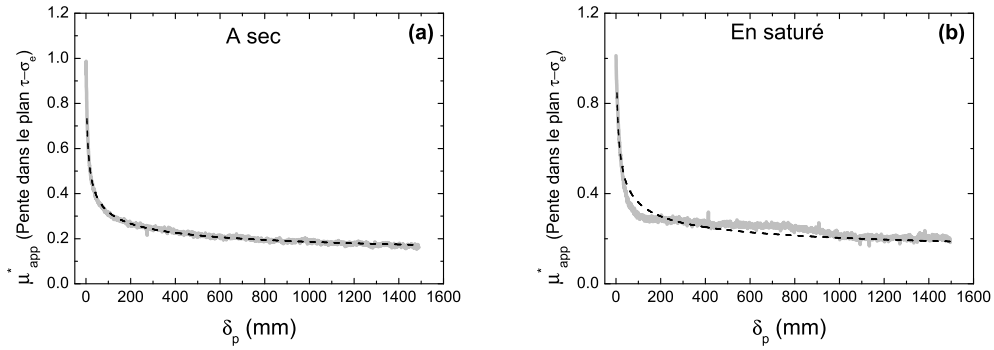


FIGURE 2.12 – *Ajustement de la courbe d'adoucissement du coefficient de frottement apparent équivalent μ^*_{app} de la phase initiale (0-1,5 m) (a) à sec et (b) en saturé, en utilisant les paramètres du Tableau 2.3.*

2.5.2 Ajustement de toutes les phases par une loi puissance avec β et δ_0 constants

L'application de cette loi (2.9) a été satisfaisante sur la phase initiale, mais elle n'est plus reproductible pour les phases ultérieures : 1,5-3 m ; 3-4,5 m et 4,5-6 m.

La technique consistait à fixer β à la valeur obtenue pour la phase initiale, et d'adopter les autres paramètres (δ_0, α, μ_0) comme variables de l'ajustement.

Sur certaines phases, l'ajustement ne convergeait pas. Le paramètre μ_0 devenait parfois nul, voire négatif, et la partie de la courbe post-pic sur les cent premiers millimètres ne s'ajuste pas. Les courbes correspondant aux phases ultérieures présentent des variations de μ^*_{app} plus faibles entre le début et la fin de la phase et contiennent en quelque sorte moins d'information, la détermination de trois paramètres (δ_0, α, μ_0) devient alors difficile.

Devant cette difficulté, nous avons vu l'utilité de simplifier la forme de la loi et de fixer certains paramètres. L'observation de Chambon *et al.* (2006b) d'un β fixe nous paraît adéquate, nous avons retenu une valeur de 0,4 qui permet un ajustement correct comme nous allons le voir. Nous fixerons également δ_0 à une valeur nulle. Ce choix permet de réduire le nombre de paramètres de l'ajustement. Nous avons essayé de fixer les autres paramètres chacun à son tour, mais le résultat n'était pas convaincant. De plus, le paramètre μ_0 doit respecter certaines conditions ; il ne doit pas par exemple dépasser la valeur résiduelle et ne doit pas s'annuler.

L'ajustement se fera donc avec la même équation (2.9) dans laquelle $\beta = 0{,}4$ et $\delta_0 = 0$.

Par ailleurs, le tracé logarithmique de la contrainte de cisaillement τ en fonction du déplacement partiel δ_p (Figure 2.13a) montre que la variation n'est pas linéaire sur toute la longueur de chaque phase des essais. Elle ne suit donc pas une forme de loi de puissance depuis le début de chacune des phases. Par conséquent, l'ajustement ne sera effectué que sur la partie linéaire du plan log ; ceci à partir d'une certaine distance post-pic que nous indiquerons plus loin. La Figure 2.13b montre, pour chaque phase, la partie de la courbe retenue dans le cas saturé. Notons que ces deux figures sont obtenues après ajustement, en (a) il s'agit de l'application des paramètres

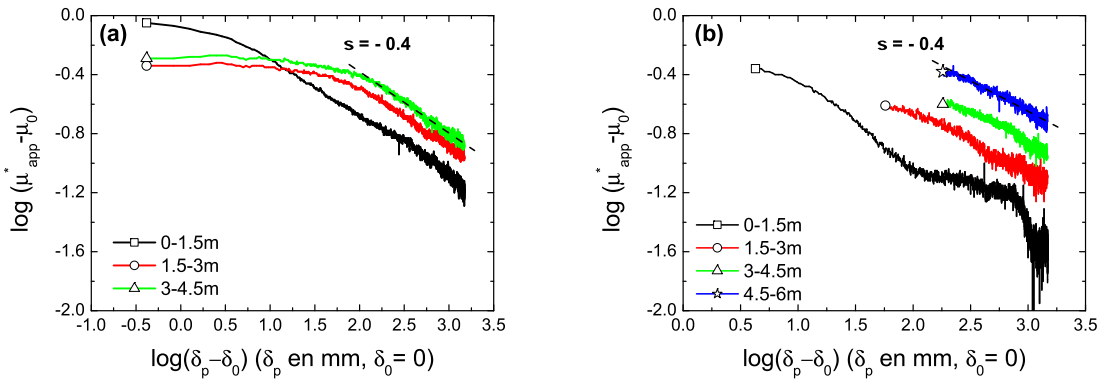


FIGURE 2.13 – *Tracé logarithmique du coefficient de frottement apparent équivalent μ^*_{app} en fonction du déplacement partiel δ_p pour les différentes phases des essais (a) à sec et (b) en saturé. Les courbes présentent le résultat de l'ajustement effectué en fixant $\beta = 0{,}4$ et $\delta_0 = 0$. Pour une meilleure lisibilité, les courbes non initiales ont été translatées verticalement. Dans le cas sec (a) nous présentons la totalité des courbes, alors qu'en saturé (b) nous montrons uniquement la partie de la courbe retenue pour l'ajustement.*

de l'ajustement réalisé sur la partie linéaire de la courbe mais tracé sur son ensemble, alors qu'en (b) c'est le résultat de l'ajustement sur la partie linéaire de la courbe retenue. Nous reviendrons sur ce résultat avec plus de commentaires.

Le résultat de l'ajustement par l'équation (2.9) avec $\beta = 0{,}4$ et $\delta_0 = 0$, est présenté dans le Tableau 2.4 qui résume les paramètres obtenus pour la phase initiale dans les deux cas : sec et saturé. La dernière ligne (Σ) indique la qualité de l'ajustement par la minimisation aux moindres carrés ; c'est la somme des carrés de l'écart entre le coefficient de frottement apparent expérimental et celui de l'ajustement. Ces valeurs de la phase initiale ne sont pas très différentes de celles obtenues lorsque les quatres paramètres sont considérés comme variables d'ajustement (Tableau 2.3) ; ceci confirme l'effet négligeable de fixer δ_0 à une valeur nulle.

TABLE 2.4 – *Paramètres de l'ajustement de μ^*_{app} la phase initiale (0-1,5 m) de la courbe d'adoucissement des essais à sec et en saturé. Σ indique la qualité de l'ajustement par la minimisation aux moindres carrés.*

	Sec	**Saturé**
δ_0 (mm)	0	0
μ_0	0,102	0,143
α	1,35	1,27
β	0,40	0,40
Σ	0,15	1,24

Par contre, l'ajustement sur les phases ultérieures donne des valeurs raisonnables pour μ_0 et α. Ce dernier tend à augmenter avec le déplacement alors que μ_0 diminue. Les mêmes observations sont valables à la fois dans le cas des essais menés à sec ou en saturé. Nous présenterons ces variations dans le § 2.6.

La comparaison entre sec et saturé ne montre pas de différence majeure, sauf la qualité de l'ajustement, inférieure en saturé ; ceci est essentiellement dû à davantage de fluctuations des mesures comme montré par la Figure 2.11.

La Figure 2.13 illustre le résultat après ajustement de la variation post-pic des trois phases, dans une échelle logarithmique, du coefficient de frottement apparent équivalent (μ^*_{app}) en fonction du déplacement partiel (δ_p). La Figure 2.13a correspond à l'état sec, alors que la Figure 2.13b correspond à l'état saturé. Ce dernier montre clairement le résultat bruité plus particulièrement pour les deux premières phases 0-1,5 m et 1,5-3 m. Notons que nous nous sommes limités aux trois premières phases à sec puisque l'essai CD001 à 0,5 MPa ne s'est déroulé que sur 4,5 m de déplacement cumulé (voir Figure 2.2).

Comme déjà signalé, la variation linéaire, dans un plan logarithmique, de τ en fonction de δ_p des phases non initiales de la Figure 2.13 n'est obtenue que sur une partie de la courbe d'adoucissement commençant à environ 100 mm post-pic. Quant à la phase initiale, ceci est correcte sur pratiquement toute la courbe, i.e. $\delta_p > 4$ mm. En effet, il semble que les phases non initiales ne suivent pas une évolution sous forme de loi de puissance dès le pic, d'autant plus que les courbes de cisaillement ne semblent pas évoluer parallèlement après le pic. L'ajustement n'a donc été effectué que sur la partie restante de la courbe ($\delta_p > 4$ mm équivalent à $\log(\delta_p) > 0{,}6$ pour la phase initiale et $\delta_p > 100$ mm équivalent à $\log(\delta_p) > 2$ pour les autres phases) ; elle correspond à l'adoucissement à long terme du frottement.

2.5.3 Illustration de l'ajustement des essais à sec et en saturé

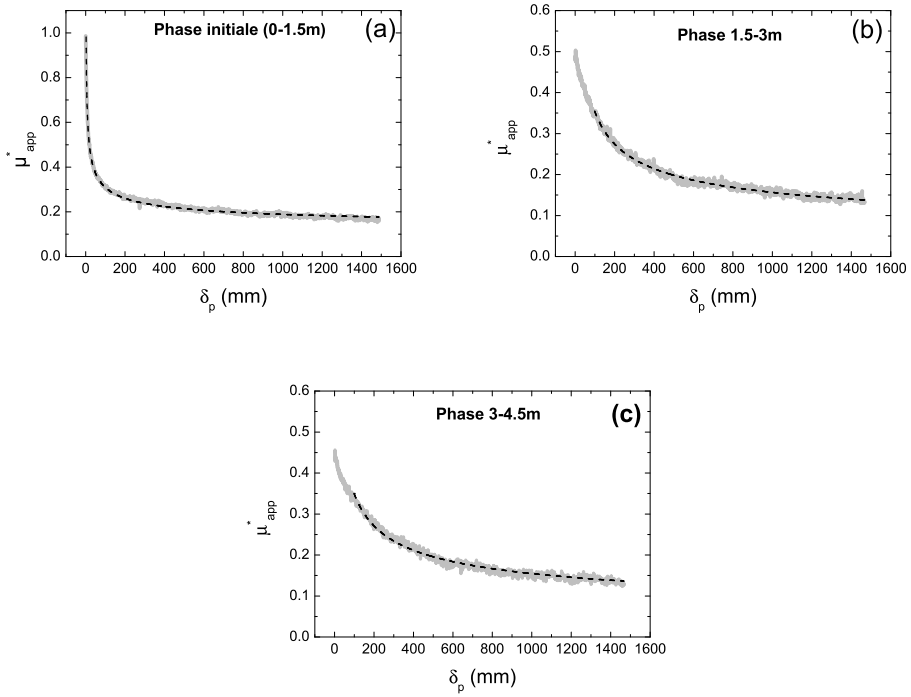


FIGURE 2.14 – *Application des paramètres d'ajustement dans le cas sec. Comparaison entre courbe expérimentale de μ^*_{app} en trait plein clair et courbe d'ajustement en pointillé sur : (a) la phase initiale 0-1,5 m, (b) la phase 1,5-3 m et (c) la phase 3-4,5 m.*

Les Figures 2.14 et 2.15 montrent la qualité de l'ajustement par l'équation (2.9), avec $\beta =$ 0,4 et $\delta_0 = 0$, des différentes phases des essais à sec et en saturé, respectivement. Nous observons une très bonne concordance entre la courbe expérimentale et la courbe en loi puissance, à sec et en saturé.

2.5.4 Application des paramètres de l'ajustement de μ^*_{app} aux courbes de τ

La relation entre la contrainte de cisaillement τ et la pression de confinement σ_e s'écrit selon l'équation (2.8), que nous rappelons ici :

$$\tau(\delta_p) = \mu^*_{app}(\delta_p).\sigma'_e + C_{app}(\delta_p) \tag{2.10}$$

Où σ'_e est la pression de confinement effective égale à σ_e dans le cas sec et à $\sigma_e - u$ dans le cas saturé (u étant la pression interstitielle). Nous avons déterminé dans le paragraphe précédent les paramètres de l'ajustement de la courbe de variation du coefficient de frottement apparent équivalent μ^*_{app}, réalisé avec l'équation (2.9) en fixant $\beta = 0{,}4$ et $\delta_0 = 0$. Il serait intéressant d'appliquer ces paramètres aux courbes de variation de la contrainte de cisaillement à un confinement donné. L'équation s'écrit alors :

$$\tau(\delta_p) = [\mu_0 + \alpha(\delta_p)^{-0{,}4}].\sigma'_e + C_{app}(\delta_p) \tag{2.11}$$

La cohésion C_{app} est prise égale à la valeur résiduelle (Figure 2.11b) : à sec, $C_{app} = 0{,}13$ MPa, et en saturé $C_{app} = 0{,}12$ MPa.

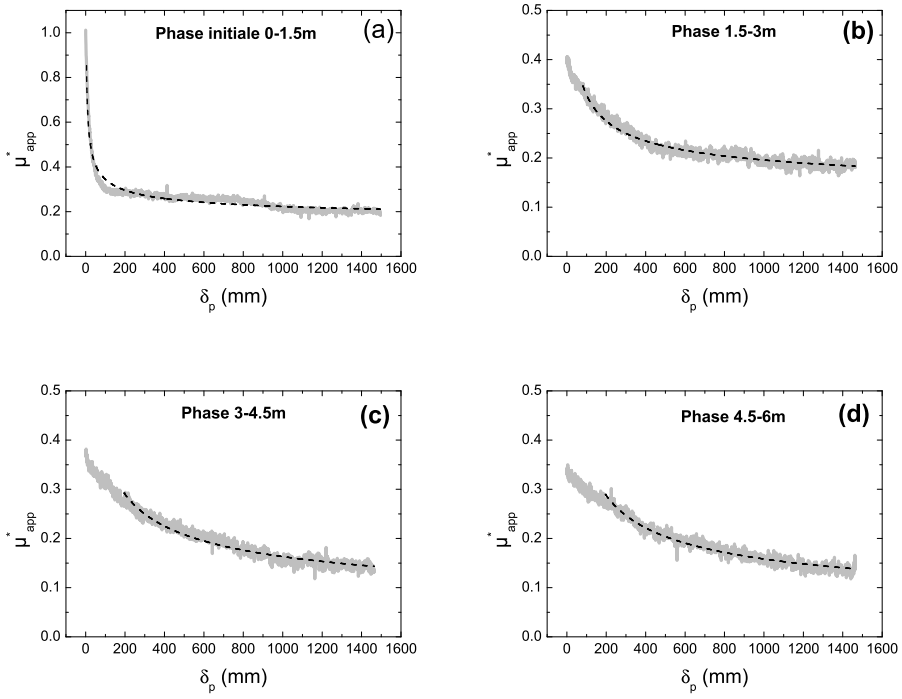


FIGURE 2.15 – *Application des paramètres d'ajustement en saturé. Comparaison entre courbe expérimentale de μ^*_{app} en train plein clair et courbe d'ajustement en pointillé sur : (a) la phase initiale 0-1,5 m, (b) la phase 1,5-3 m et (c) la phase 3-4,5 m et (d) la phase 4,5-6 m.*

L'équation (2.11) est appliquée à la phase initiale des essais à sec et en saturé en considérant les paramètres du Tableau 2.4. Prenons l'exemple des essais CD002 et CDS002 tous deux réalisés sous 0,7 MPa de pression de confinement effective σ'_e à sec et en saturé, respectivement.

La Figure 2.16 illustrant cette application montre un ajustement satisfaisant de la courbe expérimentale plus particulièrement à sec. Dans le cas saturé, le résultat est relativement moins bon, probablement à cause de la qualité des données.

Nous remarquons enfin qu'un ajustement sur le coefficient de frottement apparent équivalent μ^*_{app} représentant une moyenne des résultats à différents niveaux de confinement, permet de remonter à la variation de la contrainte de cisaillement à un confinement donné.

2.6 Variation avec le déplacement cumulé des paramètres α et μ_0

Les paramètres α et μ_0 de l'ajustement réalisé par la formule (2.9), avec $\beta = 0{,}4$ et $\delta_0 = 0$, sur les courbes d'adoucissement du frottement à sec (Figure 2.14) et en saturé (Figure 2.15) sont tracés sur la Figure 2.17 en fonction du déplacement cumulé δ_c subi par l'échantillon. Dans cette figure, δ_c représente la fin de la phase considérée pour cet ajustement. Nous remarquons une décroissance linéaire de $\log(\mu_0)$ en fonction de δ_c, alors que α augmente linéairement.

A part la phase 2 ($\delta_c = 3000$ mm), on remarque aussi une faible différence entre les paramètres obtenus à partir d'essais en saturé et ceux à sec. Ce qui confirme encore une fois l'effet négligeable de la présence de l'eau sur l'adoucissement.

Les paramètres α et μ_0 devraient se stabiliser autour d'une valeur résiduelle notamment pour μ_0 qui représente l'état stationnaire du frottement à très grand déplacement.

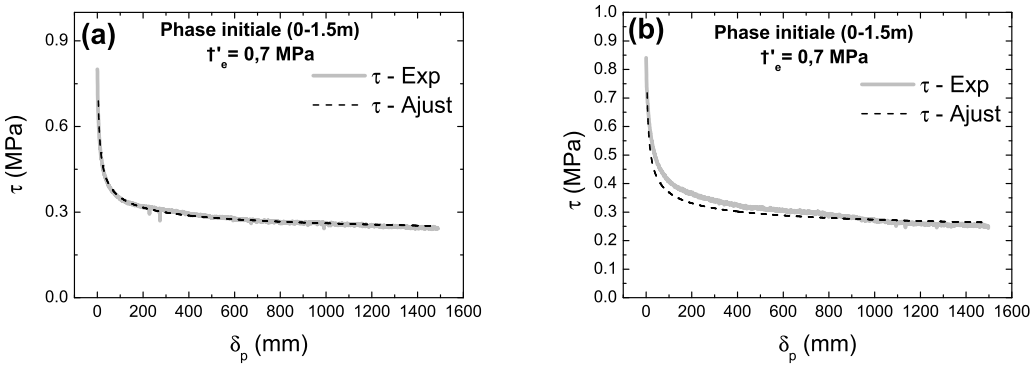


FIGURE 2.16 – *Application des paramètres d'ajustement aux courbes de la phase initiale (0-1,5 m) de la contrainte de cisaillement selon l'équation (2.11) : (a) essai CD002 à sec, et (b) essai CDS002 en saturé drainé. Les courbes en gris clair du résultat expérimental sont comparées au courbes en discontinu obtenues par l'ajustement avec les paramètres du Tableau 2.4.*

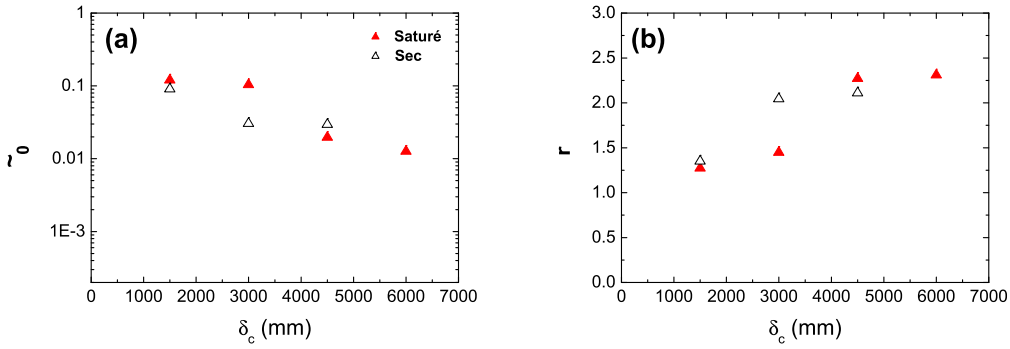


FIGURE 2.17 – *Représentation semi-logarithmique de la variation en fonction du déplacement cumulé δ_c des paramètres (a) μ_0 et (b) α tous deux obtenus suite à l'ajustement par la formule (2.9), avec $\beta = 0{,}4$ et $\delta_0 = 0$, des courbes d'adoucissement du coefficient de frottement apparent équivalent μ^*_{app} sur les phases successives. Les points ont été placés à la fin de chacune des phases.*

2.7 Effet de l'eau sur μ^*_{app} et C_{app}

Nous avons vu que la variation de μ^*_{app} avec le déplacement était faiblement affectée par la présence de l'eau alors que C_{app} est supérieure dans le cas saturé pour les déplacements inférieurs à 200 mm.

La Figure 2.18 présente la variation post-pic de C_{app} pour les trois premières phases, avec une comparaison entre sec et saturé. Ces phases correspondent aux inversions du sens de rotation.

La phase initiale et les phases ultérieures présentent un comportement différent. En effet, au moment où la phase initiale indique une cohésion C_{app} supérieure sur les premiers 200 mm ; nous remarquons dans la Figure 2.18b que C_{app} de la deuxième phase dans le cas saturé devient inférieure à celle à sec d'environ 0,04 MPa. En (c), le cas saturé est encore inférieur au sec, mais l'écart est moins important, il est d'environ 0,03 MPa.

Pour comprendre cette différence, revenons à la définition de la cohésion apparente C_{app}. La

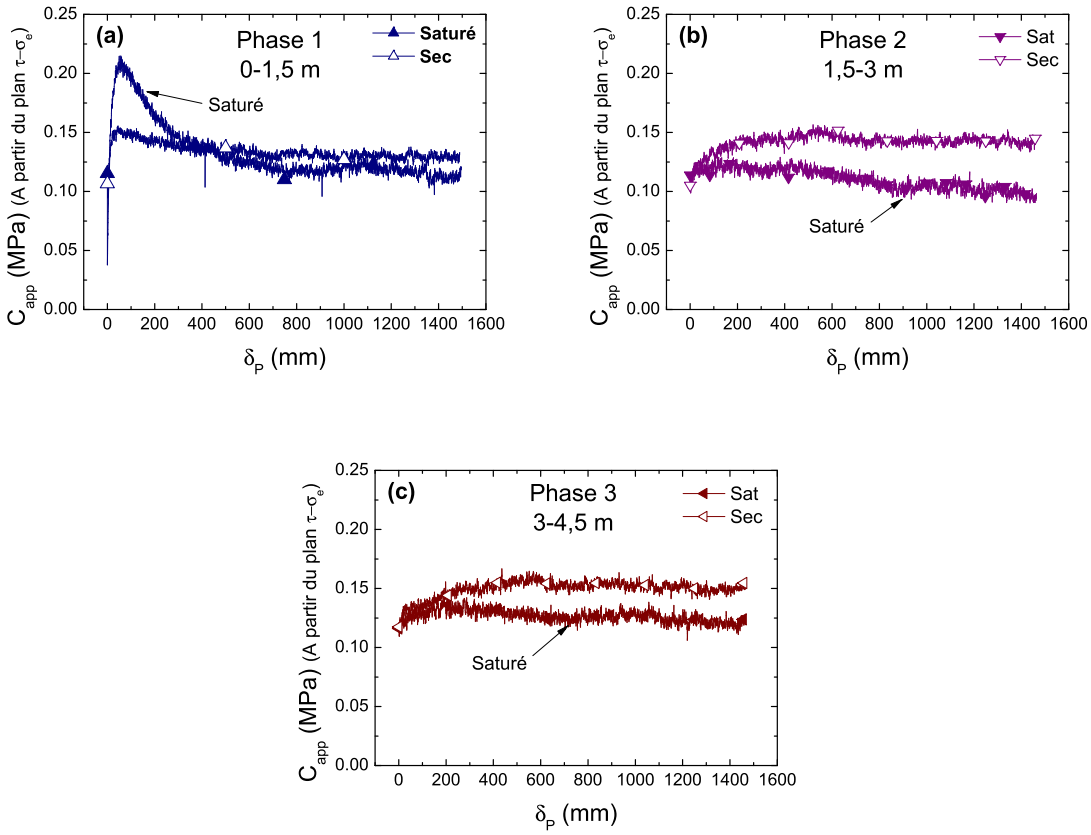


FIGURE 2.18 – *Variation, en fonction du déplacement partiel δ_p de la cohésion C_{app} obtenue à partir de l'équation (2.8) : (a) Phase initiale (0-1,5 m), (b) Phase 2 (1,5-3 m) et (c) Phase 3 (3-4,5 m). Résultat à sec en symboles ouverts et en saturé drainé en symboles pleins.*

Figure 2.19 montre une comparaison entre sec (symboles ouverts) et saturé (symboles pleins), de la variation à différents déplacements δ_p, de la contrainte cisaillante τ en fonction de la pression de confinement effective σ'_e. Cette figure est relative à la phase initiale des essais. Par souci de lisibilité, nous avons présenté uniquement les déplacements où la différence est significative. Rappelons que C_{app} représente l'intersection avec l'axe des ordonnées de la droite de tendance des points marquant l'évolution de τ en fonction de σ'_e ; μ^*_{app} pour sa part, représente la pente de cette droite.

La différence observée de C_{app} à sec et en saturé est donc due à une contrainte de cisaillement plus importante en saturé au moment où les droites sont parallèles ; la pente μ^*_{app} se maintient alors. L'écart entre les droites est réduit lorsque la différence en contrainte de cisaillement est réduite en fonction du déplacement.

Lors de l'inversion du sens de rotation c'est le cisaillement à sec qui devient plus important, la raison pour laquelle C_{app} est supérieur à sec (Figures 2.18b et c).

La question qui se pose maintenant est de savoir pourquoi la résistance τ est plus grande en saturé qu'à sec pour la phase initiale (Figure 2.9).

Nous attribuons ce comportement à l'amélioration de la saturation au cours de l'essai. En effet, la saturation des échantillons ne semble pas être parfaite puisque le coefficient de Skempton est faible (B≈ 0,6). Nous pensons donc que l'échantillon étant partiellement saturé, présente

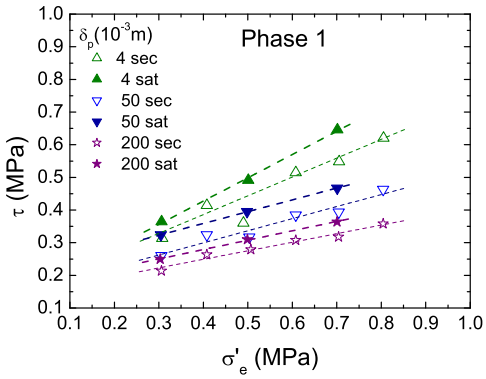


FIGURE 2.19 – *Evolution de la résistance au cisaillement τ, à sec et en saturé drainé, en fonction de la contrainte de confinement effective σ'_e pour quelques quantités de déplacement δ_p (Phase initiale : 0-1,5 m). Les droites représentent un ajustement linéaire pour chaque déplacement. On constate la différence notamment dans le point d'intersection avec l'axe des ordonnées τ qui définit la cohésion apparente C_{app}.*

une résistance au cisaillement plus grande à cause des effets de la tension superficielle due à la capillarité [Schiffer, 2005]. Lorsque la saturation s'améliore au cours de l'essai drainé par la circulation de l'eau et la vibration des grains à l'interface, on retrouve le comportement classique pour lequel la contrainte de cisaillement est approximativement la même qu'à sec, voire plus faible à grand déplacement.

2.8 Conclusion partielle et perspectives

L'ajustement de l'adoucissement en déplacement de la contrainte de cisaillement est une opération intéressante mais qui ne prend pas en compte le niveau du confinement.

Nous avons suivi la méthode élaborée par Chambon *et al.* (2006b) afin d'ajuster les courbes d'adoucissement en déplacement du frottement μ^*_{app}. Celui-ci présente l'avantage de prendre en compte l'effet du confinement puisqu'il représente la pente de la droite de tendance dans le plan τ-σ_e pour un déplacement donné δ_p. μ^*_{app} décroît non linéairement en fonction de δ_p.

La loi d'ajustement proposée est de forme puissance, $\mu^*_{app}=\mu_0+\alpha(\delta_p)^{-\beta}$, dans laquelle $\beta=$ 0,4. L'ajustement se fait alors uniquement sur les paramètres : α et μ_0. Le résultat est jugé satisfaisant puisque les courbes expérimentales sont bien approchées par les courbes ajustées ; en plus, on trouve une évolution cohérente des paramètres α et μ_0 d'une phase à une autre. Néanmoins, cette variation en loi puissance n'est valable qu'à partir d'une certaine distance post-pic de la courbe d'adoucissement ; celle-ci est évaluée dans notre cas à environ 4 mm pour la phase initiale et 100 mm pour les phases ultérieures. Sur cette distance (0 à 100 mm), la forme de l'adoucissement semble plus complexe et n'a pas pu être représentée par cette technique.

Par ailleurs, les résultats obtenus en saturé drainé semblent plus bruités que dans le cas sec. La comparaison, entre sec et saturé, ne montre pas de différence significative des paramètres d'ajustement ni de leur variation avec le déplacement.

En ce qui concerne la cohésion apparente C_{app}, elle est marquée par une légère différence entre le cas sec et le saturé sauf pour le début ($\delta_p<$ 200 mm) de la phase initiale. Une explication possible à cette différence observée réside dans la saturation imparfaite de l'échantillon.

Pour un confinement donné, la contrainte de cisaillement τ a pu être estimée à partir des paramètres de l'ajustement du frottement μ^*_{app} et C_{app}. Cette application a montré une bonne cohérence avec le résultat expérimental ; toutefois, sa qualité était moindre en saturé.

Afin de décrire entièrement le processus d'adoucissement du frottement, il serait intéressant d'essayer d'étudier de plus près la variation du frottement auprès du pic. A l'exemple des travaux de Uenishi et Rice (2003), deux lois complémentaires peuvent alors être combinées pour la description de la courbe complète de l'adoucissement. On pourra par la suite étendre la loi RSF de Dietrich-Ruina pour tenir compte de l'adoucissement du frottement en déplacement ; les travaux de Chambon *et al.* (2006b) peuvent servir de modèle.

Chapitre 3

Cicatrisation mécanique de l'interface

3.1 Contexte et objectifs

Comme nous venons de le voir dans le Chapitre 2, les lois de comportement, à l'exemple de celles de type RSF, permettent de décrire l'évolution du frottement en fonction de plusieurs variables physiques (vitesse de glissement, état de la surface, effet de la variation du confinement [1], etc.).

Dans ces lois, la contrainte de cisaillement est considérée comme un résultat et non comme un paramètre affectant le comportement. Or les perturbations de cette contrainte ont un rôle important dans la cicatrisation mécanique.

Les observations sur terrain ont montré que les failles géologiques se renforcent durant les périodes inter-sismiques. Ce renforcement se traduit par une augmentation de la résistance au cisaillement. Si ce type de cicatrisation est dû principalement à l'effet du temps d'arrêt (*ageing effect*) et des processus complexes qui se produisent pendent ces périodes, l'effet des perturbations de la contrainte de cisaillement est quant à lui indépendant du temps comme nous le verrons dans cette étude. Il pourrait expliquer certaines observations faites sur le terrain et qui ne semblent pas avoir comme origine les temps d'arrêt.

Alors que les expériences de type *Slide-Hold-Slide* ont été nombreuses pour étudier l'effet de l'arrêt du glissement (éventuellement dans des conditions hydrothermiques) sur la réponse en frottement, les perturbations de la contrainte de cisaillement ont fait l'objet de peu d'études.

L'objectif final de telles recherches est de permettre aux lois de frottement de prendre en compte l'effet de ce type de perturbations afin de décrire d'une façon plus complète les mécanismes mis en jeu dans le comportement des interfaces, et des failles plus particulièrement.

Nous présentons dans ce chapitre les résultats à l'ACSA des expériences de relâchement (décharge) rapide de la contrainte cisaillante et son effet sur la réponse en cisaillement et en déformation volumique. Le lien entre ces deux paramètres est également exploré où l'on propose une explication du comportement observé.

Ces travaux font l'objet d'un projet de publication en cours de mise au point que nous présentons ci-après. Avant cela, nous résumons les principales observations ainsi que l'interprétation proposée.

1. C'est à travers la variable d'état de la surface θ que l'effet de la variation du confinement est pris en compte, voir § 4.1.3.

3.2 Résumé des principaux résultats

3.2.1 Technique expérimentale

Le relâchement de la contrainte de cisaillement τ est réalisé à l'ACSA en imposant au clou un léger retour en arrière (3,3 10^{-4} m pour un relâchement complet). Dès que la contrainte cible τ_r est atteinte, le sens de rotation initial est repris (Figure 5). Plusieurs taux de relâchement sont imposés tous les mètres de déplacement.

Nous avons tout d'abord remarqué une relation logarithmique entre le taux de relâchement R et le retour en arrière du clou, appelé "*Back-Slip*" $\Delta\delta_c$ (Figure 7). Le retour en arrière semble être le paramètre perturbateur plutôt que le relâchement de la contrainte cisaillante.

3.2.2 Réponse en cisaillement et en déformations volumiques

Tout d'abord, les essais montrent que la cicatrisation est indépendante du temps, du moins pour les vitesses de relâchement adoptées.

Les relâchements de la contrainte cisaillante induisent un renforcement $\Delta\tau_h$ de la résistance au cisaillement (Figure 5). L'échantillon subit au moment du relâchement une compaction importante suivie, au moment de la reprise du cisaillement dans le sens initial de rotation, d'une dilatation plus petite (Figure 8b).

Nous avons constaté une relation logarithmique entre d'un côté le renforcement en cisaillement $\Delta\tau_h$, la compaction instantanée $\Delta\varepsilon_c$ et la dilatation $\Delta\varepsilon_d$, et de l'autre la perturbation en déplacement $\Delta\delta_c$ (Figures 9, 10, 11). La relation entre la compaction $\Delta\varepsilon_c$ et la dilatation $\Delta\varepsilon_d$ qui la suit est linéaire comme le montre la Figure 12.

Par ailleurs, nous avons constaté l'existence d'un seuil de la perturbation en dessous duquel aucun effet sur la cicatrisation n'a lieu ni sur la déformation volumique. Ce seuil est approximativement égal à 0,05-0,1 10^{-3} m, équivalent à un relâchement R= 60%. Ce seuil peut être observé sur les Figures 9, 10, 11.

3.2.3 Interprétation du processus de cicatrisation

Le résultat fort de cette étude est le lien mis en évidence entre la cicatrisation du cisaillement $\Delta\tau_h$ et les déformations volumiques. En effet, la Figure 20 montre une augmentation linéaire de $\Delta\tau_h$ en fonction de la compaction $\Delta\varepsilon_c$ et aussi en fonction de la dilatation $\Delta\varepsilon_d$.

Ce résultat nous laisse penser que la déformation volumique est à l'origine de la cicatrisation, et plus particulièrement la dilatation de la bande de cisaillement. Celle-ci étant empêchée par la masse de l'échantillon qui l'entoure et le confinement maintenu constant, la pression normale agissant sur l'interface augmente comme le suggère la Figure 6.31 du Chapitre 6. Par conséquent, l'effort cisaillant augmente également. L'effet de la dilatation est sans doute à relier à la compaction qui la précède au moment du relâchement où il y a réduction de la contrainte moyenne et probablement une destruction des chaînes de forces à l'interface. La Figure 12 indique d'ailleurs une variation linéaire entre la dilatation à la recharge et la compaction au relâchement.

Enfin, nos résultats sont qualitativement en accord avec les observations de la littérature, plus particulièrement celles de Nakatani (1998) et Karner et Marone (2001).

3.3 Article

Ci-après le projet d'article.

Experimental investigation of mechanical healing of a simulated fault gouge

Y.H. Messen[a,*], A. Corfdir[a,**], J.Schmittbuhl[b]

[a] *U.R. Navier, CERMES. Ecole des Ponts-ParisTech. Université Paris-Est. 6-8 avenue Blaise Pascal,Cité Descartes, 77455 Champs-sur-Marne. France*

[b] *Institut de Physique du Globe de Strasbourg, 5 rue Rene Descartes, 67084 Strasbourg Cedex. France*

Abstract

In order to investigate the effect of fast healing from mechanical perturbations on the frictional behavior of fault surfaces, slide-hold-slide (SHS) experiments are often run in which holds are preceded by a rapid reduction of the shear stress, that triggers an increase of shear strength when resuming shear (i.e. the Tightening-up effect of unloading or Tu-effect). We present laboratory investigation where we explore the role of slip and stress perturbations before resuming the general loading of the frictional interface. Tests are performed with the Cylinder Shear Apparatus (Navier/CERMES, Ecole des Ponts ParisTech, France) for studying such mechanical healing of a simulated fault gouge. A 100 mm thick annular sample of siliceous sand (0.6 mm diameter) is submitted to shear by the mean of a rotating cylinder in a semi-Couette geometry. We show that rather than small shear stress perturbations, small back-slips are responsible for significant restrengthening of the interface. Shear stress perturbations that do not lead to any significant inelastic back-slips, however, do not lead to restrengthening. A robust linear relationship between the amount of the back-slip and the strength increase is surprisingly obtained. This result suggests that small perturbations of the contact status in the granular assembly of gouge particles have a major influence on the fault restrengthening. Small displacements might have a much larger effect on the force chain transfer than stress perturbations.

Keywords: Fault healing, Gouge, Stress release, Annular shear.

1. Introduction

Fault mechanical response is generally characterized by friction constitutive laws. Several authors studied the mechanical behavior and second order friction variation in terms of slip, sliding rate, and the state of shear zone Scholz (1992). Laboratory investigations resulted into the most studied and used law called "rate and state friction law - RSF" (Dieterich, 1979a; Ruina, 1983). Classical rate and state friction laws do not account for the effect of stationary contact conditions (Karner and Marone, 1998), while laboratory experiments show that friction of simulated faults increases with time of stationary contact and with decreasing slip rate (Dieterich, 1979b; Beeler et al., 1994). These data associated to field observation indicate that fault will strengthen (heal) during the interseismic period (Scholz, 1992; Beeler et al., 1994; Karner et al., 1995; Marone et al., 1995; Tadokoro and Ando, 2002; Li et al., 1983; Nakatani and Scholz, 2004). When sliding is resumed after a hold period frictional strength increases, indicating a time-dependent healing. Besides time-dependent effects, other parameters affect faults behavior, the most studied are: slip rate induced healing (e.g. Mair and Marone, 1999), hydrothermal and chemical healing (Olsen et al., 1998; Nakatani and Scholz, 2004; Yashuhara et al., 2005) and normal stress variation healing (Linker and Dieterich, 1992; Richardson and Marone, 1999). Most of these studies consider shear stress as a result and not as a factor affecting friction (Nakatani, 1998). So some questions rise: what role plays the shear stress on the sliding friction? Is there a mechanical healing due to shear stress perturbation? If shear release effect exists, is it time-dependent? In order to investigate the effect of shear stress perturbation and holds on the frictional behavior of fault surfaces, several authors (Nakatani and Mochizuki, 1996; Nakatani, 1998; Olsen et al., 1998; Karner and Marone, 1998, 2001) run slide-hold-slide SHS experiments in which holds are preceded by a rapid

*Corresponding author

**Principal corresponding author

Email addresses: messen@cermes.enpc.fr (Y.H. Messen), alain.corfdir@enpc.fr (A. Corfdir), Jean.Schmittbuhl@eost.u-strasbg.fr (J.Schmittbuhl)

reduction of the shear stress. Using double-direct shear apparatus with bare surfaces, Nakatani and Mochizuki (1996) found a composed effect of time-dependent increase in static friction and a time-independent increase in dynamic friction caused by lowering shear stress; the latter was called the "Tightening-up effect of unloading (Tu effect)". They underlined that this effect is more important in magnitude than time- and slip-rate-dependent effects described by RSF laws. They also observed the important role in this strengthening played by the presence of gouge produced by friction of surfaces. Nakatani (1998) was interested in studying closely this "Tu effect" on surfaces separated by a thin gouge layer; he found a linear relationship between the time-independent strengthening and shear stress reduction. Without measuring the variation of layer thickness, but based on literature studies he attributes the strengthening to the consolidation of the gouge. He also attributes the slip weakening following the reinforcement to the gouge unconsolidation. Karner and Marone (2001) bring out the significant difference between shearing within granular materials and shearing on bare surfaces. They investigate under a wider range the effects of the shear load, hold time, loading rate and initial layer thickness on frictional healing using double-direct shear apparatus. They found, among other observations, that healing and compaction increase with increasing shear load reduction. Furthermore, large perturbations of normal or shear load far from steady state are not well described by existing friction laws (Karner and Marone, 1998, 2001). Other devices, notably ring shear apparatus, were used to study friction behavior by Tullis and Weeks (1986), Beeler et al. (1996), Tika (1999), Clausen and Gabrielsen (2002), Garga and Sendano (2002), Agung et al. (2004). In these experiments rotary tests are conducted either on soil samples or on rock blocks with or without thin gouge layer. While most of investigations were conducted with the double-direct shear apparatus or ring shear apparatus (or also with triaxial apparatus) on rock blocs separated or not by a thin (at the most 3 mm) gouge layer, Chambon et al. (2006a) carried out tests on the Cylinder Shear Apparatus ACSA (Corfdir et al., 2004) in which shear stress is applied by mean of a rotating cylinder surrounded by a thick sample (100 mm) of granular material (Semi-Couette geometry). This is an interesting feature considering large thickness of gouge faults (Chambon et al., 2006c). According to the mechanical healing of faults studied, Karner and Marone (2001) indicated that thicker is the sample, more healing increases. Other advantages of the ACSA are large shear displacement with a uniform applied shear slip on the sliding surface and with no loss of material. Chambon et al. (2006a) observed restrengthening of shear stress at each shear sense reversal event followed by a slip weakening. These restrengthening events appeared to be strongly related to changes in sample state.

In order to investigate further the interesting observations made by Chambon et al. (2006a), this paper presents an experimental study of effects of shear stress release at different levels, without holds, using the ACSA. Our experiments have been carried out on simulated fault gouge constituted of dry dense Hostun siliceous sand. Slip was performed at a constant rate; at a given distance shear load was rapidly reduced by imposing to the cylinder a small back-slip (hundreds of microns) in the reverse direction, and then slip was resumed at the prior direction and rate. Stationary time effect was avoided by applying a relatively important release rate; no time-dependent mechanism occurs. We study healing as a function of shear load (slip perturbation). Results show systematic strength healing following release events; a threshold is highlighted under which no restrengthening is observed. Furthermore, an instantaneous compaction/dilatancy accompanies each perturbation event indicating the correlation between the volumetric strain and the healing.

2. Experimental setup

2.1. Apparatus Description

The experiments were performed on a cylinder shear apparatus ACSA (Figure 1). We present here shortly this apparatus; for more details, please refer to Lerat (1996); Corfdir et al. (2004).

The apparatus consists of a cylinder surrounded by a thick annular sample (Figure 2), with a height and a width of 0.1 m. The inner radius of the sample is R_i= 0.1 m radius, and the outer radius is R_e=0.2 m.

2.2. Boundary conditions and tests conditions

Figure 3 shows the boundary conditions of the sample. By mean of a rotating cylinder the inner side of the sample is submitted to an imposed displacement at a constant rate. The outer side is separated from water confinement by a neoprene jacket of 2 mm thick. This water is contained in a cell (Figure 1) and connected to a pressure/volume controller (Max. Press: 2 MPa, Vol.: 10^{-3} m^3, Resolution: 1 kPa and 1 mm^3, Accuracy: $<$ 0.25%); it ensures a constant radial stress σ_e (up to 1 MPa). A vertical stress σ_v can be applied by the mean of three jacks through a top plate made of aluminum alloy (Figure 1); the jacks are connected to a pressure/volume

Figure 1: View of the Cylinder Shear Apparatus ACSA.

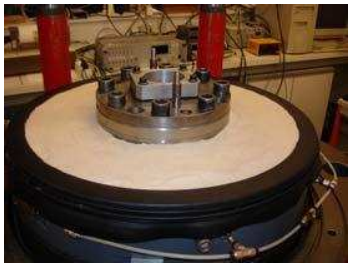


Figure 2: View of an open cell with the sand sample surrounding the metallic cylinder.

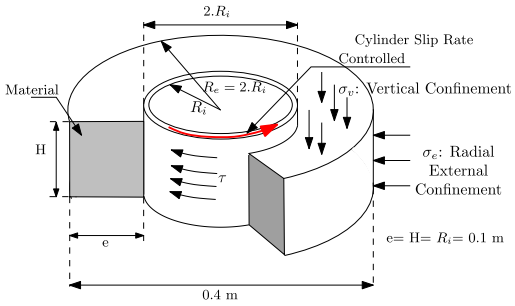


Figure 3: Sample dimensions and boundary conditions.

controller (Max. Press: 64 MPa, Vol.: 2.10^{-4} m^3, Resolution: 1 kPa and 1 mm^3, Accuracy < 0.1%). Displacements of this plate are measured with three LVDTs (30 mm length, 0.3% accuracy). In our experiments, the vertical displacements (toward the top) were prevented; compaction was still possible but did not happen in our experiments. The base under the sample is constituted by an interchangeable plate made of glass or stainless steel. This plate is immobile during test; the vertical displacement is so prevented.

We used in our experiments a rough cylinder made in Dural (Alloy of aluminum, copper and magnesium with density of 2.8 103 kg/m^3, E= 73 GPa and ν= 0.3). Its roughness is made of triangular grooves perpendicular to the sliding direction. The grooves are 0.7 mm deep and 2 mm apart. Shearing can be applied at a prescribed rate chosen between 1.7 and 100 μm/s; we adopted a rate of 83.3 10^{-6} m/s.

The main limitation of the ACSA in comparison with the conventional geophysical experimental studies is the loads level applied; a maximum confining pressure of 1 MPa could be performed. In our experiments, we adopted a pressure of 0.5 MPa.

2.3. Measured parameters

The rotation angle φ of the cylinder is measured with a rotation optical encoder of 15 bits equivalent to 1.92 $10^{-4\circ}$ (19 10^{-9} m) resolution; the tangential displacement d at the inner boundary of the sample is so deducted by $\delta = \varphi.R_i$. The applied torque necessary to maintain the prescribed rate is measured by the mean of a torquemeter of 20 N.m accuracy; the average shear stress (τ) applied to the interface is estimated by:

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

Where Γ denotes the torque (dN.m), H is the height of the interface (0.1 m) and R_i is the inner radius (0.1 m). The volumetric deformation ΔV is estimated by the mean of the volume/pressure controller that monitors the radial confining pressure σ_e. ΔV corresponds to the variation of the quantity of the water contained in the confinement cell. Volumetric strain ε_v is calculated by dividing ΔV by the initial volume of the sample (9.42 10^{-3} m^3). Confining pressure is measured by a pressure sensor of 2 MPa range (< 0.05% BSFL accuracy).

2.4. Material tested

The experiments were conducted on angular Hostun siliceous sand (0.4/0.8 mm) with dry density of about 2.65. Table 1 gives the chemical composition of this

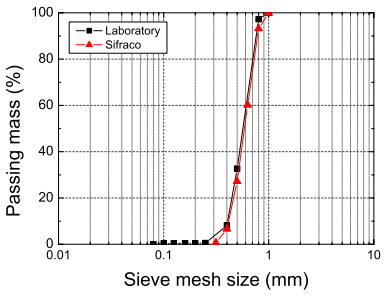


Figure 4: Grain-size distribution curve of the Hostun HN (0.4/0.8) sand from supplier data (SIFRACO) and our own laboratory estimation.

Table 1: *Chemical composition of Hostun HN 0.4/0.8 sand (Supplier: SIFRACO).*

Silica ($Si0_2$)	$> 99,0\%$
Iron oxide (Fe_20_3)	$< 0,1\%$
Alumina (Al_2O_3)	$< 0,4\%$
Potassium oxide (K_2O)	$< 0,2\%$
Calcium oxide (CaO)	$< 0,1\%$

sand while Figure 4 shows its grain-size distribution curve. Experiments were carried out at room temperature and hygrometric conditions.

The choice of a monodisperse granular material (sand) allows easy preparation of samples and reproducibility of experiences. As noted by Chambon et al. (2006a), the real composition of fault gouge is made of saturated cataclastic rocks with large grain size distribution with existence of some cohesion. In spite of this simplification, the use of sand in our experiments takes into account some important characteristics of faults core (Chambon et al., 2006a). Some studies have also adopted granular material, typically quartz sands or glass beads with diameters at a wide range from 0.05 to 0.5 mm (e.g. Olsen et al., 1998; Géminard et al., 1999; Karner, 2006).

The sand was deposed in successive layers of 0.02 m. Each layer was gently compacted to reach a dense state with a total density ranging from 1.60 10^3 to 1.64 10^3 kg/m^3. The confining pressure is then applied. Before starting the test, the sample is let for few hours during which the soil compacts. The corresponding volumetric variation during this phase is measured by the volume/pressure controller.

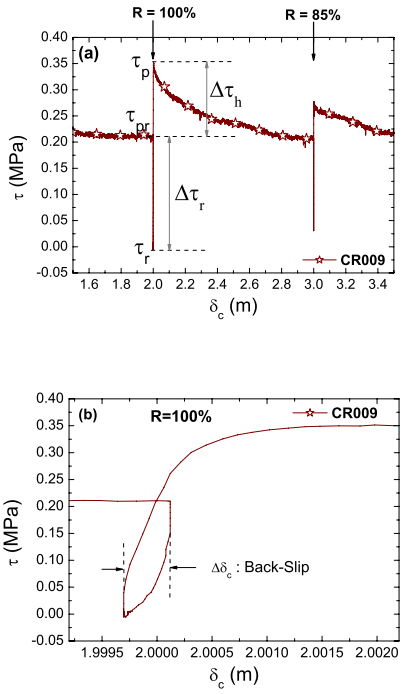


Figure 5: (a): Shear stress variation during slip (δ_c) showing two release sequences at 2 and 3 m with R equal to 100% and 85% respectively; it also indicates definition of the different parameters used in data analysis, $\Delta\tau_r$ is the released amount of shear stress while $\Delta\tau_h$ represents the strengthening. (b) Close-up of the release sequence at δ_c=2 m with R=100%; it shows the loop followed by shear stress in function of displacement defining the back-slip $\Delta\delta_c$ necessary to reach the target release level R.

3. Experimental procedure and typical test response

3.1. Release technique

In our experiments, the gouge layer was sheared at a reference slip rate maintained constant at 83.3 10^{-6} m/s. Then, at a given displacement (every 1 m) shear stress is rapidly released from τ_{pr} toward a target value τ_r (Figure 5a). Shear load was reduced by imposing a small back-slip (Figure 5b) in the reverse rotation direction. Once target shear stress is reached ($\tau_r \pm 10\%$), shearing is resumed in the initial direction. In order to analyze the results, we define (Figure 5a) the strength healing ($\Delta\tau_h$= τ_p-τ_{pr}) and the release level (R= $\Delta\tau_r/\tau_{pr}$=(τ_{pr}-τ_r)/τ_{pr}). For large shear release, reloading triggers shear stress restrengthening until a peak (τ_p) then a subsequent slip-weakening. Figure 5a shows two releases events corresponding to a complete release (R= 100%) and a partial release (R= 85%). Figure 5b is a close-up of the 1^{st} release sequence (100%) after δ_c= 2 m cumulative

slip; it shows the loop followed by shear stress in function of displacement defining the back-slip $\Delta\delta_c$ necessary to reach the target release level R. During the release phase all the test parameters are measured, namely torque (shear strength), volumetric deformation, cylinder displacement and confining pressure.

3.2. Experimental program

Four tests were performed on a new sample. Each experiment was conducted following a release plan that defines the value of release level R_i at the corresponding cumulative displacement δ_i. Table 2 presents the experiments characteristics like initial state of the sample, background shear rate (before shear release and at resuming), release rate and confining pressure; while Table 2 indicates the adopted release plans. Test CR006 dealt with small values of R while other tests only with higher levels (R= 60%). To minimize the effect on healing of material state change and sand comminution, releases were applied following plans respecting antidrift design sequences (Goupy, 1993). Furthermore, CR009 test was conducted following three phases (distinguished on Table 3 by grey shades). The first one [0-5 m] consists of release sequences similar to that of the other tests. The subsequent phases [6-9 m] and [10^{-14} m] include the repetition of the same release plan. Note that the 85% release of Phase 2 was not applied due to a bug.

3.3. Typical test response in term of shear stress variation

Figure 6 shows the experimental result in term of shear stress variation for the tests CR003 and CR005 where the soil is submitted to shear stress reduction at different levels R. Slip at the interface induces shear stress increase which reaches, after about 3 to 4.10^{-3} m, a peak of 0.590 MPa followed by a large slip weakening of about 60% magnitude as previously observed by Chambon et al. (2006a). After each perturbation, and at reloading, shear stress is reset and increases to a maximum value then weaken for large displacement in a comparable way with the initial phase. We observe a greater healing for higher releases. Furthermore, a longer slip is required to erase the induced strengthening and for shear stress to go back to the pre-release level. Our aim is to study the relationship between the strength healing and the imposed perturbation. We will also present the volumetric strain undergone by the sample during tests.

The two experiments, CR003 and CR005, were conducted at exactly the same conditions in term of: confining pressure, sample density, background slip rate (before shear release and at resuming), and release plan (see Table 2 and Table 3), except the release rate. In order to estimate the effect of the time necessary to apply the desired release, we adopted a different unloading rate for the CR003 test; it was 6 times slower than the rest of tests (see Table 2). On the other hand, the background slip rate is maintained constant and equal to 83.3 10^{-6} m/s.

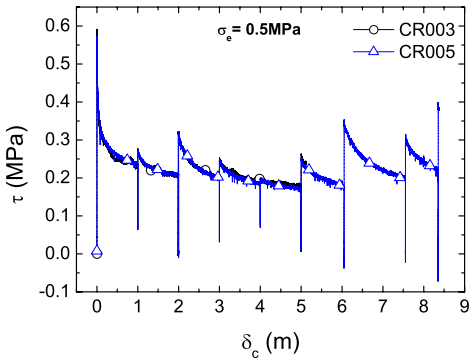


Figure 6: Shear stress (τ) variation in function of cumulative displacement (δ_c) involving different releases as indicated by Table 3. Considered tests: CR003 (○) and CR005 (△) conducted under 0.5 MPa confinement. Release rate was 6 times slower for CR003 (see Table 2); in spite of this fact, the shear stress curve is identical to that of CR005 indicating a remarkable reproducibility and no time effect.

Figure 6 indicates a good reproducibility in term of shear stress variation both at reloading (peaks) and during the slip weakening. This result suggests that there is no time effect, at least for the "hold" times displayed by our tests. Karner and Marone (2001) noted a negligible effect of unloading rate consistently with our observations. Nakatani (1998) argued that the frictional healing caused by shear stress decrease was far greater than that produced by rate variation, so no notable effect should be observed due to the latter. However, by conducting shear rate variation and hold sequences, Chambon et al. (2006b) indicates that the effect of these two parameters on the shear stress represents a second order process compared to the effect induced by a perturbation of shear load or to the slip-weakening. All these observations makes the mechanical healing time-independent consistent with Nakatani (1998).

3.4. Release-Back slip relationship

We indicate (§ 3.1) that in order to decrease shear stress a small displacement in the reverse direction is

Table 2: *Experiments summary.*

Test	Sand	Shear rate (10^{-6} m/s)	Release rate (10^{-3} MPa/s)	Confining pressure σ_e (MPa)
CR003	New	83.3	-0.6 to -1	0.5
CR005	New	83.3	-3.6 to -5	0.5
CR006	New	83.3	-3.6 to -5	0.5
CR009	New	83.3	-3.6 to -5	0.5

Table 3: *Values of the target release level R (in %) at each cumulative displacement δ_c.*

	δ_c (m)	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
Test	CR003	71	100	84	60	96	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	CR005	72	100	83	62	94	121	111	133	-	-	-	-	-	-
	CR006	30	96	54	6	75	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	CR009	73	100	85	66	94	77	102	65	93	75	105	85	68	93

necessary, we called it Back-slip, noted $\Delta\delta_c$. Figure 7 indicates a logarithmic increase of the release level R with $\Delta\delta_c$. Karner and Marone (2001) already observed a reverse slip during the hold period of their SHS experiments for high releases. They attribute this slip to compaction and time-dependent decay of elastic strain within the gouge layer; they suspected that this phenomenon has a small effect on the healing. However, in Olsen et al. (1998) hydrothermal experiments (P_c= 60 MPa, P_f= 10 MPa, T= 25 – 250°C), the unloading phase and the hold period suffer reverse slip; this was not mentioned by these authors. The same phenomenon was also observed in Nakatani and Scholz (2004) SHS experiments where reducing shear stress before hold induces slip reverse. Furthermore, during the hold period, significant slip (at initial shear direction) was recorded. These authors attribute it to many factors such as gouge compaction and thermal expansion of the pressure vessel. However, they think that these effects do not affect healing measurements. Furthermore, no back-slip is recorded in our tests (at least at the encoder resolution) for small releases (R< 30%) and no restrengthening is triggered. As we focus mainly on healing events, which occurs only for R> 0.6 or $\Delta\delta_c$ > 0.05 to 0.1 mm, it appears to be better to draw figures as a function of back-slip because of its better accuracy (the standard error can be estimated as 0.02 mm). In addition, the back-slip represents a mechanical perturbation of the contact status of the granular assembly that disturbs the force chains and grain arrangement. This seems to occur only for perturbation $\Delta\delta_c$ > 0.05 to 0.1 mm under which the behavior is still elastic.

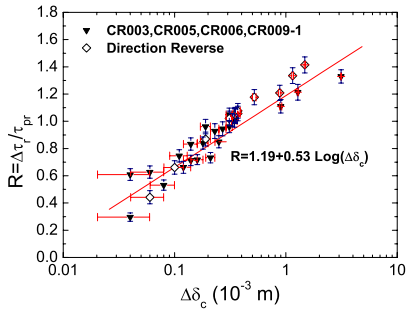


Figure 7: Semi-logarithmic plot of release level R versus the imposed back-slip $\Delta\delta_c$: (▼) CR003, CR005, CR006 and phase 1 of CR009 and (◇) for a reverse direction of a separate test. We note the logarithmic increase of R with $\Delta\delta_c$ (in mm). The line fits the data following the equation R= 1.19 + 0.53 log($\Delta\delta_c$).

3.5. *Volumetric strain during shearing and at slip perturbations*

Figure 8a shows the volumetric strain recorded during shear phases and slip perturbations of CR003 and CR005 tests. We first observe (close-up of Figure 8a) a long term compaction which reaches nearly 1% for the CR005 test. At test beginning, the sample starts by a 0.05 to 0.07% compaction at the first 1 to 1.8 10^{-3} m. Then, it dilates by 0.182 to 0.211% after 5 to 9 10^{-3} m cumulative displacement. It compacts again gradually with slip until the first slip perturbation. A big amount of deformation is undergone at the first phase of shearing, corresponding to the first meter of displacement where the curve slope is more accentuate. This

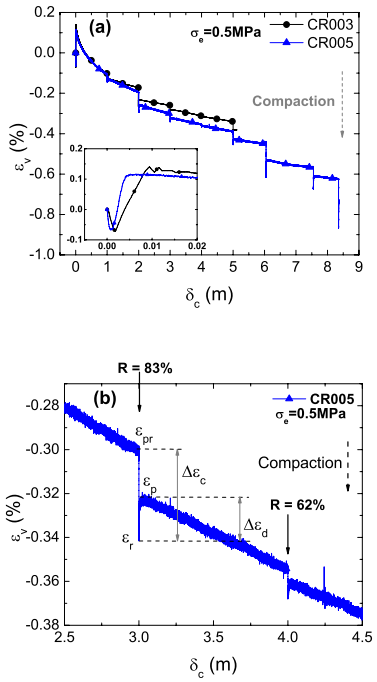


Figure 8: (a) Volumetric strain variation in function of cumulative displacement of CR003 (•) and CR005 (▲) tests. ε_v is equal to the volume change reported to the initial sample volume (9.425 10^{-3} m^3). A positive strain indicates a dilatancy while a negative strain corresponds to compaction. A zoomed-in of the first centimeters is shown at the left bottom corner. (b) Definition of the different parameters used for data analysis. Close-up of CR005 data at 83% and 62% releases respectively. $\Delta\varepsilon_c$ is the compaction at shear release and $\Delta\varepsilon_d$ is the dilatancy at reloading (healing). ε_{pr} is the volumetric strain undergone just before the release.

slope decreases from step to step; each step is defined by two consecutive releases equal to 1m slip. The reproducibility of volumetric strain is less good compared to the shear stress (Figure 6). At the time of slip perturbation an almost instantaneous compaction is undergone rapidly followed by a dilatancy (lower than the compaction) and then a continuous compaction (Figure 8b which is a close-up of the 3^{rd} release (R= 83%) and following (R= 62%) of CR005). The same figure defines the parameters we will use in this study, namely volumetric compaction at unloading: $\Delta\varepsilon_c = \varepsilon_{pr}-\varepsilon_r$ and dilatancy at reloading: $\Delta\varepsilon_d = \varepsilon_p-\varepsilon_r$.

Figure 9 shows that the more important perturbation, the greater the induced compaction. Negligible volumetric perturbation is recorded for very small back-slip, an average threshold appears at approximately $\Delta\delta_c$= 0.05 10^{-3} m. This value is equivalent to a release level

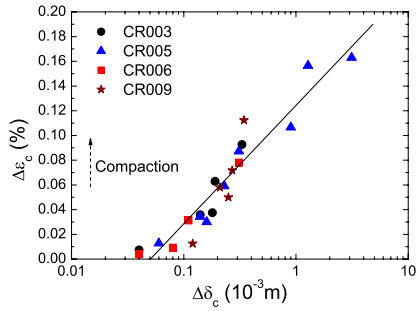


Figure 9: Semi-logarithmic plot of gouge's volumetric compaction strain at release $\Delta\varepsilon_c$ (in percentage) as a function of back-slip $\Delta\delta_c$ (in mm). Black line fits the data of CR003 (•), CR005 (▲), CR006 (■), and first phase of CR009 (★).

of about R= 60%. For values above this threshold $\Delta\varepsilon_c$ appears to be a logarithmic function of the imposed back-slip $\Delta\delta_c$. We note the good experiments reproducibility.

3.6. *Induced strength healing at reloading*

As clearly observed on Figure 6, each perturbation is followed by an increase of shear strength (τ) that reaches a peak greater than the pre-release level (τ_{pr}), it then decreases progressively with displacement at the same way of the generally observed slip weakening (Chambon et al., 2006a). To compare with the induced volumetric compaction at unloading (Figure 9) we plot on Figure 10 the strength healing variation $\Delta\tau_h$ with the imposed back-slip perturbation $\Delta\delta_c$. All data of CR003, CR005 and CR006 and phase 1 of CR009 are plotted. We also observe a logarithmic increase of $\Delta\tau_h$ with $\Delta\delta_c$ for perturbations greater than the same threshold as for volumetric compaction (0.05 - 0.1 10^{-3} m). Moreover, Karner and Marone (2001) also observed a minimum of shear load reduction ($\eta = \tau_r/\tau_{pr}$= 0.90) under which the healing is negligible, an observation consistent with Olsen et al. (1998).

3.7. *Induced dilatancy during strength healing (at reloading)*

As indicated before, at each slip perturbation the volumetric compaction is followed by a dilatancy during reloading. As for volumetric compaction and strength healing, we plot on Figure 11 the volumetric dilatancy $\Delta\varepsilon_d$ versus the imposed perturbation in term of back-slip $\Delta\delta_c$. This Figure shows the same features as the mentioned precedent plots (Figure 9 and Figure 10). A

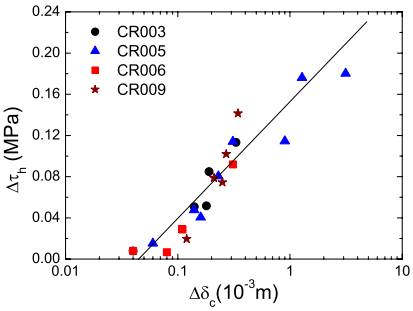


Figure 10: Semi-logarithmic plot of restrengthening $\Delta\tau_h$ as a function of back-slip $\Delta\delta_c$. Black line fits the data of CR003 (•), CR005 (▲), CR006 (■), and first phase of CR009 (★).

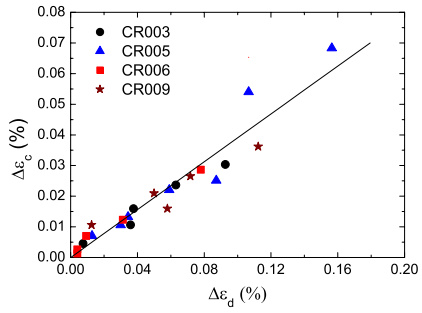


Figure 12: Volumetric dilatancy at reloading $\Delta\varepsilon_d$ in function of volumetric compaction at release $\Delta\varepsilon_c$. Black line fits the data of CR003 (•), CR005 (▲), CR006 (■), and first phase of CR009 (★).

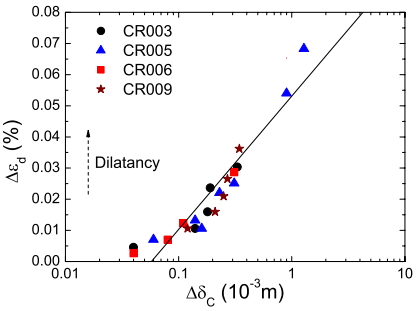


Figure 11: Volumetric dilatancy at reloading (healing) $\Delta\varepsilon_d$ as a function of back-slip $\Delta\delta_c$. Black line fits the data of CR003 (•), CR005 (▲), CR006 (■), and first phase of CR009 (★).

logarithmic increase links $\Delta\varepsilon_d$ to $\Delta\delta_c$. The same threshold is also observed equal to $\Delta\delta_c \approx 0.05$ to $0.1\ 10^{-3}$ m (R≈ 60%). Karner and Marone (2001) also observed that gouge layer dilates at reloading and that the dilatancy amount increases with the imposed unloading (η).

Interestingly, Figure 12 indicates a linear proportionality between the dilatancy at reloading $\Delta\varepsilon_d$ and the precedent induced compaction $\Delta\varepsilon_c$ at slip perturbation. $\Delta\varepsilon_d$ increases with a slope of about 0.39. Note that compaction ($\Delta\varepsilon_c$) values are greater than that of dilatancy ($\Delta\varepsilon_d$) consistently with Karner and Marone (2001) observations.

3.8. Effect of cumulative slip on the mechanical healing

A question rises about whether the mechanical healing remains reproducible for large shear displacement. In other words, did the gouge state play a role in this phenomenon? Introducing this concept includes the effect of cumulative displacement combined to eventual slip, slip rate, shear or normal load perturbation, etc. In the case of our experiments, we retain the fact that the slip perturbation (back-slip) is applied on a sample presenting a modified material state including principally grain comminution, shear band formation, density variation. This state evolution results from cumulative slip, slip perturbation and shear stress release. Chambon et al. (2006a) noted that the magnitude of shear stress peaks decreases with cumulative displacement when they conducted successive shear phases separated by shear sense reversal and complete releases of shear stress. This indicates an effect of sample history on the restrengthening. Furthermore, Karner and Marone (2001) indicated that frictional response following hold cycles was strongly dependent on sample slip history. They also found that frictional healing and sliding friction decreased progressively with increasing slip (Figure 8b of their article). They finally observed that the layer thickness variations are smaller as total displacement increases. Besides, Nakatani and Mochizuki (1996) who conducted experiments on initially bare granite surfaces indicates that the tightening-up effect was observed only for tests where the produced gouge was not removed from the sliding surface, indicating the role played by presence of gouge on healing process. The two cited authors conduct experiments with small total displacement, typically about 20 mm to 40 mm, and do not show significantly the role that could play the slip history on mechanical healing process. In our study, the CR009 test was performed continuously with three consecutive phases over more than 14 m slip (see Table 3). The confinement was maintained equal to 0.5 MPa. Each phase contains the same slip perturbation plan expressed by five release events; only Phase 2 has four events and lacks the 85% release sequence.

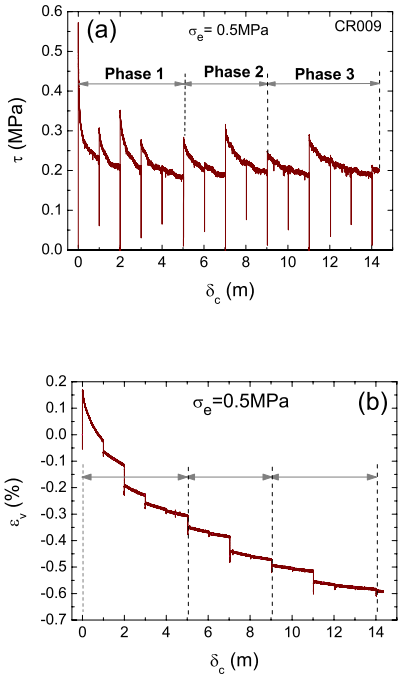


Figure 13: Data of CR009 test under 0.5 MPa confinement. (a) Shear stress τ, (b) Volumetric strain ε_v. Three phases are distinguished: Phase 1 over 5 m slip, Phase 2 until 9 m cumulative slip and phase 3 until 14.3 m cumulative displacement. Phase 2 contains 4 releases contrary to Phase 1 and 3 where 5 similar releases are conducted (see Table 3).

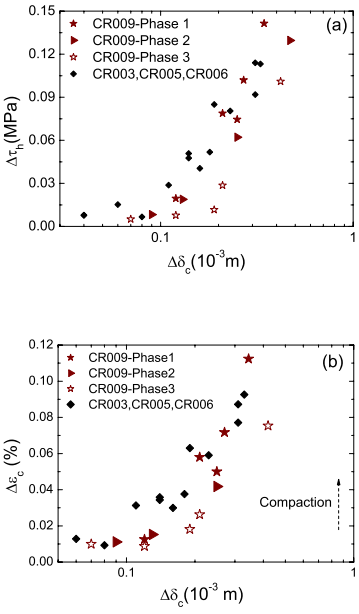


Figure 14: Data acquisition for the three phases of CR009 (Phase 1: (★), Phase 2: (▶), and Phase 3: (⋆)), compared to the other tests (CR003, CR005, CR006) with (♦) symbols. Semi-logarithmic plot of (a) Strength healing $\Delta\tau_h$ and (b) volumetric compaction $\Delta\tau_h$, both versus back-slip $\Delta\delta_c$. Note the reduction of healing and compaction with slip from phase to the following and the move to the left of the data squatter, especially for Phase 3.

Measurement of shear stress and volumetric deformation of this test are shown in Figure 13 (a) and (b) respectively. Shear stress curve indicates peaks reduction, for the same perturbation R, from phase to the subsequent. The same trend is also observed in the case of volumetric strain.

Figure 14a plots the strength healing $\Delta\tau_h$ versus back-slip perturbation $\Delta\delta_c$ for each phase; the open star for Phase 1, the full triangle for Phase 2 and the open star for Phase 3. These data are also compared to that of: CR003, CR005 and CR006 all indicated with lozenge full symbols. We first note that data points slightly moved down from phase to the other indicating reduction of $\Delta\tau_h$. The back-slip threshold outlined at Figure 9 and Figure 10 remains existing but moves from one phase to the following one. The longer is the cumulative slip undergone by the sample, the greater is the required back-slip to trigger healing. Furthermore, the same behavior is noted for volumetric strain $\Delta\varepsilon_c$ on Figure 14b. For example, negligible compaction is recorded for $\Delta\delta_c$= 0.2 10-3 m at phase 3 while the same perturbation induces greater deformation at previous phases.

Interestingly, Figure 15 indicates approximatively a linear relationship which links $\Delta\tau_h$ to $\Delta\varepsilon_c$ and to $\Delta\varepsilon_d$, not affected by the cumulative slip. Consequently, large slip affects clearly the strength healing ($\Delta\tau_h$) by a reduction proportional to the decrease of volumetric deformation ($\Delta\varepsilon_c$ and $\Delta\varepsilon_d$) at each perturbation. This results emphasizes the role of volumetric deformation in the healing.

4. Discussion

4.1. Comparison with other works

Karner and Marone (1998, 2001) conducted conventional and modified Slide-Hold-Slide SHS experiments using double-direct shear apparatus; on granular quartz layers (50-150 μm size) sheared between solid forcing blocks at normal stress of 15 and 25 MPa. Holds were preceded by a rapid decrease of shear load maintained until the end of the hold sequence. At resuming they

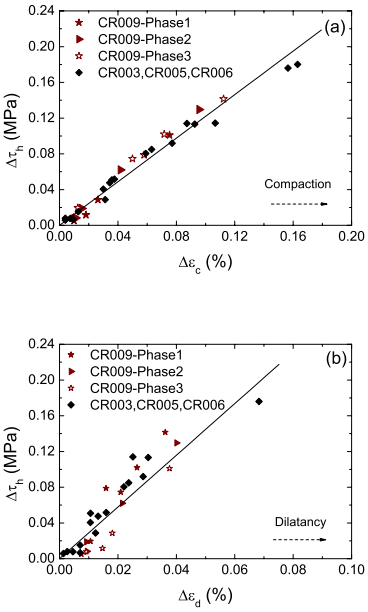


Figure 15: Data from the three phases of CR009 test (★), Phase 2: (▶), and Phase 3: (⋆), compared to data of tests: CR003, CR005, CR006 (⧫), showing the strength healing $\Delta\tau_h$ as a function of (a) volumetric compaction at release $\Delta\varepsilon_c$ and (b) volumetric dilatancy at reloading $\Delta\varepsilon_d$. We interestingly observe no distinct effect of slip.

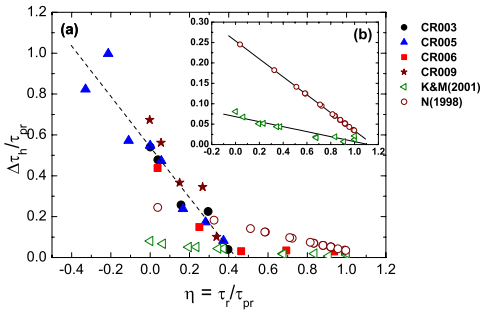


Figure 16: (a) Strength healing $\Delta\tau_h$ normalized by pre-release shear stress τ_{pr} as a function of $\eta = \tau_r/\tau_{pr}$ defined by Karner and Marone (1998, 2001). Our data (CR003 (●), CR005 (▲), CR006 (■), and phase 1 of CR009 (★)) compared to Nakatani (1998) results (○) under 5 MPa and 10 MPa of normal stress σ_n (Figure 6 of his article); and Karner and Marone (2001) results (◁) where σ_n= 25 MPa (Figure 7 of their article). Negative values of η relative to CR005 are reported to present releases larger than 100%. (b) Close-up of Nakatani (1998) and Karner and Marone (2001) data, where a linear fit is presented.

observed that friction initially increases to a peak then subsequently evolves to a steady state sliding. This is consistent with our observations of Figure 6. Lowering shear stress was conducted for different values of η (shear stress at hold τ_{hold} normalized by shear stress at prehold τ_{slide}, equivalent to 1-R of our study) ranging from 0 to 1. They found that frictional healing $\Delta\mu$, defined as the difference between peak and steady state friction, decreases linearly with η. Nakatani and Mochizuki (1996) conducted the same type of experiments but on bare granite surfaces under 5 MPa of normal stress. They noted a time-independent increase in dynamic friction caused by lowering shear stress. They also underlined the importance that plays the gouge layer produced by friction of the initially bare surfaces.

Using the modified SHS experiments, Nakatani (1998) realized tests on thin gouge layer of crushed granite powder (< 115 grit) sandwiched between two rough surface granite blocs. He also observed significant restrengthening $\Delta\mu$ following each reducing shear stress; similar to our observations. He separated $\Delta\mu$ on two parameters: an instantaneous time-independent strengthening P2 and a time dependent strengthening P1. The latter is present only for very low unloading. The healing $\Delta\mu$ decreases linearly with increasing shear stress at hold normalized by normal stress (τ_{hold}/σ).

In order to compare our results with these two references, Figure 16 shows the strength healing $\Delta\tau_h$ reported to the pre-release shear stress τ_{pr} as a function of $\eta = (\tau_r/\tau_{pr})$. To estimate $\Delta\tau_h$ in (Nakatani, 1998) results we considered the two relationships that he established between P2 and τ_{hold} on the one hand, and P2 and $(\mu_* - \tau_{hold}/\sigma)$ on the other hand, where τ_{hold} represents the shear stress reached prior to hold, μ_* is the residual friction and s the normal stress. We realized a linear fit of these data which indicates a slope of -0.22. For Karner and Marone (2001) data, we considered tests conducted on 3 mm initial layer thickness, constant rate and normal stress of 25 MPa; the pre-release shear stress τ_{pr} was taken as an average of 16.25 MPa (equal to $\mu_{pr}.\sigma$ with $\mu_{pr} \approx 0.65$). We adopt a linear fit to their data where the slope is equal to -0.06. Finally, the linear fit of our data (CR003, CR005, CR006, and CR009-1) gives a slope of -1.24.

As shown on Figure 16, a qualitative agreement could be mentioned between our results and that of literature; in fact a linear increase links strength healing to shear stress at release both normalized by shear stress η. However, this plot shows different slopes for each one of the compared data especially our results. This could be attributed to the effect of the normal stress involved. We observe that the normalized strength healing ($\Delta\tau_r/\tau_{pr}$) and the slope decrease with more normal stress; Karner

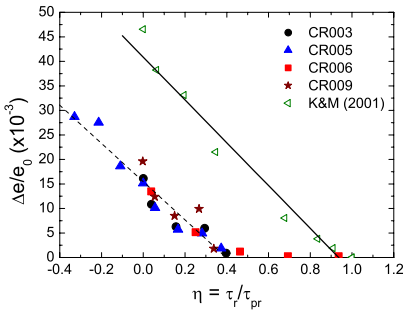


Figure 17: Variation of gouge layer thickness Δe at slip perturbation (compaction) normalized to shear interface thickness e_0 in function of $\eta = \tau_r/\tau_{pr}$ (CR003 (•), CR005 (▲), CR006 (■), and phase 1 of CR009 (★)), compared to Karner and Marone (2001) data (◃) (Figure 7b of their article). e_0 considered is estimated according to Chambon et al (2006b) of about 7 grains (4.2 mm for our tests and 0.7 mm for Karner and Marone (2001)).

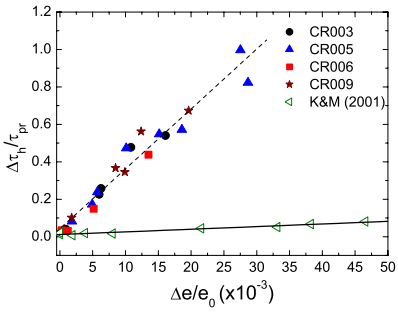


Figure 18: Strength healing $\Delta\tau_h$ normalized by pre-release shear stress τ_{pr} as a function of variation of gouge layer thickness Δe at slip perturbation (compaction) normalized by shear band thickness e_0. Considered tests: CR003 (•), CR005 (▲), CR006 (■), and phase 1 of CR009 (★), compared to Karner and Marone (2001) data (◃) (Figure 7b of their article). e_0 considered is estimated according to Chambon et al (2006b) of about 7 grains (4.2 mm for our tests and 0.7 mm for Karner and Marone (2001)).

and Marone (2001), Nakatani (1998) and us, conducted tests under 25 MPa, 5-10 MPa and 0.5 MPa, respectively. Note that for η= 1, no release is imposed, even so a small restrengthening is observed, this is due to the 100 s hold that these authors imposed systematically after each release. Another feature is the existence of a threshold in our experiments (Figure 13a) for η= 0.40 (R= 60%). Karner and Marone (2001) also pointed out a minimum of shear load reduction (η= 0.90) under which the healing is low, an observation consistent with Olsen et al. (1998).

In order to compare volumetric strain of our experiments to layer thickness variation of Karner and Marone (2001), we considered sample thickness compaction Δe during unloading (equivalent to our $\Delta\varepsilon_c$ and obtained from volumetric strain which is interpreted as a variation of the external radius at all the height of the sample) reported to the thickness of shear band e_0. This band is estimated to be 7 grains thick (Chambon et al., 2006c); grains are 0.6 mm, so e_0= 4.2 mm. The same thickness of 7 grains was considered for Karner and Marone (2001) where the grain size average is about 0.1 mm, so e_0= 0.7 mm. Figure 17 indicates a linear variation of $\Delta e/e_0$ with η both for our data and that of Karner and Marone (2001); this consists of a good agreement especially because of the same average slope ≈ -40. Nevertheless, the amount of layer thickness variation is different between the two studies. Nakatani (1998) did not record thickness variation. Finally, While Figure 16 and Figure 17 show the relationship between the shear stress perturbation η and the induced response in term of strength healing and thickness variation, Figure 18 shows the relationship between the two induced parameters: thickness compaction ($\Delta e/e_0$) and strength healing ($\Delta\tau_h/\tau_{pr}$). A linear increase marks the two studies, ours and that of Karner and Marone (2001). Nevertheless, the slope is quite different; it is equal to 0.006 for the latter and 0.032 in our case. This is probably due to the choice of shear band thickness e_0.

4.2. *Coupling between strength healing and volumetric strain*

4.2.1. *Time relation between slip, shear stress and volumetric strain*

Figure 19 shows data from CR009 test in which shear stress is released by 85%, by imposing a back-slip $\Delta\delta_c$ of 0.34 10^{-3} m. This figure shows shear stress variation (open stars), volumetric strain (full stars) and slip (solid line) during the 3^{rd} release at 3 m cumulative slip δ_c. During slip at reverse direction, shear stress immediately decreases parallel to a significant compaction. As soon as slip is resumed at the initial direction, shear stress rapidly increases and the sample dilates. We also note that the biggest amount of dilatancy is undergone at the peak of shear stress (τ_p). Moreover, we note that the volumetric strain change, both at compaction and at dilatancy, delay in comparison to shear stress variation. This slight delay between shear stress variation and volume variation could be an artifact: the volume variation are metered at the outside radius of the sand sample and it may be possible that volume variation appearing

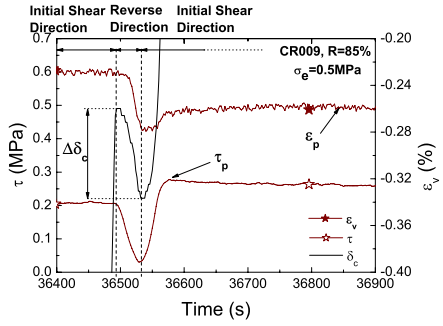


Figure 19: Detail of data acquisition at the 3rd release sequence (R= 85%) of CR009 illustrating the shear stress (⋆) response measured by the torquemeter and volumetric strain (★) recorded by the Volume/Pressure controller measuring the total sample volume across the confinement water variation, after 3 m of cumulative slip δ_c (line) measured by the cylinder rotation encoder, it corresponds to the displacement at the interface steel/soil. The back-slip undergone for a complete release is about 0.34 10^{-3} m.

inside needs some time to propagate towards the outer radius.

4.2.2. *Relationship between strength healing and volumetric strain*

Figure 20 illustrates the relationship between strength healing $\Delta\tau_h$ and volumetric strain at (a) compaction $\Delta\varepsilon_c$ and (b) dilatancy $\Delta\varepsilon_d$. This figure indicates clearly a linear increase of healing with compaction and with dilatancy. A simple law links these two parameters. The slope of $\Delta\tau_h$-$\Delta\varepsilon_c$ (1.21) is smaller than that of $\Delta\tau_h$-$\Delta\varepsilon_d$ (3.02) since compaction is significantly greater than dilatancy at reloading. Sleep (1997) developed a theory for modeling a fault gouge as a continuum one-dimensional fluid sheared between parallel plates governed by rate- and state-dependent friction. Sleep et al. (2000) adopted this model to simulate SHS tests where holds are preceded or not by decreasing shear stress. They found a linear dependence between gouge compaction and healing due to the hold period. Being inspired by Marone and Scholz (1989) results where a linear relationship links shear stress unloading and the induced decrease of porosity, Nakatani (1998) found a linear relationship between shear release and strengthening, and concluded to the existence of a linear relation between consolidation and healing consistent with our observations of Figure 20a.

This coupling between shear stress and volumetric strain suggests that both the compaction and the dilatancy are responsible of the healing. First, during release both the interfacial layer and the surrounding soil

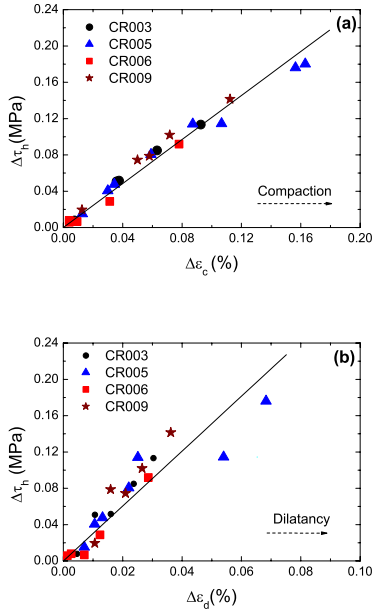


Figure 20: Strength healing $\Delta\tau_h$ as a function of volumetric strain (a) at compaction $\Delta\varepsilon_c$ and (b) at dilatancy $\Delta\varepsilon_d$. Considered tests: CR003 (•), CR005 (▲), CR006 (■), and phase 1 of CR009 (★).

undergo compaction which makes them denser, so the strength necessary to shear at reloading is greater. Second, the dilatancy of the interfacial layer at reloading is partially prevented by the surrounding soil making the normal stress acting on the interface increase; consequently, the shear stress increases.

4.3. *Erasure of healing by subsequent slip weakening*

Nakatani (1998) attributed the weakening that follows the restrengthening to gouge unconsolidation equivalent to dilatancy or porosity increase. This conclusion is not consistent with our observations where the long term weakening is accompanied by continuous compaction (Figure 8). The dilatancy phase is only observed for the first ten millimeters of displacement following the resuming of sliding. Chambon et al. (2006a) attributed the slip weakening, at very large slip distance, observed in the case of the ACSA to the progressive decoupling between the shear band and the bulk. Consequently, the latter represents the dominant role governing the mechanical response of the synthetic gouge and not the highly sheared shear zone. This explanation contrasts with comminution-induced slip weakening theory (e.g. Marone et al., 1990; Beeler et al., 1996), in which the slip weakening is attributed to grain comminution

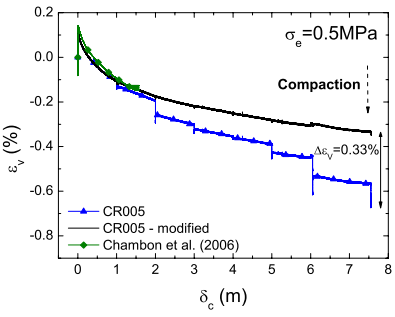


Figure 21: Volumetric strain of test CR005: Curve with full triangles (▲) represents the recorded data and the curve with solid line represents the modified data for instantaneous volumetric strain. Curve with full lozenge (⧫) represents the data of Chambon (2003) recorded during the first phase of shearing over 1.6 m slip.

and slow sample compaction. Indeed, if this hypothesis is correct we could not observe restrengthening of shear stress following release events because comminution continues to act while healing is produced (Chambon et al., 2006a). Nakatani (1998) also observed that the displacement required to erase the healing induced by the shear stress release was up to 2 mm. It is also conditioned by the thickness of the gouge layer; thicker samples need more sliding to erase completely the strengthening. In our experiments the sample was 100 mm thick; the sliding necessary to erase the strengthening depend on the reinforcement amount, so on the imposed perturbation. Moreover, no significant slip weakening was observed with double-direct shear tests on bare rock surfaces; after rise, friction does not return to the level reached before the unloading which increases dynamic friction (Nakatani and Mochizuki, 1996).

4.4. Instantaneous strain and continuous strain

Figure 21 indicates the volumetric strain during our CR005 test. The curve with full triangles shows the total deformation including the instantaneous compaction/dilatancy at slip perturbation, and the modified curve with solid line represents the total deformation minus these instantaneous strains. In order to compare with the volumetric strain undergone by shearing without slip perturbation events, we consider Chambon et al. (2006a) data of a shear phase along 1.5 m slip (see IS phase of their Figure 7). We observe that the volumetric strain along this displacement is the same as for our modified curve.

As mentioned in § 2.3, the volume variations are measured thanks to water volume variation of the confining cell. So this measure is a global estimation of volumetric strain and do not allow separating the deformation at the interfacial layer and that of the rest of the sample.

However, observation of Figure 21 suggests that the total volumetric deformation is composed of a long-term slow compaction caused by confining pressure and continuous shearing and of an instantaneous rapid variation (compaction followed by dilatation which results in a compaction equal to $\Delta\varepsilon_c - \Delta\varepsilon_d$) due to the shear perturbation.

The long term compaction concerning ACSA's tests has also been observed in the case of glass beads for which no comminution occurred and is due to particle rearrangement and not to grain attrition since there is no attrition of glass beads (Chambon et al., 2006a). According to these authors, this slow compaction takes place at the sample bulk outside the interfacial layer. This one rapidly reaches its critical state (Marone and Scholz, 1989). It can also been noticed that interface layer is a small part of total sample volume in ACSA, so only a small amount of the large long term volume variation could occur in this small area.

Chambon et al. (2003) carried out analysis based on the Correlation Image Velocimetry technique "CIV" of the microstructure realized on photos taken from the window of the ACSA base sample. They observed partial strain delocalization during total shear release (back-slip of about 0.33 10^{-3} m). This delocalization, traduced by significant grain displacement, spreads out far away from the shear band. While the initial shear direction is resumed, a new localization is promptly reached, and the displacement field outer the shear band become negligible. So this result suggests that at each slip perturbation at the soil/cylinder interface, a disruption of the displacement field is triggered in the whole of the sample allowing to its densification.

Furthermore, Nakatani (1998) suggested that the particle rearrangement during shear unloading partially destroy the shear localization developed during slip which leads to consolidation restrengthening. The same phenomenon has been observed in the case of shear reverse by Koval (2008): after each shear reverse the displacement outside the shear band is tremendously increased and turns back to its initial value after a shear of length of a few grain diameters.

In summary, it seems that during the shear phase, the volumetric strain involves only the outside sample bulk and not the interfacial layer which reaches quickly its critical state. During slip perturbations, or shear direction reverse, the measured deformation occurs both within and outside of the interfacial layer. Initial compaction involves the whole of the sample (with a very

small amount attributed to interfacial layer), while the dilatancy should concern especially the interfacial layer, which will compact again at resuming initial shear direction. The subsequent compaction occurs first at the whole of the sample, and then continues (during shear phase) only outside the interfacial band which reaches again rapidly its critical state.

4.5. *Proposed interpretation of the mechanical healing of fault gouge*

Karner and Marone (2001) attributed the observed reduction in frictional healing $\Delta\mu$ with increasing η to particle reorganization; they also noted that changes in layer thickness scale with the magnitude of shear stress before holds. They underlined the important aspect of gouge deformation playing a role in frictional healing. Chambon et al. (2006a) attributed the restrengthening events observed in their experiments to rapid variation in sample volume. Dieterich (1981) and Marone and Scholz (1989) affected the healing to the process of particle rearrangement when unloading is applied leading to gouge compaction. Nakatani and Mochizuki (1996) explain the healing by a tightening-up at unloading "Tu effect" of the gouge layer produced by the friction of bloc surfaces, achieving a more dense condition. Finally, Nakatani (1998) concluded also that frictional strengthening is due to mechanical consolidation of gouge layer. So at slip resuming, greater stress is necessary to shear again the tighter material. It is deduced that since that mechanism of consolidation strengthening is purely mechanical the healing is time-independent. This direct effect of consolidation strengthening could be substantiated by the data of gouge deformation and its relationship with healing; this was possible in our experiments where deformation was recorded in the course of releases (Figure 8). Nakatani (1998) announced that if we assume a linear relationship between shear stress release and the accompanying compaction, and because a linear relationship exists between shear stress release and the healing, consequently a linear relationship between compaction and healing follows from. Sleep (1999a) and Sleep et al. (2000) attribute the restrengthening to the disturbance of the existing shear bands caused by slip at the opposite shear sense, this leads to a stronger sample when slip is resumed at the initial sense.

Our experiments indicate a linear increase of strength healing $\Delta\tau_h$ with the volumetric compaction $\Delta\varepsilon_c$ and the dilatancy $\Delta\varepsilon_d$ (Figure 20). An explanation of the displayed mechanism suggests that small perturbations (typically of about 0.4-0.5 10^{-3} m), by slip direction reverse, of the contact status in the granular assembly of gouge particles cause shear stress reduction and then stress chains are disturbed due to mean stress decrease, as suggested by Karner and Marone (2001). This perturbation allows inter-particles movement and grain rearrangement and thus to gouge consolidation. The resumption of slip at the initial direction induces mean stress increase, and thus the shear strength healing (Figure 19), given the denser state of the gouge. The mean stress increase limits the dilatancy which is smaller than the latter compaction. Figure 20 suggests that more the compaction is high, more the strength healing is important. So, contact status perturbations and grain reorganization have a major influence on the fault restrengthening. Another mechanism should contribute to the strength healing is the increase of normal stress at the interface. In fact, at slip reverse the gouge layer compacts, resuming initial direction allows to a tendency of dilatancy of the interfacial layer (Figure 20b) which increases with the slip perturbation and the precedent compaction. This dilatancy being prevented by the surrounding bulk induces normal stress increase. Consequently, the shear stress should increase. So a combined effect of sample densification and normal stress increase both allowed to strength healing.

5. Overview of results and conclusion

In order to investigate the important aspect of the mechanical healing of faults, we performed experiments on the Cylinder Shear Apparatus "ACSA". These tests are a kind of slide-release-slide experiments in which a sand sample is largely sheared then submitted to a small back-slip in order to release the shear stress by a certain level. The back-slip seems to be the principal parameter triggering the strength healing rather than shear stress release. In our experiments, healing was independent of time, at least for the release rate adopted. These experiments showed a logarithmic increase, function of slip perturbation $\Delta\delta_c$, of the strength healing $\Delta\tau_h$ and the induced deformation (compaction and dilatation). We also observed a linear increase of strength healing in function of volumetric strain allowing us to conclude that this latter is the main parameter of the healing. In fact, a small slip perturbation at the interface could destroy the forces chain which causes a large volumetric compaction that makes the sample denser, and so stronger. The partially prevented dilatancy of the shear band increases the normal stress at the interface and induces an increase of the strength necessary to shear again the new state material. A back-slip threshold, of about 0.05-0.1 10^{-3} m, should be exceeded in order to induce a sufficient perturbation that allows to

disturb the contact status of the granular assembly. This threshold has not been observed by previous studies. According to large slip experiments, the material state and comminution effects influence this threshold which should evolve with the cumulative displacement. The strength healing also decreases with slip. The volumetric strains recorded during tests are composed of long term deformation, and an instantaneous one induced by slip perturbation. We think that the continuous deformation concerns only a part of the sample outside the shear band; while during slip perturbation the whole thickness is implicated by the rapid and large deformation.

References

Agung, M., Sassa, K., Fukuoka, H., G.Wang, 2004. Evolution of shear zone structure in undrained ring-shear tests. Landslides 1, 101–112.

Beeler, N., Tullis, T., Blanpied, M., Weeks, J., 1996. Frictional behavior of large displacement experimental faults. J. Geophys. Res. 101, 8697–8715.

Beeler, N., Tullis, T., Weeks, J., 1994. The roles of time and displacement in the evolution effect in rock friction. J. Geophys. Res. 21, 1987–1990.

Chambon, G., Schmittbuhl, J., Corfdir, A., 2006a. Frictional response of a thick gouge sample : 1. mechanical measurements and microstructures. J. Geophys. Res.111, B09308, doi :10.1029/2003JB002731.

Chambon, G., Schmittbuhl, J., Corfdir, A., 2006b. Frictional response of a thick gouge sample : 2. friction laws and implications for faults. J. Geophys. Res.111, B09309, doi:10.1029/2004JB003339.

Chambon, G., Schmittbuhl, J., Corfdir, A., Orellana, N., Diraison, M., Graud, Y., 2006c. The thickness of faults: From laboratory experiments to field scale observations. Tectonophysics 426, 77–94.

Chambon, G., Schmittbuhl, J., Corfdir, A., Vilotte, J. P., Roux, S., 2003. Shear with comminution of a granular material: Microscopic deformations outside the shear band. Physical Review E 68, 011304.

Clausen, J. A., Gabrielsen, R. H., 2002. Parameters that control the development of clay smear at low stress states: an experimental study using ring-shear apparatus. J. of Struct. Geology 24 (10).

Corfdir, A., Lerat, P., Vardoulakis, I., 2004. A cylinder shear apparatus. Geot. Test. J. 27 (5).

Dieterich, J. H., 1979a. Modeling of rock friction, 1, experimental results and constitutive equations. J. Geophys. Res. 84, 2161–2168.

Dieterich, J. H., 1979b. Time-dependent friction in rocks. J. Geophys. Res. 77, 3690–3697.

Dieterich, J. H., 1981. Constitutive properties of faults with simulated gouge. In: Mechanical Behavior of Crustal Rocks. Vol. 24. American Geophysical Union Geophysical Monograph, Carter, N.L., Friedman, M., Logan, J.M. and Stearns, D.W., AGU, Washington, DC, pp. 103–120.

Garga, V. K., Sendano, J. I., 2002. Steady state strength of sands in a constant volume ring shear apparatus. Geotech. Testing J. 25 (4), 414–421.

Géminard, J.-C., Losert, W., Gollub, J. P., 1999. Frictional mechanics of wet granular material. Phys. Review E 59 (5).

Goupy, J., 1993. Methods for Experimental Design. Principles and Applications for Physicists and Chemists. Elsevier, Amsterdam.

Karner, S. L., 2006. An extension of rate and state theory to poromechanics. Geophys. Res. Lett.L03308, doi:10.1029/2005GL024934.

Karner, S. L., Marone, C., 1998. The effect of shear load on frictional healing in simulated fault gouge. Geophys. Res. Lett. 25 (24).

Karner, S. L., Marone, C., 2001. Frictional restrengthening in simulated fault gouge: Effect of shear load perturbations. J. Geophys. Res. 106, 19,319–19,337.

Karner, S. L., Marone, C., Evans, B., 1995. Experimental analysis of lithification and healing in fault gouge. Eos Trans. AGU 76 (281).

Koval, G., 2008. Comportement d'interface des matriaux granulaires. Ph.D. thesis, Ecole Nationale des Ponts et Chausses, France.

Lerat, P., 1996. Etude de l'interface sol-structure dans les milieux granulaires l'aide d'un nouvel appareil de cisaillement annulaire. Ph.D. thesis, Ecole Nationale des Ponts et Chausses, France.

Li, Y.-G., Vidale, J. E., Day, S. M., Oglesby, D. D., Cochran, E., 1983. Postseismic fault healing on the rupture zone of the 1999 m 7.1 hector mine, california, earthquake. Bull. Seismol. Soc. Am. 93, 854–869.

Linker, M. F., Dieterich, J. H., 1992. Effects of variable normal stress on rock friction: Observations and constitutive equations. J. Geophys. Res. 97 (B4), 4923–4940.

Mair, K., Marone, C., 1999. Friction of simulated fault gouge for a wide range of velocities and normal stresses. J. Geophys. Res. 104, 28,899–28,914.

Marone, C., Raleigh, C., Scholz, C., 1990. Frictional behaviour and constitutive modelling of simulated fault gouge. J. Geophys. Res. 95, 7007–7025.

Marone, C., Scholz, C., 1989. Particle-size distribution and microstructures within simulated fault gouge. J. Struct. Geol. 11, 799–814.

Marone, C., Vidale, J. E., Ellsworth, W., 1995. Fault healing inferred from time dependent variations in source properties of repeating earthquakes. Geophys. Res. Lett. 22, 3095–3098.

Nakatani, M., 1998. 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.

Nakatani, M., Mochizuki, H., 1996. Effects of shear stress applied to surfaces in stationary contact on rock friction. Geophys. Res. Lett. 23, 869–872.

Nakatani, M., Scholz, C., 2004. Frictional healing of quartz gouge under hydrothermal conditions: 1. experimental evidence for solution transfer healing mechanism. J. Geophys. Res. 109.

Olsen, M. P., Scholz, C. H., Leger, A., 1998. Healing and sealing of a simulated fault gouge under hydrothermal conditions : Implications for fault healing. J. Geophys. Res. 103 (B4), 7421–7430.

Richardson, E., Marone, C., 1999. Effects of normal stress vibrations on frictional healing. J. Geophysical. Res. 104 (B12), 28,859–28,878.

Ruina, A., 1983. Slip instability and state variable friction laws. J. Geophys. Res. 88, 10 359–10 370.

Scholz, C. H., 1992. The mechanics of earthquakes and faulting. Cambridge Univ. Press, New York.

Sleep, N. H., Richardson, E., Marone, C., 2000. Physics of friction and strain rate localization in synthetic fault gouge. J. Geophys. Res. 105, 25,875–25,890.

Tadokoro, K., Ando, M., 2002. Evidence for rapid fault healing derived from temporal changes in s wave splitting. Geophys. Res. Lett. 29 (4).

Tika, T. E., 1999. Ring shear tests on a carbonate sandy silt. Geotech. Testing J. 22 (4), 342–355.

Tullis, T. E., Weeks, J. D., 1986. Constitutive behavior and stability of frictional sliding of granite. Pure And App. Geophys. 124, 383–414.

Yashuhara, H., Marone, C., Elsworth, D., 2005. Fault zone restrengthening and frictional healing: The role of pressure solution. J. Geophys. Res. 110, b06310. 10.1029/2004JB0033272005.

Chapitre 4

Effets des perturbations de la contrainte de confinement

Ce chapitre est consacré à l'étude de l'effet des perturbations de la contrainte normale agissant sur une interface en glissement. Après une revue bibliographique sur l'origine des variations de la contrainte normale dans les failles sismiques et les instabilités qui en découlent, nous présenterons quelques travaux de la littérature ayant abordé ce sujet. Nous exposerons par la suite les résultats de l'étude que nous avons menée à l'ACSA, suivis d'une discussion. Dans cette étude, nous avons exploré deux types de variation : par paliers et sous forme sinusoïdale. Nous étudierons le lien entre la perturbation et la réponse en cisaillement et en déformation volumique. Dans le cas des variations sinusoïdales, nous analyserons l'effet de l'amplitude et de la période des cycles. Nous étudierons en particulier la résonance. Nous comparerons enfin ce type de perturbation à celui du relâchement.

4.1 État des connaissances : au terrain et au laboratoire

4.1.1 Instabilités sismiques dues aux perturbations de la contrainte normale

Plusieurs facteurs peuvent être à l'origine des instabilités sismiques. Ces instabilités sont souvent décrites par le phénomène de glissement saccadé ou "*Stick-Slip*". Les essais de laboratoire ont effectivement mis en évidence ce type de comportement. Les lois de frottement de type RSF (*rate- and state-dependent friction*), dont la plus classique d'entre elles a été établie par Dieterich (1979) et Ruina (1983), ont réussi à reproduire correctement les observations expérimentales [Marone, 1998].

La variation de la contrainte normale agissant sur la surface d'une faille est un autre facteur susceptible d'affecter également sa stabilité ; elle correspond au processus de chargement et de déchargement des zones de failles. Les séismes altèrent le champ de contraintes statiques aux environs de la faille [Mavko *et al.*, 1985; Gomberg *et al.*, 1997; Wyss et Wiemer, 2000; Kilb *et al.*, 2000, 2002; Boettcher et Marone, 2004; Hong et Marone, 2005] et même plus loin lorsque des ondes sismiques transitoires et potentiellement déstabilisantes sont émises [Gomberg et Bodin, 1994; Spudich *et al.*, 1995; Gomberg et Davis, 1996; Gomberg, 1996; Harris, 1998] ; ces modifications peuvent également provoquer d'autres séismes [Hill et al., 1993; Gomberg *et al.*, 1997]. D'autres paramètres peuvent influencer les champs de contraintes, parmi lesquels le chargement périodique des marées océaniques et crustales [Vidale *et al.*, 1998; Lockner et Beeler, 1999; Perfettini et Schmittbuhl, 2001; Beeler et Lockner, 2003; Scholz, 2003] ainsi que le changement des propriétés de la faille. Ce dernier peut engendrer des déplacements non uniformes ; il en résulte une variation

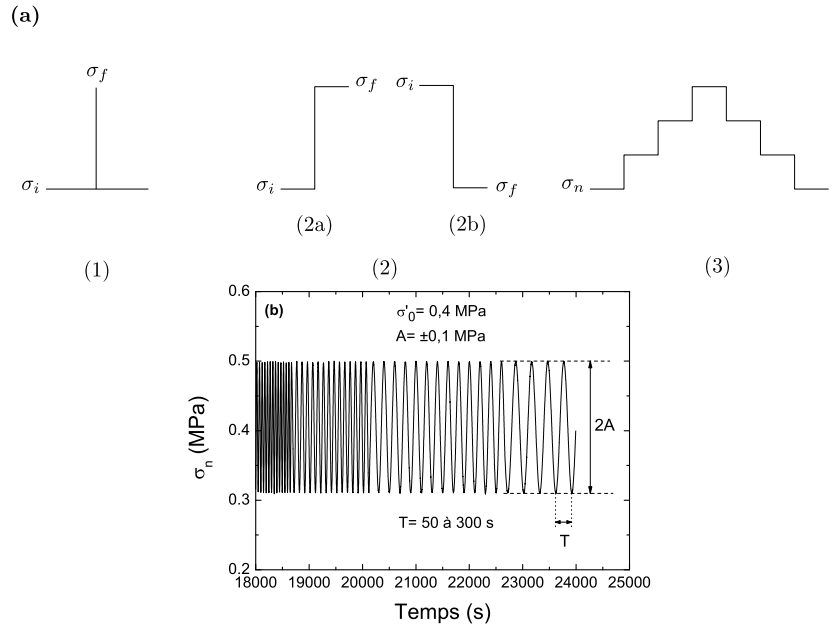


FIGURE 4.1 – *Différentes formes de variation de la contrainte normale. (a) Variation par : (1) impulsion, (2) échelon (2a) croissant et (2b) décroissant, et (3) paliers. (b) Variation sinusoïdale.*

spatiale et temporelle de la contrainte normale sur la faille [Cochard et Rice, 2000; Ranjith et Rice, 2001]. La rugosité du plan de faille et la réflexion des ondes de la surface libre peuvent aussi contribuer à la modification du champ de contraintes [Harris et Day, 1993; Bouchon et Streiff, 1997; Oglesby *et al.*, 1998].

Wang et Cai (1997) ont réalisé des simulations numériques d'un cycle sismique complet, dans le système complexe de la faille de San Andreas, afin de montrer que celle-ci peut être en état critique et sensible à de faibles perturbations de la compression régionale. On note, en particulier, qu'un petit accroissement de cette compression pourrait bloquer la faille, alors qu'une petite diminution pourrait libérer le segment bloqué et par la suite engendrer un mouvement co-sismique. Cette sensibilité suggère que les changements cycliques du champ de contraintes résultant de la convergence des plaques et de la poussée des failles pourraient déclencher des séismes majeurs au niveau de la faille de San Andreas.

Ces raisons démontrent l'intérêt des études expérimentales et numériques qui aident à mieux comprendre les phénomènes mis en jeu et à quantifier les variations de la résistance au frottement. Celles-ci sont causées par des perturbations du champ de contraintes autour d'une faille et plus particulièrement à travers la contrainte normale agissant sur sa surface. Ainsi, il est nécessaire d'établir la relation décrivant le couplage entre la contrainte normale et la contrainte de cisaillement tangentielle.

4.1.2 Principales formes de variation

Les travaux de la littérature ont adopté quatre principales formes de variation de la contrainte normale ; elles sont illustrées dans la Figure 4.1.

1. Variation par impulsion : C'est une variation très rapide de σ_i à σ_f suivie d'un retour très rapide à la contrainte initiale σ_i (Figure 4.1a-1),
2. Variation par échelon : C'est une variation rapide croissante ou décroissante dans laquelle la contrainte passe de σ_i à σ_f et reste maintenue pendant une certaine durée ou sur une

certaine distance (Figure 4.1a-2),

3. Variation par paliers : C'est une succession d'échelons croissants ou décroissants de la contrainte normale σ_n (Figure 4.1a-3),

4. Variation sinusoïdale : Elle suit une forme sinusoïdale dont l'amplitude A et la période T sont prédéfinies. La contrainte σ_n oscille autour d'une valeur moyenne σ_0 (Figure 4.1b).

Les moyens expérimentaux dont nous disposons ne permettent pas des variations très rapides de la pression. Pour cette raison, nous nous sommes limités aux variations par paliers et de forme sinusoïdale.

La plupart des essais de la littérature ont été réalisés sur des surfaces avec ou sans gouge. Une étape préliminaire est souvent suivie. Elle a pour objectif de préparer la surface de glissement afin d'atteindre un état stationnaire de l'interface avec un coefficient de frottement relativement constant [Frye et Marone, 2002]. La procédure consiste à soumettre la surface à des cycles de chargement/déchargement du cisaillement puis à des sauts de vitesse.

4.1.3 Principales observations dans la littérature

Nous avons vu plus haut l'importance de l'effet de la modification du champ de contraintes sur le comportement de la faille à travers la variation de la contrainte normale agissant sur sa surface. Les recherches menées avaient pour objectif de répondre à certaines questions, dont les principales sont les suivantes :

- Quel est l'effet d'une variation de la contrainte normale sur la réponse au frottement ?
- Comment la perturbation de la contrainte normale affecte-t-elle la stabilité d'un système frottant ?
- Quel est l'effet de la variation de la contrainte normale sur la cicatrisation et sur la relaxation du cisaillement ?
- Comment prendre en compte les effets de la variation de la contrainte normale pour compléter les lois de frottement, notamment les lois "RSF" ?
- Quels sont les autres paramètres qui interviennent dans le comportement ? tels que l'humidité, la nature du matériau, la vitesse de cisaillement, etc.

Plusieurs auteurs ont essayé d'apporter des réponses à ces questions, soit par des études expérimentales, soit par des études théoriques, ou encore par des simulations numériques. Ces travaux ont examiné en premier lieu l'effet de la perturbation elle-même, puis ont essayé d'établir une modélisation de la réponse, le plus souvent selon le formalisme "RSF".

Les auteurs de ces travaux ont analysé plusieurs formes de variation de la contrainte normale comme présenté plus haut. Même si ces formes ne se produisent pas toutes réellement, elles permettent au moins de caler les lois de comportement proposées pour tenir compte de l'effet de ces perturbations.

Nous présentons dans ce qui suit une brève revue des principaux résultats de la littérature ; nous préciserons ensuite les points qui nous intéressent dans notre étude. Certains résultats de la littérature seront présentés plus en détail au moment de la discussion de nos propres observations.

4.1.3.1 Variation par échelon

D'une façon générale, les études réalisées cherchaient à observer la réponse à ce type de variation et à l'intégrer dans les lois de frottement.

Réponses observées

Lors d'une perturbation décroissante et soudaine de la contrainte normale sur une interface, le glissement est déstabilisé [Olsson, 1988; Linker et Dieterich, 1992; Prakash et Clifton, 1993; Wang et Scholz, 1994; Prakash, 1998; Richardson et Marone, 1999; Cochard et Rice, 2000; Ben-Zion, 2001; Ranjith et Rice, 2001]. Inversement, plusieurs auteurs [Olsson, 1988; Linker et Dieterich, 1992; Wang et Scholz, 1994; Richardson et Marone, 1999; Hong et Marone, 2005] ont trouvé qu'un accroissement de la contrainte normale induit une évolution de la résistance au cisaillement qui peut être décomposée en deux phases successives :

1. une augmentation instantanée (élastique),
2. une variation transitoire vers une nouvelle valeur stationnaire.

Cette réponse ressemble à celle obtenue par changement de la vitesse de glissement [Linker et Dieterich, 1992; Richardson et Marone, 1999]. La décharge peut suivre également le même processus, c'est-à-dire une diminution instantanée suivie d'une diminution progressive transitoire, ou parfois subir un glissement saccadé (*Stick-Slip*) dans lequel la diminution instantanée est suivie d'une augmentation transitoire vers le nouvel état stationnaire ; cette différence dépend de la nature du matériau [Hong et Marone, 2005].

La partie initiale instantanée de la variation de la contrainte de cisaillement, dont l'effet est du 1^{er} ordre, correspond à la seconde loi d'Amonton (le cisaillement est proportionnel à la force normale) ; la deuxième phase, transitoire, est du 2^{nd} ordre [Wang et Scholz, 1994]. Cette variation constituée de deux parties, l'une linéaire et l'autre transitoire, est à mettre en relation avec la variation de la porosité qui suit la même allure [Richardson et Marone, 1999].

Un essai particulier a été réalisé par Richardson et Marone (1999) qui ont appliqué des variations de la contrainte normale pendant l'arrêt lors d'essais de type "SHS" *Slide-Hold-Slide* sur une gouge de poudre de silice comprise entre deux blocs de granite de Westerley et entre deux blocs en acier. Ces auteurs ont obtenu la même forme de variation, en charge et en décharge, sans toutefois observer de phénomène de *Stick-Slip* sur ces matériaux.

Rôle de la nature du matériau

La nature du matériau joue également un rôle sur la réponse à la perturbation de la contrainte normale. Au moment où la variation croissante produit le même effet (i.e. augmentation instantanée suivie d'une phase transitoire), la variation décroissante présente une réponse différente entre un matériau constitué de mélange quartz/argile et celui constitué d'une gouge de quartz pur [Hong et Marone, 2005]. Ce dernier subissait du *stick-slip*, avec des paramètres (a-b)<0 indiquant un glissement instable ; alors que pour le mélange quartz/argile où (a-b)>0, le glissement est stable. Par ailleurs, le glissement de blocs de granite de Westerley présente une réponse stable comparable, en croissance et en décroissance [Linker et Dieterich, 1992].

Prise en compte dans le formalisme "RSF"

L'amplitude de la réponse dans la partie transitoire a été caractérisée, par Linker et Dieterich (1992), à l'aide d'un paramètre $\alpha = \Delta\tau_\alpha / \ln(\sigma/\sigma_0)$, où $\Delta\tau_\alpha$ est la variation transitoire de la résistance au cisaillement suite à une variation rapide de la contrainte normale de σ_0 à σ.

Afin de décrire la réponse durant cette phase, Linker et Dieterich (1992) proposent d'étendre la loi de Dieterich (1979) et de Ruina (1983) en introduisant α comme paramètre intervenant sur la variable d'état θ de la loi "*RSF*" (voir Chapitre 2 pour la description des lois de frottement). Ils ont trouvé que α constitue le bon paramètre qui intervient sur la stabilité du système.

Linker et Dieterich (1992) avaient validé leur modèle sur les expériences de variation par échelon ou par impulsion de la contrainte normale lors d'essais sur des blocs de granite de Westerley à l'appareil de cisaillement direct-double. Hong et Marone (2005) avaient par contre trouvé que le modèle proposé par Linker et Dieterich (1992) utilisant la loi d'évolution de Ruina (1983), décrivait mieux leurs observations contrairement à la loi d'évolution de Dieterich (1979). Ils avaient pour cela réalisé des variations par échelon dans des essais de glissement de blocs séparés par une couche fine de 3 mm de poudre de quartz à grains arrondis du sable d'Ottawa ($D_{50} = 0,110$ mm) ; ils ont également utilisé un mélange de poudre de quartz et d'argile (D= 0,002-0,500 mm).

Formalisme de la micro-mécanique des contacts

Wang et Scholz (1994) proposent un autre modèle pour décrire les réponses observées. Ils pensent que le formalisme de Linker et Dieterich (1992) met en place des paramètres empiriques et qu'il est difficilement extrapolable aux cas réels. Le modèle de Wang et Scholz (1994) est fondé sur une approche analytique basée sur un modèle de micro-mécanique élastique des contacts entre deux surfaces en glissement. Ce modèle s'accordait correctement dans un premier temps à leurs observations expérimentales pour des variations de la vitesse de cisaillement et de la contrainte normale.

4.1.3.2 Variation sinusoïdale

La variation sinusoïdale est une autre forme de perturbation de la contrainte normale ; elle a fait l'objet de plusieurs études. Ces travaux portaient d'abord sur la réponse en cisaillement ainsi que sur l'effet de l'amplitude et de la période de l'oscillation.

L'importance du rôle joué par la force normale qui peut produire des instabilités lorsqu'elle est soumise à des oscillations a été démontrée expérimentalement et par des analyses analytiques ou numériques [ex. Dieterich et Linker, 1992; Tworzydlo et Hamzeh, 1997; Bureau *et al.*, 2000; Perfettini *et al.*, 2001; Cochard *et al.*, 2003; Boettcher et Marone, 2004]. Les variations de la contrainte normale peuvent *déstabiliser* le glissement lorsqu'elles se déroulent par exemple avec une grande amplitude (20% de la contrainte normale moyenne) [Tworzydlo et Hamzeh, 1997; Cochard *et al.*, 2003].

La variation de la contrainte normale peut également jouer le rôle inverse, c'est-à-dire celui d'un *stabilisateur* contre les phénomènes de *Stick-Slip* du moins pour les fréquences largement supérieures à celle provoquant l'instabilité [Bureau *et al.*, 2000; Cochard *et al.*, 2003]. Cette variation augmente aussi la cicatrisation de la résistance au cisaillement lorsqu'elle est réalisée à l'arrêt du glissement dans les essais de type *Slide-Hold-Slide* "*SHS*" [Richardson et Marone, 1999].

La ***rigidité*** du système a également une influence particulière sur sa stabilité lorsqu'il est soumis à des vibrations, notamment lorsque cette rigidité s'approche d'une valeur critique k_c [Rice et Ruina, 1983; Dieterich et Linker, 1992; Perfettini *et al.*, 2001].

La ***période*** T de l'oscillation est également importante. On peut observer des instabilités lorsque T baisse en dessous d'une certaine valeur critique T_c. Boettcher et Marone (2004) ont par exemple observé expérimentalement un effet de résonance pour une période T= 0,5 s et une amplitude de l'oscillation de 1,5 MPa, lorsque la contrainte normale varie autour d'une valeur moyenne de de 150 MPa. Ces valeurs rapprochent le système de l'état critique. La période agit également sur le temps de réponse au cisaillement : les périodes dites intermédiaires (1-5 s) montrent un déphasage entre la perturbation en contrainte normale et la réponse en cisaillement ;

le maximum du déphasage a lieu pour une période T_c^*= 2 s. Il disparaît pour les périodes supérieures [Boettcher et Marone, 2004].

La ***valeur de la contrainte normale*** joue aussi un rôle important notamment lorsqu'elle diminue en dessous d'une certaine valeur critique [Dieterich et Linker, 1992; Perfettini *et al.*, 2001; Boettcher et Marone, 2004]. Cette valeur a été estimée analytiquement par Dieterich et Linker (1992) à $-cot^{-1}\mu_{ss}$, où μ_{ss} est le coefficient de frottement stationnaire.

Perfettini *et al.* (2003) indiquent qu'un séisme peut être déclenché sur une faille lorsque celle-ci subit des oscillations de contraintes à haute fréquence et de grande amplitude. Il est donc nécessaire de réunir plusieurs conditions pour que le système rentre dans un ***régime résonnant*** : la période critique T_c, l'amplitude (normalisée) critique ϵ_c et la rigidité critique k_c. Nous y reviendrons au cours de la discussion.

Tous ces aspects, plus particulièrement ceux de l'amplitude, de la période et de la résonance, seront repris dans notre étude.

4.1.4 Objectifs du présent travail

Les travaux évoqués précédemment donnent un bon aperçu des recherches associées à cette problématique des variations de la contrainte normale et de leurs effets sur le cisaillement.

L'ACSA possède plusieurs particularités par rapport aux autres appareils utilisés dans les travaux précités [Corfdir *et al.*, 2004]. Les principales résident dans la forme annulaire de son échantillon et la possibilité de cisailler sur de grands déplacements une épaisseur importante de sol ($\sim$ 0,1 m). Nous avons été conduits à nous poser les questions suivantes :

- Quels sont les effets des perturbations de la contrainte normale sur la résistance au cisaillement ?
- Quels sont les effets de l'amplitude et de la période (ou de la fréquence) des variations sinusoïdales ?
- Comment s'accordent les résultats avec les observations précédentes de la littérature ?
- Quelle est la différence entre la résistance au cisaillement d'un essai réalisé à confinement constant et celle lors de variations par paliers vers le même niveau de confinement ?
- Peut-on observer des instabilités ou une résonance lors des vibrations sinusoïdales ?
- Quel est l'effet de l'histoire du chargement ?
- Comment se comparent ces perturbations du confinement à celles du relâchement de la contrainte cisaillante ?

Afin de répondre à ces questions, plusieurs essais ont été réalisés. Notre étude a été plus spécialement orientée d'abord vers l'exploration de la forme des réponses et de la corrélation entre la réponse en cisaillement et les déformations volumiques sous les deux formes de variation.

Toutefois, les essais à l'ACSA sont limités à des contraintes beaucoup plus faibles et qui ne dépassent pas 1 MPa de confinement par exemple. La question de la présence de l'eau nous a posé également un problème délicat puisque on se heurte à la qualité de la saturation des échantillons ainsi qu'aux niveaux de pressions interstitielles appliquées. Celles-ci ne doivent pas dépasser 0,2 MPa afin d'éviter le risque de fuites d'eau sous le clou.

D'autre part, les variations du confinement à l'ACSA ne peuvent être ni très rapides ni très grandes ; le volumètre risque d'être endommagé. D'un autre côté, le volume important de l'eau de confinement ($\sim$ 15 l) ne permet pas de réaliser des variations sinusoïdales à de hautes fréquences telles que celles adoptées dans la littérature.

4.2 Programme expérimental

4.2.1 Plan des expériences

Les expériences ont été réalisées avec le clou capteur à interface rugueuse et sur du sable anguleux d'Hostun HN $0,4/0,8$ ($D_{moy} = 0,6$ mm) (§ 1.3). Les échantillons sont mis en place à une densité moyenne d'environ $1,6.10^3\ kg/m^3$. La vitesse de cisaillement est maintenue constante durant les essais.

La pression de confinement σ_e est appliquée à l'aide d'une servovalve accompagnée d'un volumètre (§ 1.1.4.4). La servovalve permet une régulation précise de la pression et des variations rapides (jusqu'à ±15 kPa/s) pilotées par ordinateur. Les variations très rapides (> ±15 kPa/s) ne permettent pas un fonctionnement correct du volumètre et risquent même de l'endommager.

Les déformations de l'échantillon sont calculées à partir de la variation du volume de l'eau de confinement mesurée par le volumètre grâce à l'équation (1.2).

Par ailleurs, les déplacements verticaux sont bloqués à l'aide des vis de la plaque supérieure. Ceci empêche tout déplacement vers le haut. Une diminution de la hauteur de l'échantillon est possible, mais n'a jamais été détectée par les capteurs de déplacement "*LVDT*".

Le Tableau 4.1 indique les conditions d'essais de cisaillement avec variation de confinement. Il comporte la référence de l'essai, la pression de confinement appliquée σ_e et l'intervalle de sa variation, la pression interstitielle u_0 initiale lorsqu'il s'agit d'un essai en saturé drainé, la vitesse de cisaillement v, le déplacement cumulé δ_0 subi par l'échantillon avant le début de l'essai en question et le déplacement δ_c à sa fin de l'expérience.

Dans les colonnes relatives à la variation sinusoïdale, on indique par σ_e la valeur moyenne de la pression de confinement ; cette valeur moyenne sera notée σ_0. Nous reviendrons plus loin sur l'amplitude de la variation.

TABLE 4.1 – *Programme expérimental pour l'étude de l'effet de la variation du confinement sur le comportement au cisaillement.*

	Var. par Paliers				**Var. Sinusoïdale**	
Réf. essai	V001	V002	V003	SV004	VSin002	SVSin004
σ_e **(MPa)**	0,5 à 0,7	0,3 à 0,7	0,4 à 0,8	0,46 à 0,86	0,4	0,46
u_0 **(MPa)**	-	-	-	0,06	-	0,06
Saturation	non	non	non	oui	non	oui
v (μ**m/s**)	83,33	83,33	83,33	83,33	16,67	16,67
δ_0 **(m)**	0	0	13,5	12,32	14,3	15,13
δ_c **fin (m)**	1,15	1,36	14,3	13,12	14,64	15,55

Essais en conditions saturées

Dans ces essais, la pression interstitielle u était appliquée grâce à un contrôleur pression/volume *"CPV"* de modèle GDS, l'échantillon était drainé. La plupart des essais montrent que cette pression n'était pas correctement maintenue notamment lorsque l'échantillon subit des déformations très rapides au démarrage de l'essai. Pour cette raison, nous nous intéresserons à la pression de confinement effective σ'_e estimée à partir de la différence entre la pression de confinement et la pression interstitielle : $\sigma'_e = \sigma_e - u$. Ces deux pressions, u et σ_e, sont mesurées grâce aux capteurs de pression (§ 1.1.4.5). Le choix d'une pression interstitielle faible (0,06 MPa) est imposé par le risque de fuite d'eau sous le clou. Ce risque augmente lorsque la plaque inférieure s'use.

La technique de saturation est expliquée au § 1.4.4. Il est tout de même nécessaire de remarquer que la saturation des échantillons de l'ACSA demeure une tâche difficile. La forme géométrique, la taille de l'échantillon ainsi que la disposition des drains empêchent la circulation de l'eau dans tout le volume ; notamment près du pavé supérieur auprès du clou. Cependant, le coefficient de Skempton [Skempton, 1954] estimé à environ $0,6$ correspond à un degré de saturation d'environ $0,9$ (d'après la formule (1.3) de Yoshimi *et al.* (1989), § 1.4.4).

4.2.2 Procédure expérimentale

Deux formes de perturbations ont été adoptées : par paliers croissants et décroissants, et sous forme sinusoïdale.

4.2.2.1 Variation par paliers

La variation par paliers consiste à augmenter la pression de confinement par échelons successifs de $0,05$ MPa (essais V001 et V002) et de $0,1$ MPa (essais V003 et SV004), puis à la maintenir constante sur $0,1$ m de déplacement. Ensuite, la pression est diminuée en échelons par la même amplitude. Ces variations sont réalisées rapidement ($\approx$ 2 s pour une augmentation de $0,1$ MPa) grâce au logiciel de pilotage par ordinateur (voir § 1.5.2.2).

Comme indiqué dans le Tableau 4.1, les deux premiers essais (V001 et V002) ont été réalisés sur un échantillon de sable initialement neuf (δ_0= 0). Les résultats ont montré une évolution très importante avec le déplacement, de la contrainte de cisaillement, et du volume, plus particulièrement au début de l'essai. L'effet sur le cisaillement des variations de confinement était affecté par celui dû au déplacement. Pour cela, les essais suivants (V003 et SV004) ont été menés sur des échantillons de sable largement cisaillé ($\delta_c \geq$ 12,32 m), de façon à pouvoir supposer que la contrainte de cisaillement a atteint un état stationnaire en déplacement. Ces échantillons ont servi auparavant pour réaliser les essais de cisaillement alterné à confinement constant, puis à des relâchements de cisaillement (voir Tableau 1.2).

4.2.2.2 Variation sinusoïdale

La variation sinusoïdale de la pression de confinement est réalisée grâce au logiciel de pilotage par ordinateur (voir § 1.5.2.2), nous pouvons indiquer les données de la variation souhaitée (voir Figure 4.1b) :

- La pression moyenne σ'_0 : c'est la valeur autour de laquelle la pression de confinement effective varie. Si l'échantillon est sec σ'_0=σ_0, σ_0 étant la pression de confinement, et s'il est saturé, on calcule la pression effective σ'_0=σ_0-u, avec u la pression interstitielle,
- l'amplitude A : c'est l'amplitude relative ±A, par rapport à la valeur moyenne de la variation,
- enfin la période T de l'oscillation.

Afin de réaliser plusieurs cycles sur une courte distance de déplacement, et diminuer son effet, nous avons opté pour une faible vitesse de cisaillement égale à 16,67 μm/s. Les essais ont été par ailleurs réalisés sur du sable largement cisaillé ($\delta_0 \geqslant$ 14,3 m) comme indiqué par le Tableau 4.1.

Les valeurs caractéristiques des variations sinusoïdales considérées dans nos essais indiquant la pression moyenne σ'_0, l'amplitude A ainsi que la période T, sont les suivantes :

- Pression de référence : σ'_0= 0,4 MPa,
- Amplitude A : 0,04- 0,08- 0,1 MPa, équivalent à A/σ'_0= 0,1- 0,2- 0,25,
- Période T : 5- 10- 20- 50- 100- 200- 300 s.

Une seule pression effective de référence σ'_0 a été adoptée. Chaque essai contient 3 amplitudes A distinctes et pour chaque amplitude plusieurs périodes T ont été appliquées. Les variations à T= 5 s étaient très rapides pour que les mesures de volume soient fiables, nous l'avons retenue uniquement pour les deux premières amplitudes de 0,04 et de 0,08 MPa.

4.3 Effet de l'histoire de chargement

Avant d'entamer la présentation des résultats sur la variation de la contrainte de confinement, nous allons commenter les essais ayant été réalisés avant ceux que nous présenterons dans cette étude où le même échantillon a été utilisé. Ceci nous permettra d'avoir une idée sur l'état du matériau utilisé.

Nous souhaitions réaliser les essais sur des échantillons largement cisaillés pour que la résistance au cisaillement atteigne une valeur stationnaire. L'évolution due au glissement devient négligeable devant les effets des perturbations du confinement. C'est également la procédure généralement suivie au préalable de tout essai à l'appareil de cisaillement direct-double selon la technique de Frye et Marone (2002).

4.3.1 Comparaison des deux échantillons

Comme le montre le Tableau 4.1 seuls les essais V001 et V002 ont été réalisés sur des échantillons de sable initialement neuf. Des échantillons déjà cisaillés ont servi pour les autres expériences : V003, SV004, VSin002 et SVSin004.

Les essais V003 et VSin002 d'un coté et les essais SV004 et SVSin004 de l'autre ont été réalisés sur deux échantillons différents ayant subi une histoire de chargement différente, l'un à sec et l'autre en saturé. Deux paramètres différencient donc ces deux groupes d'essais : la présence de l'eau, et l'histoire de chargement.

Pour illustrer la différence de l'histoire de chargement en terme de contrainte de confinement appliquée, le Tableau (1.2) du Chapitre 1 ou encore mieux la Figure 4.2 montrent que l'essai à sec VSin002 était précédé par l'essai V003 lui même précédé par l'essai VSin001. Les expériences d'avant, à confinement constant, sont le relâchement du cisaillement (CR004) précédé par le cisaillement alterné (CD009).

En saturé, la Figure 4.3 indique que l'essai SVSin004 est précédé par la variation par paliers du SV004 précédé par un autre essai de variation sinusoïdale SVSin003. C'est l'échantillon utilisé pour les essais à confinement constant de cisaillement alterné CDS001 et de relâchement CRS001.

Les Figures 4.2 et 4.3 montrent donc l'histoire de chargement et la succession des essais réalisés à sec et en saturé, respectivement.

Remarquons que la principale différence entre les deux échantillons, outre la présence de l'eau, est la pression de confinement appliquée lors des essais de cisaillement alterné et du relâchement. A sec, les expériences CD009 et CR004 ont été réalisées sous 0,8 MPa de confinement, alors qu'en saturé (CDS001 et CRS001), elles se sont déroulées à un confinement plus faible de 0,3 MPa, l'état de l'échantillon doit donc être moins "*usé*".

4.3.2 Comparaison de la réponse globale en cisaillement

Les essais à sec de variation de la contrainte de confinement (VSin001, V003, VSin002) se sont déroulés dans une gamme de niveau de confinement inférieure ou égale à celle utilisée lors des essais à confinement constant (Figure 4.2a). Par conséquent, nous constatons que la variation

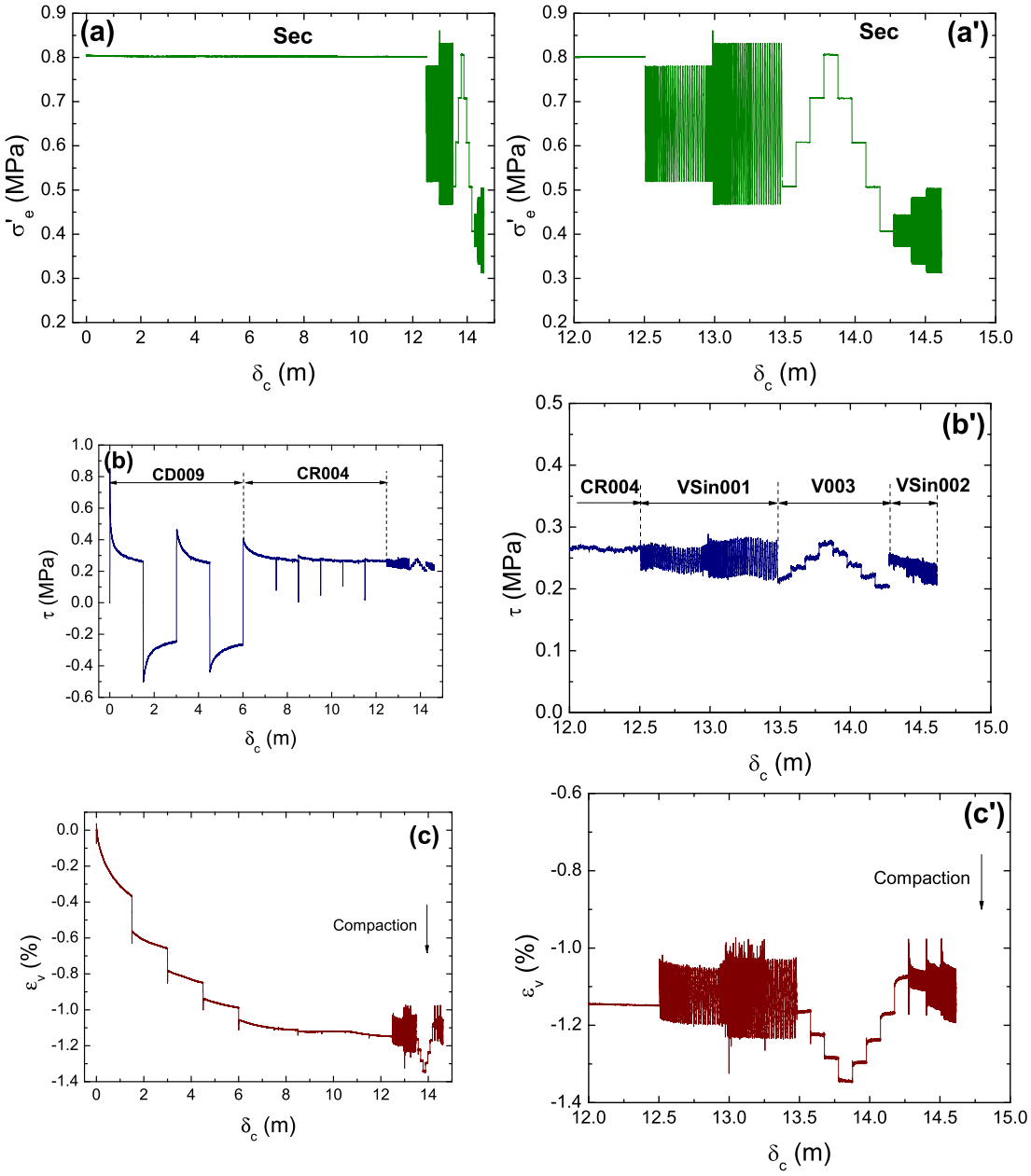


FIGURE 4.2 – *Histoire de chargement illustrant la succession des essais à* sec *ayant précédé les deux essais considérés de variation du confinement par paliers (V003) et sous forme sinusoïdale (VSin002). (a) Pression de confinement σ'_e, (b) contrainte de cisaillement τ, (c) déformations volumiques ε_v. Les courbes (a'), (b') et (c') sont des zooms sur les essais de variation du confinement. On remarque que la contrainte de cisaillement mobilisée τ lors des variations par paliers ou sinusoïdales (VSin001, V003 et VSin002) est approximativement du même niveau que le résiduel à σ'_e= 0,8 MPa (CD009 et CR004).*

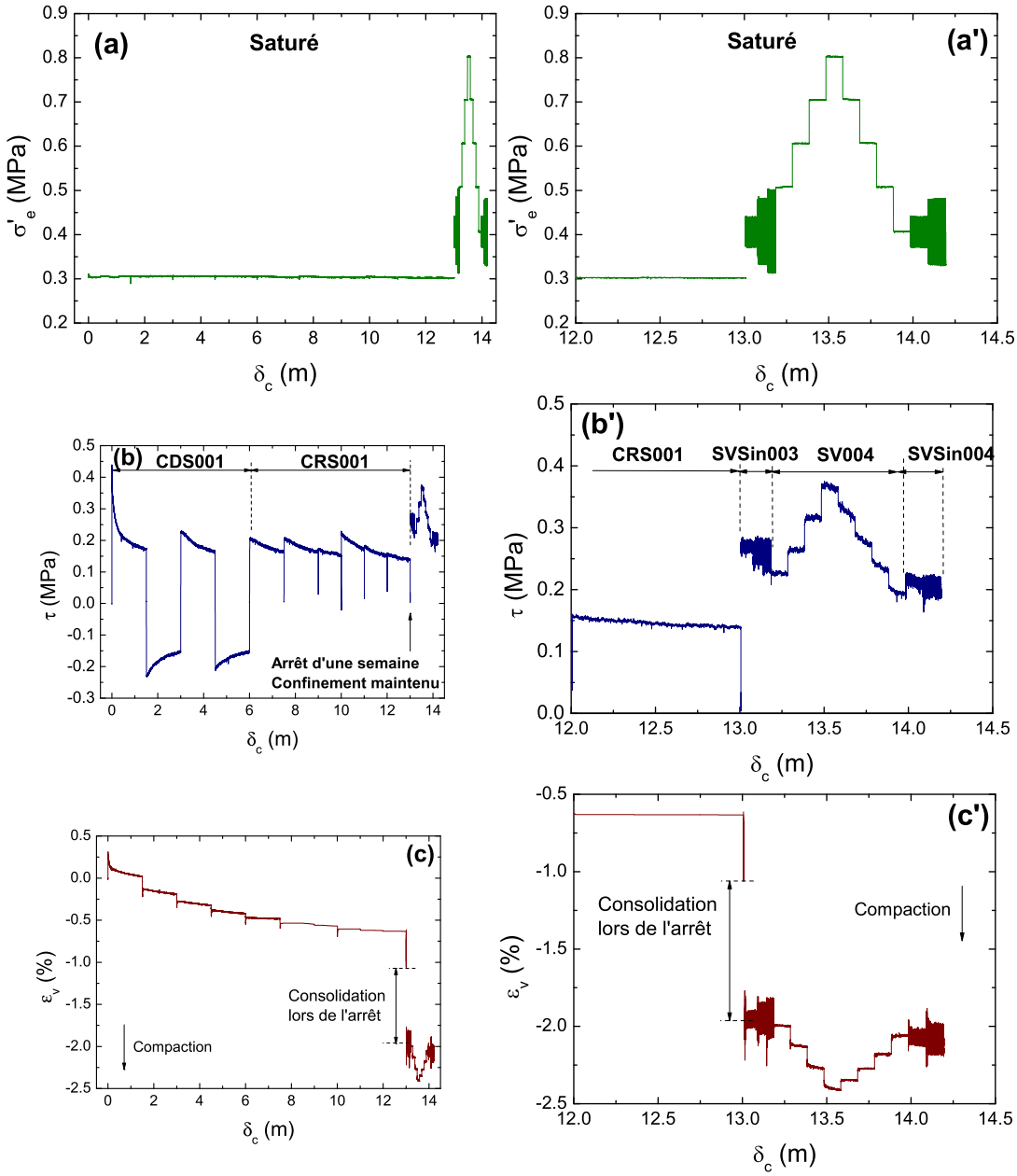


FIGURE 4.3 – *Histoire de chargement illustrant la succession des essais en* saturé *drainé ayant précédé les deux essais considérés de variation du confinement par paliers (SV004) et sous forme sinusoïdale (SVSin004). (a) Pression effective de confinement σ'_e, (b) contrainte de cisaillement τ, (c) déformations volumiques ε_v mesurées à partir de la variation du volume de l'eau de confinement. Les courbes (a'), (b') et (c') sont des zooms sur les essais de variation du confinement. Un arrêt d'une semaine sépare les essais CRS001 et SVSin003. On remarque que la contrainte de cisaillement mobilisée τ lors des variations par paliers ou sinusoïdales (SVSin003, SV004 et SVSin004) est supérieure qu'au résiduel précédent et aux pics à σ'_e= 0,3 MPa (CDS001 et CRS001).*

du cisaillement τ paraît très faible et se fait autour d'une valeur proche de la contrainte de cisaillement résiduelle (Figure 4.2b).

L'effet est plus important en saturé (SVSin003, SV004, SVSin004) : l'échantillon a été soumis dans son passé à un confinement de 0,3 MPa, alors que les variations de confinement se sont déroulées à des valeurs supérieures comprises entre $0,4 \leq \sigma'_e \leq 0{,}8$ MPa (Figure 4.3a). De plus, le sol a été laissé au repos pendant une semaine, à une contrainte de cisaillement réduite à environ 3 kPa, ce qui l'a conduit à se consolider (Figure 4.3c). Il y a donc un effet composé d'une augmentation due à la cicatrisation mécanique provoquée par le relâchement, ainsi que celle provenant d'un sol plus dense qui conduit à une résistance au cisaillement plus importante (Figure 4.3a).

4.3.3 Effet de l'eau

Maintenant que nous avons vu cette différence en terme de résistance qui concerne à la fois l'état des échantillons et la présence de l'eau, examinons l'effet de cette dernière.

Nous avons vu dans la Figure 2.9 du Chapitre 2 que la résistance au cisaillement à sec était peu différente de celle en saturé sur des échantillons initialement neufs cisaillés dans les mêmes conditions de confinement (0,7 MPa) et de vitesse de cisaillement.

Si l'on considère maintenant d'un côté ce faible écart de la résistance et de l'autre côté, la différence entre la résistance observée pour la variation de confinement des deux échantillons dont il est question, on remarque facilement que cette deuxième différence paraît plus importante.

Il y a donc un effet de l'histoire de chargement en terme de niveaux de confinement subis par chaque échantillon.

Linker et Dieterich (1992) avaient d'ailleurs mentionné que la résistance au frottement dépendait de l'état de la surface de glissement. Celle-ci est intimement affectée par l'histoire de chargement, plus particulièrement à travers la contrainte normale et la vitesse de cisaillement.

4.3.4 Conclusions sur l'effet de l'histoire du chargement

La comparaison visuelle entre les essais V003 et VSin002 d'un côté et SV004 et SVSin004 de l'autre permet de mettre en évidence les différences suivantes :

- Un échantillon largement cisaillé à grand confinement est moins sensible aux variations qui se déroulent au-dessous de ce niveau de confinement,
- L'amplitude de la variation de la déformation volumique (ε_v) et celle du cisaillement (τ) lors des variations du confinement est plus petite dans le cas d'un matériau "*usé*" par un confinement plus grand,
- Un échantillon ayant été moins "*usé*" dans son histoire présente un palier stationnaire de τ lorsque le confinement augmente, et un adoucissement lorsque le confinement diminue (Figure 4.3b'),
- La même analyse faite en terme de déformations volumiques indique dans les deux cas un palier stationnaire précédé d'une phase transitoire plus courte dans le cas du matériau "*usé*".

Nous allons reprendre cette comparaison avec plus de détails dans les les pages à suivre.

Enfin, il est clair que nous ne pouvons conclure sur la base des seuls résultats des essais dont nous disposons. Néanmoins, l'examen des expériences de cisaillement alterné à sec et en saturé pour un même confinement, nous incite à penser que l'élément dominant dans la différence du comportement aux variations du confinement est attribué aux niveaux de confinement subies par chaque échantillon dans son passé, et donc à l'histoire de chargement.

4.4 Variation par paliers

Nous présentons dans ce qui suit les résultats de la variation du confinement par paliers de l'essai V003. Nous le comparerons ensuite à l'essai SV004. Les échantillons utilisés dans les deux expériences ont été largement cisaillés comme l'indiquent les Figures 4.2 et 4.3. Les lecteurs intéressés par les essais sur des échantillons de sable initialement neuf trouveront en Annexe C le résultat de l'essai V002.

Les deux essais V003 et SV004 consistent à varier le confinement par paliers de 0,1 MPa en démarrant d'une pression de 0,5 MPa jusqu'à 0,8 MPa. Pour chaque palier la pression est maintenue constante sur 0,1 m de déplacement.

4.4.1 Réponse en cisaillement

La Figure 4.4a montre la variation de la pression de confinement σ'_e ainsi que celle de la réponse en cisaillement τ de l'essai V003. Nous observons clairement que chaque variation du confinement induit une variation de la contrainte de cisaillement. Pendant le palier de σ'_e le cisaillement peut être considéré comme stationnaire. Lors de la diminution de σ'_e, la contrainte de cisaillement reprend approximativement la valeur atteinte à la même pression lors du palier croissant. On peut également le vérifier sur la Figure 4.4d.

Les travaux de la littérature ont montré qu'un accroissement (respectivement, réduction) rapide de la contrainte normale σ_n est suivi d'une augmentation (respectivement, diminution) instantanée élastique du cisaillement puis d'une évolution transitoire, avec le déplacement, vers un nouvel état stationnaire. Un exemple est indiqué par les Figures 4.5b, d et e extraites de Hong et Marone (2005).

Dans notre cas, nous constatons effectivement une variation instantanée de la résistance au cisaillement τ (Figure 4.4a). Cependant, la phase transitoire n'est pas observée et la fluctuation de la valeur de τ nous empêche de vérifier son existence. Nous pouvons quand même constater, que lors de l'augmentation de σ'_e, τ semble passer par un léger pic puis diminuer vers un palier plus ou moins stable. Lors de la diminution de σ'_e, τ passe par un creux puis remonte vers un palier stationnaire. Ceci dit, ce phénomène n'était pas reproductible sur un échantillon de sable initialement neuf du moins lors des paliers décroissants (Figure C.1, Annexe C).

Un tel comportement pourrait dépendre fortement de la nature et de l'épaisseur du matériau. En effet, Hong et Marone (2005) avaient observé une différence entre la réponse d'une gouge de mélange quartz/argile et celle de quartz pur comme le montrent les Figures 4.5d et e, respectivement. La réponse en cisaillement τ sur la gouge de quartz présentait un comportement instable (*stick-slip*) lors des paliers décroissants de σ. Il ressemble dans la forme à notre résultat dans la partie décroissante où on voit un creux de τ suivi d'une augmentation vers un palier stable (Figure 4.4a').

Par ailleurs, Wang et Scholz (1994) ont par contre observé une réponse à une variation par échelon de la contrainte normale comparable à la fois en croissance et en décroissance (Figure 4.6b), compatible avec les résultats de Linker et Dieterich (1992) et de Olsson (1988). Leurs travaux ont été réalisés sur du granite de Westerley à l'aide d'un appareil de cisaillement rotatif.

4.4.2 Réponse en déformations volumiques

Les déformations volumiques sont montrées dans la Figure 4.4b. On remarque que chaque augmentation (diminution) du confinement engendre une compaction (dilatation) instantanée de l'échantillon, suivie d'une déformation transitoire très courte puis une stabilisation durant

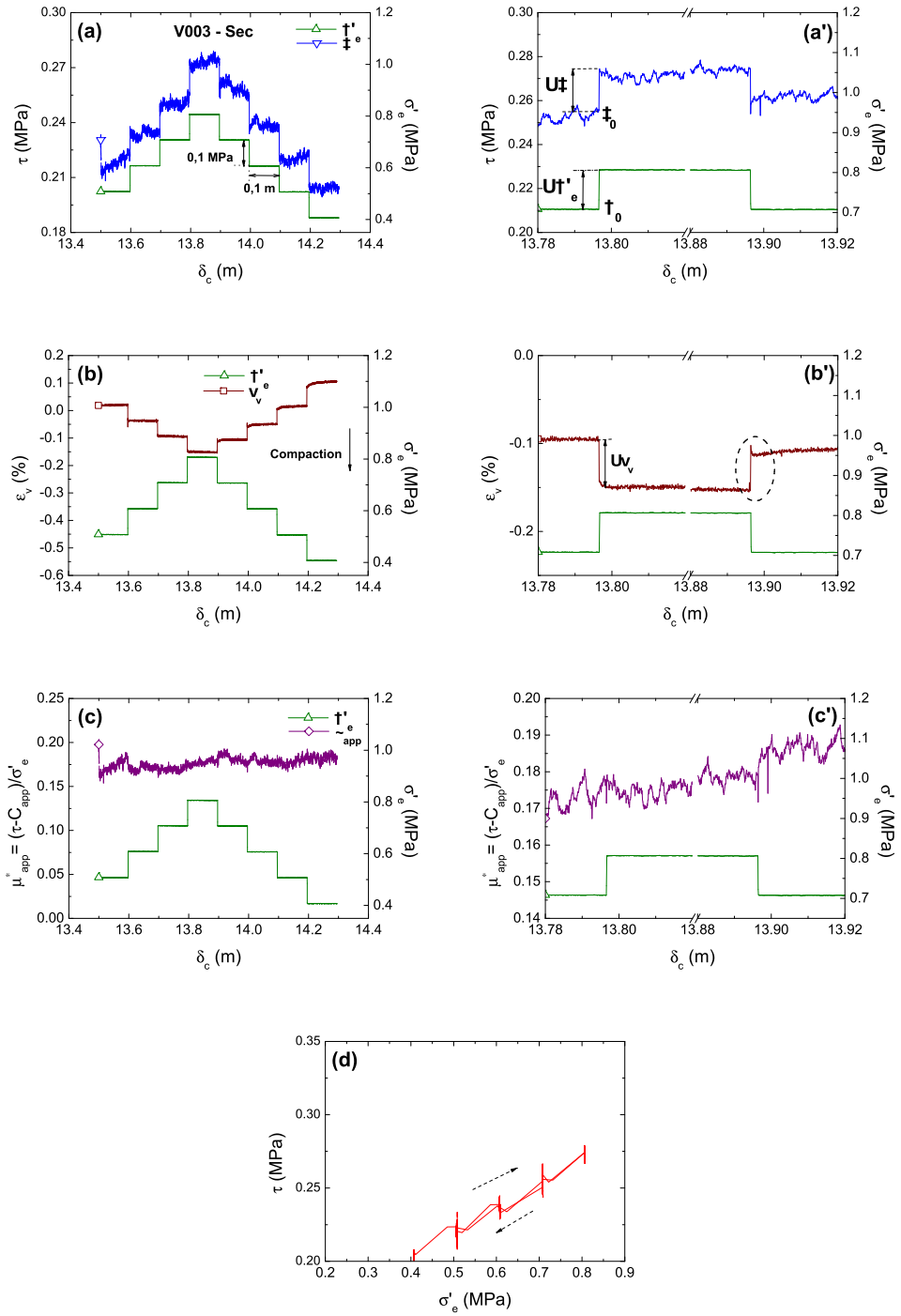


FIGURE 4.4 – *Essai V003 de variation par paliers du confinement sur un échantillon sec de sable usé (δ_0= 13,5 m). Vitesse constante v= 83,33 μm/s. (a) Paliers de confinement σ'_e (△) de 0,1 MPa d'amplitude sur 0,1 m de déplacement et réponse en cisaillement τ (▽). (b) Déformations volumiques ε_v (□), la flèche indique le sens de la compaction. (c) Coefficient de frottement apparent μ^*_{app}=$(\tau - C_{app})/\sigma'_e$ (◊) où C_{app}= 0,13 MPa est obtenu à partir de la Figure 2.8 du Chapitre 2. (d) Chemin de contraintes τ-σ'_e. Les figures (a'), (b') et (c') sont des zooms du palier supérieur à 0,8 MPa, à ∼ 0,02 m avant et après variation. $\Delta\tau$ et $\Delta\varepsilon_v$ représentent respectivement la variation du cisaillement et de la déformation volumique résultants de la perturbation $\Delta\sigma'_e$.*

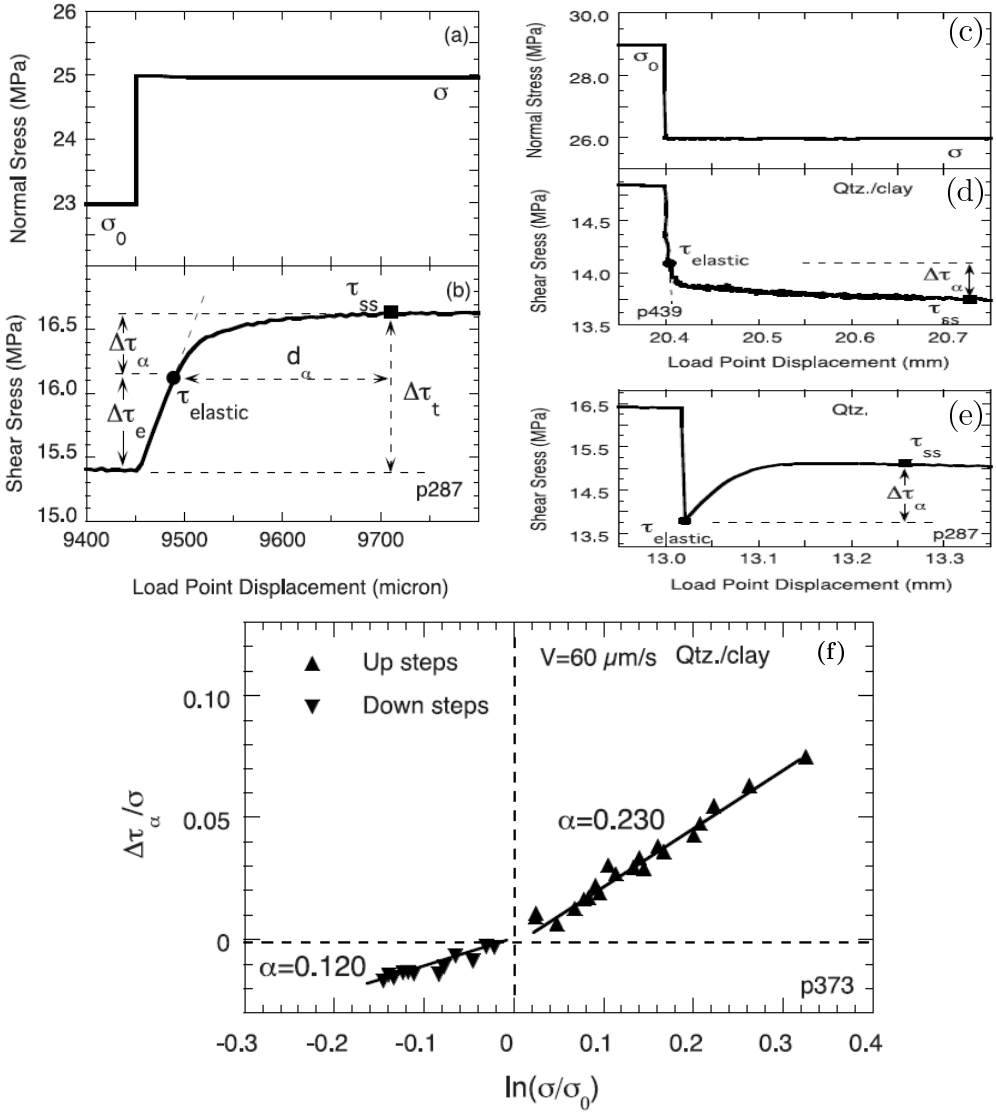


FIGURE 4.5 – *Figures extraites de Hong et Marone (2005) : (a) Variation croissante par échelon de la contrainte normale. (b) Réponse en cisaillement. On remarque l'accroissement linéaire élastique suivi d'une évolution graduelle. (c) Variation décroissante par échelon de la contrainte normale. (d) Réponse en cisaillement dans le cas d'une gouge de mélange quartz/argile (variation linéaire puis graduelle). (e) Réponse en cisaillement dans le cas d'une gouge de quartz pur. Cette figure montre une réponse instable de type Stick-Slip. (f) Définition du paramètre α par la pente de la variation de la résistance au cisaillement dans la partie non linéaire $\Delta\tau_\alpha$ normalisée par la contrainte normale finale σ en fonction du logarithme du rapport entre la contrainte finale σ et la contrainte initiale σ_0. α a été initialement défini par Linker et Dieterich (1992) et est valable lors d'une variation par échelon ou par impulsion.*

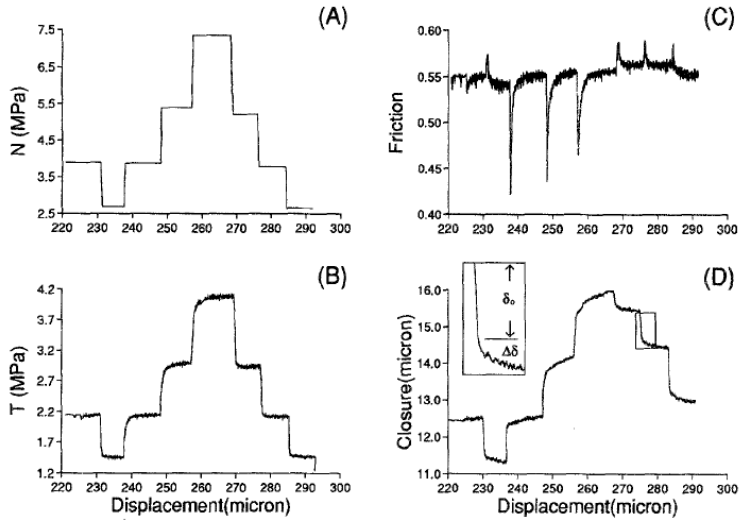


FIGURE 4.6 – *Figure extraite de Wang et Scholz (1994) montrant les résultats d'un essai de variation par paliers de la contrainte normale N sur du granite de Westerley à l'appareil de cisaillement direct-double. (A) Contrainte normale. (B) Réponse en cisaillement T. (C) Coefficient de frottement égal au rapport T/N. (D) Variation de la distance normale.*

le palier (Figure 4.4b'). On remarque également, lors des paliers décroissants, que l'échantillon reprend le volume atteint à la même pression lors des paliers croissants.

Les mesures de la déformation volumique présentent moins de fluctuation que celles de la contrainte de cisaillement τ. Si l'on suppose que cette dernière suit la même forme de variation de ε_v on pourrait alors s'attendre à une réponse en deux phases : instantanée puis transitoire. Le petit pic de ε_v observé dans la partie encerclée de la Figure 4.4b', semble correspondre au creux de τ.

4.4.3 Réponse en frottement apparent

Le coefficient de frottement apparent équivalent μ^*_{app} défini par l'équation (2.8) du Chapitre 2, est présenté sur la Figure 4.4c. Cette figure indique que μ^*_{app} est pratiquement stationnaire autour d'une valeur moyenne de 0,18.

Notons que cette faible valeur de μ^*_{app} ne représente pas le frottement réel à l'interface. Celle-ci étant rugueuse, on s'attendrait à des valeurs plus élevées. La particularité de μ^*_{app} réside dans le fait qu'il est défini à partir du rapport de la contrainte de cisaillement (réduit de la cohésion apparente) à la pression de confinement.

Il est intéressant de voir la variation du coefficient de frottement μ obtenu par Wang et Scholz (1994) à partir du rapport entre le cisaillement et la contrainte normale (Figure 4.6). On remarque que lors de l'accroissement de la contrainte normale (N), le frottement (Friction= T/N) chute rapidement pour ensuite remonter graduellement vers une valeur stationnaire d'environ 0,55 ; l'inverse est observé lors de la diminution de σ (Linker et Dieterich (1992) l'ont également mentionné). Ce n'est pas le même comportement dans notre cas, probablement à cause de la nature du matériau et de son épaisseur. Celui de Wang et Scholz (1994) consiste en une roche de granite de Westerley sans gouge au démarrage de l'essai, alors que dans notre cas il s'agit du sable anguleux de Hostun.

4.4.4 Effet de l'histoire de chargement

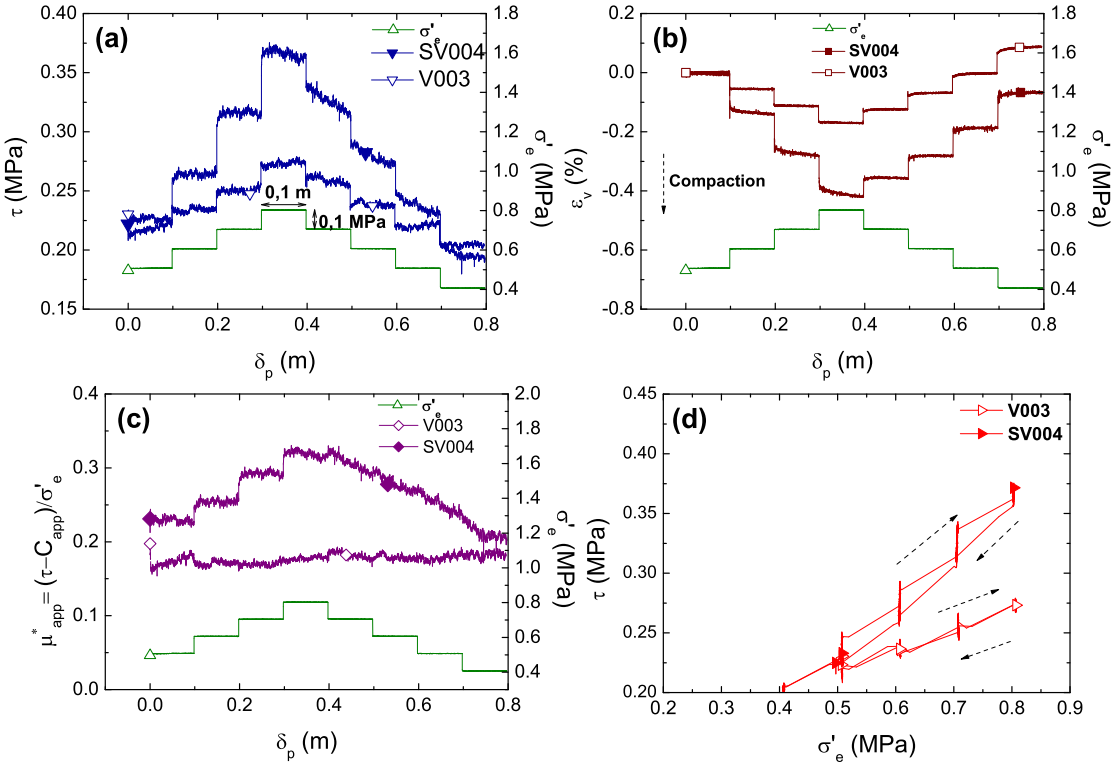


FIGURE 4.7 – *Variation par paliers du confinement de l'essai à sec V003 en comparaison avec l'essai SV004 en saturé drainé (u_0= 0,06 MPa) sur un échantillon de sable usé (δ_0= 12,32 m). L'axe des abscisses représente le déplacement partiel δ_p depuis le démarrage de chaque essai. Vitesse de cisaillement v= 83,33 µm/s. (a) Paliers de confinement σ'_e (△) de 0,1 MPa d'amplitude sur 0,1 m de déplacement et réponse en cisaillement : SV004 (▼) et V003 (▽). (b) Déformations volumiques ε_v : SV004 (□) et V003 (■), la flèche indique le sens de la compaction. (c) Coefficient de frottement apparent $\mu^*_{app}=(\tau - C_{app})/\sigma'_e$: SV004 (◊) et V003 (♦) où C_{app} sont respectivement 0,13 MPa et 0,11 MPa obtenus à partir de la valeur résiduelle de C_{app} de la Figure 2.11b du Chapitre 2. (d) Chemin de contraintes τ en fonction de σ'_e : V003 (▷) et SV004 (▶).*

Les deux essais V003 et SV004 que nous comparons ici ont été réalisés sur deux échantillons ayant subi une histoire de chargement différente. En effet, nous avons vu au § 4.3 l'échantillon de l'essai V003 a été soumis dans son passé à une contrainte de confinement de 0,8 MPa supérieure ou égale à celles parcourues par les paliers. Alors que l'essai SV004 a, au contraire, subi un confinement inférieur dans son passé de 0,3 MPa.

La Figure 4.7 montre la comparaison entre les résultats des deux essais. Nous constatons que la résistance au cisaillement de l'essai SV004 est supérieure à celle du V003 (Figure 4.7a). L'écart est d'autant plus important que la pression effective de confinement augmente. La variation de τ dans la phase croissante du SV004, semble se faire en deux temps : instantané puis transitoire, ce qui n'a pas été observé pour le V003. La phase décroissante montre aussi une diminution instantanée de τ suivie d'un adoucissement en déplacement pendant le palier de σ'_e.

De même, la déformation volumique enregistrée pour le SV004 est supérieure à celle du V003 (Figure 4.7b). Ceci paraît naturel, puisque l'échantillon de ce dernier ayant été plus compacté par les confinements supérieurs subit moins de déformations lorsqu'on le cisaille à des confinements plus faibles.

Par ailleurs, au moment où à l'essai V003, le coefficient de frottement μ^*_{app} reste stationnaire, l'essai SV004 montre que les perturbations induisent une variation de μ^*_{app}.

Enfin, la Figure 4.7d illustre le chemin de contraintes suivi durant les deux essais. Elle montre d'abord que la pente, qui reflète le coefficient de frottement μ^*_{app}, est supérieure dans le cas de l'essai SV004. Elle montre aussi moins d'hystérésis pour l'échantillon le plus usé (V003).

4.4.5 Réponse instantanée à une variation du confinement

Nous avons défini dans la Figure 4.4a' et b' la variation du cisaillement $\Delta\tau$ et de la déformation volumique $\Delta\varepsilon_v$ en réponse à une variation instantanée de la pression effective de confinement $\Delta\sigma'_e$. La Figure 4.8 montre la relation entre ces différentes grandeurs.

Précisons que l'estimation de ces grandeurs se fait sur la base de la différence entre la dernière valeur atteinte avant variation du confinement et la première valeur juste à la fin de cette variation. Nous voyons bien sur le zoom de la Figure 4.4a', que la contrainte de cisaillement subit des fluctuations importantes. Nous nous intéressons donc plus particulièrement à l'effet instantané qui est plus facile à déceler. Nous nous retrouvons donc dans une analyse différente de celle de Hong et Marone (2005) qui se sont intéressés plutôt à la partie non linéaire (Figures 4.5b, d, e). Notons que nous avons également traité les résultats des essais V001 et V002 réalisés sur des échantillons de sable initialement neuf.

4.4.5.1 Réponse en cisaillement

Lors des essais V001 et V002, la pression de confinement a été variée par paliers de $0,05$ MPa, alors qu'aux essais V003 et SV004, cette variation est de $0,1$ MPa. Les valeurs positives (négatives) de $\Delta\sigma'_e$ dans les Figures 4.8a et b, représentent les paliers croissants (décroissants) du confinement.

Nous constatons dans la Figure 4.8a que la relation entre la variation du cisaillement $\Delta\tau$ et celle du confinement $\Delta\sigma'_e$ paraît approximativement linéaire. Ce constat est compatible avec les travaux précédents de Linker et Dieterich (1992); Hong et Marone (2005); Richardson et Marone (1999). Ceci est également vrai pour la partie transitoire observée par ces auteurs ; elle augmente linéairement avec le confinement (Figure 4.5c).

Cependant, deux remarques devraient être soulignées par rapport aux valeurs positives de la partie croissante du confinement. La première est que les valeurs de l'essai V002 diminuent, avec le déplacement partiel δ_p (depuis le début de l'essai), pour s'approcher de la droite de tendance. Ceci est dû à l'état initialement neuf du matériau.

La deuxième remarque consiste à indiquer que la variation n'est pas tout à fait linéaire dans la partie croissante. Ceci est dû à deux raisons : la première est du fait que nous ne disposons pas d'assez de points notamment pour des amplitudes inférieures à 0,05 MPa ou supérieures à 0,1 MPa ; la seconde est la position des points relatifs à l'essai V003. Cet essai a été réalisé sur un échantillon ayant subi dans son passé des confinements plus importants que ceux des autres essais. Le matériau de l'interface doit se trouver dans un état nettement plus usé que les autres. Les points relatifs à l'essai V003 devraient donc être décalés vers le haut pour rejoindre la droite de tendance déjà tracée. De plus, cette droite passe par zéro puisqu'en l'absence de variation du confinement, aucune variation du cisaillement ne peut avoir lieu (en maintenant évidemment les autres paramètres invariables). Il est peu probable qu'il y ait un effet seuil de $\Delta\sigma'_e$ (en dessous duquel il n'y a pas de variation de τ), puisque la partie décroissante montre tout de même l'existence d'une variation de τ pour de faibles variations de σ'_e.

Enfin, la pente de la droite de tendance de la partie croissante est supérieure à celle de la

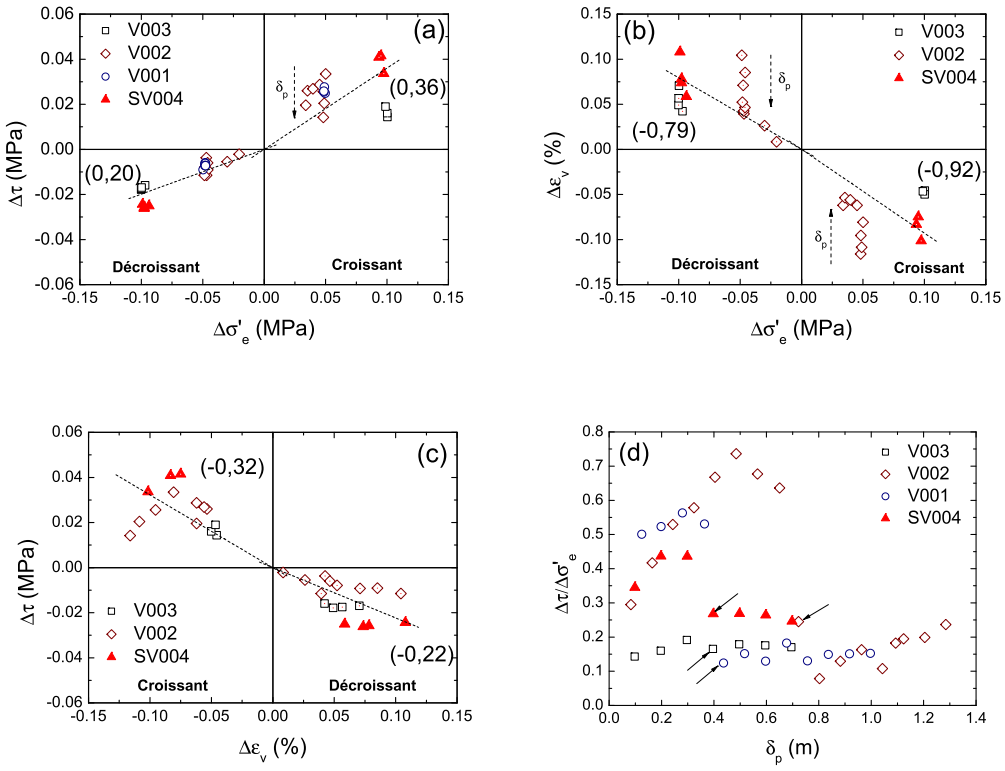


FIGURE 4.8 – *Réponse instantanée à la variation par paliers du confinement : (a) Variation du cisaillement $\Delta\tau$ en fonction de la perturbation du confinement $\Delta\sigma'_e$ (Définition dans la Figure 4.4). (b) Variation de la déformation volumique $\Delta\varepsilon_v$. (c) Variation du cisaillement en fonction de la variation de déformation. (d) Variation avec le déplacement partiel δ_p (depuis le démarrage de chaque essai) de $\Delta\tau/\Delta\sigma'_e$, les flèches indiquent le début de la phase décroissante de σ'_e. Les essais considérés : à sec sur échantillon initialement neuf : V001 (○), et V002 (◊), à sec sur échantillon usé : V003 (□), et en saturé sur échantillon usé : SV004 (▲).*

partie décroissante. Ce résultat semble concorder avec les travaux de Hong et Marone (2005) sur le mélange quartz/argile (Figure 4.5f).

Par ailleurs, la Figure 4.8d montre l'évolution, avec le déplacement δ_p, du rapport $\Delta\tau/\Delta\sigma'_e$. Les flèches indiquent le premier point correspondant au début de la phase décroissante de chaque essai. Nous constatons que ce rapport dépend fortement de la phase, croissante ou décroissante, et surtout de l'état du matériau. Puisque les essais V001 et V002 ont été réalisés sur du sable initialement neuf, et que la phase croissante de σ'_e se trouve avant la phase décroissante, le rapport $\Delta\tau/\Delta\sigma'_e$ est alors supérieur. Or pour l'échantillon de l'essai V003, c'est le même ordre de grandeur qui existe dans les deux phases.

Si l'on s'intéresse uniquement à la phase décroissante de tous les essais, nous constatons que le rapport $\Delta\tau/\Delta\sigma'_e$ a une valeur moyenne d'environ $0,18$.

4.4.5.2 Réponse en déformations volumiques

La Figure 4.8b montre une augmentation linéaire de $\Delta\varepsilon_v$ en fonction de $\Delta\sigma'_e$, plus importante dans la phase croissante. Nous constatons aussi que $\Delta\varepsilon_v$ de l'essai V002 diminue (en valeur absolue) avec le déplacement δ_p, comme l'indique la flèche. Nous pensons aux mêmes raisons que pour $\Delta\tau$.

La relation entre les deux réponses $\Delta\tau$ et $\Delta\varepsilon_v$ est montrée dans la Figure 4.8c. La variation peut également être considérée linéaire pour les phases croissantes et décroissantes ; la pente, obtenue par régression linéaire, paraît supérieure dans la phase croissante de σ'_e.

4.4.6 Conclusion sur l'effet de la variation par paliers

Nous retenons de ces résultats que la variation instantanée de σ'_e est accompagnée d'une variation instantanée de τ et de ε_v. La variation en cisaillement et en déformation volumique peut être considérée linéaire en fonction de la variation du confinement. L'effet d'une telle perturbation est plus manifeste sur un échantillon ayant subi dans son passé un niveau de confinement inférieur à celui parcouru par les paliers.

4.5 Variation sinusoïdale

4.5.1 Commentaire sur le déroulement des essais

Les essais réalisés dans le cadre de notre étude diffèrent dans la gamme des paramètres étudiés dans la littérature. Les contraintes mises en jeu sont nettement plus faibles (typiquement 0,5 MPa contre plusieurs dizaines de MPa). Les périodes des vibrations varient de 5 à 300 s ; il n'était pas possible de descendre en dessous vu le risque d'endommager le volumètre. De plus, les vibrations de périodes inférieures à $T \leq 20$ s ne suivent pas une forme sinusoïdale du fait de la grande quantité de l'eau de confinement ($\approx$ 15 l). Pour toutes ces raisons, on ne peut donc comparer nos résultats à la littérature que de façon qualitative.

Deux essais de cisaillement sont considérés, VSin002 à sec et SVSin004 en saturé (Tableau 4.1). Nous illustrerons uniquement le résultat de l'essai VSin002. Une comparaison graphique de cet essai avec l'essai SVSin004 est présentée en Annexe C, Figures C.2 à C.6.

4.5.2 Réponse en cisaillement

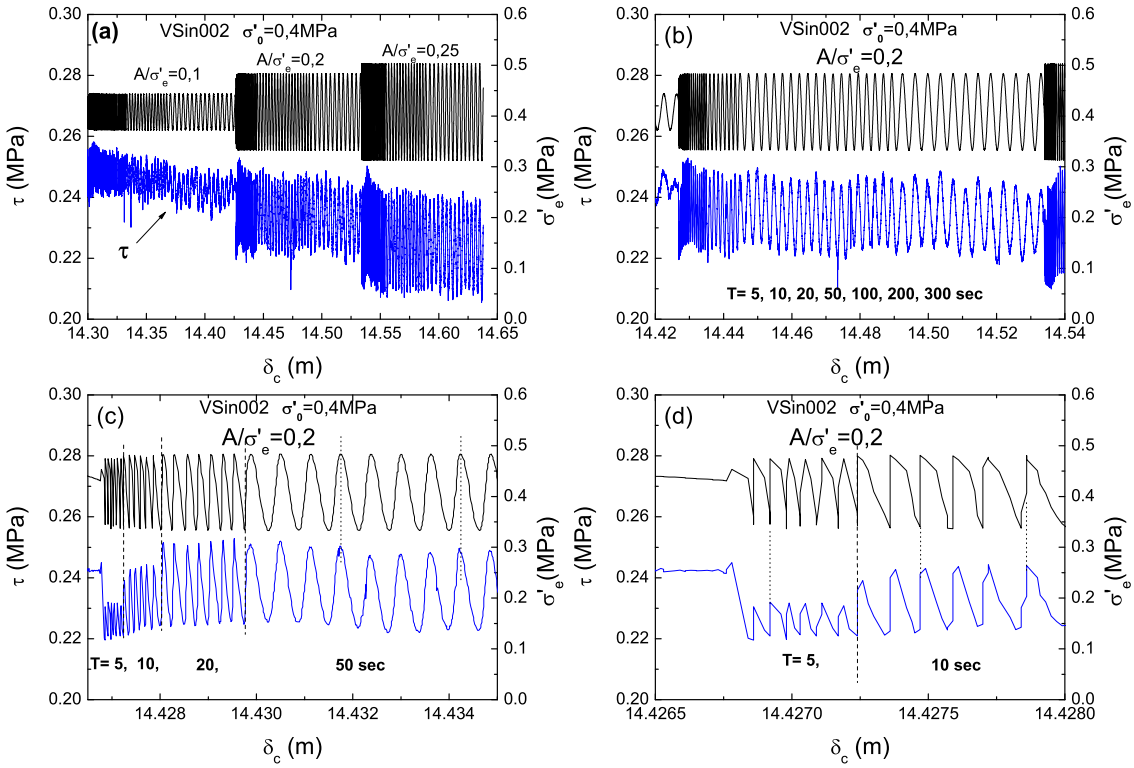


FIGURE 4.9 – *Essai VSin002 de variation sinusoïdale de la pression de confinement sur un échantillon sec de sable usé (δ_0= 14,3 m). Confinement moyen σ'_0 = 0,4 MPa, amplitudes normalisées A/σ'_e =0,1 - 0,2 - 0,25. Cisaillement à vitesse constante v= 16,67 μm/s. (a) Réponse en cisaillement τ (courbe du bas) à la variation de σ'_e (courbe du haut). (b) Zoom sur la deuxième phase de A/σ'_e= 0,2. (c) Zoom sur les quatre premières périodes (5 à 50 s). (d) Zoom sur les périodes 5 et 10 s. Les droites en discontinu indiquent la séparation entre les périodes, alors que les droites en pointillés montrent la réponse de τ en phase avec σ'_e.*

Rappelons d'abord que la variation sinusoïdale s'effectuait autour de σ_0= 0,4 MPa. Trois amplitudes normalisées ont été adoptées : 0,1 ; 0,2 et 0,25. Dans chaque amplitude la période varie de 5 à 300 s. La courbe supérieure de la Figure 4.9a montre la variation du confinement.

La Figure 4.9a illustre aussi le résultat de la réponse en cisaillement lors de l'essai VSin002. Le déplacement effectué durant chaque phase (correspondant à une seule amplitude) est d'environ 0,11 m. Le zoom en Figure 4.9c des périodes comprises entre 5 et 50 s de la phase A/σ'_0= 0,2, montre d'abord que la variation de σ'_0 pour les faibles périodes, typiquement <20 s, ne suit pas une forme sinusoïdale. Tout de même, la variation de σ'_e est en phase parfaite avec la réponse en cisaillement τ ; ceci est montré grâce aux droites en pointillés.

L'étude du déphasage a, par ailleurs, été menée en réalisant une corrélation croisée (cross-correlation) entre τ et σ'_e. Cette technique consiste à comparer la similarité entre deux signaux sinusoïdaux. Nous avons trouvé que le maximum du coefficient de corrélation est atteint pour un déphasage nul (Figure C.7, Annexe C). Cependant, le pas d'acquisition des données dans nos essais ne pouvait pas descendre en dessous de 1 s ; c'est le temps minimum pour enregistrer tous les paramètres. Par conséquent, il n'est pas possible de détecter d'éventuels déphasages inférieurs à ce pas de mesure. Afin de le vérifier il faudra disposer d'un ordinateur plus rapide permettant de réduire le pas d'acquisition.

La Figure 4.9c montre que pour une amplitude donnée, la résistance augmente à faibles périodes (<50 s). Pour des périodes supérieures, cette résistance tend à diminuer indiquant un adoucissement avec les vibrations (Figure 4.9a).

Nous constatons donc que les vibrations de la pression de confinement induisent un adoucissement de la contrainte de cisaillement, ce qui est compatible avec les observations de Boettcher et Marone (2004). Notons que l'effet du déplacement doit être négligeable vu qu'on se trouve dans un état stationnaire, l'échantillon étant largement cisaillé.

4.5.3 Réponse en déformations volumiques

La Figure 4.10 illustre l'évolution en déplacement de ε_v pendant les mêmes perturbations du confinement de l'essai VSin002. La Figure 4.10c montre que du fait des variations rapides du volume pour les petites périodes (< 50 s), il n'était pas possible de les mesurer correctement. Ces variations rapides ne permettent pas un fonctionnement correct du volumètre et risquent même de l'endommager. Nous avons supprimé les valeurs erronées qui se manifestent par des pics ou des creux exagérés. Une meilleure allure est observée pour des périodes T≥ 50 s.

Nous constatons d'abord que la variation volumique est en phase (indiqué par les droites en pointillés) avec la variation de la contrainte de confinement σ'_e. De plus, la plus grande valeur de σ'_e correspond à la compaction maximale (minimum de ε_v). Durant la même amplitude, le volume a tendance à augmenter (dilatation) avec l'augmentation de la période. L'accroissement de l'amplitude de la perturbation induit un accroissement rapide de la dilatation.

4.5.4 Chemin de contraintes et de déformations volumiques

La Figure 4.11a illustre le chemin de contraintes suivi durant l'essai VSin002. On observe clairement l'adoucissement, avec les cycles, de la résistance au cisaillement τ à une amplitude donnée A/σ'_e. En effet, les cycles τ-σ'_e se décalent verticalement vers le bas au fur et à mesure des oscillations. La Figure 4.11b est un zoom correspondant à un cycle à T= 300 s d'amplitude A/σ'_0= 0,2 ; il montre l'hystérésis du comportement et la petite dérive en contrainte τ qui mène vers un léger adoucissement.

Dans le même sens que pour la Figure 4.11, la Figure 4.12 montre le chemin des déformations volumiques ε_v-σ'_e. La Figure 4.12a est plus bruitée à cause des variations rapides à faibles périodes (qui sont des erreurs de mesures) ; néanmoins on note une dilatation continue de l'échantillon puisque les cycles se décalent verticalement vers le haut. La Figure 4.12b montre l'hystérésis du

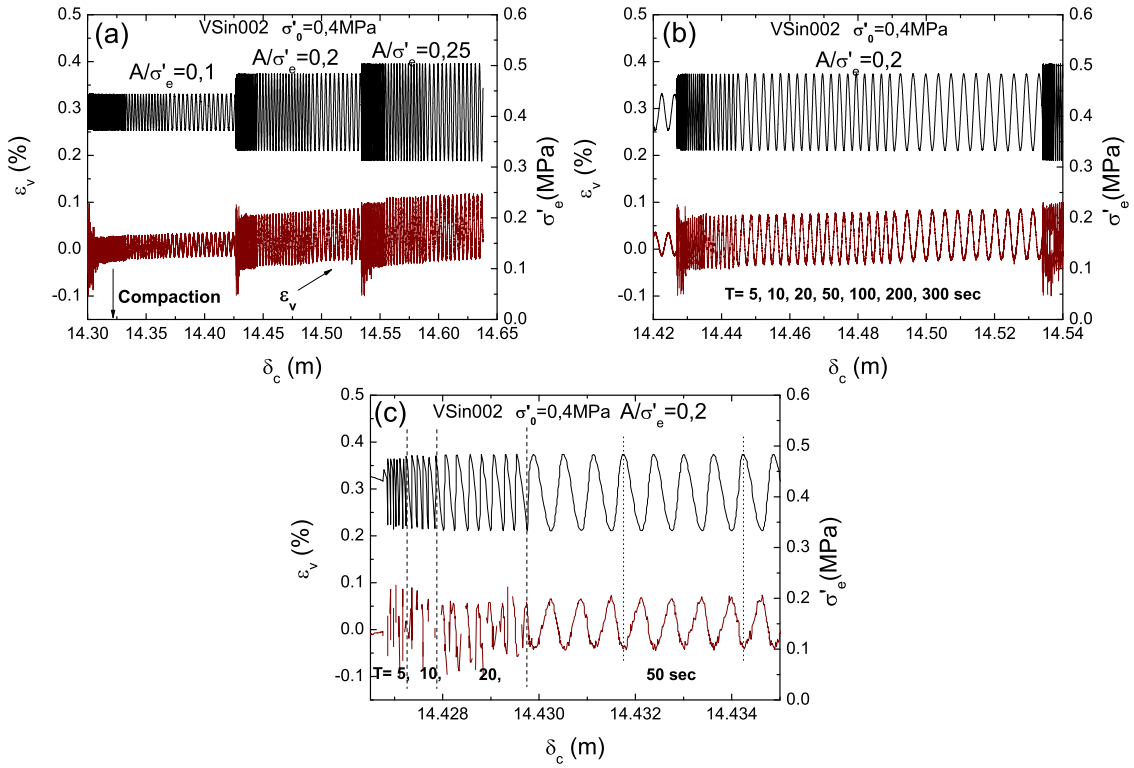


FIGURE 4.10 – *Essai VSin002 de variation sinusoïdale du confinement sur un échantillon sec de sable usé (δ_0= 14,3 m). Confinement moyen σ'_0 = 0,4 MPa, amplitudes normalisées A/σ'_e =0,1 - 0,2 - 0,25. Cisaillement à vitesse constante v= 16,67 µm/s. (a) Réponse volumique ε_v (courbe du bas) à la variation de σ'_e (courbe du haut). La flèche indique le sens de la compaction. (b) Zoom sur la deuxième phase de A/σ'_e= 0,2. (c) Zoom sur les quatre premières périodes (5 à 50 s). Les droites en discontinu indiquent la séparation entre les périodes, alors que les droites en pointillés montrent la réponse en phase de ε_v avec σ'_e puisque la plus grande valeur de σ'_e correspond à la compaction maximale (minimum de ε_v). Le volumètre ne permet pas de suivre correctement les déformations pour T< 50 s.*

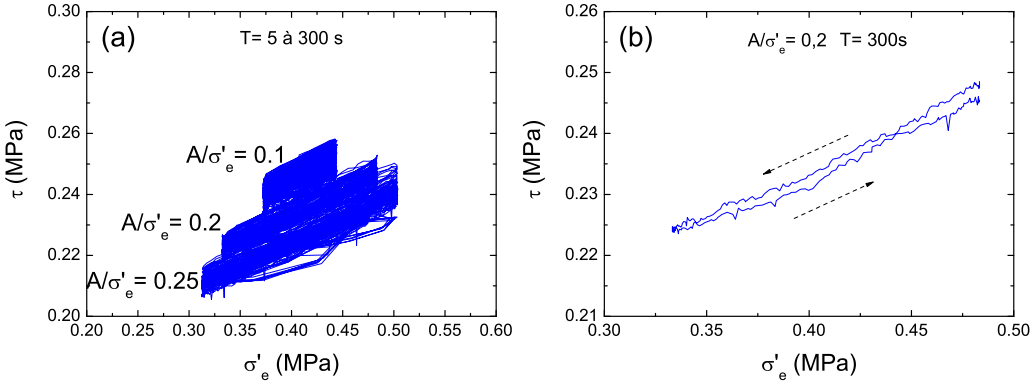


FIGURE 4.11 – *(a) Chemin de contraintes τ-σ'_e de l'essai VSin002 de variation sinusoïdale du confinement sur échantillon sec de sable usé. Confinement moyen σ'_0 = 0,4 MPa, amplitudes normalisées A/σ'_e =0,1 - 0,2 - 0,25. (b) Zoom sur une seule boucle à A/σ'_e= 0,2 et T= 300 s, elle montre une petite dérive de τ à la fin du cycle.*

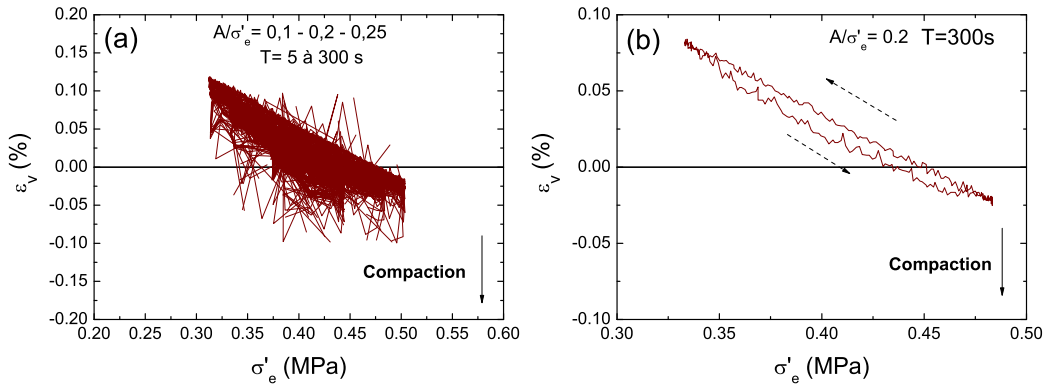


FIGURE 4.12 – *Essai VSin002 de variation sinusoïdale du confinement sur un échantillon sec de sable usé. Confinement moyen σ'_0 = 0,4 MPa, amplitudes normalisées A/σ'_e =0,1 - 0,2 - 0,25. (a) Chemin de déformations ε_v-σ'_e. La flèche indique le sens de compaction. (b) Zoom sur une seule boucle à A/σ'_e= 0,2 et T= 300 s. La dérive de ε_v étant tellement faible qu'elle ne peut être observée sur une seule boucle, alors que l'hystérésis est observée.*

chemin suivi lors d'un cycle.

4.5.5 Effet de la période

4.5.5.1 Effet sur le comportement en cisaillement

a) Définition des paramètres

Afin d'estimer l'effet de la période de vibration sur la réponse en cisaillement τ, nous définissons les paramètres suivants :

- τ_{min} : la moyenne sur les cycles des valeurs minimales de τ enregistrées pour chaque période T,
- τ_{max} : la moyenne des valeurs maximales de τ enregistrées pour chaque période T,
- $\Delta\tau$= τ_{max}-τ_{min},
- τ_{moy}= $(\tau_{min} + \tau_{max})/2$.

b) Nos résultats

Ces quatre grandeurs sont tracées dans la Figure 4.13 en fonction de la période T pour les différentes amplitudes normalisées de confinement A/σ'_e.

Nous constatons à partir de cette figure que :

- Tous les paramètres τ_{min}, τ_{max}, $\Delta\tau$ et τ_{moy} augmentent avec la période T jusqu'à environ 20 à 30 s pour ensuite se stabiliser ou diminuer légèrement comme c'est le cas pour τ_{max} et pour τ_{moy},
- Ces paramètres diminuent avec l'amplitude A/σ'_e, sauf pour $\Delta\tau$ qui augmente,
- La Figure 4.13b indique que quelque soit l'amplitude A/σ'_e, τ_{max} converge à grandes périodes T vers une valeur fixe d'environ $0,245$ MPa,
- Contrairement à τ_{max}, les courbes de $\Delta\tau$ (Figure 4.13c) convergent vers $\Delta\tau \approx 0{,}01$ MPa aux faibles périodes, plus précisément à T= 5 s.

En résumé, l'effet de la période se fait sentir principalement à faibles valeurs.

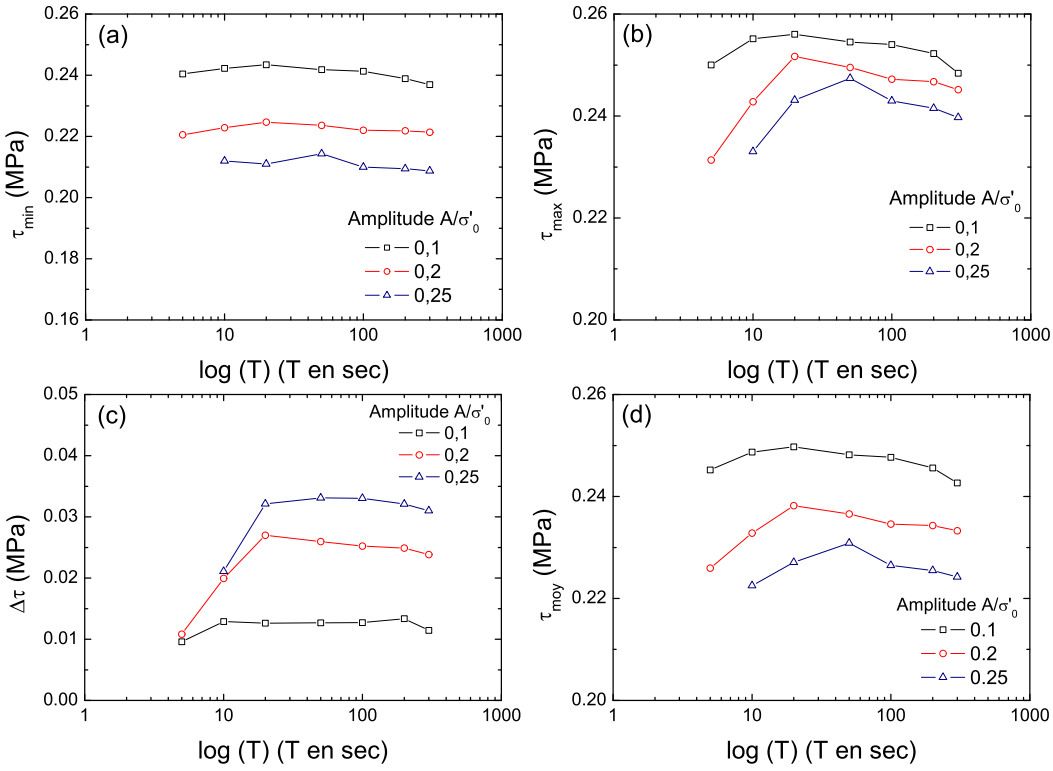


FIGURE 4.13 – *Tracé semi-logarithmique de la variation avec la période T de : (a) τ_{min}, (b) τ_{max}, (c) $\Delta\tau$, (d) τ_{moy} (voir définition dans le texte) concernant l'essai à sec VSin002. Pour chaque graphe, une comparaison est faite entre les trois amplitudes étudiées A/σ'_e.*

c) Comparaison avec les expériences de Boettcher et Marone (2004)

Il est intéressant de comparer nos observations aux résultats de Boettcher et Marone (2004) en terme d'évolution de la variation du cisaillement $\Delta\tau$ avec la période T. La Figure 4.14a de Boettcher et Marone (2004) montre la définition de leurs paramètres étudiés. La Figure 4.14b1 montre une augmentation de $\Delta\tau'$ à partir de T= 1 s et illustre la position de la période dite critique à environ T_c^*= 2 s, puis une stabilisation pour T> 20 s, la limite des valeurs explorées par ces auteurs. Il n'est donc pas possible de continuer la comparaison au-delà. Dans notre cas, nous observons également une augmentation de $\Delta\tau$ jusqu'à 20 s environ puis une légère diminution (Figure 4.13c).

Par ailleurs, nous n'avons observé ni déphasage dans les réponses ni période critique, en accord avec Boettcher et Marone (2004) chez qui le déphasage s'atténue à grandes périodes (Figure 4.14b3). Nous reviendrons en discussion sur l'étude des instabilités et de la résonance à l'ACSA.

La comparaison entre τ_{moy} de nos résultats de la Figure 4.13d et au paramètre correspondant $\Delta\tau'_{yield}$ de la Figure 4.14b2 de Boettcher et Marone (2004), met en évidence une même tendance de la variation avec la période T. Les paramètres τ_{moy} et $\Delta\tau'_{yield}$ augmentent à faibles périodes. La comparaison s'arrête à T = 20 s.

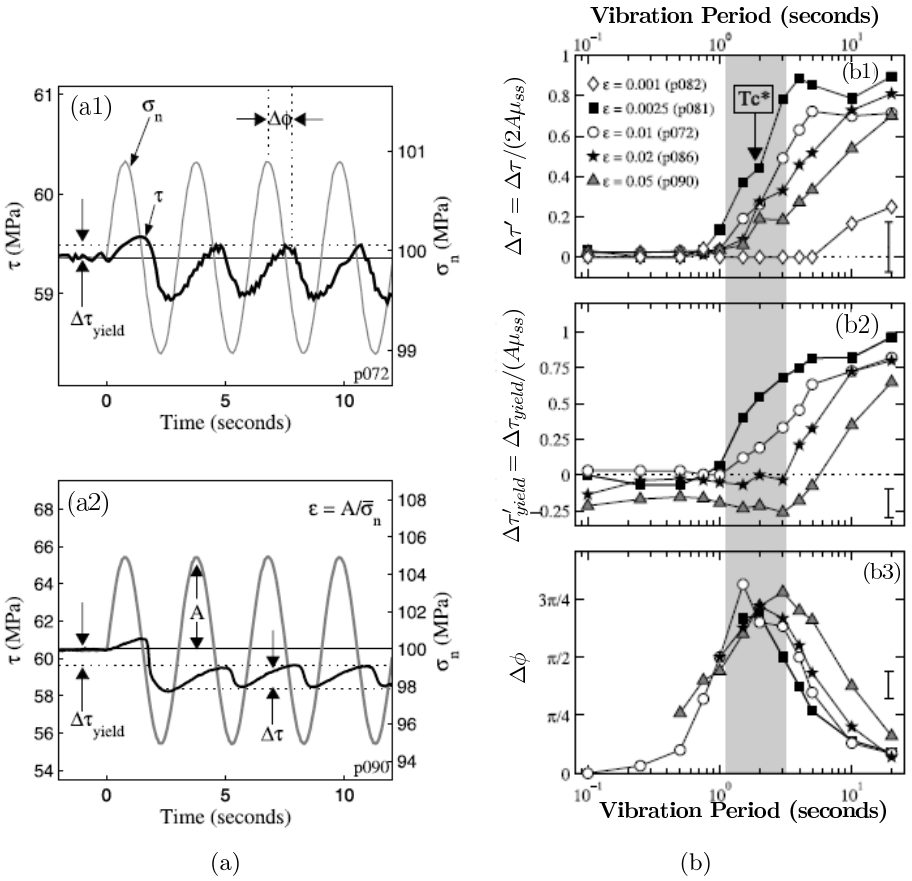


FIGURE 4.14 – Figures extraites de Boettcher et Marone (2004). (a) Définition des paramètres : A est l'amplitude de la variation de la contrainte normale σ_n, $\Delta\tau_{yield}$ l'amplitude de la variation du cisaillement, qui peut être (a1) positif indiquant un renforcement ou (a2) négatif indiquant un adoucissement, et enfin le déphasage en temps ϕ entre la perturbation et la réponse. (b) Effet de l'amplitude normalisé $\epsilon = A/\sigma_n$ et de la période T de la variation sinusoïdale sur : (a1) $\Delta\tau'$ l'amplitude de la résistance au cisaillement, illustrant la période critique T_c^* définie à $\Delta\tau' = 0{,}2$, (a2) $\Delta\tau'_{yield}$, (a3) déphasage $\Delta\phi$.

4.5.5.2 Effet sur le comportement volumique

La même analyse sur l'effet de la période a été faite aux déformations volumiques ε_v en définissant de la même manière : $\varepsilon_{v,min}$, $\varepsilon_{v,max}$, $\Delta\varepsilon_v$, $\varepsilon_{v,moy}$. Cependant, il n'était pas possible de traiter les courbes relatives aux périodes inférieures à 50 s.

La Figure 4.15 montre une augmentation de $\varepsilon_{v,min}$, $\varepsilon_{v,max}$, et $\varepsilon_{v,moy}$ avec la période. L'amplitude $\Delta\varepsilon_v$ est indépendante de la période. L'augmentation de $\varepsilon_{v,moy}$ signifie une dilatation de l'échantillon ; ceci confirme les observations faites dans les Figures 4.10. Pour les périodes inférieures à 50 s, il est très probable que la variation suit la même allure que celle de la contrainte de cisaillement (Figure 4.13) du fait du couplage entre ε_v et τ.

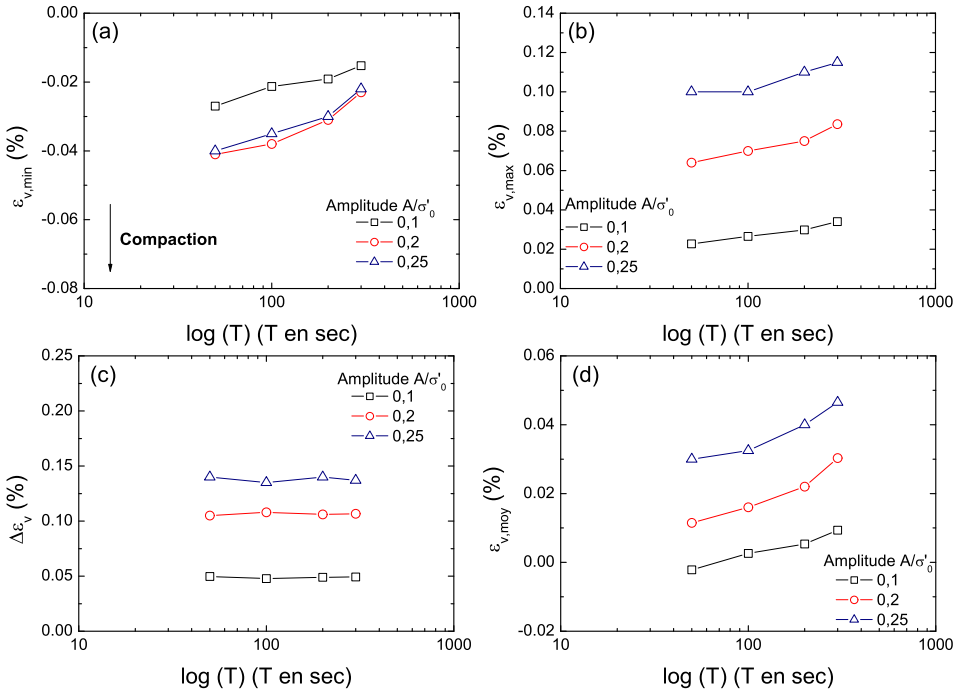


FIGURE 4.15 – *Tracé semi-logarithmique de la variation avec la période T de : (a) $\varepsilon_{v,min}$, (b) $\varepsilon_{v,max}$, (c) $\Delta\varepsilon_v$, (d) $\varepsilon_{v,moy}$ concernant l'essai à sec VSin002. Pour chaque graphe, une comparaison est faite entre les trois amplitudes étudiées A/σ'_e.*

4.5.6 Effet de l'amplitude

4.5.6.1 Effet sur le comportement en cisaillement

La Figure 4.16 illustre la variation avec l'amplitude de la perturbation $\Delta\sigma'_e$ de τ_{min}, τ_{max}, $\Delta\tau$, et τ_{moy}. Les points qui se succèdent verticalement ou se superposent correspondent aux différentes périodes.

On remarque à partir de cette figure :

- Une diminution linéaire de τ_{min}, de τ_{max}, et de τ_{moy} en fonction de $\Delta\sigma'_e$,
- Une augmentation linéaire de $\Delta\tau$ en fonction de $\Delta\sigma'_e$.

Par ailleurs, la comparaison des pentes nous conduit à remarquer que l'effet de la variation du confinement se fait sentir plus sur τ_{min} qui affecte à la fois τ_{moy} et $\Delta\tau$.

Par ailleurs, Boettcher et Marone (2004) ont trouvé une augmentation linéaire entre $\Delta\tau'$ et l'amplitude normalisée de la variation du confinement $\epsilon = A/\sigma_n$. Ce résultat est donc compatible avec notre observation de la Figure 4.16c.

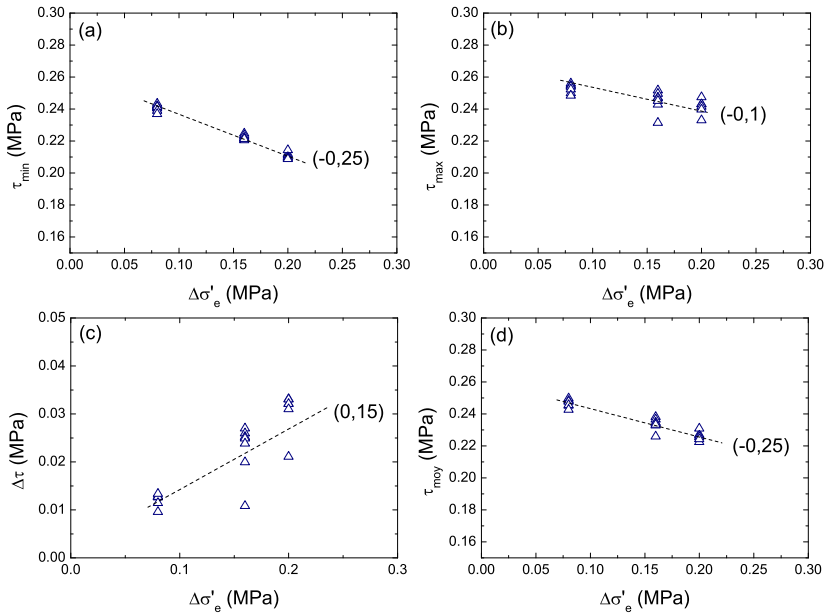


FIGURE 4.16 – *Variation avec l'amplitude de variation du confinement $\Delta\sigma'_e$ de : (a) τ_{min}, (b) τ_{max}, (c) $\Delta\tau$, (d) τ_{moy} concernant l'essai à sec VSin002. On indique entre parenthèses la pente des droites de régression.*

4.5.6.2 Effet sur le comportement volumique

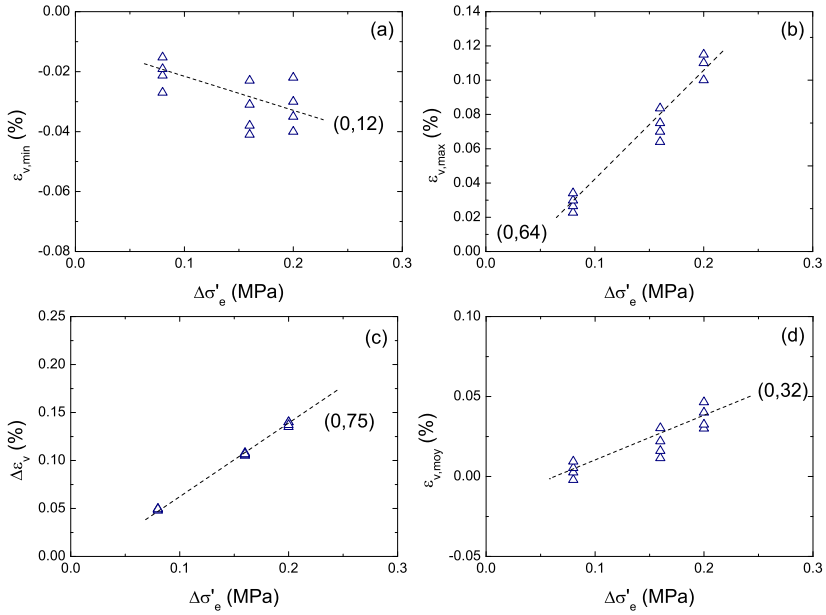


FIGURE 4.17 – *Variation avec l'amplitude du confinement $\Delta\sigma'_e$ de : (a) $\varepsilon_{v,min}$, (b) $\varepsilon_{v,max}$, (c) $\Delta\varepsilon_v$, (d) $\varepsilon_{v,moy}$ concernant l'essai à sec VSin002. On indique entre parenthèses la pente des droites de régression.*

La Figure 4.17 montre principalement que l'effet le plus important de la variation du confinement $\Delta\sigma'_e$ se fait sentir sur $\Delta\varepsilon_v$ où la pente est la plus importante en comparaison avec les pentes des autres paramètres ; la linéarité est également remarquable.

4.5.7 Conclusion sur l'effet de la variation sinusoïdale

La variation sinusoïdale du confinement reste en phase avec les réponses en cisaillement et en déformation volumique. L'évolution du cisaillement se manifeste essentiellement à faibles valeurs de période jusqu'à T= 20 s environ ; au-delà, la réponse se stabilise ou diminue. Mais ce qui est encore plus intéressant, c'est la proportionnalité observée entre la variation du confinement $\Delta\sigma'_e$ et les paramètres ($\tau_{v,min}$, $\tau_{v,max}$, $\Delta\tau_v$, $\tau_{v,moy}$) et ($\varepsilon_{v,min}$, $\varepsilon_{v,max}$, $\Delta\varepsilon_v$, $\varepsilon_{v,moy}$).

4.6 Discussion

4.6.1 Comparaison variation par paliers / variation sinusoïdale

Il s'agit ici de comparer l'effet d'une perturbation instantanée par palier à celle sous forme sinusoïdale. Nous avons alors considéré les essais réalisés sur le même échantillon et ayant la même histoire de chargement. L'essai à sec de perturbation par paliers V003 a été comparé à celui des variations sinusoïdales VSin002, et les essais en saturé drainé SV004 avec SVSin004.

4.6.1.1 Réponse en cisaillement

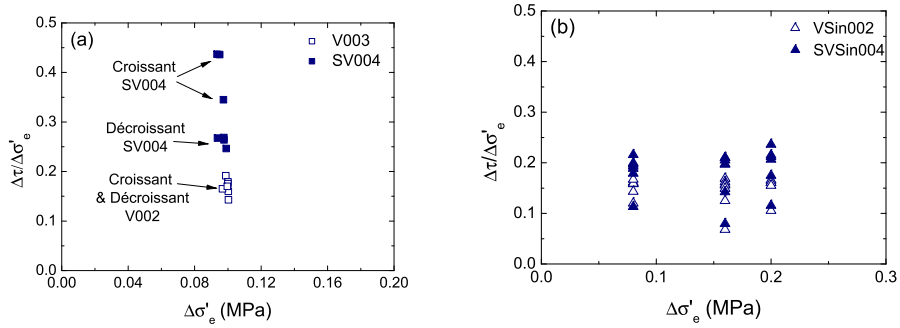


FIGURE 4.18 – *Comparaison entre la réponse aux perturbations par paliers et la réponse aux variations sinusoïdales. (a) Cisaillement normalisé $\Delta\tau/\Delta\sigma'_e$ en fonction de l'amplitude de la variation du confinement $\Delta\sigma'_e$ dans le cas des essais de variation par paliers à sec (V003, □) et en saturé drainé (SV004, ■). (b) Réponse dans les essais de variation sinusoïdale à sec (VSin002, △) et en saturé drainé (SVSin004, ▲). La comparaison se fait entre les essais ayant la même histoire de chargement, c'est-à-dire V003 avec VSin002 d'un côté, et SV004 avec SVSin004 de l'autre. On remarque la différence entre la phase croissante et la phase décroissante de l'essai SV004 contrairement à l'essai V002.*

La Figure 4.18 montre la comparaison en terme de variation de la contrainte cisaillement $\Delta\tau$ normalisée par l'amplitude de la perturbation du confinement $\Delta\sigma'_e$ en fonction de cette amplitude $\Delta\sigma'_e$. La Figure 4.4 indique la définition de $\Delta\tau$ et de $\Delta\sigma'_e$ dans le cas des paliers et le § 4.5.5 dans le cas sinusoïdal ; $\Delta\sigma'_e$ est l'amplitude A. $\Delta\tau$ et $\Delta\sigma'_e$ ont été pris ici en valeur absolue.

Le premier constat de la Figure 4.18a est que l'amplitude normalisée $\Delta\tau/\Delta\sigma'_e$ est supérieure dans la partie croissante des paliers du SV004 du fait de l'état du matériau moins "usé", où les points correspondant aux paliers croissants et décroissants sont confondus.

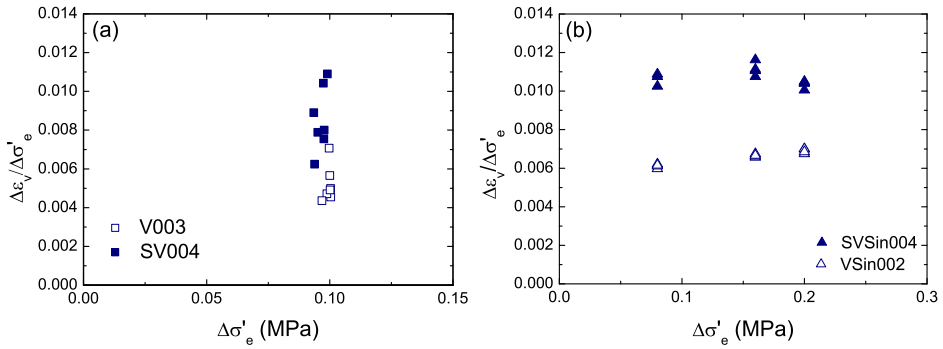


FIGURE 4.19 – *Comparaison entre la réponse aux perturbations par paliers et la réponse aux variations sinusoïdales. (a) Déformations volumiques normalisées $\Delta\varepsilon_v/\Delta\sigma'_e$ en fonction de l'amplitude de la variation du confinement $\Delta\sigma'_e$ dans le cas des essais de variation par paliers à sec (V003, □) et en saturé drainé (SV004, ■). (b) Réponse dans les essais de variation sinusoïdale à sec (VSin002, △) et en saturé drainé (SVSin004, ▲). La comparaison se fait entre les essais ayant la même histoire de chargement, c'est-à-dire V003 avec VSin002 d'un côté, et SV004 avec SVSin004 de l'autre.*

La comparaison entre les essais à sec V003 et VSin002 (pour $\Delta\sigma'_e \approx 0{,}1$ MPa) des Figures 4.18 (a) et (b) respectivement, montre que $\Delta\tau/\Delta\sigma'_e$ sont très comparables ; puisque dans les deux cas $\Delta\tau/\Delta\sigma'_e$ se trouve principalement entre 0,1 et 0,2.

Dans le cas des essais en saturé SV004 et SVSin004 (pour $\Delta\sigma'_e \approx 0{,}1$ MPa) $\Delta\tau/\Delta\sigma'_e$ est plus élevé pour la variation par paliers. Néanmoins, si nous considérons uniquement les points relatifs à la phase décroissante du SV004 (Figure 4.18a), ils se trouvent légèrement supérieurs à ceux des variations sinusoïdales du SVSin004 (Figure 4.18b).

4.6.1.2 Réponse en déformations volumiques

La même comparaison est faite en terme de variation normalisée de la déformation volumique $\Delta\varepsilon_v/\Delta\sigma'_e$ (Figure 4.19). Pour cela, nous avons également considéré la valeur absolue.

La réponse est très comparable dans le cas sec (V003 et VSin002) puisque $\Delta\varepsilon/\Delta\sigma'_e$ est approximativement égal à 0,006, à la fois pour les paliers et pour les variations sinusoïdales. Par contre, dans le cas saturé, la réponse aux variations sinusoïdales (SVSin004) est plutôt comparable à la partie décroissante des variations par paliers (SV004), tout comme c'était le cas pour la contrainte de cisaillement. Notons qu'inversement à la valeur du cisaillement, la position des points de $\Delta\varepsilon/\Delta\sigma'_e$ de la partie croissante se trouve plus bas que la partie décroissante ; c'est du fait que l'amplitude des déformations est plus grande.

Nous retenons enfin que la variation par paliers de la pression de confinement produit approximativement le même effet qu'une variation sinusoïdale plus particulièrement sur un échantillon très usé.

4.6.2 Comparaison perturbation du confinement / perturbation du cisaillement

4.6.2.1 But de la comparaison et définitions

Le Chapitre 3 était consacré à l'étude de la cicatrisation (ou renforcement) du cisaillement à la suite d'un relâchement de la contrainte cisaillante. Il nous paraît intéressant de comparer l'effet d'une telle perturbation à celui qu'a pu produire la variation du confinement étudiée dans le

présent chapitre. Pour plus de détail sur la technique du relâchement nous invitons le lecteur à se référer au Chapitre 3. Nous reprenons ici la même définition des paramètres pour la comparaison : le taux de relâchement R=$\Delta\tau_r/\tau_{pr}$ et le taux de renforcement H= $\Delta\tau_h/\tau_{pr}$.

Pour les déformations volumiques, nous avons vu que le relâchement produit une compaction instantanée rapidement suivie d'une dilatation. Celle-ci est un cas particulier, elle n'a pas son équivalent dans la variation du confinement. Nous considérons ici uniquement la compaction que nous définissons par $\Delta\varepsilon_v$.

4.6.2.2 Présentation des résultats

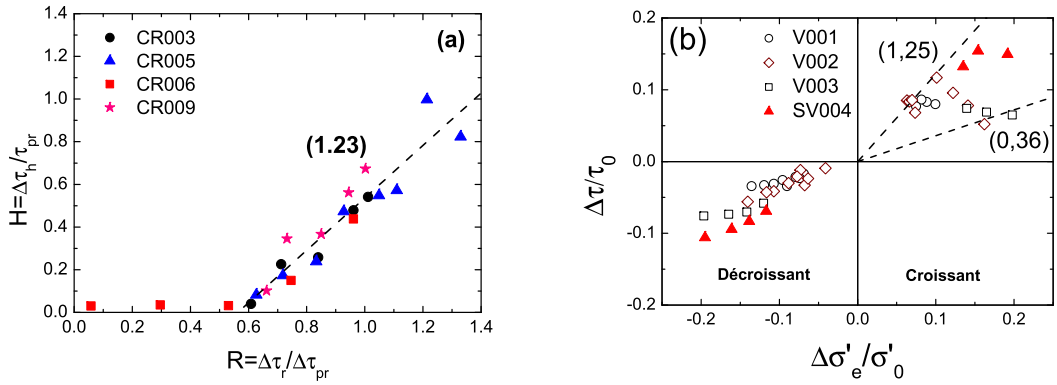


FIGURE 4.20 – *(a) Augmentation du renforcement normalisé H= $\Delta\tau_h/\tau_{pr}$ avec le taux de relâchement R= $\Delta\tau_r/\tau_{pr}$ pour les essais de relâchement, la droite de régression linéaire réalisée sur les points R> 0,6 indique une pente de 1,23. (b) Evolution, en fonction de la variation normalisée du confinement $\Delta\sigma'_e/\sigma'_0$, du renforcement normalisé $\Delta\tau/\tau_0$ des essais de variation du confinement par paliers. On s'intéresse à la partie croissante où les points sont compris entre deux droites de 0,36 et 1,25 de pente.*

La Figure 4.20 montre la comparaison entre le renforcement en cisaillement résultant : (a) du relâchement du cisaillement et (b) de la variation du confinement. En (a) sont tracés les points relatifs à différents essais réalisés et sur des échantillons secs de sable initialement neuf soumis à des taux relâchement différents. En (b) sont considérés les points relatifs aux essais de variation par paliers et sinusoïdale.

Cette figure permet de constater que pour une perturbation du cisaillement, lorsqu'elle dépasse le seuil R= 0,6, le renforcement de τ est plus important que celui produit par une augmentation du confinement, puisque la pente est plus grande.

En terme de déformations volumiques (Figure 4.21), nous avons le comportement inverse. C'est-à-dire que l'augmentation du confinement produit une compaction plus importante que celle induite lors du relâchement.

4.6.2.3 Interprétation

La comparaison permet de constater que pour une compaction plus importante, le renforcement est plus faible dans le cas de la variation croissante du confinement. La compaction ne peut pas être la seule cause du renforcement.

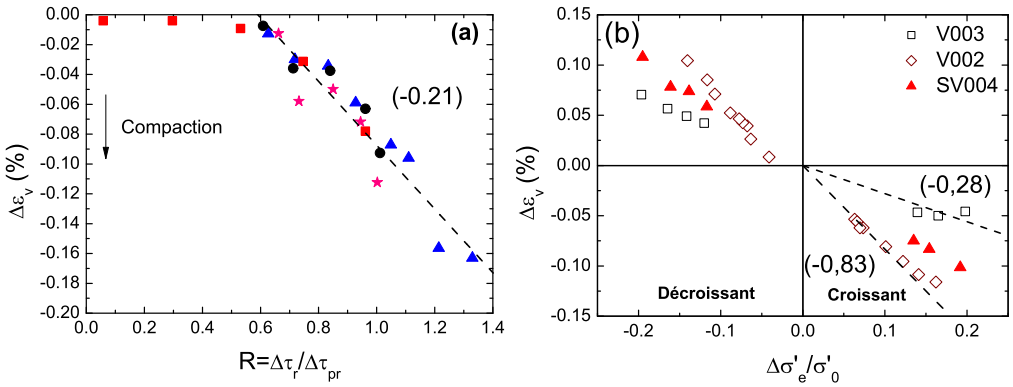


FIGURE 4.21 – *(a) Augmentation de la compaction $\Delta\varepsilon_v$ avec le taux de relâchement $R = \Delta\tau_r/\tau_{pr}$ pour les essais de relâchement, la droite de régression linéaire réalisée sur les points R> 0,6 indique une pente de -0,21. (b) Evolution, en fonction de la variation normalisée du confinement $\Delta\sigma'_e/\sigma'_0$, de la compaction $\Delta\varepsilon_v$ des essais de variation du confinement par paliers. On s'intéresse à la partie croissante où les points sont compris entre deux droites de pente allant de -0,28 à -0,83.*

A la suite d'un relâchement du cisaillement une dilatation suit la compaction instantanée (Chapitre 6). Cette dilatation de la bande de cisaillement étant partiellement empêchée par le reste de l'échantillon, induit une augmentation de la contrainte normale σ_i agissant à l'interface. Cette augmentation produit à son tour un accroissement du cisaillement, bien évidemment dépendant du taux de relâchement précédent. Or lors d'une augmentation du confinement, la contrainte normale à l'interface ne subit pas une hausse aussi importante ; nous le verrons dans le Chapitre 6.

Cette différence dans la réponse n'est pas évidente à expliquer à l'échelle locale. En effet, ce type de perturbation produit deux effets différents. D'un côté, le relâchement, qui consiste en réalité en un léger retour en arrière du clou, induit une destruction des chaînes de forces qui se propage loin de l'interface.

D'un autre côté, l'accroissement de la pression de confinement induit une hausse relativement faible de σ_i ; pour une augmentation totale $\Delta\sigma_e$ de 0,4 MPa, l'augmentation normalisée de la contrainte à l'interface est de 0,32.

Il est donc très probable que le renforcement soit supérieur à la suite du relâchement à cause l'augmentation de la contrainte normale σ_i.

4.6.3 Comparaison essais à différents confinements / essai avec variation du confinement

Il est intéressant de comparer la réponse en cisaillement, d'une part pour plusieurs échantillons cisaillés sous confinement constant, et d'autre part la réponse d'un échantillon cisaillé avec variation du confinement.

Pour ce faire, nous pouvons comparer les essais V003 et SV004, réalisés à sec et en saturé drainé respectivement, aux essais de cisaillement alterné à sec. V003 et SV004 ont été réalisés avec variation du confinement entre 0,5 et 0,8 MPa par paliers de 0,1 MPa, alors que la série d'essais de cisaillement alterné concerne des confinements allant de 0,3 à 0,8 MPa (voir Tableau 2.1 du Chapitre 2).

L'idée de comparer à la fois l'essai V003 et l'essai SV004 a pour but de voir aussi l'effet de

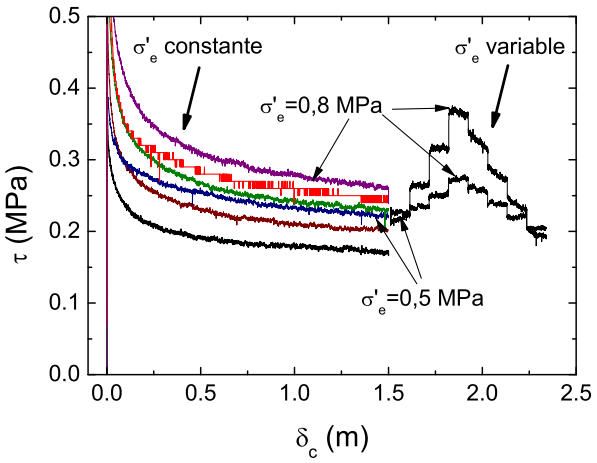


FIGURE 4.22 – *Comparaison entre la résistance au cisaillement mesurée lors d'essais à confinement σ'_e constant (de 0,3 à 0,8 MPa et par paliers de 0,1 MPa, chaque confinement est représenté par une couleur différente) sur 1,5 m de glissement, et aux essais V003 et SV004 de variation de confinement par paliers. Les courbes du V003 et du SV004, qui ont commencé à σ'_e= 0,5 MPa, ont été déplacées verticalement pour coïncider avec la fin de l'essai à confinement constant de 0,5 MPa. Elles ont également été déplacées horizontalement pour une meilleure comparaison puisque ces essais ont commencé à $\delta_c > 12$ m. Les flèches épaisses indiquent les deux catégories d'essais, alors que les flèches fines indiquent la position de τ relative aux confinements le plus bas (0,5 MPa) et le plus haut (0,8 MPa).*

l'histoire de chargement en terme de niveaux de confinement appliqués dans le passé de chaque échantillon.

La Figure 4.22 montre la réponse en cisaillement τ des deux catégories d'essais. Pour le cas des essais de cisaillement alterné, nous avons considéré juste la phase initiale (0-1,5 m).

Nous remarquons que lorsque la pression de confinement est augmentée dans l'essai de variation par paliers, la contrainte de cisaillement atteint un niveau supérieur à celui du cisaillement à pression constante du même niveau. L'effet est encore plus important sur l'échantillon de l'essai SV004. Rappelons que celui-ci a subi dans son passé un niveau de confinement de 0,3 MPa qui est inférieur à celui parcouru par les paliers, alors que pour le V003 le niveau de confinement précédemment appliqué était plus important (0,8 MPa).

D'ailleurs, le dernier palier à σ'_e= 0,8 MPa du SV004 donne une contrainte de cisaillement nettement supérieure, d'environ 0,1 MPa, à celle de l'essai à confinement constant du même niveau. Et pourtant l'essai à SV004 a commencé à 12,32 m de déplacement cumulé ; ayant subi plus de déplacement de cisaillement, il devrait montrer une résistance au cisaillement plus faible.

La résistance au cisaillement induite à la suite d'une augmentation du confinement est supérieure à celle obtenue pour un cisaillement à confinement constant du même niveau.

Cette comparaison est un argument supplémentaire en faveur de l'importance de l'histoire du chargement.

4.6.4 Etude des instabilités et de la résonance dans les variations sinusoïdales

Le but de cette section est d'étudier les conditions qui peuvent aboutir à des instabilités dans les essais à l'ACSA lorsque le confinement est sujet à une variation sinusoïdale au cour du temps.

Des phénomènes d'instabilité peuvent se produire lorsque certaines conditions se réunissent

au moment des vibrations périodiques. Ces instabilités se traduisent généralement par des glissements instables ou par une amplification de la réponse en cisaillement et en vitesse de l'interface aboutissant au phénomène de résonance.

Considérations théoriques

Plusieurs auteurs se sont intéressés à ces phénomènes, parmi lesquels : Rice et Ruina (1983); Linker et Dieterich (1992); Perfettini *et al.* (2001); Cochard *et al.* (2003); Boettcher et Marone (2004).

Perfettini *et al.* (2001) avaient mené une étude théorique et numérique sur la réponse d'un système frottant soumis à une variation périodique de la contrainte normale. Pour cela, ils ont considéré un modèle de type patin-ressort comportant l'effet de l'inertie, et régi par la loi de frottement RSF "*Rate- and State-dependent Friction*", tout en considérant les deux lois d'évolution de l'interface appelées : Dieterich "ageing" law, ou Ruina "Slip" law. Pour plus de détail sur ces lois, nous invitons le lecteur à se référer au Chapitre 2 ou à Marone (1998).

La stabilité d'un système frottant dépend de trois paramètres :

1. La rigidité critique k_c [Rice et Ruina, 1983] :

$$k_c = \sigma_0(b-a)/D_c, \tag{4.1}$$

2. La période critique T_c [Rice et Ruina, 1983] :

$$T_c = 2\pi\sqrt{a/(b-a)}(D_c/v), \tag{4.2}$$

3. L'amplitude critique de vibration [Perfettini *et al.*, 2001] :

$$\epsilon_c \approx \frac{b-a}{\mu_{ss}} \frac{1-k/k_c}{\sqrt{1+(1-\alpha/\mu_{ss})^2(b-a)/a}} \tag{4.3}$$

Dans ces équations : a, b et D_c sont les paramètres de frottement de la loi RSF. σ_0 est la contrainte normale moyenne, v la vitesse de glissement, μ_{ss} le coefficient de frottement à l'état stationnaire. α est le paramètre qui décrit l'évolution de l'état de surface et du frottement lors d'une variation de la contrainte normale (Figure 4.5f). Enfin, k est la rigidité du système.

Nous voyons bien d'après l'équation (4.1) que la contrainte normale moyenne σ_0 agit directement sur la rigidité critique ce qui peut emmener le système vers la situation k= k_c.

Le glissement sur une interface peut se faire dans deux régimes qui dépendent du type de loi d'évolution, comme le montre la Figure 4.23 :

- Loi d'évolution en *glissement* (*slip law*) de Ruina (1983) : le régime est toujours instable si la rigidité du système frottant est inférieure à la rigidité critique, $k < k_c$. Dans le cas où $k > k_c$, le régime peut aussi être instable lorsque la perturbation dépasse un certain seuil ;
- Loi d'évolution en *vieillissement* (*ageing law*) de Dieterich (1979) : le système est instable uniquement si $k < k_c$.

De plus de cette condition en rigidité concernant la stabilité du régime, la résonance peut avoir lieu dans les situations suivantes [Perfettini *et al.*, 2001] :

- $k \approx k_c$: la rigidité de l'interface se trouve très proche de la valeur critique et la vibration se fait avec une période $T \approx T_c$,
- $k > k_c$: à une rigidité donnée, lorsque la contrainte normale descend au-dessous de sa valeur critique, autrement dit quand $\epsilon > \epsilon_c$.

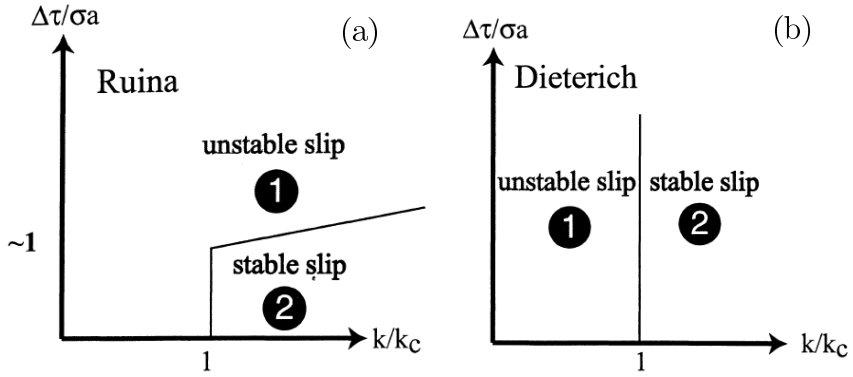


FIGURE 4.23 – *Figure extraite de Perfettini et al. (2001). (a) Conditions de stabilité d'un système frottant patin-ressort d'après la loi en* glissement *(*slip law*) de Ruina (1983), le régime peut passer du domaine stable (1) au domaine instable ou* Stick-Slip *(2) pour une perturbation donnée même pour une rigidité $k > k_c$. (b) Conditions de stabilité dans le cas de la loi en* vieillissement *(*ageing law*) de Dieterich (1979), le glissement est toujours stable lorsque $k > k_c$.*

Application à l'ACSA

Sur la base des ces considérations théoriques, évaluons le risque d'instabilités dans les essais à l'ACSA. Pour ce faire, nous avons besoin de définir les paramètres qui gouvernent les équations (4.1), (4.2) et (4.3). Les paramètres de la loi de frottement RSF (a, b, D_c) ont été estimés par Chambon *et al.* (2006b) dans le cas d'un essai de cisaillement sous confinement constant de 0,5 MPa : a= 0,5 10^{-2}, b= 1,5 10^{-2} et D_c= 100 10^{-6} m.

Considérons l'essai VSin002 de variation sinusoïdale du confinement, la vitesse de cisaillement adoptée est v= 16,67 10^{-6} m/s, la valeur moyenne de la pression de confinement est σ_0 = 0,4 10^6 Pa.

La rigidité critique évaluée par l'équation (4.1) donne $k_c = 2\ 10^8$ Pa/m.

Pour estimer la rigidité k pour l'ACSA, nous avons considéré le montage du clou sur son axe cannelé qui est relié au couplemètre puis au moto-réducteur (voir § 1.1.3, Chapitre 1). Le détail du calcul de k est donné en Annexe C.4. Nous trouvons k = 5,52 10^8 Pa/m.

La période critique évaluée par l'équation (4.2) permet d'avoir $T_c \approx 27$ s. Cette valeur peut être facilement atteinte expérimentalement.

Enfin, l'amplitude critique ϵ_c est évaluée à partir de l'équation (4.3) en considérant un coefficient de frottement μ_{ss} compatible avec une surface rugueuse d'environ 0,6. La Figure 4.4a' ne montre pas de variation transitoire de la contrainte de cisaillement lorsque la pression de confinement est variée instantanément d'un échelon, ceci nous mène alors à considérer α= 0. L'application numérique nous donne : ϵ_c= 0,0046.

Les variations sinusoïdales réalisées dans nos essais ont une période comprise entre 5 et 300 s et une amplitude normalisée ϵ= A/σ'_0= 0,1 - 0,2 et 0,25 (voir § 4.2.2).

En résumé, ces considérations théoriques nous indiquent :

1. Une rigidité k supérieure à la rigidité critique k> k_c : nous nous retrouvons dans le domaine stable selon la loi de Dieterich (1979) (Figure 4.23). Le risque de glissement instable reste possible d'après la loi d'évolution de Ruina (1983) pour de grandes perturbations puisque $\Delta\tau/a\sigma_0$>1,
2. Une amplitude de vibration qui dépasse l'amplitude critique $\epsilon > \epsilon_c$,

3. Des périodes de vibrations qui peuvent atteindre la période critique, $T \approx T_c$, présentant ainsi un risque de résonance si $k \approx k_c$.

Or, expérimentalement aucune instabilité n'a été observée ; ni glissement saccadé (Stick-Slip), ni résonance.

Par ailleurs, si nous nous retrouvons dans un glissement de type Dieterich, qui est dépendant du temps "Ageing-law", cela ne parait pas compatible avec nos observations indiquant que la réponse à l'ACSA est indépendante du temps.

Commentaire sur la considération des paramètres a, b et D_c

Les paramètres a, b et D_c que nous venons d'utiliser ont été obtenus des travaux de Chambon (2003). Celui-ci avait étudié l'adoucissement en déplacement de la contrainte de cisaillement τ ainsi que l'effet de la variation de la vitesse de glissement sur cette contrainte et sur le rapport τ/σ_e, lorsque la pression de confinement σ_e est maintenue constante.

Cependant, il paraît légitime de se poser la question sur si le coefficient de frottement effectif (défini par le rapport entre le cisaillement et la contrainte normale à l'interface et non du confinement) était variable sous l'effet d'une variation de la vitesse de cisaillement. Cette évaluation reste à faire.

Cependant, nous nous intéresserons particulièrement à l'effet sur la contrainte de cisaillement, ou autrement dit, sur le coefficient de frottement apparent τ/σ_e. D'autant plus que les valeurs estimées par Chambon *et al.* (2006b) sont compatibles avec celles de la littérature.

4.6.5 Coefficient de frottement apparent μ^*_{app} et cohésion apparente C_{app}

4.6.5.1 Rappel de la définition de μ^*_{app} et de C_{app}

Nous avons vu au Chapitre 2 la définition du coefficient de frottement apparent équivalent μ^*_{app} et de la cohésion apparente C_{app}. Ces deux paramètres sont déterminés à partir de la Figure 2.7 du chapitre précité. μ^*_{app} représente la pente de la droite obtenue par régression linéaire des points relatifs à la variation avec le confinement σ'_e de la contrainte de cisaillement τ. Il s'agit de six essais de cisaillement alterné réalisés à sec chacun sous un confinement constant (0,3, 0,4, 0,5, 0,6, 0,7, 0,8 MPa).

Le résultat de la variation sinusoïdale de la contrainte de confinement σ'_e que nous venons de voir dans ce chapitre, nous a également conduit à tracer l'évolution de la contrainte de cisaillement τ en fonction de la pression effective σ'_e. Cette variation, contrairement à celle de la Figure 2.7, est continue sur un même échantillon et au cours du cisaillement. La Figure 4.11 montre le résultat de l'essai VSin002.

La Figure 4.11b indique la variation pour un seul cycle enregistré à A/σ'_e= 0,2 et T= 300 s. La régression linéaire de cette variation s'écrit :

$$\tau = \mu^*_{app}.\sigma'_e + C_{app} \tag{4.4}$$

L'estimation de μ^*_{app} et de C_{app} a été faite par étapes pour chaque cycle dans le plan τ-σ'_e, et ce pour chaque période et pour chaque amplitude de la variation dans l'essai VSin002.

4.6.5.2 Effet du nombre de cycles

La Figure 4.24a et b illustre l'évolution, avec le nombre de cycles réalisés, de μ^*_{app} et de C_{app}, respectivement. Il s'agit de la partie de l'essai VSin002 réalisée avec une amplitude normalisée A/σ'_e= 0,1.

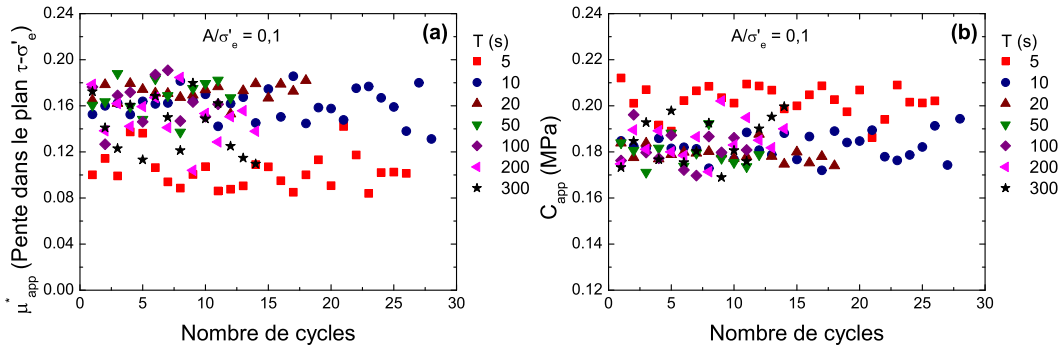


FIGURE 4.24 – *Variation, avec le nombre de cycles réalisés de : (a) coefficient de frottement apparent équivalent μ^*_{app} et (b) cohésion apparente C_{app}. Ces paramètres sont obtenus à partir de la régression linéaire dans le plan τ-σ'_e à une amplitude normalisée A/σ'_e= 0,1. On présente le résultat de l'essai VSin002 pour chaque période T= 5, à 300 s.*

Les valeurs de μ^*_{app} sont comprises principalement entre 0,08 et 0,2, alors que C_{app} est essentiellement compris entre 0,16 et 0,21 MPa. Aucune dépendance particulière en fonction du nombre de cycles n'est à souligner. Les autres amplitudes ont montré le même comportement.

4.6.5.3 Effet de la période

Nous avons calculé pour chaque période la moyenne, sur le nombre de cycles, des valeurs ainsi que l'écart-type, d'une part de μ^*_{app} et d'autre part de C_{app}. Cette moyenne est tracée dans la Figure 4.25 où on présente en (a) le résultat de μ^*_{app} et en (b) celui de C_{app}. La barre d'erreur correspond à l'écart-type.

Le coefficient μ^*_{app} augmente avec la période T jusqu'à environ 0,17 à T = 20 s, pour ensuite diminuer légèrement. Il n'y a pas vraiment d'effet de l'amplitude sauf pour les faibles périodes. C'est le comportement inverse observé pour la cohésion apparente C_{app}. Celle-ci a tendance à diminuer avec la période T pour se stabiliser approximativement après T= 20 s. L'effet de l'amplitude est ici plus clair puisque C_{app} diminue avec A/σ'_e.

La valeur de T= 20 s est très proche de la période critique T_c= 27 s, que nous venons de voir dans l'étude du risque d'instabilité. Cette période semble donc marquer la transition dans le comportement en frottement.

4.6.5.4 Comparaison avec les expériences de cisaillement alterné

Il est intéressant de comparer ces résultats de μ^*_{app} et de C_{app} avec ceux que nous avons obtenus au Chapitre 2.

Nous avons vu dans la Figure 2.8 du chapitre précité la variation, avec le déplacement, de μ^*_{app} et de C_{app} relatifs à la partie post-pic de la phase initiale (0-1,5 m) des essais de cisaillement alterné à confinement constant. Ces essais ont été réalisés sur des échantillons secs de sable initialement neuf. Le coefficient μ^*_{app} commence par un pic d'environ 1 pour ensuite diminuer progressivement jusqu'à 0,16. La cohésion apparente C_{app} vaut environ 0,13 MPa à grand déplacement (Figure 2.8b).

La comparaison avec μ^*_{app} de la Figure 4.25a indique approximativement la même valeur de 0,15. Quant à la cohésion C_{app}, les valeurs sont plus élevées dans le cas de la variation sinusoïdale. Elles sont comprises entre 0,16 et 0,18 MPa ; en considérant les valeurs à T= 300 s.

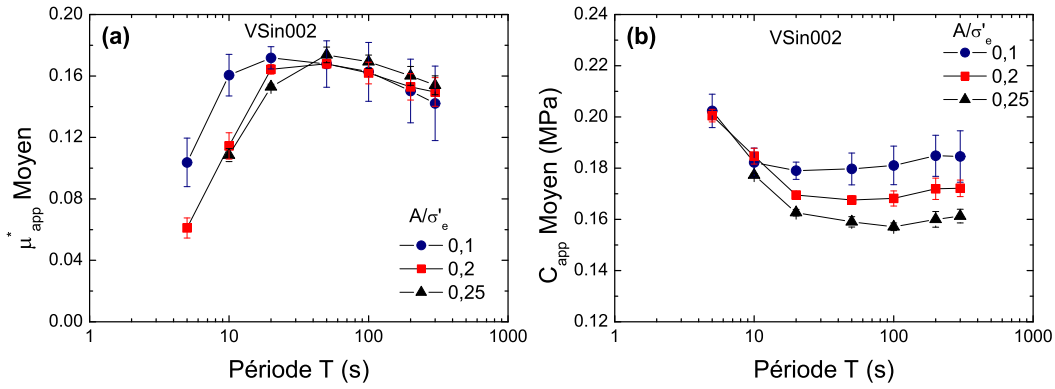


FIGURE 4.25 – *Tracé semi-logarithmique de la variation, avec la période T, du coefficient de frottement apparent équivalent μ^*_{app} et de la cohésion apparente C_{app} obtenus à partir de la régression linéaire de la variation du cisaillement τ en fonction du confinement effectif σ'_e de l'essai VSin002. Résultat obtenu pour chaque amplitude normalisée A/σ'_e : 0,1 (●), 0,2 (■), et 0,25 (▲).*

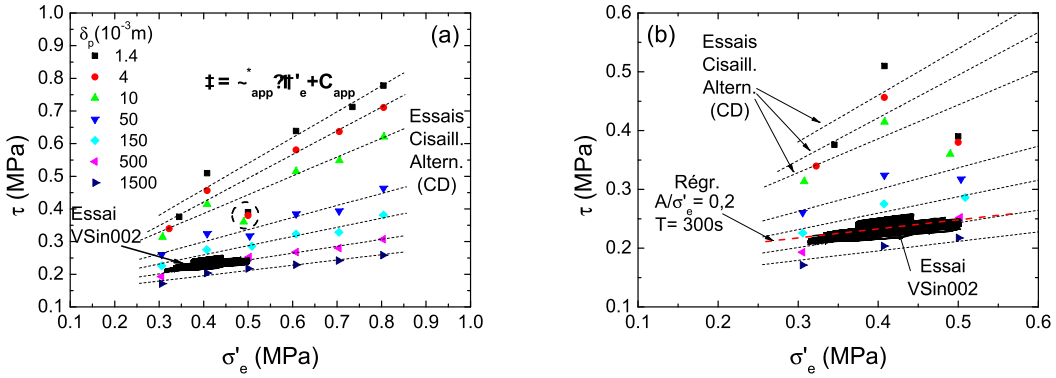


FIGURE 4.26 – *(a) Comparaison entre le tracé τ-σ'_e obtenu à partir d'un côté des essais de cisaillement alterné (CD) et de l'autre sur l'essai VSin002 de variation sinusoïdale du confinement. L'équation de la régression linéaire s'écrit $\tau = \mu^*_{app}.\sigma'_e + C_{app}$, elle est réalisée dans le cas des essais de type (CD) sur les points relatifs à plusieurs déplacements δ_p post-pic de la phase initiale (0-1,5 m) où on voit en pointillés les droites de régression, alors que pour l'essai VSin002, elle est réalisée sur chaque boucle correspondant à une amplitude A/σ'_e et une période T données. (b) Zoom sur la partie indiquant la variation sinusoïdale ainsi qu'un exemple de la droite de régression réalisée pour A/σ'_e=0,2 et T= 300 s.*

Pour comprendre la raison derrière cette différence, la Figure 4.26 montre la comparaison de l'estimation de μ^*_{app} et de C_{app} par les deux méthodes. Dans l'essai VSin002, la variation sinusoïdale de σ'_e se fait dans une gamme de pressions (0,3 - 0,5 MPa) relativement plus petite que celle étudiée dans les essais de cisaillement alterné (0,3 - 0,8 MPa).

Cette observation nous conduit à penser que la cohésion apparente C_{app} devrait être plus faible si la gamme de pression était plus large, c'est ce que suggère la Figure 4.25b qui indique que plus l'amplitude de variation (A/σ'_e) est grande plus C_{app} est petit.

Par conséquent, la technique utilisée dans le Chapitre 2 semble donner une approximation sa-

tisfaisante des deux paramètres μ^*_{app} et de C_{app} utilisés pour la caractérisation de l'adoucissement en déplacement du frottement.

4.7 Conclusion partielle et perspectives

Notre étude des effets des perturbations de la pression de confinement permet de retenir les résultats suivants :

- La perturbation du confinement par paliers induit une réponse instantanée de la contrainte de cisaillement et des déformations volumiques. La variation de ces deux grandeurs augmente linéairement avec celle du confinement.
- Les variations sinusoïdales montrent une réponse en phase avec la perturbation dans la gamme des périodes adoptées ($\geq$ 5 s). L'effet de la période est plus important pour les périodes courtes ($<$ 20 s). Pour les longues périodes, la contrainte de cisaillement diminue au moment où l'échantillon augmente de volume en se dilatant.
- Les variations par paliers ou sous forme sinusoïdale produisent approximativement le même effet, en terme de variation de la contrainte de cisaillement et de déformations.
- La résistance au cisaillement est supérieure lorsque le confinement augmente, que lorsque le cisaillement se fait sous un confinement constant du même niveau.
- La variation du confinement a peu d'influence sur un échantillon ayant subi un confinement supérieur dans son passé.
- Le relâchement du cisaillement produit un renforcement plus important de la contrainte cisaillante que le renforcement induit par une augmentation du confinement
- La rigidité de l'ACSA est supérieure à la rigidité critique, nous plaçant ainsi en dehors de la zone de résonance.
- Le coefficient de frottement apparent μ^*_{app} et la cohésion apparente C_{app} obtenus de la variation sinusoïdale ont des valeurs comparables à celles des essais de cisaillement alterné à confinement constant.

Enfin, ce travail nécessite d'être encore approfondi et complété, notamment pour :

- Réaliser les essais sur des échantillons dont l'état initial est comparable, et dont l'histoire de chargement est identique.
- Étudier d'avantage l'effet de la présence de l'eau.
- Mesurer la pression interstitielle à l'interface au moment de la variation du confinement sur des échantillons saturés en utilisant le clou perméabilité. Cette mesure serait particulièrement intéressante pour un échantillon largement cisaillé où le temps de dissipation de la surpression dans la bande d'interface est élevé.
- Compléter l'étude de la variation du confinement par paliers, en adoptant des amplitudes différentes afin de parfaire les données dans le plan $\Delta\tau$-$\Delta\sigma'_e$.

Chapitre 5

Variation des caractéristiques hydrauliques avec le cisaillement

Les propriétés hydrauliques des sols constituent un élément déterminant dans leur comportement. La présence de l'eau dans les joints rocheux et dans les interfaces est également d'une grande importance. En effet, le comportement mécanique de ces derniers ainsi que leurs caractéristiques hydrauliques sont interdépendants.

Dans l'étude de la rhéologie des failles sismiques, l'importance que joue la présence de l'eau, et des fluides d'une façon plus générale, se situe dans les phénomènes de pressurisation et d'écoulement dans les pores, notamment lors des instabilités sismiques.

Les essais sur l'ACSA ont montré une localisation des déformations et la formation d'une bande d'interface lors du cisaillement. Ces essais ont également mis en évidence des phénomènes d'attrition et de broyage de grains qui s'ajoutent à cette bande d'interface au cours de grands déplacements.

Ceci fait apparaître l'intérêt d'étudier l'évolution des caractéristiques hydrauliques de la bande d'interface pendant un essai de cisaillement annulaire. Ce chapitre est consacré à cette étude qui a nécessité le développement d'un nouveau clou spécifique. Il est muni de plusieurs pierres poreuses permettant de créer des écoulements traversant l'interface.

Avant cela, nous allons aborder brièvement la notion de perméabilité. Nous apporterons une revue bibliographique sur l'effet du cisaillement sur la structure des gouges de failles puis sur leurs propriétés hydrauliques. Nous présenterons ensuite les résultats de nos essais à l'ACSA, suivis d'une discussion.

Les détails de la procédure expérimentale de notre étude sont présentés en Annexe D.

5.1 La perméabilité par H. Darcy (1856)

La notion de perméabilité doit son origine à Henri Darcy qui définit pour la première fois en 1856 cette grandeur dans un ouvrage intitulé "*Les fontaines publiques de la ville de Dijon*". La loi de Darcy, établie à partir de travaux expérimentaux, décrit le mouvement du fluide à l'intérieur des pores du sol. Initialement développée pour un sable propre saturé en eau, elle fut par la suite généralisée aux autres types de sols et de fluides (gaz, air, pétrole).

Darcy a réalisé des expériences de mesure du débit de fluide recueilli après percolation d'eau à travers une colonne de sable. Ses résultats montrent la proportionnalité entre la vitesse d'écoulement et le gradient hydraulique :

$$v = \frac{D}{S} = k.\frac{\Delta h}{L} \tag{5.1}$$

Où : S (m^2) est la section de l'écoulement, L (m) sa longueur, v (m/s) sa vitesse, D (m^3/s) son débit, et Δh (m) la charge hydraulique. Le rapport $\Delta h/L$ est appelé gradient hydraulique (i). Le coefficient de proportionnalité k (m/s) est appelé "*coefficient de perméabilité*", ou *conductivité hydraulique*, il exprime la capacité du milieu poreux à permettre au fluide de s'écouler.

Nous avons donc :

$$v = k.i \tag{5.2}$$

Par ailleurs, la loi de Darcy n'est applicable que pour des écoulements laminaires à faibles gradients hydrauliques (nombre de Raynolds $\Re < 10$), sans quoi la proportionnalité (5.2) n'est plus vérifiée.

Dans le vocabulaire anglo-saxon, le coefficient de perméabilité est appelé "*Hydraulic Conductivity*". La "*Perméabilité*" K ou "*Perméabilité géométrique*", ou encore "*Perméabilité intrinsèque*", en anglais "*Permeability*", s'écrit :

$$k = \frac{\gamma_f.K}{\mu} \tag{5.3}$$

Où γ_f ($kg\ m^{-2}\ s^{-2}$) est le poids volumique du fluide et μ ($kg\ m^{-1}\ s^{-1}$) sa viscosité dynamique (proche de $10^{-3}\ kg\ m^{-1}s^{-1}$ pour l'eau pure à 20 $^{\circ}C$). K s'exprime en unité de surface (m^2).

5.2 Coefficient de Skempton

Le développement du formalisme de la poroélasticité, initié par Biot (1941), a fait l'objet de plusieurs travaux parmi lesquelles nous citons à titre d'exemple : Biot et Willis (1957); Rice et Cleary (1976); Vardoulakis et Sulem (1995); Coussy (2004). Biot avait étendu les équations de la théorie de l'élasticité pour le cas d'un matériau poreux saturé afin de décrire son comportement mécanique ; la présence du fluide est donc prise en compte à travers l'introduction de sa pression et de son volume (ou masse). On peut alors évaluer par exemple la variation du volume du matériau due à une variation de la pression interstitielle, et la variation de la quantité du fluide interstitiel à la suite d'une variation de la pression interstitielle.

Skempton (1954) avait défini un coefficient, appelé coefficient de Skempton B. Il permet la détermination de la surpression interstitielle engendrée par la variation des contraintes totales dans des conditions non drainées. Le formalisme de la poroélasticité définit ce coefficient B à partir des propriétés poroélastiques du matériau poreux, il s'écrit :

$$B = \frac{\frac{1}{K_d} - \frac{1}{K_S}}{\Phi(\frac{1}{K_f} - \frac{1}{K_S}) + (\frac{1}{K_d} - \frac{1}{K_S})} \tag{5.4}$$

Où Φ représente la porosité du milieu, K_d le module de compression du solide drainé, K_s le module de compression de la matrice solide, K_f le module de compressibilité du fluide. Ces modules sont déterminés expérimentalement lors d'essais de compression.

Expérimentalement, le coefficient de Skempton B qui traduit l'augmentation de la pression interstitielle Δu en conditions non drainées, en réponse à l'augmentation de la pression de confinement $\Delta\sigma_e$, s'écrit :

$$B = \frac{\Delta u}{\Delta \sigma_e} \tag{5.5}$$

Mesure à l'ACSA

Dans le cas de l'ACSA, l'incrément $\Delta\sigma_e$ est appliqué en augmentant à la fois la pression radiale de confinement et la pression verticale ; celle-ci est appliquée par des vérins sur le pavé supérieur.

Rappelons que la saturation des échantillons passe d'abord par l'application du vide pour aspirer l'air contenu dans le sol, puis la circulation du gaz carbonique CO_2 afin de remplacer le vide par le gaz et de chasser d'éventuelles bulles d'air qui resteraient emprisonnées. Ensuite, on fait circuler l'eau désaérée par percolation. Cette technique de saturation est mieux décrite au § 1.4.4.

Cependant, les mesures de B lors des essais au triaxial se font sur un échantillon saturé dont la pression interstitielle est initialement fixée à une valeur qui doit être de préférence supérieure à 0,2 MPa. L'application d'une telle pression permet d'améliorer les conditions de saturation. Dans notre cas, cela n'était pas réalisable du fait que ce niveau de pression provoque des fuites sous le clou. La valeur initiale de u que nous avions appliquée était généralement égale à 0,02 MPa. A la suite de l'augmentation du confinement, nous nous arrêtions lorsque la pression interstitielle u= 0,2 MPa. De ce fait, il était déjà prévu que la valeur de B soit faible.

Lorsqu'un autre clou que le clou perméabilité est utilisé on obtient un B qui ne dépasse pas 0,6. Dumitrescu (2005) avait également obtenu approximativement la même valeur. Nous soupçonnons une mauvaise saturation auprès du clou où les bulles d'air, ou de CO_2, ne sont pas remplacées par l'eau lors de l'écoulement par percolation. Ce serait donc principalement un effet géométrique dû à la forme annulaire de l'échantillon. Ceci d'autant plus que les pierres poreuses nécessaires pour créer l'écoulement de percolation sont disposées sur la périphérie extérieure de l'échantillon. Il est donc plus difficile de faire circuler l'eau plus près du clou.

L'utilisation du clou perméabilité a nettement amélioré la technique. En effet, la circulation de l'eau est améliorée et par conséquent la saturation est meilleure. Les mesures du coefficient de Skempton ont donné des valeurs qui atteignent 0,9.

5.3 Effet du cisaillement sur la structure des gouges

5.3.1 Observations à l'ACSA

Avant de mentionner les principaux résultats reportés dans la littérature sur la structuration des bandes de cisaillement et des gouges de failles, nous présentons d'abord les observations faites lors de travaux à l'ACSA réalisés précédemment sur du sable. Ceci nous permettra de mettre en exergue l'importance de l'étude des propriétés hydrauliques de ces bandes.

Chambon (2003) avait procédé à des observations de la microstructure par la technique appelée "*Correlation Image Velocimetry*" (*CIV*). D'une façon très simplifiée, cette technique consiste à déterminer le champ de déplacement entre deux photos du même objet dans deux états de déformation différents.

Les analyses, par *CIV*, des photos prises sur la partie inférieure de l'échantillon au cours du cisaillement, ont mis en évidence une localisation des déformations qui forme une bande de cisaillement, autour du clou ; cette bande avait une épaisseur d'environ 6 à 7 grains. Cette localisation se produit rapidement dès les premiers centimètres de glissement. La Figure 5.1 montre une photo prise sur un échantillon de sable après 1,4 m de cisaillement ; on y distingue les parties suivantes : (C) cylindre, (I) bande d'interface, (t) couche de transition et (B) reste de l'échantillon. Ce dernier subit également des déformations et montre un champ de déplacement très hétérogène et intermittent.

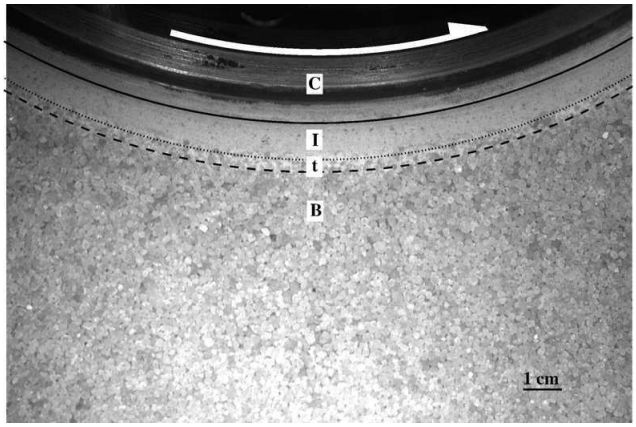


FIGURE 5.1 – *Figure extraite de Chambon et al. (2006c). Photo prise à l'ACSA à partir de la fenêtre sur la partie inférieure d'un échantillon de sable après 1,4 m de cisaillement. Elle illustre la formation d'une bande d'interface (I) d'environ 7 grains. La flèche indique le sens de rotation du clou (C). Le reste de l'échantillon (B) subit de faibles déformations. Une couche de transition (t) se situe entre la bande d'interface et le reste de l'échantillon. On constate la différence d'aspect des grains de sable entre la couche (B) et (I) et l'existence de fines particules dans cette dernière.*

La vitesse de déplacement des particules se trouvant hors bande de cisaillement (B) n'est pas nulle ; elle est inférieure à celle des particules de la bande (I). L'analyse a également montré une diminution radiale exponentielle de la vitesse orthoradiale comme l'illustre la Figure 5.2a. Cette figure indique la variation de l'incrément orthoradial de déplacement du_θ [Chambon *et al.*, 2003].

Cette localisation du déplacement mise en évidence dans la bande de cisaillement est compatible avec les observations des failles réelles où l'on aperçoit la plupart du déplacement localisé sur une épaisseur inférieure à 5 mm ; elle est fortement indurée et confinée par une autre couche "ultracataclastique" de 10 à 100 mm de part et d'autre [ex. Chester et Chester, 1998; Chester *et al.*, 2004; Wibberley et Shimamoto, 2005].

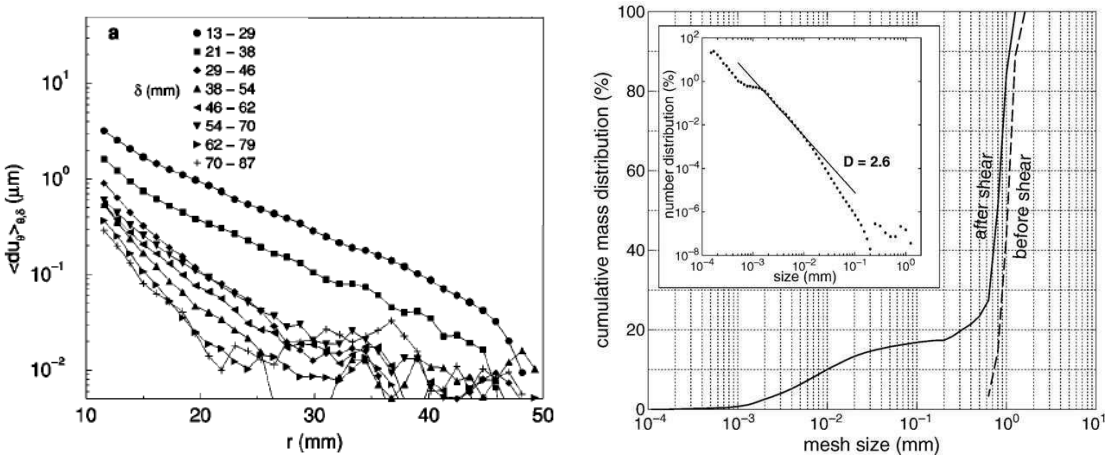
D'autre part, l'interaction entre la bande de cisaillement et le reste de l'échantillon montre un découplage progressif en fonction du déplacement sans toutefois s'annuler. Au cours de ce découplage, la vitesse de déformation de cisaillement diminue lentement avec le déplacement selon une loi hyperbolique [Chambon *et al.*, 2006a].

Enfin, les grains de la bande de cisaillement dans les essais à l'ACSA, subissent une forte attrition [Chambon *et al.*, 2006a,c] : les arêtes sont fracturées, produisant des particules plus fines ; les vides se comblent et la porosité du matériau se réduit. On se retrouve alors avec un matériau à granulométrie plus étalée (Figure 5.2b). Par ailleurs, on observe une tendance à la compaction à long terme. La bande de cisaillement atteint une densité critique, tel que noté par Marone et Scholz (1989).

5.3.2 Observations de la littérature

5.3.2.1 Formation de bandes de cisaillement

Plusieurs auteurs se sont intéressés à l'évolution de la structure du matériau soumis au cisaillement et à la formation des bandes de cisaillement orientées [Mandl *et al.*, 1977; Marone et Scholz, 1989; Morrow et Byerlee, 1989; Agung *et al.*, 2004]. Ces bandes sont de plusieurs types comme l'illustre la Figure 5.3 : Riedel (R-Shears), P-Shears et Y-Shears. La structuration de ces bandes est fortement influencée par la distance de glissement [Caine *et al.*, 1996].



(a) (b)

FIGURE 5.2 – (a) Figure extraite de Chambon *et al.* (2003) : Variation de l'incrément ortho-radial du_θ du déplacement des grains en fonction du rayon r et pour huit distances de déplacement δ. On remarque la localisation progressive du déplacement près de l'interface (échelle semi-logarithmique). (b) Figure extraite de Chambon *et al.* (2006c) : Courbe granulométrique de la distribution des grains de la bande d'interface avant (sable d'Hostun tamisé entre 0,80 et 1,25 mm) et après cisaillement de 6 m. La figure à l'intérieur montre le nombre de distribution de la taille des grains de la bande d'interface après cisaillement (échelle logarithmique).

Mandl *et al.* (1977) ont étudié la formation des zones de cisaillement et leur évolution lors d'essais à l'aide d'un appareil de cisaillement circulaire ; ces essais ont été réalisés sur des matériaux granulaires denses. Ils ont observé la formation rapide d'une bande de cisaillement d'une épaisseur de quelques grains. Le cisaillement ultérieur est accompagné de fragmentation des grains de cette bande lorsque les contraintes sont importantes ; son épaisseur augmente également. Les fragments et les particules fines remplissent les interstices. Après une certaine distance de glissement, le mode de cisaillement change brusquement et celui-ci se concentre sur des plans de glissement distincts. La bande de cisaillement n'évolue plus.

Marone et Scholz (1989) ont exploré le mécanisme de comminution et l'évolution de la structure d'une gouge de faille modèle constituée de sable de quartz dans un essai triaxial. Les essais ont montré la formation de bandes de cisaillement de type de Riedel (*R-Shears*) et une réduction

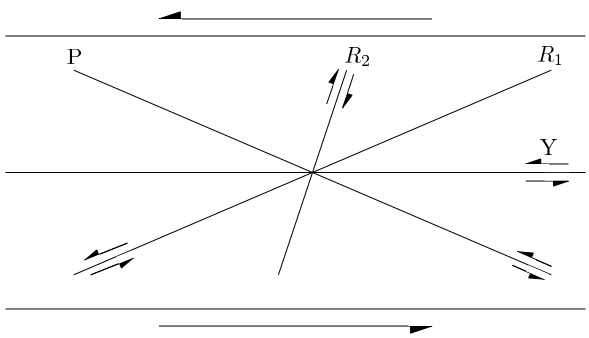


FIGURE 5.3 – *Schéma de l'orientation des principales structures développées dans une zone de cisaillement : P-Shears, Riedel-Shears (R_1 et R_2) et Y-Shears. D'après Logan et al. (1992).*

continue de la taille des grains. Cependant, un état stationnaire de la granulométrie du matériau testé est atteint après une déformation de cisaillement γ= 1,5. Les essais cycliques montrent une compaction plus importante que dans les essais monotones ; et ce même si la granulométrie et la microstructure sont équivalentes à un même taux de déformation.

Grâce à des essais monotones non drainés à l'appareil de cisaillement annulaire sur du sable, Agung *et al.* (2004) ont observé la formation d'une bande de cisaillement, uniquement après le pic de la résistance de cisaillement. Durant l'adoucissement du cisaillement, l'épaisseur de la bande augmente progressivement et sa forme change, en passant d'un aspect onduleux à celui de bandes parallèles au plan de glissement. Par ailleurs, cette phase est accompagnée d'une augmentation de la pression du fluide interstitiel et d'une réduction du coefficient de frottement. Lorsque le cisaillement est mené sur de grandes distances, les fines produites par la fragmentation des particules se déposent par ségrégation.

Dans une étude récente, Torabi *et al.* (2007) avaient examiné la formation et l'évolution de bandes de cisaillement au cours d'essais sur du sable à l'appareil de cisaillement annulaire. Ces auteurs ont trouvé que le niveau de contraintes et la quantité de glissement sont deux facteurs importants influençant le type de fracture des grains et la forme des bandes de cisaillement qui se constituent.

5.3.2.2 Effet de la forme des grains

Morrow et Byerlee (1989) avaient étudié les effets de l'angularité des grains sur la résistance et sur le comportement dilatant des gouges dans un triaxial. Les grains de fragments de quartzite et de granite de Westerley, initialement anguleux, soumis à des changements instantanés de vitesse de cisaillement présentaient des variations de porosité différentes de celles marquant la réponse du sable arrondi d'Ottawa. Cette différence se réduit au fur et à mesure du glissement et de la fragmentation des grains anguleux et la production des particules fines. L'angularité des grains est donc un facteur important qui influence le comportement volumique des gouges.

A l'opposé, la taille initiale des grains ne semblait pas avoir une influence notable sur les déformations. C'est plutôt la granulométrie du matériau et la forme (angularité) des grains, qui ont le plus d'effet sur l'évolution de la structure de l'échantillon (voir aussi Mair *et al.*, 2002).

Les essais réalisés par Torabi *et al.* (2007) à des contraintes supérieures (20 au lieu de 5 MPa) montrent que la fracture des grains passe d'un mode par écaillage (flaking) à un mode par division (splitting) induisant une diminution de la porosité et une réduction plus importante de la taille des grains. La différence entre l'écaillage et l'attrition réside dans le fait que cette dernière se traduit par la modification de la distribution granulométrique résultant de la diminution de la taille de certaines particules, alors que l'écaillage signifie le détachement d'une fine lame de particule.

5.3.2.3 Effet sur la porosité

Le glissement de la faille induit une modification de la structure des matériaux constituant la gouge. Ceci se traduit principalement par la réduction de la porosité accompagnée par un réarrangement des grains et une diminution de leur taille ainsi qu'une modification de leur forme [Mandl *et al.*, 1977; Beeler *et al.*, 1996; Marone et Scholz, 1989; Marone *et al.*, 1990; Morrow et Byerlee, 1989]. A titre d'exemple, Geraud *et al.* (2006) constatent la complexité des formations autour de la faille de Pirgaki (Grèce) ; ils montrent que la porosité dans le noyau de la faille est cinq fois supérieure à celle dans les zones d'endommagement (voir aussi : Chester *et al.*, 1993; Tsutsumi *et al.*, 2004; Wibberley et Shimamoto, 2005). Cette structure est elle même modifiée

par les écoulements se produisant dans la faille [Logan, 1991; Hickman *et al.*, 1995]. De plus, en présence de cisaillement, la compaction est plus importante que sous un effet de compression pure. [e.x. Mandl *et al.*, 1977; Biegel *et al.*, 1989]. A l'aide d'une analyse d'images de la pétrographie des échantillons de sable cisaillés dans un appareil annulaire, Torabi *et al.* (2007) avaient observé une variation de la porosité parallèle à la formation de ces bandes de cisaillement.

De part cette évolution importante de la structure des zones de gouge, largement étudiées expérimentalement, nous constatons l'importance de la compréhension de l'effet de cette évolution sur la perméabilité et son anisotropie. Plusieurs recherches ont été menées dans ce sens sur diverses compositions de gouges [e.x. Morrow *et al.*, 1981, 1984; Arch et Maltman, 1990; Antonellini et Aydin, 1994; Ngwenya *et al.*, 2003; Giger *et al.*, 2007; Mitchell et Faulkner, 2008; Crawford *et al.*, 2008]. Il est évident que la nature des matériaux constituant la gouge joue un rôle important sur son évolution et l'effet qui en découle sur la perméabilité.

5.4 Etude des paramètres influençant la perméabilité

La perméabilité du sol dépend de trois paramètres principaux :
- le volume et la géométrie des pores,
- les propriétés du fluide,
- les conditions de contacts fluide/particule ; ceci concerne plus les sols fins.

Cependant, ces facteurs évoluent différemment d'un matériau à un autre et dépendent des conditions dans lesquelles ils se trouvent et les sollicitations qu'ils subissent.

Le cisaillement d'un matériau influence bien évidemment le volume et la géométrie des pores. Il est donc un facteur de la variation de la perméabilité.

Comme nous venons de le voir, le cisaillement induit une évolution de la structure des gouges à travers la forme des grains, leur taille et la porosité de l'échantillon. Nous allons maintenant passer en revue quelques résultats reportés dans la littérature impliquant l'effet de ces paramètres sur la perméabilité.

Mavis et Wilsey (1936) ont réalisé une étude complète sur différents sables afin de caractériser l'évolution de la perméabilité avec la taille et la forme des grains, la porosité de l'échantillon, et la température de l'eau. Leur étude s'est portée sur le sable angulaire d'Ottawa et le sable arrondi de la rivière de l'IOWA. Nous présentons ci-après leurs principaux résultats ainsi que ceux provenant des travaux d'autres auteurs.

5.4.1 Effet de la taille des grains

Mavis et Wilsey (1936) ont trouvé que la perméabilité augmente avec le diamètre moyen des grains (0,39 à 1,98 mm) et ce pour la même porosité des échantillons ($\approx 40\%$) (Voir Figure D.5 de l'Annexe D). La relation empirique établie entre la dimension des grains d et le coefficient de perméabilité k s'écrit alors :

$$k = c.d^b \tag{5.6}$$

Avec : d le diamètre des grains en mm, k le coefficient de perméabilité en *pied/jour* (1 pied/j = 3,5310^{-6} m/s), et c est une constante empirique, égale ici à 1140 en pied/j/m^2. Enfin, l'exposant b est égal ici à 2.

Cette forme de loi se retrouve chez plusieurs travaux. Shepherd (1989) a entrepris une étude statistique sur la base de données de plusieurs auteurs de la littérature. Il pris en considération diverses catégories de grains de sables et de billes de verre. Cette étude a permis de trouver

que l'exposant b varie entre 1,11 et 2,05, mais la plupart des valeurs étaient inférieures à 2. Le coefficient c varie largement entre 1014 et 208818. A vrai dire, la constante c inclut plusieurs propriétés telles que la tortuosité, la forme des grains, le mode de dépôt, et la porosité (Voir Figure D.6 de l'Annexe D).

5.4.2 Effet de la forme des grains

Pour une même porosité d'environ 40% et dans la même granulométrie de 0,68 à 0,93 mm, la perméabilité des sables à grains arrondis (sable de rivière de l'IOWA) est supérieure à celle du sable anguleux d'OTTAWA (Voir Figure D.7 de l'Annexe D). Cette observation est compatible avec les résultats de Shepherd (1989).

5.4.3 Effet de la porosité

Pour étudier cet effet, Mavis et Wilsey (1936) ont fait varier la porosité de leurs échantillons entre 38,5 et 43,5% pour le sable arrondi de l'IOWA, et entre 35,9% et 41,2% pour le sable anguleux d'OTTAWA (Voir Figure D.8 de l'Annexe D).

La variation de la perméabilité en fonction de la porosité est donnée sous la forme :

$$k = a.(\frac{\Phi}{40})^b \tag{5.7}$$

Avec k le coefficient de perméabilité en *pied/jour* (1 pied/j = $3{,}5310^{-6}$ m/s), Φ la porosité de l'échantillon, a et b sont des constantes égales dans le cas du sable d'OTTAWA avec D_{50} = 0,8 mm à 1120 (m/s) et 5, respectivement. Dans le cas du sable arrondi de l'IOWA pour le même D_{50}, ces constantes sont égales à 750 et 6, respectivement.

Lorsque le diamètre moyen du grain de sable de l'IOWA diminue jusqu'à une valeur D_{50} = 0,37 mm, le coefficient a augmente jusqu'à 950, alors que b reste inchangé.

5.4.4 Relation perméabilité - Porosité - taille des grains

Il est clair que les deux paramètres influençant la perméabilité, à savoir la taille des grains et la porosité sont intimement liés.

Une relation très connue a été proposée pour les milieux poreux par Kozeny (1927) puis modifiée par Carman (1937). Cette relation communément appelée "équation de Kozeny-Carman" s'écrit :

$$K = \frac{d^2}{A}\frac{\Phi^3}{(1-\Phi)^2} \tag{5.8}$$

Où, d est le diamètre moyen des grains, Φ la porosité, et A une constante qui tient compte de l'architecture du milieu en termes de forme des pores, tortuosité, surface spécifique, etc. A est pris égal à 180 (pour des particules sphériques de diamètre d).

Cette loi est utilisée pour les écoulements à faible vitesse et pour de faibles nombres de Reynolds (< 20).

K étant la perméabilité intrinsèque exprimée en m^2 ; pour la convertir en coefficient de perméabilité (conductivité hydraulique), il faudra utiliser l'équation (5.3).

5.4.5 Effet de la température

La température du fluide, en l'occurrence l'eau, influence également les valeurs de la perméabilité, car elle fait varier la viscosité du fluide. Le débit de l'écoulement augmente avec l'augmentation de la température ; il est multiplié par environ 3 lorsque la température augmente de 15 à 55 $^{\circ}C$. Par conséquent, la perméabilité augmente également [Mavis et Wilsey, 1936].

5.5 La perméabilité dans les failles

Maintenant que nous avons vu les processus qui mènent à la formation de bande de cisaillement et qui décrivent la structure des gouges de failles, ainsi que l'impact des changements induits sur la perméabilité, nous allons passer en revue l'implication de la présence des fluides et l'aspect de la perméabilité sur le comportement des interface et des failles.

5.5.1 Rôle des fluides

Plusieurs travaux se sont intéressés au rôle joué par les fluides dans les gouges de failles. La présence de ces fluides affecte la résistance au glissement et peut engendrer des mouvements lorsqu'ils sont empêchés de s'écouler et lorsque leur pression augmente, et réduisent alors la contrainte effective [Morrow *et al.*, 1984; Sibson *et al.*, 1988; Byerlee, 1990, 1993; Segall et Rice, 1995; Zhang et Tullis, 1998]. La pressurisation des fluides par chauffage dû au cisaillement constitue un bon candidat pour l'explication de l'adoucissement des zones de failles [Sibson, 1973; Lachenbruch, 1980; Blanpied *et al.*, 1991, 1992; Segall et Rice, 1995; Sleep, 1995, 1997; Wibberley et Shimamoto, 2005; Rempel et Rice, 2006; Rice, 2006; Segall et Rice, 2006; Giger *et al.*, 2008]. En effet, le cisaillement à grande vitesse induit un échauffement par frottement conduisant à l'augmentation de la pression des pores et à une réduction de la contrainte normale effective. Cette réduction est amplifiée par la faible perméabilité de la bande de cisaillement. Tous ces phénomènes conduisent alors à une réduction de la résistance au cisaillement pour un coefficient de frottement donné [Rice, 2006]. D'autres causes peuvent être également à l'origine de l'adoucissement du frottement des failles, elles ont été présentées dans le Chapitre 2 consacré à ce phénomène.

L'importance de la présence des fluides dans une faille ne se limite pas à l'effet de la surpression et la diminution de la contrainte normale effective. D'autres phénomènes peuvent également avoir lieu tels que les mécanismes de déformation fragile et ductile qui peuvent avoir lieu même à faible température [Blanpied *et al.*, 1991]. La présence de fluide peut également favoriser le transfert de solutions et de minéraux ainsi que la propagation des fissures. Elle peut également induire un adoucissement hydrolitique à haute pression et à haute température, [Blanpied *et al.*, 1991]. Ces mécanismes sont tellement complexes qu'ils peuvent avoir à la fois un effet de cicatrisation et agir sur l'adoucissement de la résistance au cisaillement.

5.5.2 Observations sur l'évolution de la perméabilité

Morrow *et al.* (1981, 1984) avaient étudié l'évolution de la perméabilité à haute pression (jusqu'à 200 MPa) de plusieurs compositions de gouge de faille : argile pure, mélange d'argiles, et roche broyée sans argile. Ils ont trouvé que la perméabilité variait de quatre ordres de grandeur, depuis la montmorillonite et les gouges à grains fins (10^{-22} m^2), jusqu'à la serpentite et les gouges à grains grossiers (10^{-19} à 10^{-18} m^2). Il n'y a pas une grande différence entre les gouges sans argile et les gouges argileuses. C'est plutôt la taille des grains qui joue un grand rôle. Les gouges à grains grossiers étaient les plus perméables et les plus affectée dans leur perméabilité par le cisaillement.

Zhang et Tullis (1998) et Zhang *et al.* (1999) ont réalisé des essais à grand déplacement sur l'appareil de cisaillement rotatif avec mesure de la perméabilité d'échantillons de quartz à surface nue et de gouge de quartz, de feldspath, de muscovite et de granite, sous de fortes contraintes normales. Ces essais ont montré qu'à grands déplacements ($>$ 200 mm), des phénomènes de localisation de déformation apparaissent, la perméabilité diminue dans les deux sens, avec une réduction plus rapide dans le sens perpendiculaire. Cette observation indique une anisotropie d'environ 1 ordre de grandeur. La nature du matériau étudié ainsi que les pressions appliquées, influencent également la vitesse d'apparition de l'anisotropie et son évolution ; ceci marque une différence entre les gouges quartzo-felspathiques et les gouges de mica.

Cette anisotropie s'explique par la formation de fractures de cisaillement dans des structures orientées comme le montre la Figure 5.3. D'autres auteurs ont aussi observé ce phénomène particulièrement au niveau des failles, où la perméabilité parallèle au plan de faille est supérieure à celle dans le plan perpendiculaire [Arch et Maltman, 1990; Caine *et al.*, 1996; Evans *et al.*, 1997; Rawling *et al.*, 2001; Tobin *et al.*, 2001].

Ngwenya *et al.* (2003) ont mesuré l'évolution de la perméabilité en fonction de la déformation d'échantillons de grès dans un triaxial. Ils ont observé un comportement en trois étapes : (1) une diminution linéaire pré-rupture accompagnant la compaction, (2) une augmentation transitoire associée à une chute dynamique de la contrainte, et (3) une diminution post-rupture.

Des modèles ont été proposés par plusieurs auteurs afin de décrire l'adoucissement des failles à faible perméabilité en présence de fluides à haute pression [ex. Blanpied *et al.*, 1992; Rice, 1992; Byerlee, 1993; Faulkner et Rutter, 2001].

5.5.3 Effet de la température

La plupart des travaux expérimentaux sont réalisés à température ambiante alors que les séismes se déclenchent à des profondeurs où les températures sont très élevées [Olsen *et al.*, 1998]. Pour comprendre l'implication de la température dans le comportement des failles, des essais de laboratoire à haute température ont été réalisés (en allant jusqu'à $\approx 900^{\circ}C$) [ex. Blanpied *et al.*, 1991, 1995; Olsen *et al.*, 1998; Morrow *et al.*, 2001; Giger *et al.*, 2007]. Ils ont mis en évidence d'autres phénomènes, tels que la cicatrisation et l'étanchement (*Healing and sealing*) et les effets chimiques. Ces phénomènes influencent manifestement la perméabilité [Olsen *et al.*, 1998; Giger *et al.*, 2007]. La résistance au cisaillement augmente également avec la température [ex. Blanpied *et al.*, 1991; Chester, 1994]. En effet, les essais à sec de Chester (1994) sur des gouges de quartz à une pression de confinement de 20 MPa, ont montré qu'un accroissement soudain de la température engendre une variation soudaine du frottement suivie d'une phase transitoire similaire à celle observée lors d'une diminution de la vitesse de cisaillement. Le comportement inverse est obtenu lorsqu'on diminue la température. Cette réponse peut être intégrée dans le formalisme RSF, plus précisément à travers la variable d'état θ (Cf. Chapitre 2).

Moore *et al.* (1994) avaient étudié la perméabilité de granite à haute température ($300 - 500^{\circ}C$). La circulation du fluide dans le granite chauffé induit une réduction de la perméabilité due aux phénomènes de cicatrisation et d'étanchement (*Healing and sealing*).

Olsen *et al.* (1998) ont mis en évidence des mécanismes chimiques d'étanchement qui influencent à la fois les propriétés mécaniques et hydrauliques d'une gouge de faille soumise à un cycle de type "*Slide-Hold-Slide*" dans des conditions hydrothermiques spécifiques sur un appareil triaxial. Ces mécanismes produisent une cicatrisation de la résistance lors de la reprise due à un processus de cimentation. Pendant l'arrêt, la perméabilité mesurée en continu est réduite substantiellement à haute température (typiquement $> 100^{\circ}C$). Elle augmente légèrement lors de la reprise de cisaillement. Ces résultats indiquent que ce sont des facteurs autres que le temps qui

influent sur la perméabilité. Ils sont plutôt attribués aux phénomènes d'étanchement (*sealing*).

Morrow *et al.* (2001) ont étudié la perméabilité d'échantillons de granite de Westerley intacts, fracturés ou comportant une gouge, dans des conditions hydrothermiques (50 MPa de pression effective, $150 - 500^{\circ}C$). La diminution de la perméabilité le temps suivait une loi exponentielle. Les échantillons fracturés présentaient une réduction de la perméabilité qui suivait la dissolution de minéraux accrue par la température et le temps. La déposition des minéraux dissous favorise l'étanchement des fractures. Ces résultats indiquent que les zones de failles deviennent relativement imperméables ; cela se passe plus rapidement que le temps de récurrence des grands séismes.

Giger *et al.* (2007) ont mesuré l'évolution de la perméabilité sur une gouge de faille en poudre de quartz dans des conditions hydrothermiques ($P_c = 250$ MPa, T= 150-850°C). Ils ont assisté à une réduction exponentielle de la perméabilité avec le temps. Cette réduction est plus prononcée si la température augmente, lorsque la contrainte différentielle augmente, et lorsque la dimension des grains diminue.

5.5.4 Objectifs de cette étude

Toutes ces observations puisées dans la littérature, plus particulièrement celles de Chambon (2003) dans ses essais à l'ACSA qui mettent en évidence la formation d'une bande d'interface, nous voyons l'intérêt de mesurer les caractéristiques hydrauliques de cette bande.

Nous nous intéresserons plus particulièrement à la mesure du coefficient de perméabilité de sable saturé d'eau et à son évolution au cours du cisaillement à grand déplacement. L'étude portera également sur l'origine de l'évolution de cette perméabilité. Nous explorerons aussi le comportement dans des conditions non drainées ; ceci afin d'estimer les pressions interstitielles générées plus particulièrement dans la bande d'interface.

Pour atteindre ces objectifs, nous avons mis en place une nouvelle procédure d'expérience utilisant un nouveau cylindre appelé "Clou Perméabilité".

5.6 Montage expérimental

Nous présentons ici les principaux dispositifs utilisés dans cette étude, notamment le clou perméabilité et les générateurs d'écoulement.

Les étapes de montages des échantillons sont similaires à celles décrite au § 1.4 du Chapitre 1. La seule particularité réside dans la saturation de l'échantillon. En effet, l'avantage du clou perméabilité réside dans la disposition de ses pierres poreuses à l'intérieur de l'échantillon. Ceci permet une meilleure circulation du CO_2 et de l'eau, et par conséquent une amélioration de la saturation du sable. Nous l'avons confirmé par la mesure du coefficient de Skempton "B" ; celui-ci a pu atteindre une valeur de 0,9, alors qu'habituellement il ne dépasse pas 0,6.

La présentation de la procédure de raccordement ainsi que la technique de génération de l'écoulement font l'objet de l'Annexe D.

5.6.1 Clou perméabilité et pierres poreuses

Nous avons présenté dans le Chapitre 1 le nouveau "*Clou Perméabilité*" conçu pour permettre des écoulements à l'interface sol/clou. Ce clou (Figure 1.9) est muni de six pierres poreuses disposées sur deux niveaux, et à raison de trois par niveau, espacées de 120°. Les pierres poreuses en acier inoxydable ont un diamètre de 10 mm et une épaisseur de 2 mm.

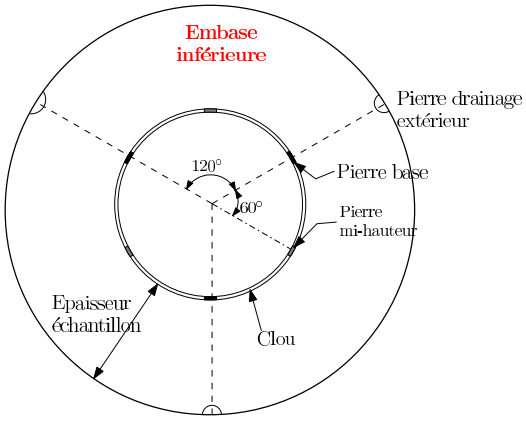


FIGURE 5.4 – *Schéma simplifié d'une vue de dessus de la disposition des pierres poreuses du clou et celles du drainage extérieur de l'échantillon qui se trouvent encastrées dans l'embase inférieure. Les pierres du clou sont espacées de 120 ˚sur le même niveau, et de 60˚entre deux niveaux. Les pierres du drainage extérieur sont fixes et espacées de 120 ˚.*

La Figure 1.11 du Chapitre 1 montre une vue développée du clou. Elle comporte une numérotation des pierres qui nous permettra dans la suite de repérer les chemins d'écoulement. Les pierres N˚5, 1 et 4 se trouvent à 10 mm de la base de l'échantillon, alors que les pierres N˚6, 2 et 3 se trouvent à mi-hauteur, c'est-à-dire à 50 mm de la base.

Pierres poreuses embase inférieure : Nous avons aussi utilisé les pierres poreuses du drainage extérieur de l'embase inférieure en verre. Ces pierres sont en plastique poreux, de 20 mm de diamètre et 2 mm d'épaisseur. Elles sont disposées à la périphérie de l'échantillon et espacées de 120˚. La Figure 5.4 indique une vue de dessus de la disposition de ces pierres, notamment par rapport au clou. Nous attribuerons le N˚ 0 à ces pierres.

Pierres poreuses pavé supérieur : Le pavé supérieur qui se repose sur l'échantillon dispose également à sa périphérie extérieure de trois pierres en plastique poreux, espacées de 120˚. Elles ont les mêmes dimensions que celles de l'embase inférieure. A la mise en place de ce pavé, il est possible de le disposer de façon à avoir un espacement de 30˚ entre ses pierres et celles du drainage inférieur. Ces pierres porte le N˚ 0'.

Notons enfin que les pierres du drainage extérieur sont fixes pendant l'essai, alors que celles du clou suivent sa rotation.

5.6.2 Générateurs d'écoulement et capteurs de pression

Afin de créer des écoulements à travers le sol en passant par les pierres poreuses décrites ci-dessus, nous nous sommes servis de contrôleurs Pression/Volume "*CPV*" modèle "*GDS*" (§ 1.1.4.3). Ce type de *CPV* permet le pilotage de l'eau en volume par l'option "*Rampe*".

L'écoulement à débit constant a été préféré à l'écoulement à pression constante après plusieurs essais préliminaires et après optimisation de la technique. Deux raisons justifient ce choix : la première vient du mode de fonctionnement du "*CPV*" modèle "*GDS*" qui se base sur des pas en volume pour adapter soit la pression soit le volume. La deuxième raison vient du fait que l'injection à pression imposée ne permet pas de connaître a priori le débit sortant et la durée de l'expérience pour une mesure exploitable aboutissant à une stabilisation de la pression.

Deux *CPV* ont servi pour cette étude. L'un, appelé *CPV-In* permettant d'injecter un débit d'eau entrant et un *CPV-Out* permettant d'évacuer le même débit. Ceci a pu être vérifié tel qu'il est indiqué par la Figure D.2 de l'Annexe D.

Étant donné que les essais sont réalisés en saturé drainé, nous avons besoin d'un troisième *CPV* afin d'appliquer la pression interstitielle et de la maintenir constante pendant le cisaillement (entre deux mesures d'écoulement). Nous avons alors utilisé une cellule Air/Eau reliée à un détendeur d'air comprimé. Malheureusement, nous n'avons pas pu mesurer les variations du volume de l'eau interstitielle au cours du cisaillement. Notons que pour ne pas perturber l'écoulement pendant les mesures, ce *CPV* est isolé de l'échantillon en fermant les robinets de drainage.

Pour mesurer les pressions appliquées, nous avons utilisé trois capteurs de pression. Un capteur pour le confinement, un autre pour la pression interstitielle et un troisième pour la pression différentielle. Ce dernier permet de mesurer des différences de pression jusqu'à 63 kPa (Cf. § 1.1.4.5). Au-delà, nous nous sommes servis des *CPV-In* et *CPV-Out*.

La Figure D.1 de l'Annexe D montre le schéma de raccordement des différents appareils.

5.6.3 Choix des chemins d'écoulement

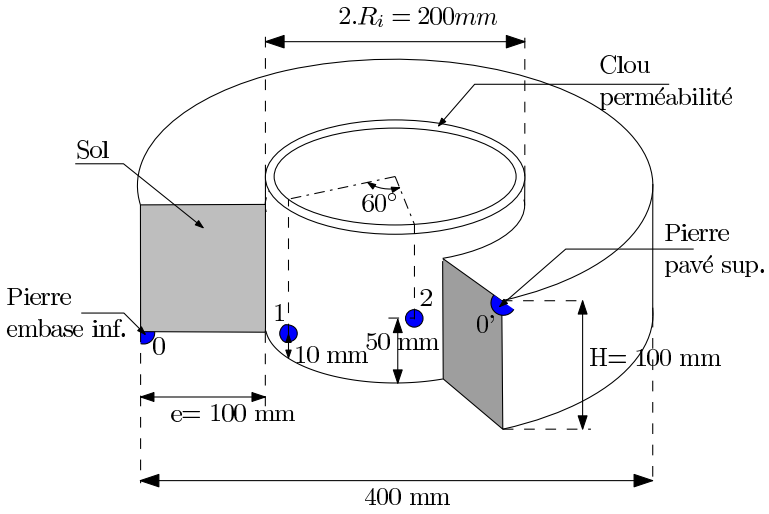


FIGURE 5.5 – *Schéma illustrant la position des pierres poreuses à l'ACSA, sur le clou et sur la périphérie extérieure de l'échantillon. Les écoulements transversaux à la base T_b sont générés entre les pierres* ***1 et 0****, alors que les écoulements T_h sont réalisés entre les pierres* ***2 et 0'****. Les pierres N° 1 et 2 se trouvent sur le clou, alors que la pierre N° 0 se trouve à l'extérieur de l'embase inférieure, et la pierre N° 0' à l'extérieur du pavé supérieur. Les dimensions de l'échantillon et du clou sont également indiquées.*

Nous savons que lors du cisaillement, et à la suite de la localisation des déformations, une bande d'interface d'une épaisseur d'environ 7 grains se constitue aux premiers 10 mm de glissement [Chambon *et al.*, 2006c]. Au cours du cisaillement, de fines particules sont constituées par le broyage des grains et par le phénomène dit de "*Comminution*".

Il parait donc intéressant de caractériser l'évolution de la perte de charge (et de la perméabilité) pendant la formation de la bande d'interface et au cours de la production des fines.

D'autre part, on constate que les fines se déposent et s'accumulent à l'interface à partir de la base de l'échantillon, comme observé par Agung *et al.* (2004). Ces fines remplissent les pores, et s'associent donc à la bande de cisaillement. La hauteur remplie augmente au fur et à mesure du glissement cumulé pour atteindre le haut du clou après plusieurs mètres. La disposition des pierres sur deux niveaux permet donc de séparer les mesures sur la bande de cisaillement sans fines de celles sur la bande de cisaillement avec les fines.

A la suite de plusieurs essais préliminaires de différents chemins d'écoulement, nous sommes arrivés à la conclusion que pour une mesure de l'évolution des caractéristiques d'écoulement de la bande de cisaillement sans fines, il faut réaliser des écoulements radiaux, entre une pierre poreuse à mi-hauteur du clou (ex. N°2) vers une pierre de drainage (N°0') se trouvant sur le pavé supérieur à l'extrémité extérieure de l'échantillon.

Pour une mesure concernant la bande de cisaillement plus les fines, l'écoulement radial se fera d'une pierre poreuse du bas du clou (ex. N°1) vers une pierre de drainage (N°0) se trouvant sur l'embase inférieure à l'extrémité extérieure de l'échantillon.

Les chemins d'écoulement adoptés sont les suivants, la Figure 5.5 schématise la position des pierres servant pour les écoulements :

- T_b de la pierre N°1 vers la pierre N°0 correspond à un écoulement dit "*radial, transversal*" à la "***Base***",
- T_h de la pierre N°2 vers la pierre N°0' est dit "*radial, transversal*" à "***Mi-hauteur***",
- P_b, dit "*parallèle*", entre deux pierres de même hauteur du clou, N°1 et N°4.

Il s'est avéré pendant l'écoulement P_b que les fines produites par le broyage des grains se déplacent (malgré le faible débit) et colmatent la pierre N°4 par laquelle sort l'eau de l'échantillon. Les expériences préliminaires considérant l'écoulement P_b ont nécessité l'application de différence de pression très importante, allant jusqu'à 0,2 MPa, pour pouvoir générer des écoulements. Au démontage, l'inspection visuelle des pierres a confirmé leur obturation, il a alors fallu les nettoyer pour les déboucher. Malgré cela, nous présenterons à titre purement indicatif le résultat de l'écoulement P_b.

5.6.4 Estimation du coefficient de perméabilité

L'évaluation de la différence de pression pour un glissement donné et un chemin d'écoulement donné est faite en moyennant, sur le temps d'acquisition, la valeur de ΔP estimée par le capteur de pression différentielle. Cette moyenne est faite sur la partie plus ou moins stationnaire et s'écrit ΔP_{moy}. On calcule également l'écart-type de la fluctuation qui permettra de tracer la barre d'erreur correspondant à cette valeur moyenne de la pression (ΔP_{moy}). L'estimation de ΔP à partir de la tension de sortie de capteur différentiel est indiquée dans le § D.1.4 de l'Annexe D.

L'estimation du coefficient de perméabilité peut alors se faire à partir des valeurs évaluées de la différence de pression en utilisant la formule (5.1). Cette équation s'écrit :

$$k = \frac{D}{S}.\frac{L}{\Delta h} \tag{5.9}$$

Avec :

$$\Delta h = \Delta P_{moy}.\alpha \tag{5.10}$$

Où α= 10^{-4} m/Pa, permet d'exprimer la différence de pression en hauteur d'eau. ΔP_{moy} étant la différence de pression exprimée en Pa, et la perméabilité k en m/s.

Il est nécessaire de déterminer la longueur L et la section de l'écoulement S. Comme nous le verrons plus en détail dans § 5.8.1, étant donné le contraste de perméabilité qui doit exister entre la bande de cisaillement et le reste de l'échantillon, nous attribuerons l'essentiel de la perte de charge lors des écoulement à la traversée de cette bande qui est estimée à environ 7 grains (D_{50}= 0,6 mm) [Chambon *et al.*, 2006c]. Pour les écoulements radiaux T_b, T_h, l'eau traverse une seule fois la bande de cisaillement (voir Figure 5.10 Après cisaillement), la distance est donc égale à $L = 4,2.10^{-3}$ m. Pour l'écoulement parallèle P_b, l'eau traverse deux fois la bande ; la longueur est alors égale $L = 8,4.10^{-3}$ m. Enfin, la section correspond à la superficie de la pierre poreuse

du clou, c'est-à-dire S= $7,85.10^{-5}$ m^2. Nous reviendrons avec plus de détail sur cette analyse dans la discussion (§ 5.8.1).

Les pertes de charge parasites provenant du système d'écoulement ont été mesurées (Annexe D.1.5) et paraissent négligeables principalement lorsque la différence de pression mesurée devient importante, et ce aux premiers millimètres de déplacement. Néanmoins, nous apportons la correction nécessaire dans les calculs.

5.6.5 Plan des expériences

Plusieurs essais préliminaires ont été réalisés afin d'optimiser la méthode de mesure et de déterminer le débit et les chemins d'écoulement les plus pertinents et techniquement faisables.

Seulement deux essais ont pu se dérouler entièrement. Il s'agit de l'essai CPS006 et CPS007. Ce dernier a servi pour réaliser des écoulements radiaux : T_b et T_h. L'essai CPS006 s'est alors déroulé avec des écoulements : P_b et T_h, nous avons donc réalisé des mesures entre deux pierres du clou pour se faire une idée de l'évolution de la différence de pression (et donc de la perméabilité) malgré le risque de colmatage.

TABLE 5.1 – *Programme expérimental des essais pour l'étude de la variation avec le cisaillement des caractéristiques hydrauliques.*

Essai	σ_e (MPa)	u (MPa)	S	v ($\mu m/s$)	$\delta_c(m)$	Ecoul.	D (mm^3/s)	Nbr. mesures
CPS006	0,58	0,08	0,9	16,67-83,33	1,84	P_b et T_h	1	30
CPS007	0,52	0,02	-	16,67-83,33	0,82	T_b et T_h	1	24

Le Tableau 5.1 présente les différentes données des essais réalisés CPS006 et CPS007. Les pressions de confinement (σ_e) et interstitielle (u) sont indiquées. Le coefficient de Skempton n'a pas été mesuré dans le cas de l'essai CPS007. On indique également sur le tableau la vitesse de cisaillement v et le déplacement cumulé δ_c atteint à la fin de l'essai. Les chemins des écoulements choisis sont enfin indiqués avec le débit adopté et le nombre total des mesures effectuées.

Chaque séquence d'écoulement a été effectuée à l'arrêt, d'abord pour un chemin puis dans l'autre. La durée est de 15 min par écoulement, chaque arrêt correspond donc à une durée totale d'environ 35 min. 5 min sont consacrées pour la stabilisation de la pression après l'arrêt et au moment de changer le chemin d'écoulement.

Les phases de cisaillement ont été menées à deux vitesses différentes : afin de pouvoir faire une mesure plus fine, plus particulièrement sur les 3 premiers centimètres, et pouvoir arrêter le moteur au déplacement voulu sans être dépassé par une vitesse trop grande, celle-ci a été fixée à 16,67 $\mu m/s$ jusqu'à 0,1 m de déplacement ; au-delà elle est égale à 83,33 $\mu m/s$. Les essais se déroulaient sur deux jours.

Par ailleurs, un autre essai a été réalisé en conditions saturées non drainées. Il s'agit de l'expérience CvDRS001 dans laquelle le confinement extérieur est fixé à 0,58 MPa et la pression interstitielle initiale à 0,08 MPa. Durant cet essai trois perturbations ont été réalisées : un changement de la vitesse de cisaillement, une inversion du sens de rotation et un relâchement de la contrainte de cisaillement. Le but est d'observer l'effet de ces perturbations sur la pression interstitielle, plus particulièrement à l'interface.

Par ailleurs, nous avons utilisé dans tous les essais du sable d'Hostun (§ 1.3) que nous avons saturé à l'eau selon la technique présentée au § 1.4 du Chapitre 1.

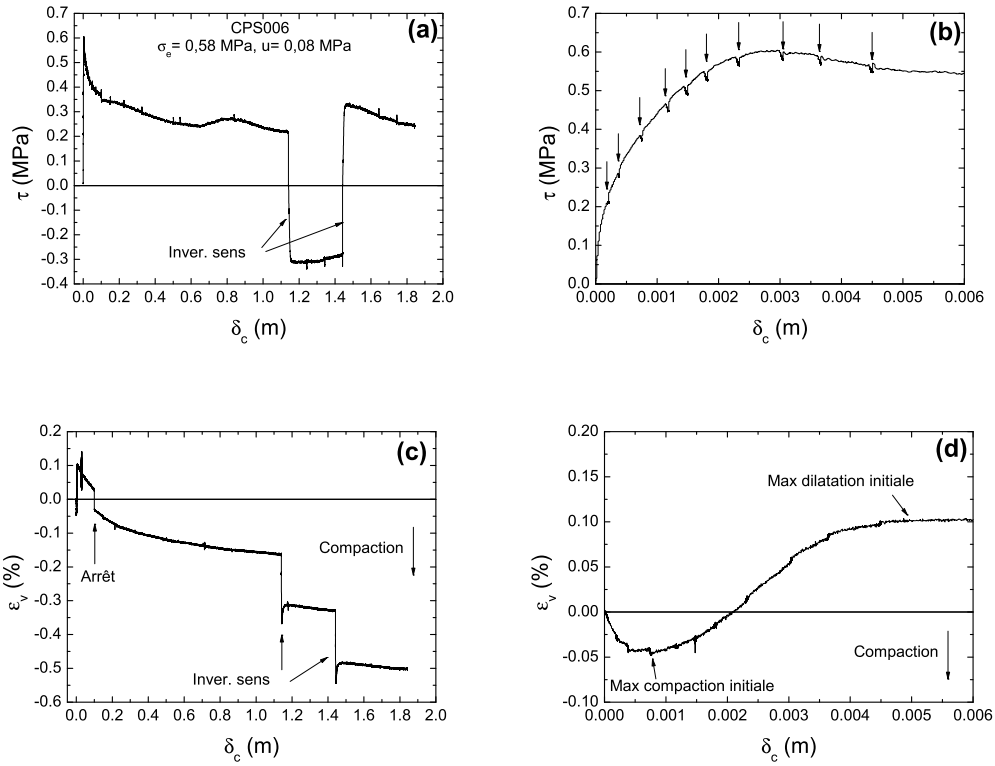


FIGURE 5.6 – *Essai CPS006 (σ_e = 0,58 MPa, u= 0,08 MPa, D= 1 mm^3/s). (a) Contrainte de cisaillement τ, (b) zoom de τ sur 6 mm du début de l'essai (les flèches indiquent les déplacements auxquels les mesures d'écoulement ont été effectuées), (c) déformations volumiques ε_v mesurées à partir de la variation du volume de l'eau de confinement (la flèche indique le sens de la compaction), (d) zoom sur les 6 mm du début de l'essai de ε_v, on y indique la position des mesures effectuées au moment où l'échantillon subit le maximum de la compaction initiale et celui de la dilatation maximale qui suit. La vitesse de cisaillement au début de l'essai est égale à 16,7 $\mu m/s$ puis à 83,3 $\mu m/s$ après 0,1 m de déplacement.*

5.7 Résultats expérimentaux

5.7.1 Réponse en cisaillement et en déformation volumique

Les Figures 5.6 et 5.7 illustrent le résultat des essais CPS006 et CPS007, respectivement. En (a), on trace l'évolution de la contrainte de cisaillement τ, en (b) c'est un zoom de τ au démarrage de l'essai. Ce zoom indique également les positions des mesures lors d'écoulements à l'arrêt à plusieurs distances de glissement. En (c), on illustre les variations volumiques ε_v, et en (d) un zoom de ε_v au démarrage, indiquant la phase de compaction initiale suivie de la dilatation.

Remarquons que l'essai CPS006 (Figure 5.6a) comporte deux changements de sens du cisaillement à δ_c= 1,14 m et à δ_c= 1,44 m, d'où la valeur négative de τ. L'essai a été arrêté à δ_c= 0,1 m pendant une nuit puis repris le lendemain, l'échantillon s'est donc consolidé (Figure 5.6c). De même pour l'essai CPS007 qui a été arrêté à la même distance, δ_c= 0,1 m.

On remarque par ailleurs à partir de ces deux figures, que lors de l'essai CPS007, la dilatation comptée à partir du maximum de la compaction initiale est d'environ 0,056%, elle est plus petite qu'à l'essai CPS006, où elle est égale à environ 0,148% ; elle ne s'est pas poursuivie jusqu'à ce que

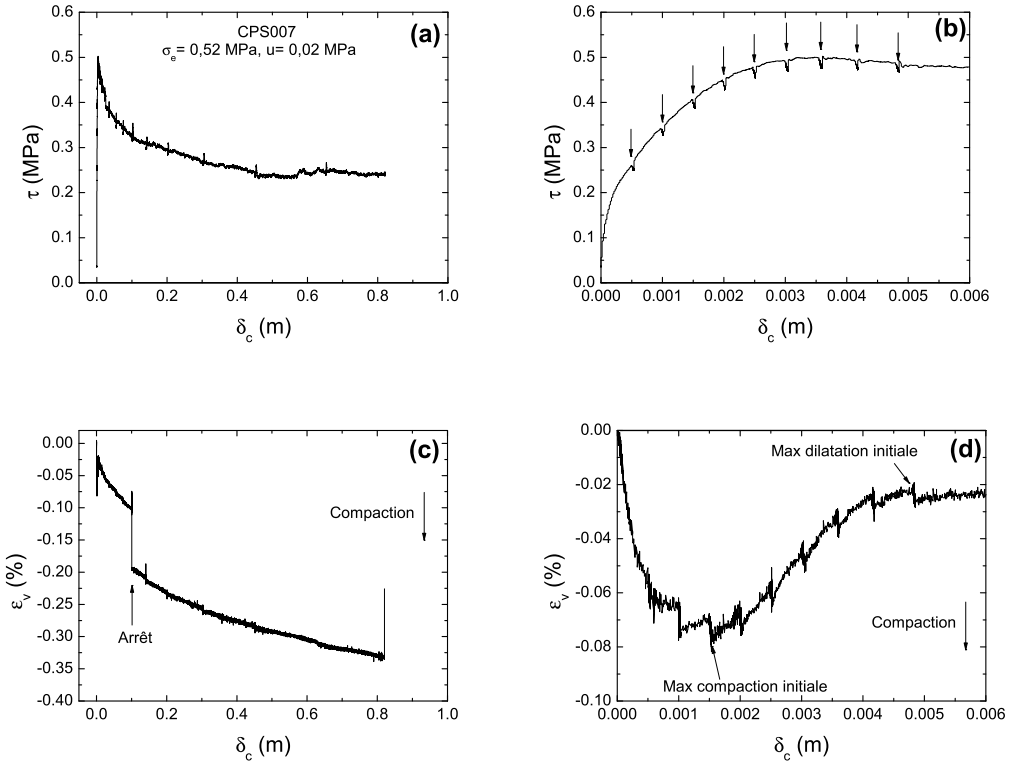


FIGURE 5.7 – *Essai CPS007 (σ_e = 0,52 MPa, u= 0,02 MPa, D= 1 mm^3/s). (a) Contrainte de cisaillement τ, (b) zoom de τ sur 6 mm du début de l'essai (les flèches indiquent les déplacements auxquels les mesures d'écoulement ont été effectuées), (c) déformations volumiques $\varepsilon_v$mesurées à partir de la variation du volume de l'eau de confinement (la flèche indique le sens de la compaction), (d) zoom sur les 6 mm du début de l'essai de ε_v, on y indique la position des mesures effectuées au moment où l'échantillon subit le maximum de la compaction initiale et celui de la dilatation maximale qui suit. La vitesse de cisaillement au début de l'essai est égale à 16,7 $\mu m/s$ puis à 83,3 $\mu m/s$ après 0,1 m de déplacement.*

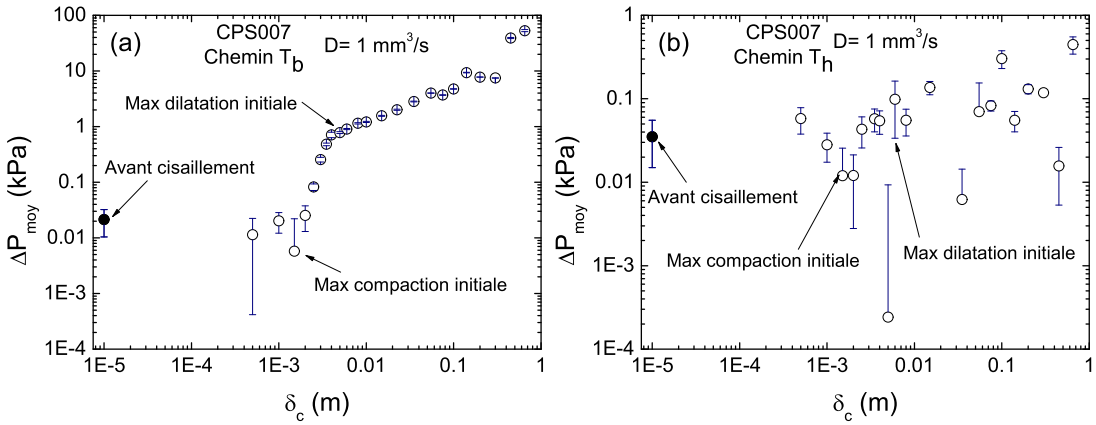


FIGURE 5.8 – *Essai CPS007 (σ_e = 0,52 MPa, u= 0,02 MPa, D= 1 mm^3/s). Tracé logarithmique de la variation en fonction du déplacement cumulé δ_c de la différence de pression ΔP_{moy} lors de l'écoulement (a) T_b à la base, (b) T_h à mi-hauteur. Le point en symbole (•) correspond à la mesure avant cisaillement. On indique la position des mesures effectuées au moment où l'échantillon subit le maximum de la compaction initiale et celui de la dilatation maximale qui suit (voir Figure 5.7d).*

ε_v devienne positif. Ceci est dû à une fuite de l'eau interstitielle sous le clou pendant la phase dilatante où la pression interstitielle a tendance à augmenter.

Comme l'indiquent la Figure 5.6b et la Figure 5.7b, des mesures plus fines ont été faites au démarrage de l'essai afin d'essayer de décrire la phase de mobilisation de la bande de cisaillement et le cycle compaction/dilatation des Figures 5.6d et 5.7d.

Ces figures montrent également que la durée de l'arrêt lors des mesures n'influence pas trop la contrainte de cisaillement, puisque celle-ci ne subit qu'une légère diminution. En effet, cette diminution est environ égale à 4,5% de la valeur avant arrêt, et ceci pour les deux essais.

5.7.2 Mesure des différences de pression

L'estimation de la différence de pression est effectuée moyennant une correction (voir § 5.8.1). En effet, les mesures sont faites entre deux pierres poreuses ; elles correspondent à la différence de pression pour un écoulement traversant la bande de cisaillement et le reste de l'échantillon (plus les pertes de charge dues aux pierres poreuses et aux raccordements). Étant donné que nous souhaitons nous focaliser sur la bande de cisaillement seule supposée de moins en moins perméable, toutes les mesures au cours du glissement ont alors été corrigées par rapport à la valeur initiale mesurée ΔP_1 (figure 5.10), dite "*Avant cisaillement*" et indiquée sur les Figures 5.8 et 5.9 par un cercle noir (•). ΔP_1 est la différence de pression mesurée lorsqu'on effectue un écoulement à travers l'échantillon à l'état initial non cisaillé.

5.7.2.1 Écoulements radiaux, essai CPS007

La Figure 5.8 montre le résultat de la variation, en fonction du déplacement, de la différence de pression moyenne ΔP_{moy} mesurée durant les écoulements : (a) T_b et (b) T_h, de l'essai CPS007.

Nous remarquons d'abord que la différence de pression avant cisaillement ΔP_1 est différente entre les chemins T_b et T_h, elle est égale à 0,021 et 0,035 kPa, respectivement. Plusieurs raisons peuvent être à l'origine de cet effet. Tout d'abord, et principalement, il y a l'état de propreté des pierres qui diffère de l'une à l'autre, même si elles sont systématiquement nettoyées à l'air

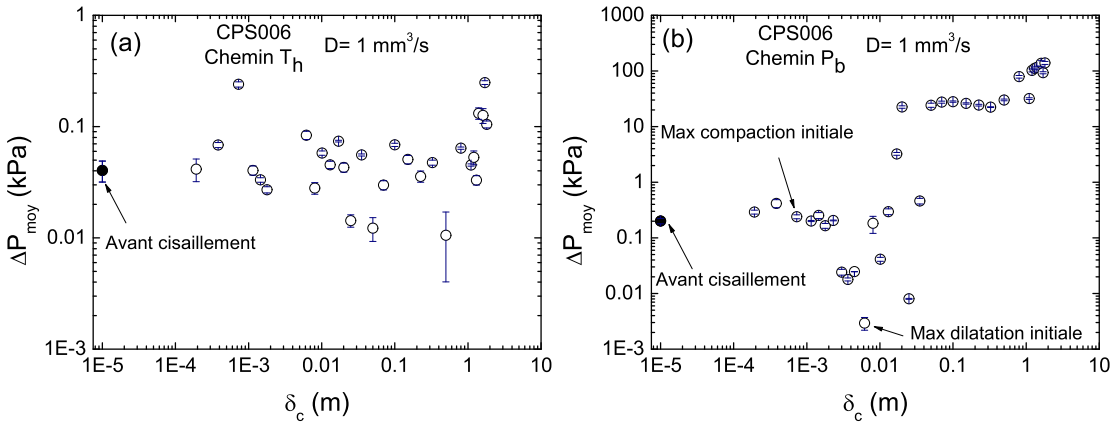


FIGURE 5.9 – *Essai CPS006 (σ_e = 0,58 MPa, u= 0,08 MPa, D= 1 mm^3/s). Tracé logarithmique de la variation en fonction du déplacement cumulé δ_c de la différence de pression ΔP_{moy} lors de l'écoulement (a) T_h radial à mi-hauteur, (b) P_b parallèle à la base. Le point en symbole (•) correspond à la mesure avant cisaillement. On indique la position des mesures effectuées au moment où l'échantillon subit le maximum de la compaction initiale et celui de la dilatation maximale qui suit (voir Figure 5.6d).*

comprimé avant tout essai. Les impuretés présentes dans le sol sont emportées par l'écoulement et commencent à obturer les pierres. D'autres raisons peuvent également avoir des effets secondaires comme la longueur des tubes de raccordement, leur état et enfin l'état du matériau traversé par l'écoulement. Puisque le sol a été déposé à la main, il ne peut être homogène. Cependant, et comme nous l'avons vu précédemment, cette valeur de ΔP_1 est retranchée aux mesures suivantes.

Nous constatons à partir de la Figure 5.8a que la phase de la compaction initiale semble ne pas trop influencer la différence de pression ΔP_{moy} qui reste faible autour d'une valeur moyenne d'environ $0,033 \pm 0,015$ kPa. ΔP_{moy} augmente ensuite rapidement pendant la phase dilatante pour ensuite continuer à augmenter avec une pente plus faible. Cette observation nécessite un commentaire puisque on devrait s'attendre plutôt à un ΔP_{moy} faible lors du maximum de la dilatation tel que nous le verrons dans le cas de l'essai CPS006. La différence par rapport à ce dernier essai réside dans le chemin de l'écoulement et les couches qu'il traverse. En effet, l'écoulement P_b de l'essai CPS006 traverse deux fois la bande de cisaillement comme le montre la Figure 5.10, il est donc plus sensible aux variations volumiques de la bande. Or l'écoulement T_b de cet essai CPS007 se produit en traversant une fois la bande de cisaillement puis le reste de l'échantillon jusqu'à la pierre du drainage extérieur, il est donc influencé à la fois par les déformations de la bande et le reste de l'échantillon où l'épaisseur est plus importante.

Les mesures durant les écoulements T_h indiquent que ΔP_{moy} est nettement inférieure aux mesures dans le chemin T_b, le maximum de cette dernière étant de 53 kPa, alors que pour la même distance de glissement elle est égale à 0,45 kPa dans le chemin T_h. Aucune tendance claire de variation ne peut être soulignée, sauf peut être une augmentation pour $\delta_c > 1$ m.

Nous constatons donc une nette différence entre le comportement observé suivant le chemin d'écoulement T_b et T_h. Le premier est plus influencé par le cisaillement, et évolue donc avec la distance de glissement.

5.7.2.2 Écoulement radial et écoulement parallèle, essai CPS006

Lors de l'essai CPS006, l'écoulement a été réalisé selon deux chemins, l'un radial à mi-hauteur : T_h, et l'autre parallèle à la base : P_b. La Figure 5.9 montre les résultats de cet essai en terme de variation, en fonction du déplacement, de la différence de pression ΔP_{moy}.

De même que pour l'essai CPS007, les valeurs de la différence de pression ont été corrigées par rapport à la valeur initiale mesurée ΔP_1, dite "*Avant cisaillement*" et indiquée sur la Figure 5.9 par un cercle noir (•).

Nous constatons sur la Figure 5.9a que la différence de pression lors de l'écoulement radial T_h reste faible et ne dépasse pas 0,25 kPa. La plupart des valeurs de ΔP_{moy} sont en dessous de 0,1 kPa ; Elles montent ensuite légèrement aux quatre dernières mesures lorsqu'on change de sens du cisaillement (voir Figure 5.6a).

Quant à l'écoulement P_b de la Figure 5.9b, nous constatons que ΔP_{moy} diminue d'abord lorsque l'échantillon subit le maximum de la dilatation (sans varier lorsqu'il se compacte initialement), puis augmente au fur et à mesure du glissement cumulé, jusqu'à atteindre 140 kPa à la fin de l'essai.

Lorsqu'on compare cette observation avec la Figure 5.8a, on remarque que l'effet de la dilatation ne se fait pas sentir. Pour s'en rendre compte, il faudra comparer les valeurs de la déformations pendant cette phase sur les Figures 5.6 et 5.7.

Cependant, nous n'avons pas pu aller plus loin dans nos mesures, de peur de provoquer des fuites d'eau sous le clou à cause de la pression interstitielle qui devient importante. Ceci est dû au colmatage de la pierre N° 4 qui reçoit l'eau sortante. En effet, après démontage, il était impossible de faire circuler l'eau à travers cette pierre sans appliquer des pressions très importantes (supérieures à 150 kPa).

De même que pour l'essai CPS007, on observe lors de cet essai CPS006 une différence entre la valeur de ΔP_1 mesurée avant cisaillement dans chaque chemin d'écoulement. Le rapport entre ΔP_1 correspondant à P_b et celui de T_h est égal à 4,8, il est donc beaucoup plus important que le rapport 1,65 estimé pour CPS007. Les mêmes raisons peuvent être à l'origine de ce résultat, principalement la différence de l'état de propreté des pierres et aussi du fait que l'écoulement soit sortant de la pierre N°4 et qu'il entraîne des impuretés déjà présentes dans le sable "*frais*" qui commencent à obturer la pierre.

5.8 Evaluation de la perméabilité

L'étude de l'évolution au cours du cisaillement de la perméabilité nécessite la connaissance ou la définition de certains paramètres qui rentrent en considération dans les estimations. La géométrie particulière des échantillons de l'ACSA rend cette opération difficile.

Parmi les principaux paramètres la longueur (L) et la section (S) de l'écoulement, et étant donné que nous ne pouvons définir les lignes de courant au sein de l'échantillon annulaire, il nous a fallu prendre certaines hypothèses. C'est ce que nous verrons dans cette discussion.

C'est devant cette complexité de l'estimation du coefficient de perméabilité k que nous avons préféré présenter d'abord les résultats en terme de différence de pression ΔP_{moy}. L'estimation de la variation avec le cisaillement de k a été réservée pour la discussion.

5.8.1 Lignes d'écoulement

La Figure 5.10 est un schéma d'une vue de dessus illustrant la répartition des différences de pressions et quelques trajets possibles des lignes de courant lors d'un écoulement entre deux

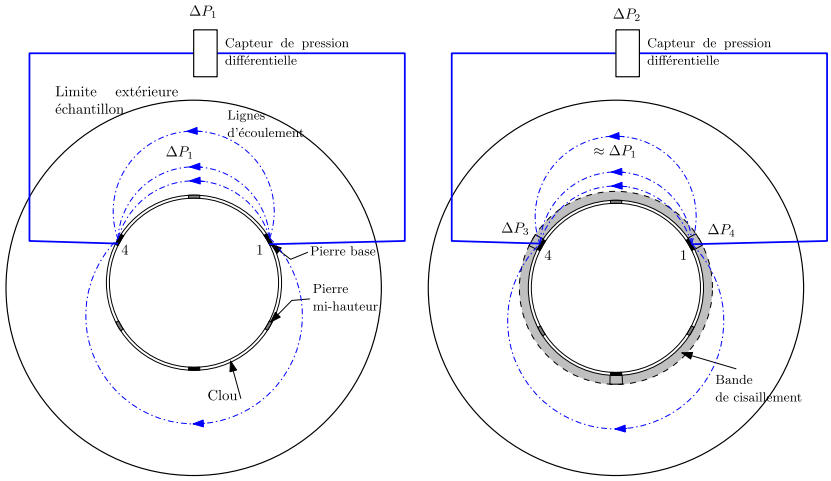


FIGURE 5.10 – *Schéma d'une vue de dessus illustrant la répartition des différences de pression dues à l'écoulement entre deux pierres poreuses du clou (ex. P_b) avant et après cisaillement. Avant cisaillement : la différence de pression ΔP_1 peut être due à la circulation dans toute une partie de l'échantillon plus les pertes de charge dans le système. Après cisaillement : la différence de pression mesurée ΔP_2 est plus concentrée à la bande de cisaillement à cause du contraste qui la différencie du reste de l'échantillon où $\approx \Delta P_1$, on l'attribue donc à la somme $\Delta P_3 + \Delta P_4$ où $\Delta P_3 = \Delta P_4$ puisqu'il s'agit de traverser approximativement la même épaisseur de la bande se trouvant au niveau des deux pierres poreuses.*

pierres poreuses du clou (en noir sur le schéma), à l'exemple du chemin P_b. C'est un schéma très simplifié en 2D qui permet de mettre en évidence la localisation de la perte de charge au niveau de la bande d'interface dessinée en bande gris clair entourant le clou.

En effet, dès que cette bande se forme la plus grande partie des déformations s'y concentre. Les grains commencent à se fragmenter et à s'altérer très vite, formant ainsi des grains plus petits et de fines particules qui présentent une sorte de cohésion (plutôt due à l'effet des tensions superficielles) permettant à la bande solidaire au clou de tenir à la verticale même en l'absence du reste de l'échantillon (Figure 5.11). Ces fines particules commencent à se déposer à partir de la base de l'échantillon et s'accumulent autour du clou au fur et à mesure du déplacement.

Avant cisaillement, la différence de pression ΔP_1 mesurée par le capteur différentiel correspond à la perte de charge qui se répartit sur toute la zone de l'échantillon traversée par l'écoulement, dont les lignes ne sont pas connues, et par conséquent leur longueur et leur section. Cette valeur est entachée par la perte de charge due aux pierres poreuses et aux raccordements. Nous verrons qu'elle sera prise en compte pour les autres mesures pendant le cisaillement.

Au cours du cisaillement, lorsque la bande d'interface se constitue, la différence de pression ΔP_2 mesurée par le capteur différentiel correspond alors à la perte de charge localisée dans cette bande à l'entrée ΔP_3 et à la sortie ΔP_4, à laquelle s'ajoutent les pertes de charges dues au reste de l'échantillon, aux pierres poreuses et aux raccordements (voir Figure 5.11). Ces trois dernières pertes de charges sont supposées rester constantes pendant l'essai et approximativement égales à la différence de pression mesurée avant cisaillement ΔP_1.

Nous pouvons alors écrire en observant la Figure 5.11 :

$$\Delta P_2 - \Delta P_1 = \Delta P_3 + \Delta P_4 \tag{5.11}$$

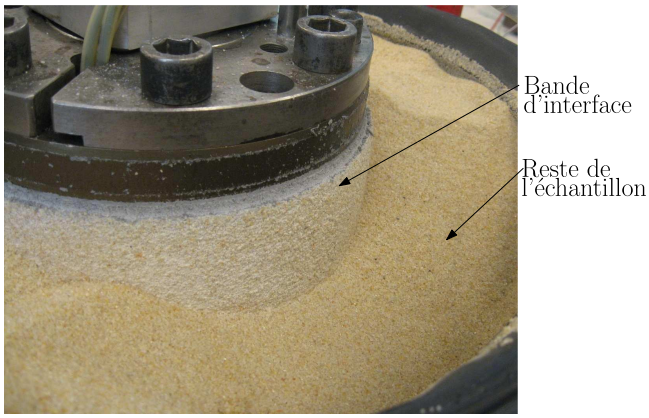


FIGURE 5.11 – *Photo prise lors du démontage d'un échantillon d'essai après 14,6 m de cisaillement (Essai VSin002). Une bande d'interface de sable formée de particules fines légèrement cohésives entoure le clou et lui est solidaire. Le reste de l'échantillon ne présente aucune cohésion.*

Par conséquent, nous considérerons dans ce qui suit que lors d'un écoulement après cisaillement, les différences de pression mesurées sont attribuées à la "*pastille*" de la bande d'interface positionnée juste à l'entrée ou à la sortie de l'écoulement auprès des pierres poreuses.

L'équation (5.11) suppose que la perte de charge dans cette pastille avant cisaillement est négligeable devant la perte de charge après cisaillement du matériau dans la bande d'interface.

Sur la base de cette hypothèse, la section de l'écoulement peut être prise égale à la superficie des pierres poreuses, c'est-à-dire $S = 7,85.10^{-5}\ m^2$. La longueur d'écoulement est égale à la largeur de la bande d'interface traversée équivalent à 7 grains de sable [Chambon *et al.*, 2006c], sachant que le diamètre moyen initial des grains est de 0,6 mm. Lorsqu'il s'agit d'un écoulement radial (T_b, T_h) cette distance est donc égale à $L = 4,2 10^{-3}$ m. Elle est de $L = 8,4 10^{-3}$ m dans le cas de l'écoulement parallèle P_b.

5.8.2 Applicabilité de la loi de Darcy

La loi de Darcy (5.2) qui stipule une linéarité entre le gradient hydraulique i et la vitesse d'écoulement v, n'est valable que pour des écoulements laminaires. D'après les Techniques de l'Ingénieur, afin de rester dans le champ d'application de la loi, il faudra que le nombre de Reynolds $\Re$, dont la notion a été élargie aux milieux poreux, soit inférieur à 10.

Le nombre de Reynolds s'écrit :

$$\Re = \frac{v.d.\rho_w}{\mu} \tag{5.12}$$

Avec, d : le diamètre moyen des grains, ρ_w la masse volumique de l'eau et μ sa viscosité dynamique égale à $10^{-3}\ kgm^{-1}s^{-1}$ pour l'eau pure à 20 $^{\circ}C$.

En considérant un diamètre des grains initial de 0,6 mm, et une vitesse d'écoulement v=D/A, avec un débit D= 1 mm^3/s et une section A= 78,54 mm^2 (surface des pierres poreuses du clou), nous trouvons alors un $\Re$= 7,6 $10^{-3} < 10$. L'écoulement est donc bien laminaire et répond au critère d'applicabilité de la loi de Darcy.

Lorsque les grains sont fracturés et les fines particules sont produites à cause du cisaillement à l'interface, le diamètre des grains se réduit et le nombre de Reynolds va diminuer également, nous resterons alors toujours dans le cadre d'écoulement laminaire.

5.8.3 Estimation du coefficient de perméabilité

Le coefficient de perméabilité est estimé à partir des mesures de la différence de pression en utilisant la formule (5.9).

Nous avons alors procédé à une application pour l'évaluation de la variation du coefficient de perméabilité k au cours du cisaillement des essais CPS006 et CPS007. Pour cela, nous avons considéré les valeurs de ΔP_{moy} corrigées et tracées sur les Figures 5.8 et 5.9.

La valeur initiale du coefficient de perméabilité, dite "*avant cisaillement*", est prise égale à la valeur estimée au laboratoire par la technique de mesure au perméamètre à charge constante. Cette méthode consiste à maintenir une différence de charge constante entre les deux extrémités de l'éprouvette de sol et à mesurer le débit d'eau qui la traverse. L'application de cette méthode à échantillon "*frais*" de notre sable d'Hostun a donné une valeur $k \approx 8{,}8\ 10^{-4}$ m/s. Cette valeur correspond donc bien à du sable comme l'indique le Tableau 5.2 des Techniques de l'Ingénieur.

Notre analyse se focalise donc sur ce qui se passe dans la bande de cisaillement, elle est valide essentiellement après localisation des déformations et quand les particules fines sont produites où les différences de pression deviennent beaucoup plus significatives.

TABLE 5.2 – *Valeurs du coefficient de perméabilité des sols. Source : Techniques de l'Ingénieur.*

Type de sol	**k (m/s)**
Gravier	10^{0} - 10^{-3}
Sables	10^{-3} - 10^{-6}
Limons (Silts)	10^{-6} - 10^{-9}
Argiles	10^{-9} - 10^{-11}

5.8.3.1 Écoulements radiaux, essai CPS007

La Figure 5.12 illustre, en échelle logarithmique, la variation au cours du cisaillement du coefficient de perméabilité k estimé dans le cas des écoulement radiaux T_b et T_h de l'essai CPS007.

Nous remarquons d'abord que les valeurs de k relatives à l'écoulement T_b diminuent considérablement en comparaison avec celles de l'écoulement T_h. Dans le premier, k atteint une valeur approximative de 1.10^{-8} m/s après 0,65 m de glissement (Figure 5.12a), alors qu'elle ne dépasse pas $1{,}2.10^{-6}$ m/s pour l'écoulement T_h (Figure 5.12b).

Cette faible valeur de k (1.10^{-8} m/s) correspond d'après les Techniques de l'Ingénieur à des limons dont la dimension des grains est généralement comprise entre 0,002 et 0,060 mm. Nous verrons plus loin que l'analyse granulométrique à laser des particules récupérées dans un échantillon de la bande d'interface indique un D_{10}= 0,002 mm et un D_{50}=0,008 mm. C'est donc la taille des particules d'un limon.

Par ailleurs, nous remarquons sur la Figure 5.12a, relative à l'écoulement T_b, que la variation de k est pratiquement en loi de puissance notamment à partir de 4.10^{-3} m de glissement. Lors de l'écoulement T_h de la Figure 5.12b, aucune tendance claire de variation ne peut être constatée, la plupart des valeurs se trouvent entre 10^{-4} et 10^{-6} m/s.

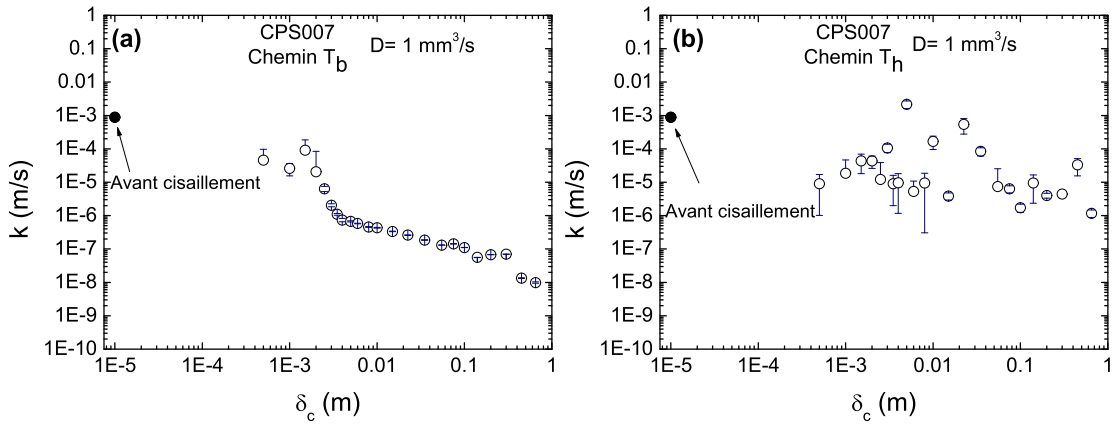


FIGURE 5.12 – *Essai CPS007 (σ_e = 0,52 MPa, u= 0,02 MPa, D= 1 mm^3/s). Tracé logarithmique de la variation en fonction du déplacement cumulé δ_c du coefficient de perméabilité k lors de l'écoulement (a) T_b à la base, (b) T_h à mi-hauteur. Le point en symbole (•) correspond à la mesure faite au perméamètre à charge constante équivalent à l'état avant cisaillement.*

5.8.3.2 Écoulement radial et écoulement parallèle, essai CPS006

Dans le cas de l'essai CPS006, la variation au cours du glissement, du coefficient de perméabilité k pour les écoulements T_h et P_b est illustrée dans la Figure 5.13.

Nous constatons d'abord que les valeurs de k sont nettement plus faibles pour l'écoulement P_b (Figure 5.13b) puisqu'elles diminuent jusqu'à environ 2.10^{-8} m/s, alors qu'elles ne dépassent pas 8.10^{-5} m/s dans le cas de l'écoulement T_h (Figure 5.13a), même si une tendance générale à la baisse est observée. La fluctuation non négligeable, indiquée par les barres d'erreur, donne une idée de la qualité des mesures.

Cependant, la Figure 5.13b de l'écoulement P_b montre aussi que la fluctuation est importante à petits déplacements. Néanmoins, k semble d'abord augmenter pendant la phase dilatante du cisaillement, pour ensuite diminuer avec δ_c. Ceci dit, nous ne pouvons conclure vite sur un parallèle à faire entre la déformation initiale de l'échantillon et la variation observée de k. D'autant plus que les mesures P_b sont entachées des effets de colmatage, puisqu'à la fin de l'essai la pierre N°4 était presque complètement colmatée, chose que nous n'avons pas observée sur la pierre N° 0 lors de l'écoulement T_b de l'essai CPS007.

Par ailleurs la valeur du coefficient de perméabilité égal à 2.10^{-7} m/s correspond donc au sol limoneux comme répertorié dans les Techniques de l'Ingénieur.

5.8.4 Rôle de la porosité et de la granulométrie

Nous avons vu au § 5.3 le processus de formation de la bande d'interface observée lors des travaux de Chambon *et al.* (2006c) sur l'ACSA. Cette bande à laquelle s'ajoute une couche de transition qui la sépare du reste de l'échantillon, peut être comparable à la structure des failles réelles, sa granulométrie est également comparable [Chambon *et al.*, 2006c].

Cette évolution de la microstructure à l'interface a deux effets : le premier étant de réduire la taille des grains, et le second de remplir les pores et donc de diminuer la porosité.

Nous avons vu dans le § 5.4 que plusieurs paramètres peuvent influencer la perméabilité du sable soumis au cisaillement. Parmi ces paramètres ceux résultants du cisaillement, à savoir : les déformations volumiques induisant une réduction de la porosité, et la mobilisation d'une bande de cisaillement, ainsi que la diminution de la taille des grains par le phénomène de "*Comminution*".

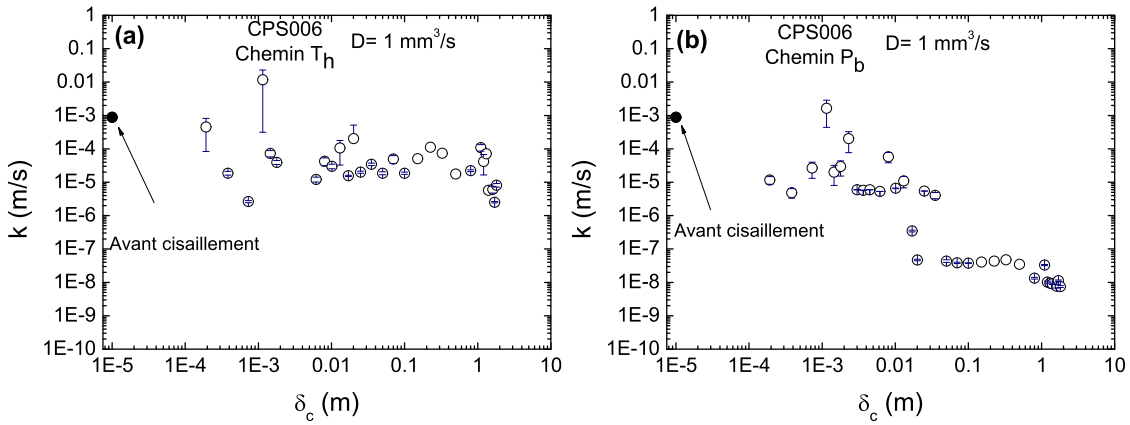


FIGURE 5.13 – *Essai CPS006 (σ_e = 0,58 MPa, u= 0,08 MPa, D= 1 mm^3/s). Tracé logarithmique de la variation en fonction du déplacement cumulé δ_c du coefficient de perméabilité k lors de l'écoulement (a) T_h radial à mi-hauteur, (b) P_b parallèle à la base. Le point en symbole (•) correspond à la mesure faite au perméamètre à charge constante équivalent à l'état avant cisaillement.*

Étant donné l'importance de ces deux paramètres, à savoir la réduction de la porosité et la diminution de la taille des grains, nous allons essayer d'établir une relation entre l'évolution de la perméabilité et la variation de ces paramètres.

5.8.4.1 Influence des variations volumiques et de la porosité

Il s'agit ici d'étudier l'effet des variations volumiques sur la variation de la perméabilité de la bande de cisaillement. Rappelons que les variations volumiques sont mesurées grâce au *CPV* à partir de la variation du volume de l'eau de confinement. Elles correspondent à la variation du rayon extérieur de l'échantillon, c'est donc une variation totale comprenant la déformation de la bande de cisaillement ainsi que celle du reste de l'échantillon. Si nous nous mettons dans la situation la plus défavorable, c'est-à-dire attribuer toute cette variation ε_v enregistrée au cours de l'essai (Figure 5.7c) à la bande de cisaillement, nous obtenons la variation avec le déplacement de la porosité Φ illustrée dans la Figure 5.14a, correspondant à l'essai CPS007.

La porosité Φ a été estimée à partir du volume des vides en considérant une densité des grains solides de ρ_s= 2,65 et une masse du sol de la bande de cisaillement de M_s= 0,437 kg, équivalent à un volume de V_0= 2,7.10^{-7} m^3 (épaisseur de 7 grains de sable de D_{50} = 0,6 mm). La porosité Φ est alors estimée à partir de la formule :

$$\Phi = \frac{V_v}{V} = 1 - \frac{M_s/\rho_s}{V_0(1+\varepsilon_v)} \tag{5.13}$$

Où V_v est le volume des vides et ε_v est la déformation volumique au cours de l'essai estimée à partir de la variation volumique de l'eau de confinement.

Les travaux de Mavis et Wilsey (1936) ont montré une relation linéaire entre $\log(k)$ et Φ, la Figure 5.14b ne montre pas de linéarité entre la perméabilité k estimée à partir de la différence de pression par l'équation (5.9) dans le cas de l'écoulement radial T_b (Figure 5.12) et la variation de Φ estimée à partir de l'équation 5.13 pour le même essai CPS007. Si nous estimons la perméabilité à partir de la formule empirique (5.7) proposée par ces auteurs, qui ne fait intervenir que la

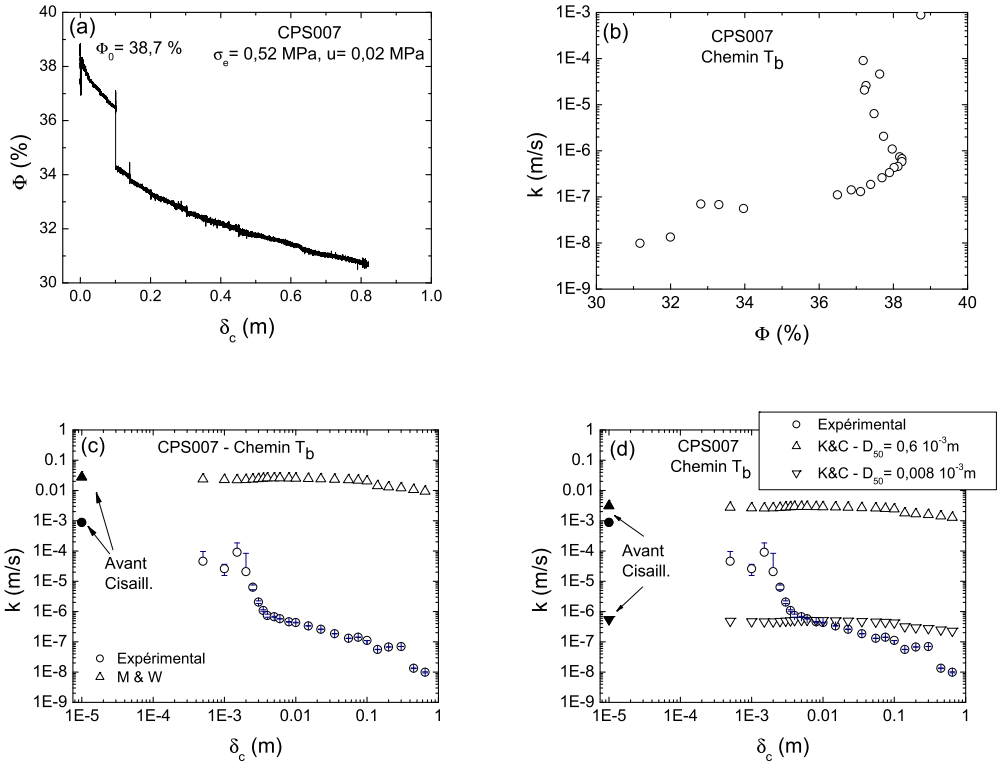


FIGURE 5.14 – *Essai CPS007 (σ_e = 0,52 MPa, u= 0,02 MPa, D= 1 mm^3/s). (a) Variation de la porosité Φ estimée par l'équation (5.13) à partir des déformations volumiques attribuées entièrement de la bande de cisaillement. (b) Relation log(k)-Φ indiquant l'absence de linéarité observée par Mavis et Wilsey (1936), k correspond à la Figure 5.12a de l'écoulement T_b. (c) Comparaison entre la variation de k évalué à l'ACSA (○) et celui (△) estimé à partir de l'équation (5.7) de Mavis et Wilsey (1936) qui ne fait intervenir que la porosité Φ. (d) Comparaison entre la variation de k évalué à l'ACSA (○) et ceux calculés à partir de l'équation empirique (5.8) de Kozeny-Carman dans laquelle le diamètre des grains d est pris égal à sa valeur avant cisaillement (0,6 10^{-3} m) (△) et celle après cisaillement (0,008 10^{-3} m) (▽) [voir texte].*

porosité Φ, nous obtenons la Figure 5.14c.

Une grande différence, en terme de valeurs et d'allure de variation, existe entre la perméabilité k estimée à partir de la formule empirique (5.7) de la variation de la porosité et celle expérimentalement évaluée à partir de la différence de pression ΔP_{moy} lors des écoulements T_b de l'essai CPS007.

La diminution de la perméabilité au cours du cisaillement ne peut être le résultat de la variation de la porosité dans la bande de cisaillement.

5.8.4.2 Influence de la taille des grains

Contrairement à l'évaluation de la porosité qui se fait à partir des variations volumiques, l'étude de l'évolution au cours de l'essai de la taille des grains n'est pas possible. Nous considérerons alors uniquement l'état initial du sable avant cisaillement, et l'état final d'un échantillon prélevé à l'interface. Le diamètre moyen du sable frais à l'état initial est égal à 0,6 mm (Figure 1.12 du Chapitre 1). Après cisaillement, une granulométrie laser a été réalisée sur un échantillon prélevé dans la bande de cisaillement lors du démontage de l'essai CPS007. Le diamètre moyen des grains est trouvé égal à D_{50}= 0,008 mm.

Notre estimation se fera sur la base de la formule empirique de Shepherd (1989) qui s'écrit :

$$k = 3500.d^{1,65} \tag{5.14}$$

Avec, k : la perméabilité en gpd/ft^2 (gpd : gallon per day, ft : feet ; 1 gpd/ft^2= $4,72^{-7}$ m/s), d : diamètre moyen des grains en mm.

Notons que les paramètres (exposant et coefficient multiplicateur) de l'équation (5.6) proposée par Mavis et Wilsey (1936) ne sont valables que pour une taille des grains comprise entre 0,32 et 2,52 mm. La formule de Shepherd (1989) est par contre mieux adaptées.

TABLE 5.3 – *Effet de la dimension des grains sur le coefficient de perméabilité obtenu à partir des mesures expérimentales et des équations empiriques.*

	k expérimental (m/s)	k calcul (m/s)
Avant Cisaill.	$8,8.10^{-4}$	$7,11.10^{-4}$
Après Cisaill.	1.10^{-8}	$5,7.10^{-7}$

Le Tableau 5.3 indique une comparaison, avant et après cisaillement, en terme de coefficient de perméabilité k entre :

- l'estimation expérimentale à partir des mesures de la différence de pression ΔP_{moy} lors des écoulements T_b de l'essai CPS007,
- l'évaluation théorique par l'équation (5.14), où d est d'abord pris égal à 0,6 mm puis à 0,008 mm.

Nous remarquons à partir du Tableau 5.3 qu'avant cisaillement, le coefficient k du sable "*frais*" obtenu à partir de l'équation (5.14) donne une valeur ($7,11.10^{-4}$ m/s) très proche de celle évaluée au perméamètre à charge constante ($8,8.10^{-4}$ m/s).

L'estimation du coefficient de perméabilité du sable cisaillé par l'équation (5.14) donne une valeur ($5,7.10^{-7}$ m/s) supérieure à celle évaluée expérimentalement (1.10^{-8} m/s). Néanmoins, cette différence peut être due aux différentes hypothèses et corrections que nous avons adoptées, notamment d'une part dans l'estimation du coefficient de perméabilité expérimental à partir de la différence de pression lors des écoulements, et d'autre part dans celle de l'estimation théorique se basant sur une certaine valeur de la taille des grains après cisaillement.

Par conséquent, la relation perméabilité-taille des grains est tout à fait pertinente pour expliquer l'effet de la variation de la perméabilité. Ce résultat est compatible avec Morrow *et al.* (1981, 1984) (voir § 5.5).

5.8.4.3 Estimation de k à partir de la formule de Kozeny-Carman

Nous avons vu au § 5.4 l'équation (5.8) dite de Kozeny-Carman permettant l'évaluation de la perméabilité à partir des propriétés d'un matériau poreux, plus particulièrement sa porosité Φ et la dimension d des grains qui le constituent.

Nous avons réalisé une application de la formule (5.8) afin d'estimer la perméabilité k de la bande de cisaillement en considérant la variation de la porosité au cours de l'essai comme nous l'avons déjà fait plus haut. Pour cela, nous avons attribué, entièrement à la bande de cisaillement, les variations volumiques mesurées par le volumètre (cas le plus défavorable) pour en déduire la variation de la porosité à partir de l'équation (5.13).

Étant donné que nous ne disposons pas de la variation au cours du cisaillement de la taille des grains, nous avons considéré les deux valeurs relatives au sable frais (0,6 mm) et celle (0,008 mm) du sable prélevé à la bande de cisaillement à la fin de l'essai CPS007. De plus, les grains constituant la bande de cisaillement sont de tailles très variées, nous n'avons considéré ici que le D_{50}.

La Figure 5.14 montre d'abord que l'estimation de k avant cisaillement par l'équation (5.8) de Kozeny-Carman lorsqu'on considère le diamètre initial (d= 0,6 10^{-3} m), est proche de celle estimée expérimentalement au perméamètre. La légère différence peut être attribuée, d'une part au fait de considérer le sol constitué du même diamètre des grains d égal au D_{50}, or les grains ont des dimensions entre 0,4 10^{-3} et 0,8 10^{-3} m, et aussi l'hypothèse sur la forme sphérique des grains à travers le paramètre A de l'équation (5.8). D'autre part, des erreurs peuvent provenir de l'estimation de k au perméamètre. L'effet de la taille des grains est très significatif sur la valeur initiale estimée pour d= 0,008 10^{-3} m qui parait très faible devant la valeur mesurée.

Le diamètre des grains a donc une nette influence sur la valeur de k, alors que la variation de la porosité n'a qu'un faible impact. Si on avait accès à la variation du diamètre des grains au cours du cisaillement, on aurait pu avoir une estimation de k au cours du cisaillement.

5.9 Comportement en saturé non drainé

5.9.1 Description de l'essai

L'essai réalisé sur du sable saturé en conditions non drainées est une expérience d'exploration qui a pour but d'observer la variation de la pression interstitielle dans l'échantillon et en particulier à l'interface notamment sous l'effet de perturbations mécaniques. Cette pression a été mesurée à la fois sur le bord extérieur (u_{ext}) de l'échantillon au niveau des pierres poreuses et à l'interface (u_{int}) en plaçant le capteur différentiel entre une pierre du clou perméabilité et l'une de ces pierres du drainage extérieur. Ce capteur nous indique une pression différentielle ΔP.

La Figure 5.15 montre le résultat de l'essai non drainé CvDRS001 réalisé sous un confinement constant σ_e = 0,58 MPa et une pression interstitielle initiale u_0= 0,08 MPa. Trois perturbations ont été réalisées : un changement de la vitesse de cisaillement v qui est passé de 16,7 μm/s à 100 μm/s, une inversion du sens de rotation du clou et enfin un relâchement de 84% de la contrainte de cisaillement.

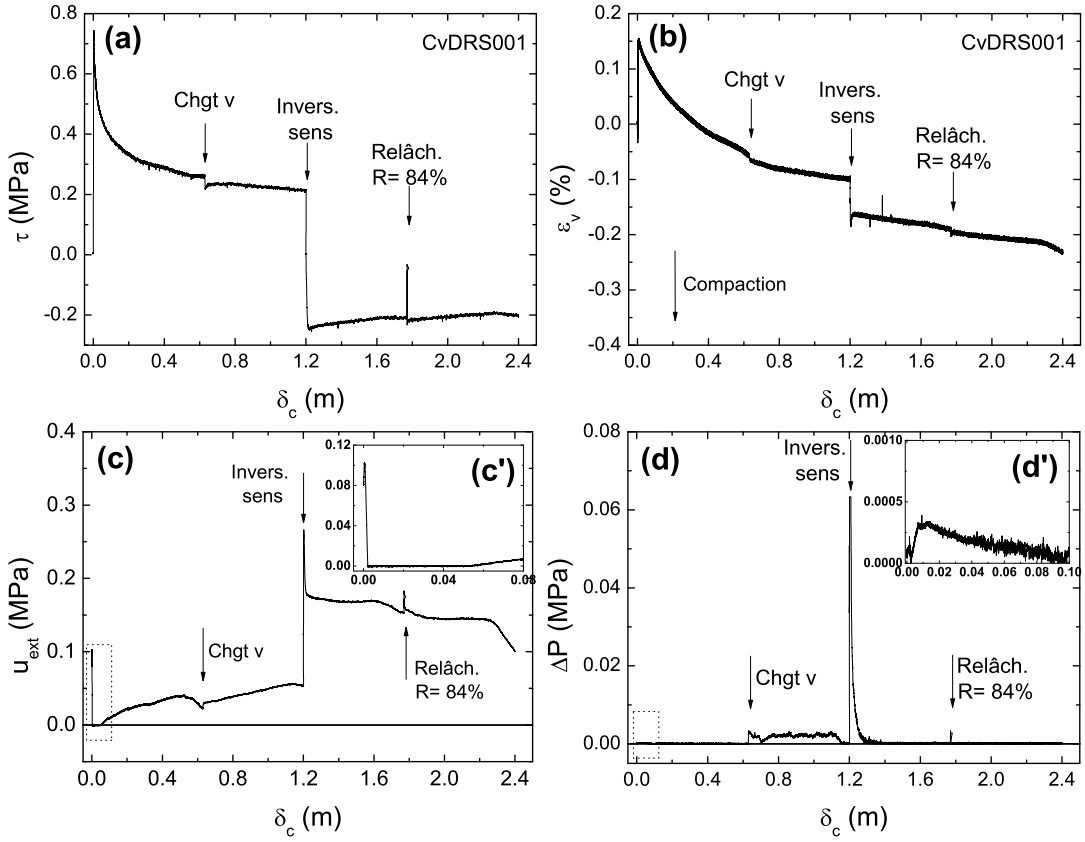


FIGURE 5.15 – *Essai CvDRS001 (σ_e = 0,58 MPa, u_0= 0,08 MPa) sur échantillon de sable initialement neuf saturé non drainé avec un changement de la vitesse de cisaillement de 16,7 μm/s à 100 μm/s, une inversion de sens de rotation et un relâchement du cisaillement de 84%. (a) Contrainte de cisaillement en fonction du déplacement δ_c. (b) Déformations volumiques ε_v à partir de la variation de l'eau de confinement. (c) Pression interstitielle u_{ext} mesurée avec le capteur de pression sur la périphérie extérieure de l'échantillon, et (c') un zoom au démarrage de l'essai sur 0,08 m comme indiqué par le cadre en pointillés. (d) Différence de pression ΔP entre une pierre du clou à l'interface et la périphérie extérieure de l'échantillon mesurée avec le capteur différentiel, et (d') un zoom au démarrage de l'essai sur 0,1 m comme indiqué par le cadre en pointillés.*

5.9.2 Réponse en cisaillement

La Figure 5.15a illustre la variation en fonction du déplacement δ_c de la contrainte de cisaillement τ qui passe d'abord par un pic pour ensuite diminuer progressivement. Au moment du changement de la vitesse de cisaillement, on observe une réduction instantanée de τ suivie d'une augmentation progressive puis d'une diminution continue jusqu'au moment de l'inversion du sens de rotation. Cette perturbation ainsi que le relâchement de 84% induisent un léger renforcement du cisaillement.

Étant donné que l'essai est non drainé, on ne devrait pas s'attendre à des variations volumiques de l'échantillon. Par contre, celui-ci subit tout de même des déformations (Figure 5.15b) que nous attribuerons à une mauvaise saturation. En effet, le coefficient de Skempton était égal à environ 0,6. Une mauvaise saturation de l'échantillon signifie la présence d'une petite quantité d'air qui a tendance à se comprimer sous l'effet du confinement et lorsque les grains sont vibrés. Cependant, la compaction finale subie par l'échantillon lors de cet essai est d'environ 0,23% après 2,4 m de cisaillement. Or, habituellement, nous enregistrons des déformations qui dépassent 0,5% après 1,8 m de déplacement (Figure 5.6).

5.9.3 Evolution de la pression interstitielle

La pression interstitielle u_{ext}, mesurée grâce au capteur de pression sur la périphérie extérieure de l'échantillon, varie pendant l'essai, elle est fortement influencée par les perturbations mécaniques imposées comme l'indique la Figure 5.15c. Le zoom en (c') montre que la pression u_{ext}, initialement égale à 0,08 MPa, chute rapidement pour devenir négative (par rapport à la pression atmosphérique). L'acquisition des valeurs négatives n'a pas eu lieu à cause de la calibration du conditionneur de l'afficheur qui ne tient pas compte des valeurs négatives. La pression interstitielle remonte ensuite progressivement avec le déplacement puis diminue sans raison apparente. La variation de la vitesse de cisaillement induit une augmentation de u_{ext}.

L'inversion du sens de rotation est accompagnée d'une augmentation très rapide de u_{ext} qui atteint un pic pour ensuite diminuer rapidement puis progressivement. Le relâchement du cisaillement a un effet plus faible.

La différence de pression interstitielle ΔP entre l'intérieur de l'échantillon et sa périphérie extérieure est mesurée grâce au capteur différentiel (Figure 5.15d). La perturbation majeure qui influence ΔP est surtout l'inversion du sens de rotation, elle a d'ailleurs dépassé la capacité de notre capteur égale à 0,63 MPa. La variation de la vitesse de cisaillement et le relâchement ont un effet très faible.

5.9.4 Commentaires et interprétation

Même si la saturation de notre échantillon paraît médiocre, cet essai montre clairement l'effet des perturbations du cisaillement sur le comportement non drainé du sable. Il y a augmentation importante de la pression interstitielle dans l'échantillon, plus particulièrement au moment de l'inversion du sens de rotation. Cette expérience a également indiqué l'existence d'une différence de variation de la pression entre l'interface et le reste de l'échantillon. L'observation de ce comportement montre une localisation plus importante de la surpression dans l'interface.

Nous savons que le comportement volumique de l'échantillon au démarrage d'un essai drainé est marqué par une compaction initiale suivie d'une dilatation, puis une compaction continue avec le cisaillement. Nous savons aussi qu'une inversion du sens de rotation et que le relâchement, induisent tous les deux d'abord une compaction plus importante que celle au démarrage et une dilatation beaucoup plus petite.

Nous distinguons donc deux comportements : l'un au moment de la compaction, et l'autre lors de la dilatation. La tendance à la compaction de l'échantillon dans des conditions non drainées entraîne une augmentation de la pression interstitielle, sur l'ensemble de l'épaisseur de l'échantillon. C'est ce que nous observons essentiellement lors de l'inversion du sens de rotation, et un peu moins au démarrage de l'essai. Signalons que lors de l'inversion du sens de rotation, la surpression aurait été plus importante si une fuite d'eau sous le clou ne s'était pas produite.

La dilatation de la bande d'interface influence aussi considérablement la variation de la pression interstitielle, puisqu'on observe au démarrage que celle-ci diminue jusqu'à devenir négative. Les déplacements correspondant sont ceux de la phase de dilatation pour un échantillon drainé. Lors de l'inversion du sens de rotation, du fait d'une dilatation plus faible, la diminution ne suffit pas pour annuler la surpression induite par la compaction qui la précède.

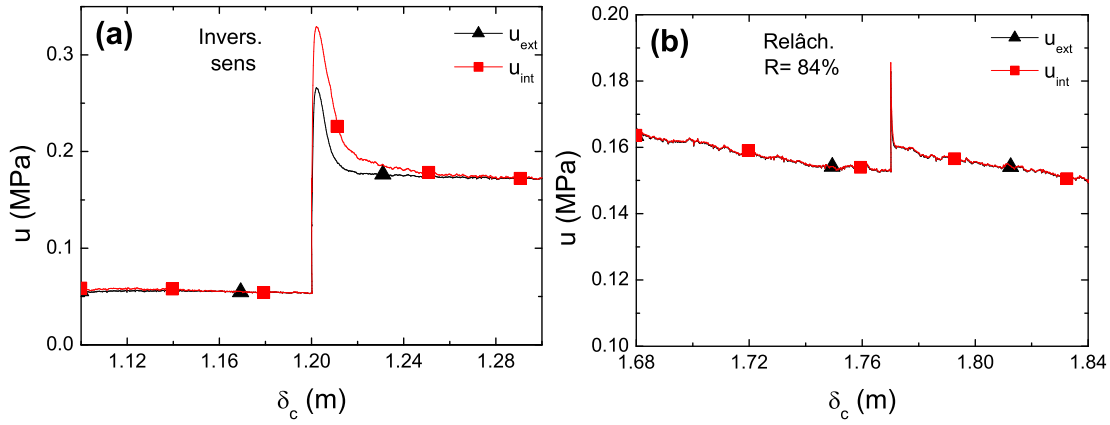


FIGURE 5.16 – *Essai CvDRS001 en saturé non drainé (σ_e = 0,58 MPa, u_0= 0,08 MPa). Pression interstitielle à l'interface u_{int} comparée à celle de la périphérie extérieure de l'échantillon u_{ext} lors de (a) l'inversion du sens de rotation et (b) au relâchement. La pression à l'interface u_{int} a été estimée à partir de la différence de pression ΔP entre une pierre poreuse du clou à l'interface et la périphérie extérieure de l'échantillon. Le capteur de pression sert pour mesurer u_{ext} sur la périphérie extérieure.*

Si l'on s'intéresse à ce qui se passe dans la bande d'interface, nous remarquons une différence non négligeable puisque les perturbations mécaniques ont plus d'effet à cet endroit. La Figure 5.16 montre la variation de la pression interstitielle à la périphérie extérieure de l'échantillon u_{ext}, mesurée au niveau du drainage, comparée à celle à l'interface u_{int} lors de l'inversion du sens de rotation et au relâchement. u_{int} a été estimée à partir de ΔP+u_{ext}, ΔP étant la différence de pression mesurée par le capteur différentiel.

Cette observation s'explique par la localisation des déformations dans la bande d'interface, puisqu'à la fois cette partie de l'échantillon se trouve dans un état plus dense que le reste de l'échantillon et par sa faible perméabilité.

La diminution de la perméabilité de la bande d'interface réduit la capacité de dissipation de la pression interstitielle puisque nous remarquons que le temps nécessaire à la dissipation de la surpression à l'interface est plus long que pour celui à l'extérieur de l'échantillon, comme le montre la Figure 5.16a. La descente vers le palier résiduel est plus rapide dans le cas de u_{ext}.

Le temps caractéristique a été estimé à environ 200 s. Celui-ci dépend à la fois de la perméabilité, de l'épaisseur de la couche concernée (longueur du chemin de drainage) et du module oedométrique, nous avons utilisé la décroissance de la surpression locale lors de l'inversion du sens. Nous observons d'ailleurs une décroissance exponentielle de la différence de pression au sein

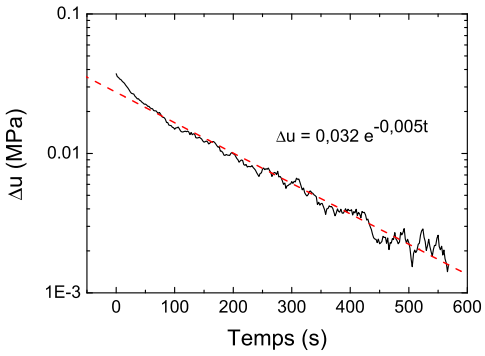


FIGURE 5.17 – *Décroissance exponentielle de la différence de pression au sein de l'échantillon. Données lors de l'inversion du sens de rotation de l'essai CvDRS001 en saturé non drainé.*

de l'échantillon comme le montre la Figure 5.17.

La valeur élevée du temps caractéristique confirme le bien fondé de la durée prolongée des écoulements pour la perméabilité : on a utilisé une durée de 15 minutes. Ce temps doit évoluer en fonction de l'évolution de l'échantillon puisque la perméabilité de la bande de cisaillement diminue progressivement.

5.10 Conclusion partielle et perspectives

Cette étude a mis en évidence une réduction importante de la perméabilité lors des écoulements traversant la bande de cisaillement résultant du glissement. L'estimation du coefficient de perméabilité de cette bande a été possible moyennant quelques hypothèses sur la section et la longueur de l'écoulement, ainsi que sur les ordres de grandeurs relatives des différences de perméabilité ; ces dernières représentent le contraste entre la bande de cisaillement et le reste de l'échantillon.

Nous avons pu démontrer que la production des fines avait une grande influence sur la perméabilité de la bande d'interface et que les variations volumiques ne sont pas à l'origine de la réduction de cette perméabilité. Le phénomène de ségrégation des fines joue également un rôle majeur sur la perméabilité en un lieu donné. Pour les conditions de pression et les distances de cisaillement explorées, seule la zone inférieure de la bande voyait sa perméabilité diminuer, puisque les fines se déposaient à la base de l'échantillon.

Il est important de réaliser d'autres essais de reproductibilité, pour vérifier les observations et établir une relation plus fine entre la perméabilité et la distance de cisaillement.

Pour une caractérisation plus précise, il faudra pousser cette étude plus loin. Pour ce faire, une modélisation numérique en 3D permettrait de déterminer par une analyse inverse, la perméabilité et son évolution. On pourra également avoir une idée sur les lignes de courant.

L'étude de diffusion de la pression interstitielle constitue une autre piste pertinente pour l'estimation d'un ordre de grandeur de la perméabilité. Notons que la méthode, dite de "*pulsion*" (augmentation instantanée de la pression interstitielle), est mieux adaptée aux matériaux à faible perméabilité. Elle aura toute sa validité dans le cas des essais à l'ACSA lorsque la perméabilité de la bande d'interface devient très faible ; ceci est plus valable à grand déplacement.

Chapitre 6

Estimation de la contrainte normale à l'interface

6.1 Introduction

6.1.1 Problématique

L'ACSA présente plusieurs avantages par rapport à d'autres appareils de cisaillement [Corfdir *et al.*, 2004], il permet des déplacements longs et homogènes sur toute l'interface. Il permet également le contrôle des deux directions de confinement, radiale et verticale, la visualisation d'une partie de l'échantillon et la réalisation d'essais avec présence d'eau.

La principale limite réside dans l'absence du contrôle de la contrainte normale à l'interface, puisque la pression radiale est appliquée sur le bord extérieur de l'échantillon de 100 mm d'épaisseur. Pour pallier cet inconvénient, il faudrait pouvoir estimer la contrainte normale à l'interface.

Ce chapitre est consacré à la présentation d'un nouveau "clou capteur" à paroi rugueuse qui permet de mesurer cette contrainte.

Nous rappellerons d'abord les travaux antérieurs, les plus importants étant ceux de Chambon (2003), nous présenterons ensuite les étapes de calibration du nouveau clou, puis une comparaison préliminaire des résultats expérimentaux entre lisse et rugueux.

Il est important de souligner d'ores et déjà que la calibration du clou capteur a nécessité plusieurs travaux expérimentaux et théoriques. Ces travaux se sont déroulés tout au long de la thèse. Par conséquent, l'analyse et l'interprétation des résultats n'ont pas pu être menées suffisamment loin. De plus, certains aspects devraient être approfondis dans le cadre de la vérification des mesures du clou.

6.1.2 Travaux précédents sur clou lisse

6.1.2.1 Présentation du clou lisse à capteurs de pression

Les travaux précédents sur l'ACSA de Lerat (1996), de Chambon (2003) et de Dumitrescu (2005) avaient permis de mesurer la pression à l'interface grâce à un clou lisse muni de cinq capteurs de pression totale d'un diamètre 30 mm chacun (Figure 6.1). Chaque capteur renvoie la moyenne de la tension de 4 ponts de jauges, c'est donc une moyenne de la pression appliquée sur toute la surface du capteur ($\approx 700\ mm^2$). Pour plus de détail à propos de ce clou, voir Lerat (1996).

Les essais de Lerat (1996) et encore plus ceux de Chambon (2003) ont montré l'intérêt de l'évaluation de la pression normale à l'interface σ_i. Les résultats ont indiqué que σ_i était différente

FIGURE 6.1 – *Clou lisse équipé de 5 capteurs de pression totale circulaires courbés (diamètre de 30 mm). Ces capteurs sont disposés à différents emplacements. Chacun renvoie la moyenne de la tension de 4 ponts de jauges (Photos extraites de Chambon, 2003).*

de celle appliquée par le confinement plus particulièrement lors du cisaillement (Figure 6.2).

Cependant, ces évaluations sont locales et on observe une différence non négligeable de la mesure de chaque capteur lors du chargement d'un sable lâche ou dense sous confinement croissant. Dans ce dernier cas, les valeurs mesurées sont très dispersées. Lerat (1996) attribue la différence observée à des phénomènes de voûtes plus prononcés dans le cas dense ; ces résultats sont à interpréter avec précaution.

Une analyse complémentaire aux observations de Lerat (1996) est effectuée par Corfdir (2005). L'analyse de plusieurs données a montré l'hétérogénéité des contraintes appliquées sur les différents capteurs et ce même à l'arrêt, c'est-à-dire sans cisaillement. Pourtant, la mesure de chaque capteur représente une moyenne des efforts transmis par un grand nombre de grains (5000 pour un $D_{50} = 0,3$ mm). Cette hétérogénéité s'avère également influencée par la densité de l'échantillon et son épaisseur. Sa forme annulaire laisse également envisager des effets de voûte dans le sens orthoradial ainsi que dans le sens vertical vers les plaques supérieure et inférieure. De plus, la position des capteurs par rapport à l'échantillon change constamment pendant la rotation ; ce qui peut modifier la contrainte mesurée par un capteur donné.

Cependant, et comme souligné par Chambon (2003), la valeur moyenne des quatre capteurs représente des valeurs et des tendances reproductibles entres différentes phases de cisaillement.

6.1.2.2 Travaux de Chambon sur Clou lisse

Cette section est consacrée à un résumé des principales observations et de leurs analyses effectuées par Chambon (2003). Cet auteur est parvenu à décrire d'abord le comportement avec le clou lisse sur la base des mesures qu'il avait, ensuite à l'étendre au clou rugueux (sans toutefois mesurer la contrainte normale à l'interface) moyennant certaines hypothèses.

Nous présenterons à la fin de ce chapitre une comparaison de ces résultats avec les données du clou capteur à paroi rugueuse, ce qui nous permettra d'évaluer l'effet de la rugosité.

Avant cela, rappelons l'équation (2.8) du Chapitre 2 permettant d'écrire la variation de la contrainte de cisaillement en fonction du confinement :

$$\tau = \mu^*_{app}.\sigma_e + C_{app} \tag{6.1}$$

Nous avons vu également que C_{app} peut être considéré constant à grand déplacement, typiquement supérieur à 200-400 mm.

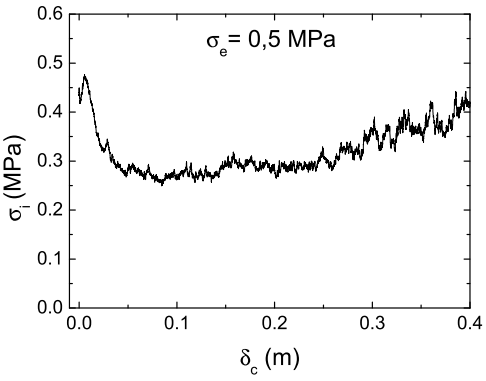


FIGURE 6.2 – *Variation de la pression normale à l'interface σ_i évaluée à partir de la mesure moyenne des 4 capteurs du clou lisse. Essai de Chambon (2003) sur du sable d'Hostun à confinement constant $\sigma_e = 0,5$ MPa.*

Si l'on s'intéresse à la pression normale à l'interface, nous pouvons écrire :

$$\tau = \mu_{eff}.\sigma_i \tag{6.2}$$

En remplaçant dans l'équation (6.2) σ_i par l'expression de (6.29), et en comparant avec l'équation (6.1) précédente, nous trouvons :

$$\mu^*_{app} = \kappa\mu_{eff} \tag{6.3}$$

Nous verrons plus tard que l'écrantage peut provenir de deux sources : la réorientation de la contrainte radiale soit vers les embases supérieure et inférieure avec frottement, soit dans le sens orthoradial et les effets de voûte qui en découlent du fait de la forme annulaire de l'échantillon.

Le principal résultat de Chambon *et al.* (2006a) est que la mesure de la pression normale à l'interface σ_i dans le cas lisse indique un coefficient de transfert κ stationnaire au cours du cisaillement au-delà des 10-20 premiers millimètres, et indépendant du confinement. Ce résultat est obtenu sur des échantillons largement cisaillés et avec des cycles de cisaillement alterné de courtes distances.

Pour extrapoler vers le cas rugueux, la variation du confinement pendant le cisaillement montre un coefficient de frottement [1] μ^*_{app} constant (Figure 6.3). Et en supposant que le coefficient μ_{eff} de l'équation (6.3) est constant du fait qu'il représente le coefficient de frottement interne du matériau, κ l'est également.

Afin de confirmer cette analyse, Chambon *et al.* (2006a) avaient estimé la contrainte agissant sur la bande d'interface grâce à un modèle élastoplastique et moyennant quelques hypothèses ; ils avaient supposé que la variation de cette contrainte jusqu'au clou était négligeable. Cette estimation se basait sur les déformations calculées par la technique de corrélation d'images "CIV". L'application au résultat du clou rugueux avait indiqué que la contrainte σ_i augmente puis se stabilise après environ 100 mm de cisaillement (Figure 6.4).

Par ailleurs, Chambon *et al.* (2006a) n'ont pas observé de corrélation entre la compaction à grand déplacement et l'adoucissement du cisaillement alors qu'une corrélation avait généralement été observée par des études antérieures [eg. Marone *et al.*, 1990; Richardson et Marone,

1. Chambon *et al.* (2006a) l'appellent μ_{eff} dans leur Figure A3

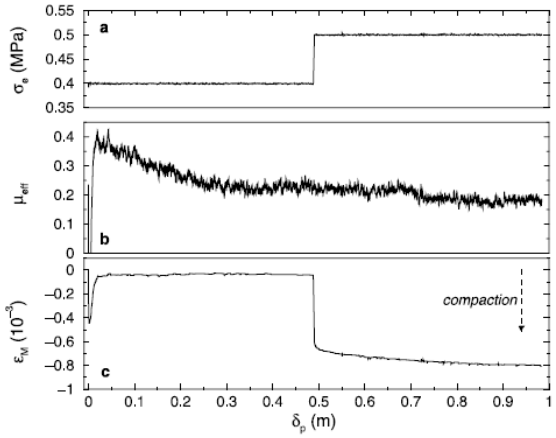


FIGURE 6.3 – *Figure extraite de Chambon et al. (2006a). Réponse à une variation du confinement au cours du cisaillement avec le clou rugueux (a) Pression de confinement σ_e. (b) Coefficient de frottement μ_{eff}=$(\tau - K)/\sigma_e$ (nommé μ^*_{app} dans notre cas, Chapitre 2). (c) Déformations volumiques.*

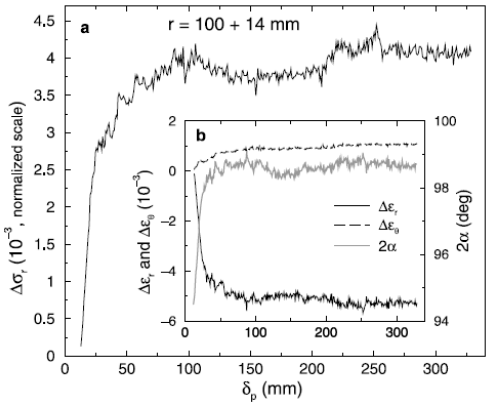


FIGURE 6.4 – *Figure extraite de Chambon et al. (2006a). (a) Estimation de la variation de contrainte radiale $\Delta\sigma_r$ à 14 mm loin du clou. L'estimation s'est faite à partir d'un modèle de comportement élastoplastique dans lequel les déformations sont calculées à partir du champs de déplacement évalué par corrélation d'images CIV de la microstructure. Partie post-localisation de la phase initiale d'un essai de cisaillement avec clou rugueux sur du sable à σ_e= 0,5 MPa. (b) Déformations radiale $\Delta\varepsilon_r$ et orthoradiale $\Delta\varepsilon_\theta$ utilisées pour l'estimation de $\Delta\sigma_r$.*

1999]. On a noté par contre une forte corrélation tout au début du cisaillement. L'absence de couplage à grand déplacement peut être imputée au fait que les déformations de cisaillement et les déformations volumiques se localisent dans des zones différentes de l'échantillon.

Durant les thèses précédentes, on ne disposait pas de moyens expérimentaux pour estimer la pression normale à l'interface dans le cas rugueux. C'est ce qui nous a conduit à développer le clou capteur à paroi rugueuse que nous présentons dans ce qui suit.

6.1.3 Motivations

De part l'importance de la mesure de la pression normale à l'interface, nous sommes conduit à nous intéresser à l'effet de la rugosité. En effet, le clou précédemment utilisé était lisse, l'idée

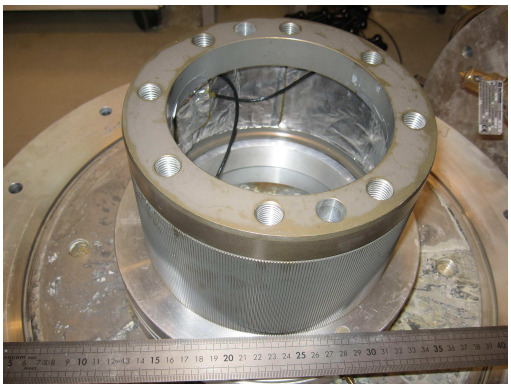


FIGURE 6.5 – *Clou capteur en Dural muni de jauges extensométriques de déformations.*

est de disposer d'un nouveau clou rugueux pouvant mesurer la contrainte normale.

La conception du clou lisse avec des capteurs locaux devient difficilement réalisable lorsque la surface du clou est munie de rainures. Afin de s'affranchir de cette complexité et d'éviter les difficultés citées plus haut, le nouveau clou rugueux développé est conçu différemment. Il est déformable et équipé de jauges de déformations sur sa surface intérieure.

L'intérêt de son utilisation se manifeste d'abord par la facilité d'utilisation ainsi que par sa déformation globale lorsqu'il est soumis à une pression normale sur sa surface extérieure. Par conséquent, les déformations mesurées par les jauges représentent une moyenne de la déformation du clou. De plus, si la mesure de la jauge est en fait locale, la déformation qu'elle mesure dépend des efforts subis par le clou tout entier. Les effets locaux sont donc réduits.

Cependant, une telle configuration dépend fortement de la qualité du montage des jauges. Il faut également s'assurer que la plus grande déformabilité n'influe pas sur les autres paramètres.

6.2 Description du clou capteur

6.2.1 Caractéristiques mécaniques et géométriques

Le clou capteur (Figure 6.5) est un cylindre en Dural, un matériau hautement résistant aux contraintes. La particularité de ce clou réside dans la possibilité de se déformer dans son domaine élastique et de résister aux charges qui lui sont appliquées. Pour les mesurer, le clou a été équipé de douze jauges de déformations.

Le Dural est alliage de faible masse volumique, constitué d'aluminium, de cuivre et de magnésium, ses caractéristiques mécaniques sont les suivantes :

- Densité : 2800 kg/m^3 ;
- Module d'élasticité E : 73 GPa ;
- Coefficient de Poisson : $0,3$.

Le clou a un diamètre extérieur d'environ 200 mm, un diamètre intérieur de $190 \pm 0,15$ mm, une hauteur totale de 125 mm dont 100 mm en contact avec le sol, et enfin une épaisseur comprise entre 4,3 et 5 mm suivant la position par rapport aux rainures. La Figure 6.6 montre le plan de fabrication du clou ainsi que les différentes coupes et dimensions. Ce clou rugueux est muni de rainures verticales à 45°, d'environ $0,7$ mm de profondeur et de $1,4$ mm d'espacement.

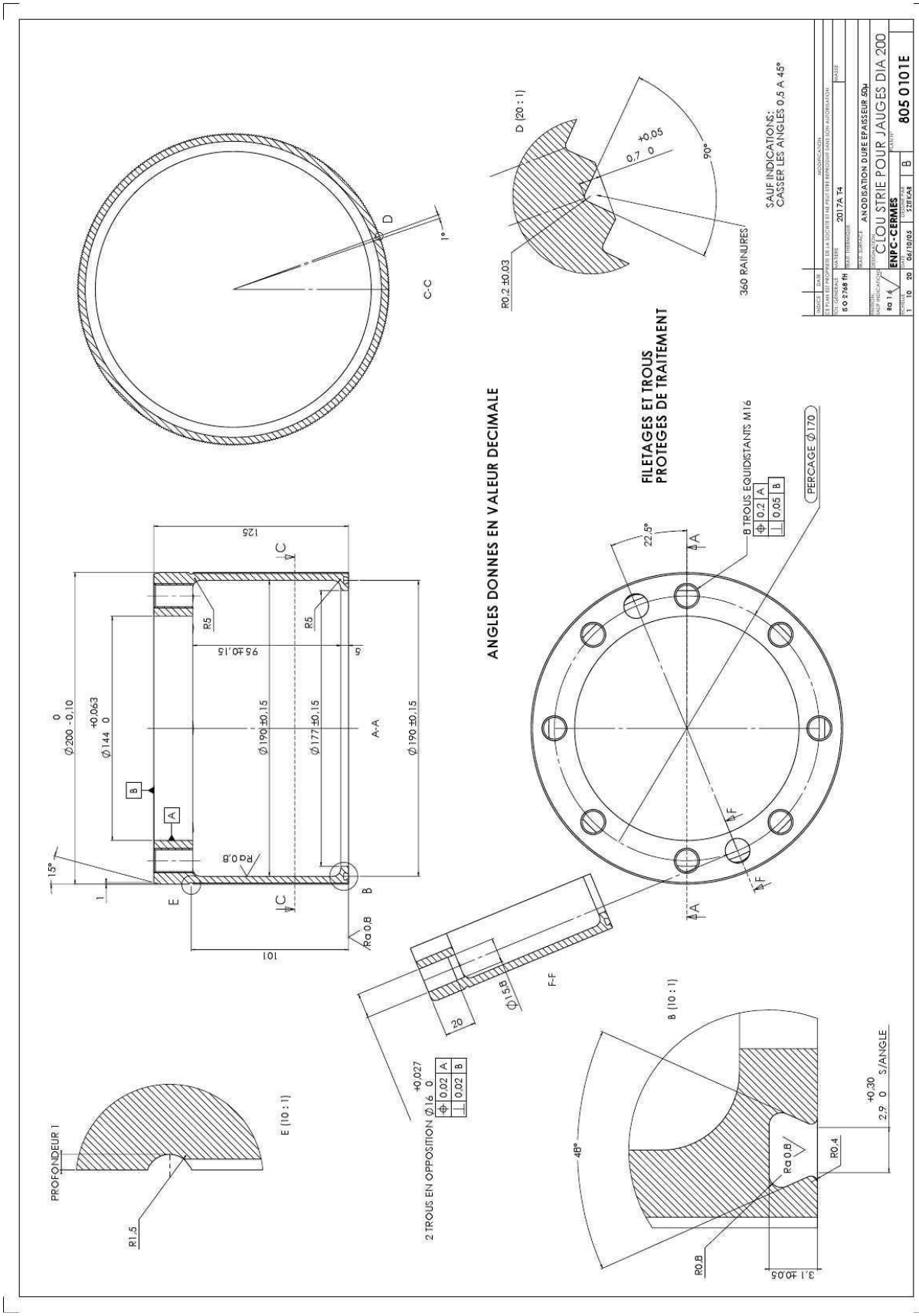
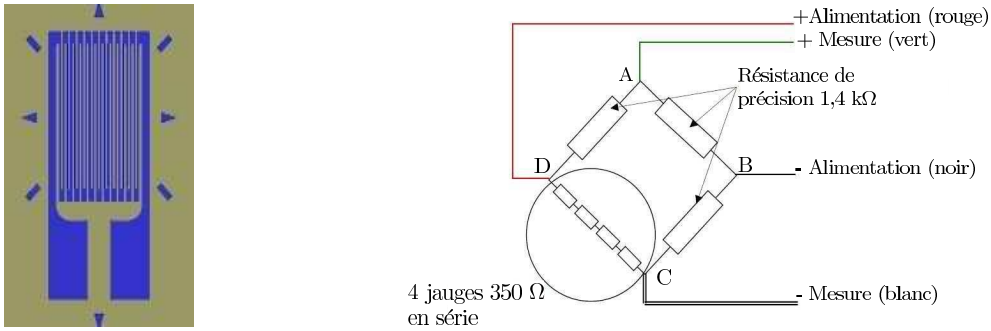


FIGURE 6.6 – *Plan de fabrication du clou capteur et principales coupes. Réalisé par J.-C. Szitkar.*

6.2.2 Caractéristiques des jauges extensométriques



(a) (b)

FIGURE 6.7 – *(a) Jauge de déformation (Source Wikipédia). (b) Montage en pont de jauges de déformation.*

Les jauges extensométriques sont des résistances électriques collées sur la face intérieure du clou. L'opération de collage a été effectuée par la société Omicro'n.

Sous la forme la plus simple, une jauge est constituée d'un fil très fin collé sur un support, feuille très mince, et déposé suivant la forme de la Figure 6.7a. Lorsqu'on désire connaître l'allongement de la structure suivant une direction donnée, on colle la jauge, fils parallèles à cette direction. La mesure des variations de résistance est liée à la déformation longitudinale des fils.

Les principales caractéristiques des jauges collées sur le clou capteur sont les suivantes :

- Tension d'alimentation : 10 VCC (courant continu) ;
- Déséquilibre à zéro : 0,18 mV ;
- Sensibilité théorique : 1 mV/V ;
- Écart de non linéarité et hystérésis : $< \pm 1$ % l'étendue de mesure.

La Figure 6.7b montre le branchement en pont de Wheatstone des différentes jauges. Trois résistances de $1,4$ kΩ, dites "*de précision*", sont branchées en pont avec les quatre jauges en série qui servent pour la mesure. Ce type de montage permet d'obtenir une tension de sortie proportionnelle à la tension d'entrée et à la grandeur que l'on souhaite mesurer.

Alimenté par une source de tension le pont a, à l'équilibre, une tension nulle. La variation de la résistance des jauges (provoquée par leur déformation) induit une tension non nulle, appelée "*déséquilibre*" et mesurée grâce à un multimètre.

Les jauges sont disposées selon le plan de câblage indiqué par la Figure 6.8. C'est une vue développée de la surface intérieure du clou sur laquelle quatre séries de jauges sont collées. Chaque série est composée de trois jauges : horizontale, verticale et inclinée. Chacune de ces branches est reliée en série. Précisons que la jauge verticale sur le plan est celle au-dessus de la jauge inclinée.

Lors de la réception du clou, trois groupes de fils contenaient les indications suivantes : pont longitudinal, pont transversal et pont incliné. Les deux premiers correspondent respectivement à la direction horizontale et verticale. Chaque pont dispose de quatre fils : rouge, noir, blanc et vert (Figure 6.7b). Trois fils rouges pour l'alimentation (+), trois fils noirs pour l'alimentation (-). Trois fils verts servent pour la mesure de la tension (+), et enfin trois fils blancs pour la mesure (-).

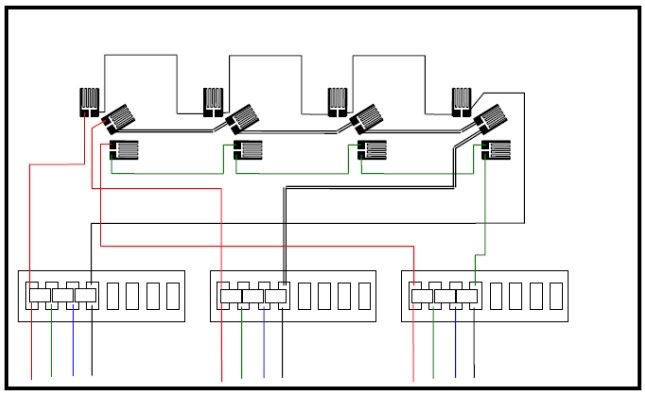


FIGURE 6.8 – *Plan de câblage des jauges de déformation (Source : Société Omicro'n). Vue développée de la surface intérieure du clou.*

D'après l'orientation des jauges, nous appellerons : déformation horizontale ε_h, déformation verticale ε_v et déformation inclinée ε_i.

Ces trois déformations indiquent donc la moyenne, pour chaque direction, de la déformation subie par le pont de quatre jauges montées en série. Ce montage ne permet malheureusement pas de remonter à la déformation de chaque jauge et d'estimer les différences entre elles.

6.2.3 Évaluation des déformations à partir des jauges

La jauge de déformation est constituée d'un fil électrique fin. Si on soumet ce fil à une traction, dans les limites de son domaine élastique, il s'allonge sous l'effet de la charge et sa section diminue. Cet allongement cause une augmentation de la résistance électrique du fil. On traduit ainsi une variation de déformation en une variation de résistance électrique. La sensibilité d'une jauge est spécifiée en terme de facteur de jauge K ; le rapport entre la proportion de changement de résistance et la proportion de changement de longueur s'écrit :

$$\frac{\Delta R}{R} = K.\frac{\Delta l}{l_0} = K.\varepsilon \tag{6.4}$$

Où K : facteur de jauge (constante qui dépend du matériau), égal à 2.09 pour les jauges ici utilisées, $\Delta R/R$: variation unitaire de la résistance, $\Delta l/l_0$: variation unitaire de la longueur, ε : déformation unitaire.

La Figure 6.7b indiquant le montage en pont, montre que celui-ci est alimenté entre les points B et D. La tension est mesurée entre A et C. Par symétrie de montage, et à l'équilibre, la différence de potentiel U mesurée entre les points A et C est nulle. Un instrument de mesure (ex. multimètre), entre ces deux points, ne dévie pas lorsque la symétrie est parfaite. Lorsque la résistance varie légèrement, l'équilibre est détruit. On mesure alors la tension de déséquilibre U.

Afin de déterminer les déformations ε par l'équation (6.4), nous avons besoin d'une relation permettant l'évaluation de la variation de la résistance à partir de la variation de la tension.

Le courant, dont l'intensité E est constante entre B et D, se répartit sur les deux branches du montage de la Figure 6.7b. La tension U entre A et C s'écrit :

$$U = E[\frac{R^*}{R^* + R} - \frac{R}{R + R}] \tag{6.5}$$

Avec, R^* : la somme des quatre résistances déformables, $R^* = 4 \times 350\ \Omega$=1400 Ω. $R = 1400\Omega$: résistance de précision. $E = 9,7$ A : intensité du courant.

Donc,

$$U = E[\frac{R^* - R}{2 \times (R^* + R)}] \tag{6.6}$$

La variation de la tension ΔU s'écrit (R^* étant constant) :

$$\frac{\Delta U}{E} = \frac{R}{(R^* + R)^2} \times \Delta R \tag{6.7}$$

Et la variation de la résistance :

$$\Delta R = \frac{(R^* + R)^2}{E.R} \times \Delta U \tag{6.8}$$

A partir de l'Équation (6.4), la déformation s'écrit enfin :

$$\varepsilon = \frac{\Delta R}{K \times R} = \frac{(R^* + R)^2}{K \times E \times R^2} \times \Delta U \tag{6.9}$$

L'application numérique nous donne :

$$\varepsilon = 0,1973.\Delta U \tag{6.10}$$

$\Delta U = U - U_0$ représente la variation de la tension des jauges par rapport à un état initial du clou non chargé et non déformé. On écrit pour chaque pont de jauges :

$$\begin{aligned} \varepsilon_h &= 0,1973.(U_H - U_{H0}) \\ \varepsilon_v &= 0,1973.(U_V - U_{V0}) \\ \varepsilon_i &= 0,1973.(U_i - U_{i0}) \end{aligned}$$

Lors de l'établissement de cette formule, la tension U a été considérée en volts, il faudra diviser les valeurs de l'acquisition par 10^3, étant donné qu'elles sont en millivolts.

6.2.4 Effet des déformations du clou sur les déformations volumiques de l'échantillon

Le nouveau dispositif est moins rigide que les clous en acier d'épaisseur supérieure précédemment utilisés. Il est important de s'assurer que la déformation du clou sous l'effet de la pression normale qui a tendance à réduire son rayon, n'influence pas les mesures de la variation volumique de l'échantillon.

Nous avons pris l'exemple d'une forte variation de la contrainte normale à l'interface, et donc une déformation importante de la surface du clou. La phase utilisée ici est la première inversion du sens de rotation de la Figure 6.20a. L'estimation en Annexe E.2 indique que le déplacement radial du clou (diminution de son rayon à mi-hauteur) s'avère beaucoup plus petit que le déplacement dû à la variation du volume du sable.

6.2.5 Risque éventuel d'instabilité élastique

Comme l'épaisseur et le module de Young du nouveau clou sont plus faibles que les clous précédents, le risque d'instabilité élastique dû à la pression radiale a été examiné. Le calcul présenté dans l'Annexe E.1 conduit à un coefficient de sécurité important l'ordre de 10. Le risque de flambement en torsion a aussi été étudié, il est inexistant.

6.3 Calcul analytique et numérique des déformations du clou

Cette section est consacrée à l'étude des déformations du clou sous différents chargements et avec deux méthodes, l'une analytique selon la théorie des coques minces et l'autre numérique par une modélisation sur ABAQUS.

L'étude analytique permet de comprendre les effets mécaniques dominants. Le calcul ABAQUS va permettre de préciser les valeurs numériques des déformations compte tenu de la géométrie réelle (surépaisseur en haut et en bas, et présence de stries). Une comparaison sera réalisée entre les résultats de ces deux méthodes et ceux des chargements expérimentaux. Enfin, ces calculs serviront à écrire la relation entre la pression normale à l'interface et les déformations engendrées.

6.3.1 Modèle simplifié pour clou lisse selon la théorie des coques minces

Afin d'estimer les déformations subies par le clou capteur dans un essai à l'ACSA, un calcul a été mené selon la théorie des coques minces en équilibre membranaire (e.g. Bisch, 1993). Par conséquent, les hypothèses prises sont les suivantes :

- C'est une modélisation 2D où l'on néglige l'épaisseur, petite devant les dimensions et les rayons de courbure, le chargement est appliqué sur la surface moyenne du clou,
- Les efforts externes sont représentés par un tenseur des efforts membranaires $\underline{\underline{N}}$ qui sont des efforts de tension dans la coque $\mathrm{div}(\underline{\underline{N}}) + \underline{f} = 0$. Ces équations dans le cas d'une coque cylindrique sont données en 6.11, 6.12, 6.13.
- Les moments fléchissants et les efforts tranchants ne sont pas pris en compte par la théorie d'équilibre membranaire.

La modélisation est formulée en coordonnées cylindriques, où le clou est considéré comme un corps cylindrique mince et creux de rayon R, d'épaisseur e, et de hauteur H (Figure 6.9). Dans notre cas, le rapport de l'épaisseur au rayon de courbure est de 5%.

Nous présentons dans l'Annexe E.3 une comparaison entre le calcul des coques minces en équilibre membranaire et la solution d'un cylindre épais en 3D en contrainte plane. Ce calcul montre la similarité des deux approches et par conséquent la validité de la théorie simplificatrice des coques minces notamment par rapport à l'épaisseur négligée de la coque.

Cette modélisation ne peut s'appliquer qu'à la partie centrale du clou, c'est-à-dire à mi-hauteur (position des jauges), où les effets de bords peuvent être considérés négligeables. Cette approche n'est plus valable auprès des bords, d'autant plus que nous ne prenons pas en compte les surépaisseurs, supérieure et inférieure, telles que réellement présentes (voir Figure 6.6).

6.3.1.1 Conditions aux limites

Différents chargements sont appliqués au clou en contact avec le sol lors des essais de cisaillement :

- Chargement radial normal provenant du transfert de la contrainte de confinement via l'épaisseur du sol,

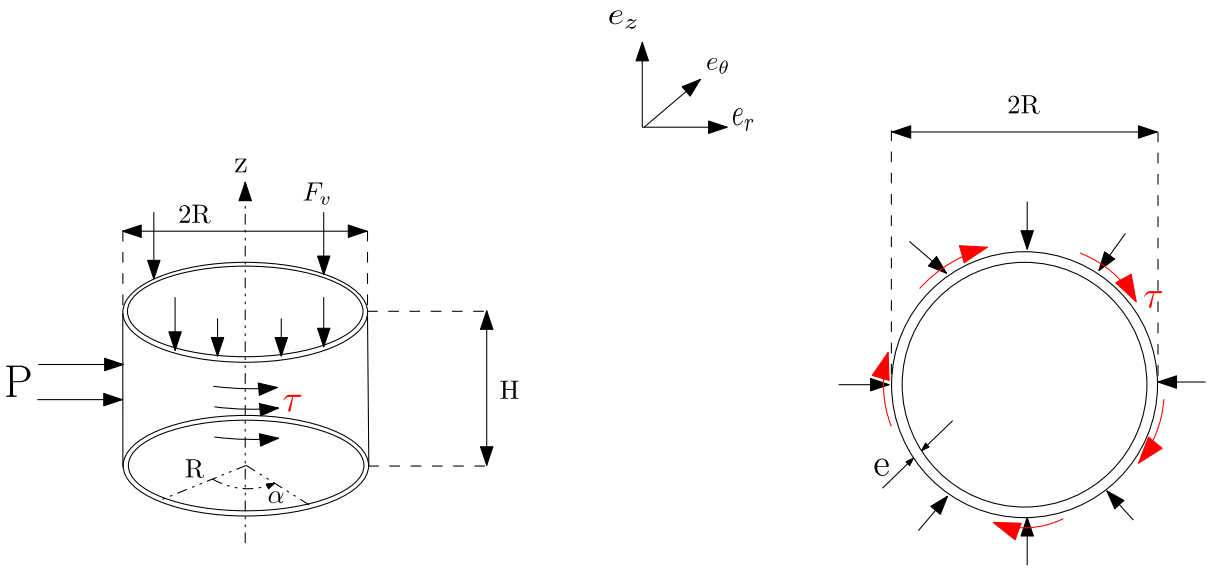


FIGURE 6.9 – *Schéma simplifié d'un cylindre creux à paroi mince soumis à une contrainte de cisaillement τ et une pression P normale à sa surface extérieure, ainsi qu'un effort vertical F_v. Gauche : Vue en perspective, Droite : Coupe horizontale.*

- Frottement cisaillant sol/clou dans le sens horizontal, agissant lors de la rotation du clou,
- Chargement vertical dû à la fixation du clou sur l'axe cannelé,
- Et enfin, les frottements dus au contact (via des joints toriques) avec l'embase supérieure et la plaque inférieure.

Ces deux derniers chargements, comme nous le verrons plus loin (§ 6.6), peuvent être négligés. Quant à l'effort vertical de fixation, sa valeur est inconnue, mais son influence pourra être éliminée de l'estimation de la pression normale à l'interface. Les efforts susceptibles de déformer le clou se limitent principalement au chargement normal et cisaillant.

Par conséquent, les efforts appliqués sur la surface extérieure sont les suivants (Figure 6.9) :

- Pression normale radiale P constante en hauteur et sur la circonférence,
- Contrainte tangente τ de cisaillement agissant dans le sens orthoradial sur la surface extérieure, constante en hauteur et sur la circonférence.

Les conditions d'efforts sur les bords, supérieur et inférieur, sont les suivantes :

- Force linéique verticale $\frac{F_v}{2\pi.R}$ répartie sur la circonférence du bord supérieur,
- Pas d'effort de frottement sur le bord inférieur.

La Figure 6.9 droite montre une coupe horizontale du cylindre. Celui-ci est soumis à la pression radiale P et à la contrainte de cisaillement τ due au frottement avec le sol. La vue en perspective (Figure 6.9 gauche) montre l'application de l'effort vertical F_v sur le bord supérieur.

6.3.1.2 Formulation analytique pour l'estimation des déformations

Dans l'hypothèse d'équilibre membranaire, pour une coque cylindrique les équations d'équilibre s'écrivent en coordonnées cylindriques (avec $s = R.\alpha$) :

$$\partial_s N^{\theta\theta} + \partial_z N^{\theta z} + P^\theta = 0 \tag{6.11}$$

$$\partial_s N^{\theta z} + \partial_z N^{zz} + P^z = 0 \tag{6.12}$$

$$\frac{N^{\theta\theta}}{R} - P^r = 0 \tag{6.13}$$

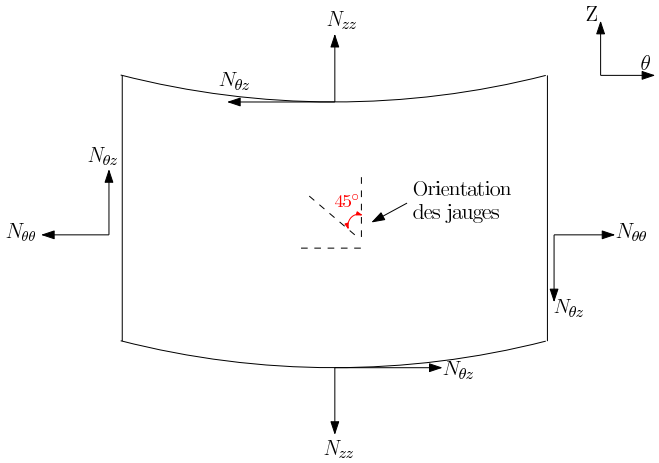


FIGURE 6.10 – *Efforts internes agissants sur un élément surfacique infinitésimal d'une coque (cylindre très mince). Les forces membranaires N agissent sur le plan tangent. En pointillés au centre est indiquée l'orientation des jauges vues de l'extérieur.*

Où : $N^{\theta\theta}$, $N^{\theta z}$ et N^{zz} sont les efforts internes tels que les montre la Figure 6.10 inspirée de Timoshenko (1959).

Dans le cas de l'ACSA, nous avons :

$$P^r = -P \tag{6.14}$$
$$P^z = 0 \tag{6.15}$$
$$P^\theta = \tau \tag{6.16}$$
$$\partial_s = 0 \tag{6.17}$$

La dernière hypothèse ($\partial_s = 0$) provient du fait de l'axisymétrie des chargements que subit le clou.

La résolution des équations d'équilibre donne les efforts suivants :

$$N^{\theta z} = -\tau.z \tag{6.18}$$
$$N^{zz} = -\frac{F_v}{2\pi.R} \tag{6.19}$$
$$N^{\theta\theta} = -R.P \tag{6.20}$$

Dans le cas d'un matériau homogène et isotrope, et en adoptant une loi de comportement élastique linéaire, les efforts s'écrivent en fonction des déformations (hypothèse des petits déplacements) :

$$N^{\theta\theta} = K(\varepsilon_{\theta\theta} + \nu\varepsilon_{zz}) \tag{6.21}$$
$$N^{\theta z} = K(1-\nu)\varepsilon_{\theta z} \tag{6.22}$$
$$N^{zz} = K(\varepsilon_{zz} + \nu\varepsilon_{\theta\theta}) \tag{6.23}$$

Où $K = \frac{E.e}{1-\nu^2}$. L'épaisseur du clou intervient à ce stade pour exprimer sa rigidité.

Enfin, les déformations s'écrivent :

$$\varepsilon_h = \varepsilon_{\theta\theta} = -\frac{1}{e.E}.(P.R - \nu\frac{F_v}{2\pi.R}) \tag{6.24}$$

$$\varepsilon_v = \varepsilon_{zz} = \frac{1}{e.E}.(\nu.P.R - \frac{F_v}{2\pi.R}) \tag{6.25}$$

$$\varepsilon_{\theta z} = \varepsilon_{z\theta} = -\frac{(1+\nu).\tau.z}{e.E} \tag{6.26}$$

Où z est la hauteur considérée, elle est égale à $H/2$ au niveau des jauges.

$\varepsilon_h = \varepsilon_{\theta\theta}$ sont les déformations orthoradiales ou également appelées horizontales, et $\varepsilon_v = \varepsilon_{zz}$ sont les déformations verticales. Le tenseur de déformation étant symétrique, $\varepsilon_{\theta z} = \varepsilon_{z\theta}$.

Enfin, nous remarquons que ε_h et ε_v sont totalement indépendantes du du cisaillement τ, et que $\varepsilon_{\theta z}$ ne dépend pas de la pression normale P.

Écrivons la formule de la pression P exercée radialement sur la face extérieure du clou en fonction des déformations. Mais la force verticale étant inconnue, on multiplie l'équation (6.25) par ν et on l'additionne à l'équation (6.24). On trouve :

$$\sigma_i = P = \frac{-E.e}{(1-\nu^2)R}(\varepsilon_h + \nu\varepsilon_v) \tag{6.27}$$

Nous verrons une application de cette formule afin d'estimer les coefficients multiplicateurs de chacune des déformations ε_h et ε_v.

L'évaluation de la pression normale à l'interface σ_i (ou P) permet de définir les deux coefficients suivants :

- μ_{eff} : Coefficient de frottement effectif :

$$\mu_{eff} = \tau/\sigma_i \tag{6.28}$$

- κ : Coefficient de transfert. Il caractérise le transfert de la pression de confinement depuis le bord extérieur de l'échantillon jusqu'à l'interface.

$$\sigma_i = \kappa.\sigma_e \tag{6.29}$$

6.3.2 Modèle détaillé pour clou strié : calcul numérique par Abaqus

Le calcul simplifié précédent ne prend pas en compte la géométrie réelle du clou avec les surépaisseurs en haut et en bas ainsi que les stries.

Afin d'estimer ces effets, nous présentons dans ce qui suit une modélisation numérique par le logiciel ABAQUS. Elle consiste à soumettre le modèle de clou à trois types de chargement : (1) radial (hydrostatique) normal à la surface extérieure du clou, (2) tangentiel à cette surface représentant l'effort de frottement sol/clou, et (3) vertical sur le bord inférieur. Chaque chargement est étudié séparément afin de distinguer les effets.

Comme nous sommes en élasticité linéaire à petites déformations, le principe de superposition des effets permet de déterminer une réponse à une combinaison des chargements.

Cette modélisation a d'abord pour but d'estimer, sur la face intérieure du clou, les déformations horizontales ε_h, verticales ε_v et orthoradiales $\varepsilon_{\theta z}$.

Il s'agit ensuite de comparer, pour le même chargement, les déformations estimées par les deux méthodes, analytique et numérique. Cette comparaison a comme objectif final l'évaluation de l'effet de la géométrie réelle relativement complexe par rapport à la géométrie adoptée dans le calcul analytique simplifié.

6.3.2.1 Modèle 3D

Le clou a été modélisé en 3D à partir du plan Autocad de fabrication présenté dans la Figure 6.6, il dispose des mêmes dimensions du clou réel. Les caractéristiques du matériau (Dural) considérées sont : un module de Young de 73 GPa et un coefficient de Poisson de 0,3. Une loi élastique linéaire a été utilisée. Les conditions aux limites imposées au clou sont :

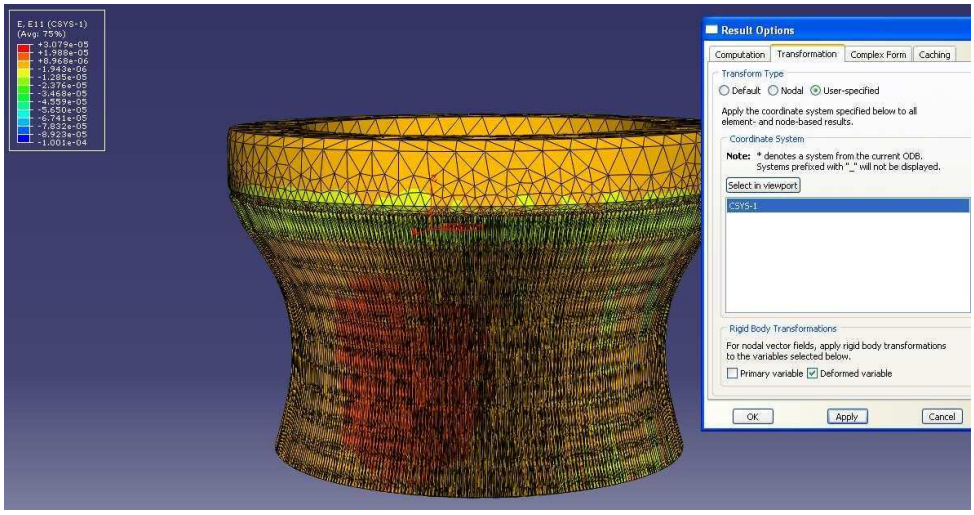


FIGURE 6.11 – *Déformée du clou sous chargement hydrostatique de 0,25 MPa suite à une simulation sur ABAQUS. Aperçu avec un facteur d'échelle de* $4,5.10^3$.

- Déplacement nul sur toute la partie supérieure, au-delà des rainures (sur les bords latéraux (intérieur et extérieur) et sur les surfaces horizontales),
- Effort nul sur le bord inférieur (horizontal) sauf lors du chargement vertical,
- Effort nul sur la surface intérieure,
- Pour la surface avec les stries, le mode d'application précis des efforts sera explicité après selon le chargement considéré, radial, frottant ou vertical.

Le maillage est constitué d'éléments triangulaires. La Figure 6.11 montre la déformée du clou sous chargement hydrostatique et donne un aperçu sur la finesse du maillage, plus importante dans la partie la déformable.

ABAQUS fournit des résultats en terme de déplacement des nœuds ou des éléments, de contraintes et de déformations. Nous nous sommes intéressés essentiellement aux déformations à mi-hauteur du clou au niveau des jauges. Les déformations souhaitées (ε_h, ε_v, et $\varepsilon_{\theta z}$) sont exprimées en coordonnées cylindriques dans un repère lié au clou.

6.3.2.2 Chargement radial hydrostatique

Le chargement appliqué radialement sur la surface extérieure du clou consiste en une pression hydrostatique de $\sigma_n = 0,25 \times 10^6 Pa$. Cette pression est appliquée suivant la normale des deux faces de chaque strie et sur toute sa hauteur (Figure 6.12). Cette figure montre une partie du clou représentant un zoom sur cinq stries. Les deux faces d'une strie sont perpendiculaires.

Les valeurs des déformations : ε_h, ε_v, et $\varepsilon_{\theta z}$ relevées à mi-hauteur du clou sont présentées dans le Tableau 6.1.

6.3.2.3 Chargement par frottement

Le frottement considéré sur la surface extérieure est modélisé par une contrainte orthoradiale $\tau = 0,2 \times 10^6 Pa$, égale à la contrainte de cisaillement moyenne résiduelle mesurée par le couplemètre dans un essai sous $\sigma_e = 0,5 \times 10^6 Pa$ de confinement. Comme le montre la Figure 6.13, cette contrainte, parallèle à la surface extérieure du clou, se décompose en une composante normale à l'une des deux faces d'une strie et d'une composante tangentielle. Étant donné que

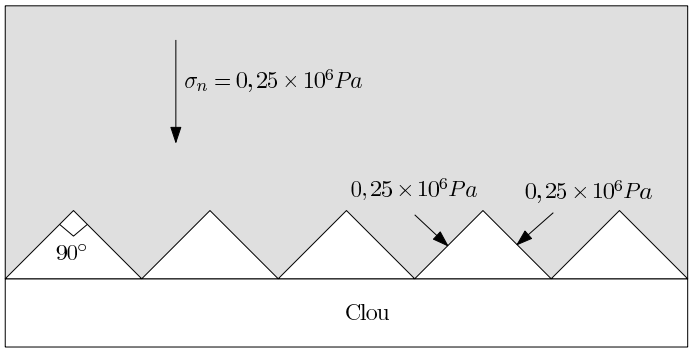


FIGURE 6.12 – *Application d'une pression hydrostatique sur les deux faces d'une même strie du clou.*

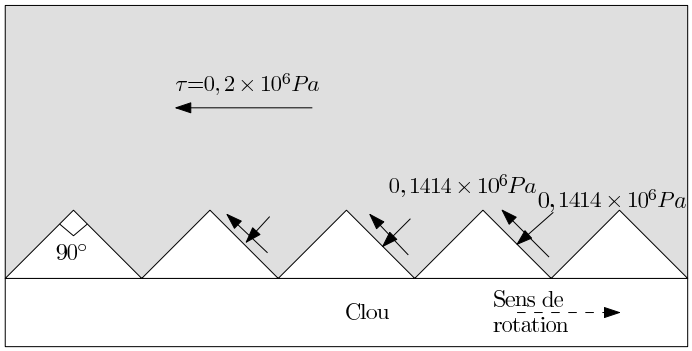


FIGURE 6.13 – *Décomposition de la contrainte de cisaillement τ sur les stries du clou. Deux composantes de même valeur agissent l'une perpendiculairement et l'autre tangentiellement à la face droite de la strie dans le sens inverse de rotation du clou.*

les stries forment un angle de 90°, chacune des composantes est égale à $0,141 \times 10^6 Pa$. Ces contraintes sont appliquées sur toute la hauteur du clou (des stries). Remarquons que la contrainte de cisaillement est orientée dans le sens inverse de rotation du clou. Nous estimons alors que seule l'une des faces de chaque strie est sollicitée.

Par ailleurs, ce détail de la projection des forces sur les stries est une simplification pour pouvoir les indiquer dans ABAQUS. Cela ne changera pas l'effet sur les contraintes produites puisque la réponse est indépendante de la façon dont sont appliquées les forces. En effet, selon le principe de Saint-Venant, les contraintes produites par un système de forces dans une section éloignée du point d'application de ces forces ne dépendent que de la résultante générale.

6.3.2.4 Chargement vertical

Il s'agit d'une pression P_v=$0,3 \times 10^6 Pa$, répartie sur toute la circonférence du bord inférieur. Ce type de chargement est abordé ici uniquement pour comparer le calcul analytique à la modélisation ABAQUS et ensuite pour estimer les coefficients de calibration utilisés dans l'évaluation de la pression normale à l'interface que nous verrons plus loin.

6.3.3 Comparaison entre modèle simplifié et modèle détaillé : effet de la géométrie réelle

Le Tableau 6.1 indique les déformations évaluées par le calcul analytique [2] (§ 6.3.1) et par la modélisation numérique par ABAQUS (§ 6.3.2). L'effort vertical dans le cas du chargement hydrostatique ou frottant n'étant pas connu dans les essais à l'ACSA, nous évaluons analytiquement les déformations à partir des équations, (6.24), (6.25) et (6.26) du calcul analytique où l'on met F_v= 0. Dans le cas du chargement vertical, on utilise aussi les équations (6.24) et (6.25) où P= 0 et P_v=$\frac{F_v}{2\pi.R.e}$=$0,3 \times 10^6 Pa$.

TABLE 6.1 – *Estimation des déformations du clou à partir des deux calculs : analytique simplifié et numérique par ABAQUS*

	Déformations	ABAQUS	Calcul analytique
Charge hydrostatique (P= 0,25 10^6 Pa)	ε_h	-5,50E-05	-7,96E-05
	ε_v	2,70E-05	2,39E-05
	$\varepsilon_{\theta z}$	4,50E-07	0
Charge frottante (τ= 0,2 10^6 Pa)	ε_h	1,60E-07	0
	ε_v	2,00E-07	0
	$\varepsilon_{\theta z}$	4,00E-05	3,60E-05
Charge verticale (P_v= 0,3 10^6 Pa)	ε_h	1,80E-05	1,26E-05
	ε_v	-4,10E-05	-4,2E-05
	$\varepsilon_{\theta z}$	7,9E-8	0

Le Tableau 6.1 permet de tirer les constats suivants :

- Le chargement hydrostatique normal induit des déformations principalement horizontales et verticales, $\varepsilon_{\theta z}$ est nulle ou très petite,
- Le même ordre de grandeur des déformations, en chargement hydrostatique, est enregistré entre les deux calculs, sauf pour $\varepsilon_{\theta z}$ qui n'est pas nulle pour ABAQUS,
- En frottement, les valeurs de ε_h et ε_v sont négligeables par rapport aux déformations orthoradiales $\varepsilon_{\theta z}$. Celle-ci est approximativement la même dans les deux estimations,
- Le chargement vertical engendre des déformations verticales et horizontales très comparables entre le calcul analytique et ABAQUS,
- Dans le cas particulier du chargement hydrostatique, la déformation ε_h est moins importante avec ABAQUS. La raison peut être la flexion correspondant au moment fléchissant M_{zz} comme le suggère la déformée de la Figure 6.11 ou encore mieux celle de la Figure 6.14. Cette prise en compte de la résistance en flexion dans le calcul ABAQUS conduit logiquement à une déformation ε_h plus petite,
- Dans la modélisation ABAQUS, les déformations secondaires ($\varepsilon_{\theta z}$ en chargement radial et vertical, ε_h et ε_v en chargement frottant) ne doivent pas être prises telles quelles, elles représentent une imprécision de calcul numérique ; elles sont d'ailleurs inférieures à 1% des déformations principales.

Il est enfin à retenir que compte tenu de la différence dans la géométrie réelle complexe du clou dans le modèle 3D ABAQUS par rapport au modèle analytique simplifié, l'écart dans les valeurs des déformations paraît peu important. La modélisation simplifiée donne les éléments essentiels du comportement.

2. Pour l'application numérique : e= 5 10^{-3} m, R= 0,1 m, E= 73 10^9 Pa.

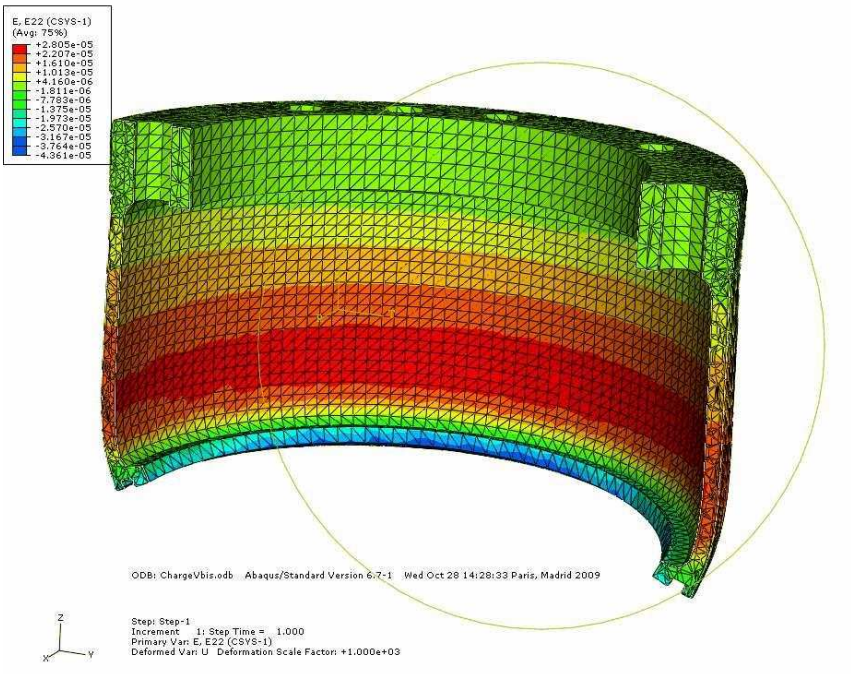


FIGURE 6.14 – *Déformée du clou sous chargement vertical de 0,3 MPa appliqué à la base du clou sur tout le périmètre sauf sur la tranchée à l'endroit du joint torique. Les conditions aux limites imposent au haut du clou un déplacement nul. Aperçu avec un facteur d'échelle de* 1.10^3.

Enfin, les résultats du calcul analytique et de la modélisation numérique seront encore utilisés pour vérifier les coefficients de calibration permettant d'évaluer la pression normale à l'interface.

6.4 Essais d'étalonnage

Cette opération a pour objectif de vérifier la réponse des jauges de déformation du clou soumis à un chargement purement radial provenant de la pression hydrostatique de l'air.

6.4.1 Description du montage et réponse des jauges

Le clou capteur a été monté à l'ACSA (Figure 6.15) où l'embase supérieure repose sur des supports pour remplacer le sol sans avoir besoin de membrane. Deux chargements à l'air comprimé ont été effectués :

- *Chargement sous haute pression (HP)* : il consiste à soumettre le clou à une pression σ_i croissante jusqu'à $1,3$ MPa afin de solliciter les jauges de déformation à un niveau supérieur à celui qui sera adopté lors des essais. Pour pouvoir atteindre une telle pression et pour éviter les fuites d'air sous le clou, celui-ci a été serré verticalement plus que lors des essais courants. Le clou a donc subi une légère déformation due à cette force verticale dont la valeur est inconnue. On ne peut pas se baser sur ce résultat pour l'étalonnage.
- *Chargement sous pression de service (PS)* : C'est le même type de chargement mais dans lequel le clou a été placé dans conditions de serrage similaires à celles des essais courants. La pression qui a pu être atteinte avant la fuite d'air est de $0,64$ MPa.

C'est donc à partir du deuxième chargement qu'on considérera les courbes d'étalonnage Tension - Pression.

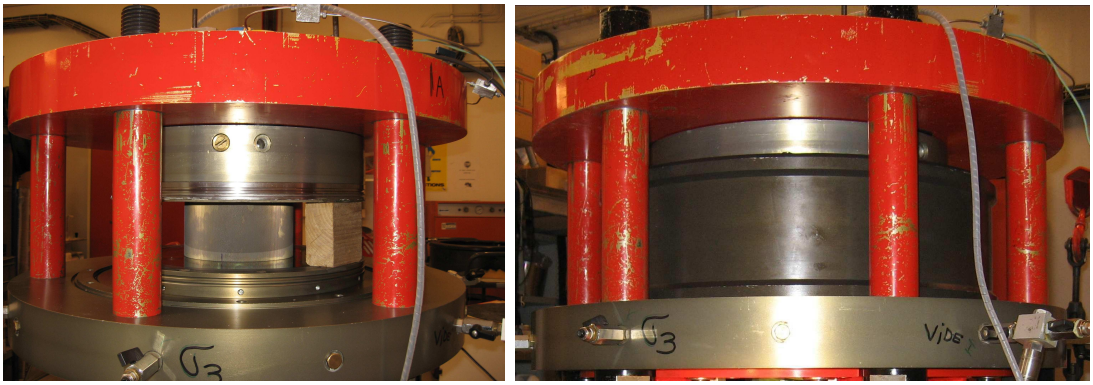


FIGURE 6.15 – *(Gauche) Montage du clou capteur pour chargement à l'air. Le pavé supérieur repose sur des supports qui remplacent le sol. Ainsi la membrane n'est plus nécessaire. (Droite) L'enceinte de confinement peut alors être placée. L'air comprimé est introduit via les drains de l'embase inférieure et la pression mesurée grâce au capteur.*

Pour mesurer la pression de l'air appliquée sur le clou, nous nous sommes servis du capteur de la pression de confinement de capacité de 2 MPa. Afin de s'assurer de la fiabilité des mesures, ce capteur a été vérifié grâce à un capteur étalon de référence.

Les résultats des chargements de calibration sont présentés dans la Figure 6.16. Elle indique la variation avec la pression σ_i de la tension U du pont de jauges (a) horizontal, (b) vertical et (c) incliné. On constate d'abord une bonne linéarité pour les deux chargements sans présence d'hystérésis à la décharge pour HP. On remarque également que la tension du pont horizontal augmente indiquant un rétrécissement du périmètre à mi-hauteur du clou. Alors que dans le sens vertical, la tension diminue, signifiant un allongement du fait de l'effet de Poisson.

Par ailleurs, la variation la plus importante de la tension se situe au niveau du pont horizontal (Figure 6.16a), où $\Delta U = 2,12$ mV. Alors que la plus faible valeur est enregistrée sur le pont vertical (Figure 6.16b) où $\Delta U = 0,78$ mV. Ce résultat signifie que la déformation prépondérante que subit le clou est horizontale.

Enfin, les deux droites obtenues par régression linéaire pour les deux chargements, HP et PS, sont parallèles. On observe tout de même un décalage entre ces deux droites, plus particulièrement sur le pont vertical (Figure 6.16b) qui a pour cause l'effet du serrage élevé du clou lors du chargement sous haute pression (HP).

Comme le prévoient les équations (6.24) et (6.25), cette pression n'a pas d'effet sur le pont incliné. Alors que pour le pont vertical, le serrage élevé conduit à un raccourcissement vertical supplémentaire. Sur le pont horizontal, il conduit à un allongement. L'effet mesuré du serrage est donc conforme au calcul analytique, au moins du point de vue qualitatif.

6.4.2 Comparaison avec le calcul analytique et numérique

Les déformations à la suite à l'essai expérimental de chargement hydrostatique dans l'ACSA ont été estimées à partir des équations de calibration (6.37), (6.38) et (6.39). Celles-ci sont obtenues à la suite d'une correction de positionnement angulaire des jauges que nous verrons plus loin (§ 6.5.2). Retenons ici juste les valeurs de déformations, elles sont les suivantes :

$$\varepsilon_h^* = -7,86.10^{-5},\ \varepsilon_v^* = 3,53.10^{-5} \text{ et } \varepsilon_{\theta z}^* = 9,07.10^{-6}.$$

Ces valeurs sont difficiles à comparer aux résultats de calcul analytique et par ABAQUS du Tableau 6.1. L'effort de serrage appliqué lors de l'essai de calibration étant inconnu. Toutefois,

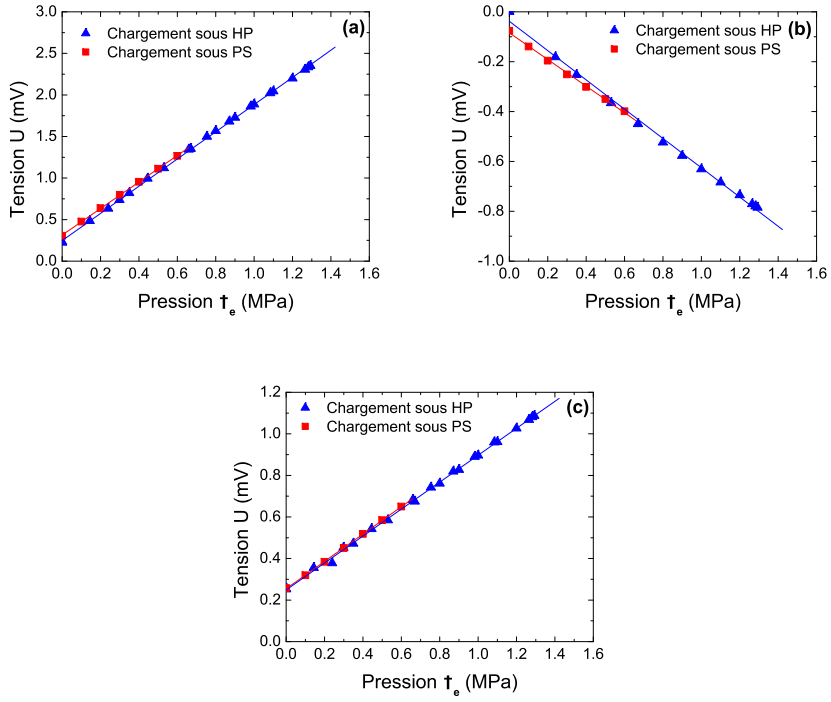


FIGURE 6.16 – *Réponse des jauges suite au chargement hydrostatique du clou capteur dans l'ACSA : (a) Pont horizontal, (b) pont vertical, (c) pont incliné. HP : haute pression, PS : pression de service. Ici σ_i est égale à la pression appliquée sur le clou et mesurée par le capteur de pression de confinement.*

nous constatons que les déformations principales ε_h^* et ε_v^* sont très comparables au calcul analytique et par Abaqus. $\varepsilon_{\theta z}^*$ est par contre différente mais reste nettement plus petite que ε_h^* et ε_v^*, elle est peut être due à un biais de mesure.

6.4.3 Résultats préliminaires avec chargement normal et cisaillant

L'analyse analytique nous a permis d'écrire la relation entre la pression normale à l'interface σ_i et les déformations engendrées. Afin d'évaluer σ_i dans un essai de cisaillement, nous utilisons l'équation (6.27), avec les données suivantes : E= 73 10^9 Pa, $\nu = 0{,}3$, e= 5 10^{-3} m, et H= R= 0,1 m.

Les Figures 6.17(a) et (b) présentent la variation de la pression σ_i, ainsi que le coefficient de frottement effectif $\mu_{eff} = \tau/\sigma_i$ lors d'un essai de cisaillement sous un confinement extérieur constant $\sigma_e = 0,7$ MPa. Cet essai consiste en un cisaillement sur du sable sec avec inversion du sens de rotation tous les 1,5 m jusqu'à un déplacement cumulé $\delta_c = 7,5$ m.

La pression normale à l'interface σ_i commence à 0,83 MPa puis passe par un pic initial qu'elle atteint après 10 mm de glissement, pour ensuite diminuer progressivement avec le déplacement. Les changements de sens de rotation induisent une réduction de σ_i qui croît par la suite jusqu'à un pic inférieur à celui de la phase initiale. Nous remarquons également que mis à part aux pics, σ_i reste inférieure à la pression de confinement σ_e indiquée par une droite horizontale en pointillés.

Le coefficient de frottement effectif de la Figure 6.17b montre une allure fortement dépendante du sens de rotation. En effet, dans un sens $\mu_{eff} \approx 0,54$ et dans l'autre $\mu_{eff} \approx 0,7$.

La question soulevée est l'origine de ce comportement. C'est ce que nous essayerons d'étudier dans ce qui suit.

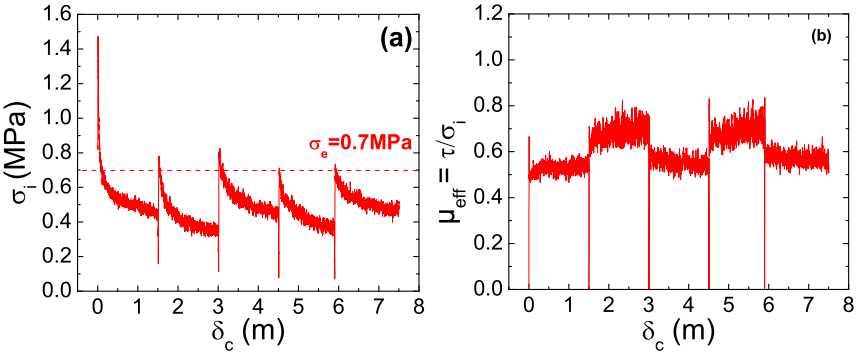


FIGURE 6.17 – *(a) Pression normale à l'interface évaluée par l'équation (6.27) pour l'essai CD002 de cisaillement alterné sur du sable sec sous confinement constant* $\sigma_e = 0,7$ *MPa et à une vitesse de glissement* v= $83,3$ $\mu m/s$. *(b) Coefficient de frottement effectif estimé à partir de la pression à l'interface* σ_i.

6.4.4 Nécessité d'un traitement complémentaire des mesures

Le comportement observé dans la Figure 6.17 indique un effet du changement de sens de rotation qui laisse penser à l'influence du frottement sol/clou sur les mesures des jauges horizontales et verticales à la base de la formule d'évaluation de σ_i.

Pourtant, le calcul analytique selon la théorie des coques minces en équilibre membranaire (§ 6.3.1) a montré que les déformations verticales et horizontales sont indépendantes de la contrainte de cisaillement, et donc d'une éventuelle torsion. Ceci a pu être vérifié par la modélisation numérique sous ABAQUS.

De plus, si l'on soupçonne un effet de la torsion, il paraît peu probable qu'une jauge collée dans une direction verticale ou horizontale puisse être sensible à une déformation se produisant dans une autre direction. Les fabricants des jauges indiquent d'ailleurs que les déformations subies par une jauge dans une direction autre que celle parallèle aux fils sont négligeables. Par contre, si l'on souhaite mesurer une torsion dans le cas d'un cylindre par exemple, il est préconisé de coller une jauge inclinée. Les mesures de cette jauge a effectivement montré une dépendance du sens de rotation.

Par conséquent, et si ces jauges horizontales et verticales sont positionnées légèrement inclinées, elles peuvent effectivement se déformer lorsqu'une torsion existe. Ce que nous soupçonnons dans notre cas serait un artefact dû à une imprécision de collage des jauges. En effet, nous n'avons pas assisté à cette opération, la surface intérieure du clou a été entièrement recouverte par du papier en aluminium. Il n'est pas possible de vérifier la précision du collage sans endommager le dispositif.

Dans ce qui suit, nous proposons d'apporter une correction qui tient compte du positionnement des jauges en supposant un angle équivalent d'erreur de positionnement permettant de réduire l'écart dans la mesure des tensions entre les deux sens de rotation du clou. Cette correction sera affectée aux trois déformations : ε_h, ε_v, et $\varepsilon_{z\theta}$.

L'introduction de $\varepsilon_{z\theta}$ nous permet d'estimer la contrainte de cisaillement τ comme le suggère la formulation analytique et l'équation (6.26).

L'estimation de la pression normale à l'interface se fera alors sur la base des trois déformations corrigées (ε_h^*, ε_v^*, $\varepsilon_{z\theta}^*$).

6.5 Calibration des mesures des jauges

6.5.1 Cercle de Mohr et tenseur des déformations

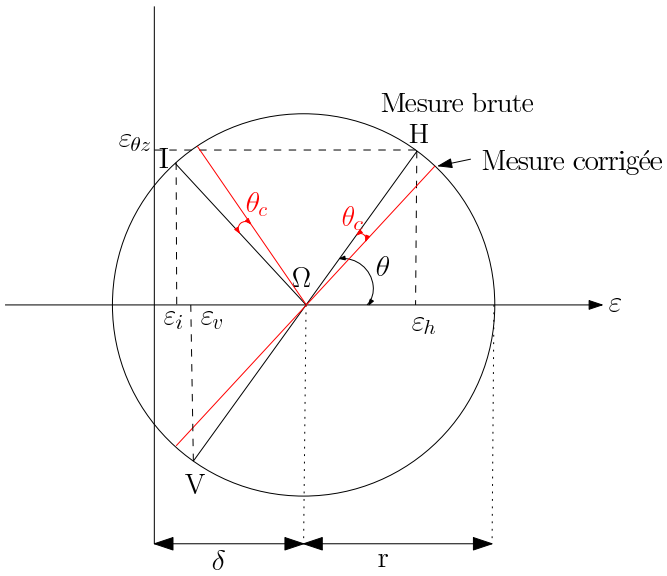


FIGURE 6.18 – *Cercle de Mohr des déformations des jauges du clou capteur. H : jauge horizontale, V : jauge verticale et I : jauge inclinée.*

Il s'agit ici d'écrire les déformations exprimées dans le cercle de Mohr puis d'y apporter une correction sur la position angulaire des jauges.

Nous disposons à partir des jauges du clou de trois mesures de déformation : horizontale ε_h, verticale ε_v et inclinée ε_i. Pour constituer le cercle de Mohr (Figure 6.18), δ représente l'abscisse du centre Ω, r le rayon du cercle et l'angle θ entre l'axe des abscisses et le point H correspondant à ε_h. Comme l'angle entre la jauge inclinée et les deux autres jauges est de 45° [3], Ω I est perpendiculaire à VH (l'angle sur le cercle de Mohr est le double de l'angle géométrique), I correspond à ε_i. Enfin, le point V correspond à la déformation ε_v.

Nous avons alors les équations suivantes :

$$\varepsilon_h = \delta + r\cos\theta \tag{6.30}$$
$$\varepsilon_v = \delta - r\cos\theta \tag{6.31}$$
$$\varepsilon_i = \delta - r\sin\theta \tag{6.32}$$

Par conséquent :

$$\delta = \frac{\varepsilon_h + \varepsilon_v}{2} \tag{6.33}$$
$$r = \sqrt{(\frac{\varepsilon_h - \varepsilon_v}{2})^2 + (\varepsilon_i - \delta)^2} \tag{6.34}$$
$$\theta = \arcsin(\frac{\delta - \varepsilon_i}{r}) \tag{6.35}$$

3. L'angle relatif entre les jauges est fixe puisqu'il s'agit d'un ensemble de trois jauges sur un même support.

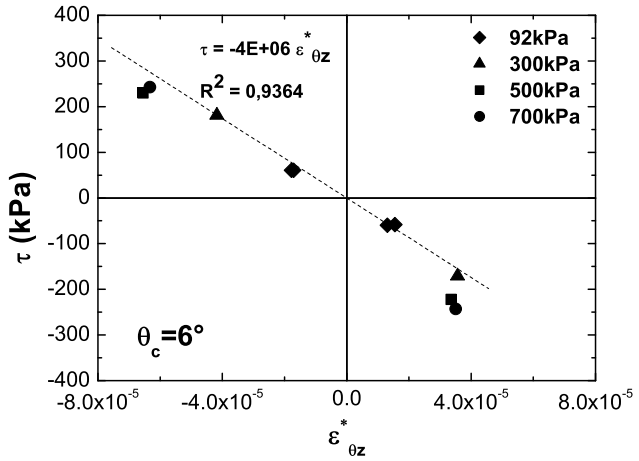


FIGURE 6.19 – *Contrainte de cisaillement en fonction de la déformation orthoradiale corrigée $\varepsilon^*_{\theta z}$ pour la détermination de θ_c. La droite de tendance passe par l'origine. L'angle θ_c est choisi de façon à minimiser l'écart par rapport à la droite de tendance.*

Nous constatons d'abord que δ et r sont indépendants de θ. Le cercle de Mohr n'est donc pas affecté par la présence d'une erreur de positionnement des jauges (une éventuelle inclinaison), par contre les déformations le seront.

Le choix de la valeur de θ dépend du signe de $\cos\theta$ obtenu grâce à ε_h ou à ε_v (Equation 6.30 ou 6.31)[4]. Les déformations ε_h, ε_v, ε_i sont obtenues à partir de la variation de la tension de chaque jauge à l'aide de la formule (6.10) : $\varepsilon = 0,1973.\Delta U$. Notons que cette estimation correspond à la position réelle des jauges dans la situation non corrigée.

La valeur de la contrainte de cisaillement est déterminée dans le cadre de la modélisation membranaire comme une fonction linéaire de $\varepsilon_{\theta z}$ (équation 6.26). Nous avons à partir du cercle de Mohr :

$$\varepsilon_{\theta z} = r \sin\theta \tag{6.36}$$

Les valeurs de θ estimées pour les opérations de calibration par chargement à l'air dans l'ACSA, sont d'environ 6,5°alors qu'elles devraient être nulles en l'absence d'erreur, ce qui justifie une correction sur cet angle. Dans le cas des mesures pendant les essais de cisaillement, les valeurs obtenues sans correction sont de l'ordre de 25°à 35°, dans une zone où la dérivée de sinus est encore assez élevée. Une erreur de positionnement des jauges a donc une répercussion sensible sur l'estimation du couple et de la pression normale à l'interface.

6.5.2 Introduction d'une correction

Nous allons procéder à un ajustement sur une erreur de positionnement angulaire θ_c. Cette correction est la même pour toutes les jauges : verticale, horizontale et inclinée. Pour être plus précis, la mesure que nous récupérons à partir du clou correspond à la déformation des trois ponts de jauges qui se composent chacun de quatre jauges (Figure 6.8). θ_c est donc une correction moyenne. L'angle respectif entre les directions, égal à 45°est constant puisque le collage se fait en blocs de trois jauges.

4. Attention : dans le cas de l'utilisation de MS Excel il faudra transformer les valeurs en radian en multipliant par $\frac{180}{\pi}$.

Le principe adopté pour l'estimation de l'erreur θ_c consiste à minimiser l'écart par rapport à la moyenne entre la contrainte de cisaillement τ mesurée par le couplemètre et la déformation $\varepsilon^*_{\theta z}$ (équation (6.39)) corrigée de l'erreur supposée θ_c (Figure 6.19). Les valeurs retenues pour cette estimation proviennent de quatre essais de cisaillement avec changement de sens de rotation réalisés à confinement constant sur du sable et des billes de verre (σ_e= 92, 300, 500 et 700 kPa). Les point relatifs à $\varepsilon^*_{\theta z}$ et à τ sont la moyenne des 10 dernières valeurs de l'acquisition du palier résiduel pour chacun des sens. L'angle θ_c est choisi de façon à améliorer la précision de la régression linéaire.

L'angle finalement retenu $\theta_c = 6^\circ$, correspond à une erreur de position moyenne des jauges de 3°. Cet angle est faible et paraît plausible si le collage a été effectué à la main. De plus, cette valeur estimée sur la base de plusieurs essais de cisaillement, correspond à celle trouvée lors de l'essai de chargement à l'air où aucun effort cisaillant n'est appliqué.

Pour estimer les déformations corrigées, les relations suivantes sont adoptées :

$$\varepsilon^*_h = \delta + r\cos(\theta - \theta_c) \tag{6.37}$$
$$\varepsilon^*_v = \delta - r\cos(\theta - \theta_c) \tag{6.38}$$
$$\varepsilon^*_{\theta z} = r\sin(\theta - \theta_c) \tag{6.39}$$

6.5.3 Formule de calibration pour l'estimation de σ_i et de τ

Maintenant que la valeur de l'angle θ_c de correction est déterminée, il faudra évaluer la contrainte à l'interface σ_i à partir des trois déformations corrigées : ε^*_h, ε^*_v et $\varepsilon^*_{\theta z}$. Introduire la déformation $\varepsilon^*_{\theta z}$ permet de tenir compte de l'influence du frottement sol/clou. De ce fait, l'écart est minimisé entre les deux sens de rotation du clou.

Pour ce faire, nous avons d'abord défini la pression à l'interface σ_i comme étant fonction linéaire des trois déformations :

$$\sigma_i(kPa) = a.\varepsilon^*_v + b.\varepsilon^*_h + c.\varepsilon^*_{\theta z} \tag{6.40}$$

Avec, $\{a, b, c\} = \{1, 47.10^6; 3, 62.10^6; -0, 28.10^6\}$

Pour la détermination des constantes $\{a, b, c\}$, la technique consiste à minimiser au sens des moindres carrés, l'écart entre les valeurs de la pression σ_i estimée à partir de l'équation (6.40) et les valeurs connues de la pression à l'interface appliquée lors de l'essai de chargement hydrostatique à l'air (Figure 6.16). Pour cela, il faudra se donner une valeur initiale pour $\{a, b, c\}$ et réaliser des itérations jusqu'à converger vers l'écart minimal.

Le Tableau 6.2 indique les valeurs relatives à ce chargement de la pression σ_e appliquée sur le clou et mesurée par le capteur de pression ainsi que la pression σ_i estimée à partir de l'équation (6.40).

TABLE 6.2 – *Pression de confinement appliquée σ_e et contrainte normale à l'interface σ_i estimée par l'équation (6.40).*

σ_i (kPa)	σ_e (kPa)
530,34	530
234,46	240
1003,23	1000
1291,13	1293

Nous retenons de ce tableau l'écart faible ($< 2\%$) entre les valeurs estimées σ_i et les valeurs mesurées σ_e.

Par ailleurs, dans l'hypothèse de l'équilibre membranaire pour une coque isotrope, le rapport entre les coefficients a et b représente le coefficient de Poisson ν du Dural, matériau constituant le clou égal à environ $0,3$. Or nous avons ici une valeur d'environ $0,4$. Nous imputons cet écart à la géométrie réelle (et complexe) du clou. Une simulation supplémentaire sur ABAQUS l'a confirmé. Elle consiste à charger verticalement le même cylindre (sans surépaisseurs) que dans le calcul analytique. Le résultat donne ν= 0,3.

Par la même technique décrite pour la détermination des coefficients $\{a, b, c\}$ de l'estimation de σ_i, nous avons établi une équation permettant d'évaluer, à partir des déformations, la contrainte de cisaillement τ générée au cours de l'essai de cisaillement. Ceci est rendu possible en minimisant au sens des moindre carrés, l'écart entre cette contrainte et celle mesurée grâce au couplemètre lors d'essais sur du sable et des billes de verre avec changement de sens de rotation menés sous différents confinements : 92, 300, 500 et 700 kPa. Nous avons également considéré les essais de chargement sans rotation dans lesquels le couple est considéré nul. Les données de contrainte de cisaillement retenues pour cette minimisation concernent à la fois les pics au démarrage de l'essai et les valeurs résiduelles.

L'équation d'estimation de la contrainte de cisaillement à partir des déformations subies par le clou s'écrit :

$$\tau_{estim}(kPa) = d.\varepsilon_h^* + e.\varepsilon_v^* + f.\varepsilon_{\theta z}^* \tag{6.41}$$

Où $\{d, e, f\}$=$\{0, 87.10^6; 0, 96.10^6; 4, 41.10^6\}$.

Nous présentons dans l'Annexe E.4 un exemple du traitement dans une feuille Excel d'un fichier d'acquisition de données. Cet exemple résume les étapes qui permettent d'aboutir à σ_i et à τ_{estim}.

6.5.4 Comparaison des coefficients de calibration entre la procédure expérimentale, analytique et numérique

Il est possible de déduire les coefficients $\{a, b, f\}$ à partir du calcul analytique et de ABAQUS en écrivant l'expression de la pression à l'interface σ_i et de la contrainte de cisaillement τ_{estim} en fonction des déformations horizontales ε_h, verticales ε_v et orthoradiales $\varepsilon_{\theta z}$.

– *A partir du calcul analytique :*
L'expression de la contrainte de cisaillement τ_{estim} est obtenue à l'aide de l'équation (6.26), et celle de la pression à l'interface σ_i= P de l'équation (6.27), elles s'écrivent :

$$\tau_{estim} = \frac{-Ee}{(1+\nu).H/2}\varepsilon_{\theta z} \tag{6.42}$$

$$\sigma_i = \frac{-Ee}{R(1-\nu^2)}(\varepsilon_h + \nu.\varepsilon_v) \tag{6.43}$$

Avec : E= 73 10^9 Pa, ν = 0,3, e= 5 10^{-3} m, et H= R= 0,1 m.
L'application numérique donne : $a \approx 1, 2.10^6$ et $b \approx 4.10^6$. Ces valeurs sont proches de celles obtenues dans l'équation (6.40). De même, on trouve $f \approx 5, 6.10^6$ comparable au coefficient de $\varepsilon_{\theta z}^*$ de l'équation (6.41).
Rappelons que dans l'équation (6.40) ce sont les deux coefficients (a) et (b) qui ont le plus d'importance alors que dans l'équation (6.41) c'est le coefficient (f) qui est dominant.

– *A partir de ABAQUS :*
Les trois modélisations par ABAQUS peuvent être utilisées pour estimer les coefficients de calibration. Pour cela, le Tableau 6.3 résume les valeurs des déformations obtenues. En s'intéressant aux déformations principales, c'est-à-dire celles multipliées par les coefficients dominants, on écrit :

$$\varepsilon_h = \frac{P}{P_0}(-5,5.10^{-5}) + \frac{P_v}{P_{v,0}}(1,8.10^{-5}) \tag{6.44}$$

$$\varepsilon_v = \frac{P}{P_0}(2,7.10^{-5}) + \frac{P_v}{P_{v,0}}(-4,1.10^{-5}) \tag{6.45}$$

$$\varepsilon_{\theta z} = \frac{\tau}{\tau_0}(4.10^{-5}) \tag{6.46}$$

Écrivons l'expression de P=σ_i en fonction des déformations ε_h et ε_v en combinant les deux premières équations de façon à éliminer $\frac{P_v}{P_{v,0}}$. On remplace P_0 par sa valeur [5] du Tableau 6.3. On obtient :

$$P = \sigma_i = a.\varepsilon_v + b.\varepsilon_h \tag{6.47}$$

et :

$$\tau = f.\varepsilon_{\theta z} \tag{6.48}$$

L'application numérique nous donne : a= 1,64 10^6, b= 3,74 10^6 et f= 5 10^6. Ces valeurs sont très proches de celles obtenues dans le cadre de la calibration pour écrire les équations (6.40) et (6.41).

TABLE 6.3 – *Déformations estimées à partir de la modélisation numérique par ABAQUS d'un chargement hydrostatique radial P et d'un chargement vertical P_v.*

	ε_h	ε_v	$\varepsilon_{\theta z}$
Charg. Radial P_0= 0,25. 10^6 Pa	-5,5 .10^{-5}	2,7. 10^{-5}	/
Charg. Vertical $P_{v,0}$= 0,3 .10^6 Pa	1,8 .10^{-5}	-4,1. 10^{-5}	/
Charg. Cisaillant τ_0= 0,2 .10^6 Pa	/	/	4 .10^{-5}

Le Tableau 6.4 résume les différents coefficients obtenus par calibration, par calcul analytique et par modélisation numérique (ABAQUS).

TABLE 6.4 – *Coefficients de calibration pour l'estimation de σ_i et de τ.*

	a	b	c	d	e	f
Calibration (10^6)	1,47	3,62	-0,28	0,87	0,96	4,41
Calcul Analytique (10^6)	1,2	4	0	0	0	5,6
Modélisation numérique de ABAQUS (10^6)	1,64	3,74	0	0	0	5

Nous constatons qu'à la fois le calcul analytique et la modélisation numérique permettent de retrouver approximativement les valeurs des principaux coefficients de calibration $\{a, b, f\}$. Ce

5. Valeur exprimée en kPa puisque l'étalonnage a été réalisé en considérant les efforts en kPa comme l'indiquent les équations (6.40) et (6.41).

résultat confirme la validité des formules de calibration établies pour l'estimation de la pression normale à l'interface σ_i et de la contrainte de cisaillement τ.

Par ailleurs, les termes correctifs $\{c, d, e\}$ non prévus par la théorie sont purement empiriques, ils améliorent sensiblement l'approximation des pressions lors des essais de calibration et par rapport au couple mesuré au couplemètre lors des essais réels (frottement avec du sable).

Une explication possible est que ces coefficients $\{c, d, e\}$ permettent une correction supplémentaire pour le positionnement des jauges . La correction adoptée à travers l'angle θ_c est une moyenne sur toutes les jauges, il peut y avoir une erreur résiduelle que ces paramètres $\{c, d, e\}$ contribuent à corriger.

Le rapport a/b qui vaut ν= 0,3 pour un cylindre mince (calcul analytique), vaut 0,4 pour les essais de calibration et 0,44 pour la modélisation numérique du clou dans sa géométrie réelle. Ce coefficient est égal par contre à 0,3 dans une modélisation ABAQUS pour une géométrie identique à celle du calcul analytique. Nous pensons que la différence des valeurs estimées par rapport à celle du coefficient de Poisson ν du matériau est due à la géométrie particulière du clou.

6.5.5 Exemple d'application

La Figure 6.20 montre la variation de la contrainte normale à l'interface σ_i après correction du même essai présenté en Figure 6.17. Elle montre également l'évolution du coefficient de frottement effectif ($\mu_{eff} = \tau/\sigma_i$) et enfin la contrainte de cisaillement τ mesurée grâce au couplemètre et estimée par l'équation (6.41) à partir des déformations des jauges.

Nous constatons que l'effet du sens de rotation a été largement réduit, le coefficient de frottement effectif semble stationnaire autour d'une valeur moyenne d'environ 0,7. Le zoom de la Figure 6.20b' indique la mobilisation du frottement au démarrage de l'essai. En effet, μ_{eff} croît au moment de la mobilisation du cisaillement pour atteindre un pic pour ensuite diminuer et se stabiliser autour de 0,7.

Le zoom de la Figure 6.20a indique d'abord une légère diminution de σ_i suivie d'une augmentation vers un pic d'environ 1,2 MPa pour ensuite diminuer progressivement et atteindre une valeur résiduelle moyenne d'environ 0,35 MPa après 1,5 m de glissement.

Par ailleurs, la Figure 6.20c indique la contrainte de cisaillement calculée à partir du couplemètre τ ainsi que celle estimée à partir des déformations du clou τ_{estim}. Nous constatons une très bonne concordance entre les deux courbes indiquant une bonne approximation de la contrainte de cisaillement. Notons la reproduction fidèle de cette contrainte à la fois jusqu'au pic et en respectant les sens de rotation.

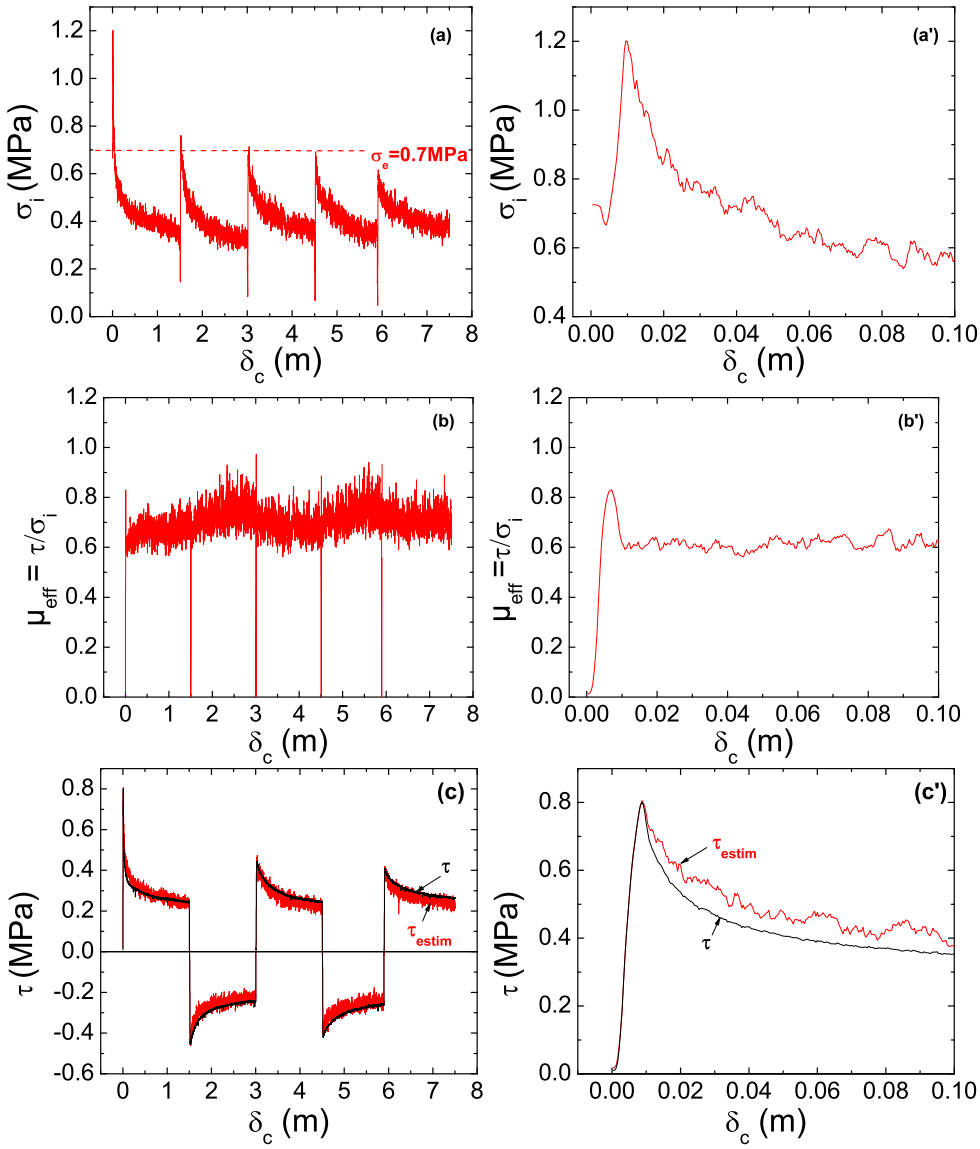


FIGURE 6.20 – *Exemple d'un résultat typique lors de l'essai CD002 de cisaillement alterné sur sable sec dense avec changement de sens de rotation du clou (σ_e= 0,7 MPa, v= 83,3 $\mu m/s$). (a) contrainte normale à l'interface σ_i, (b) Coefficient de frottement effectif μ_{eff}, (c) Contrainte de cisaillement τ_{estim} évaluée à partir des déformations corrigées des jauges du clou capteur (équation 6.41) et τ obtenue à partir du couplemètre. Les figures (a'), (b') et (c') représentent des zooms sur les dix premiers centimètres.*

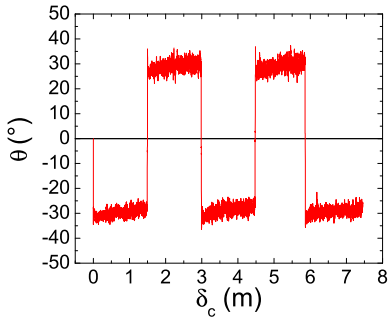


FIGURE 6.21 – *Variation au cours du cisaillement de l'angle θ estimé par l'équation (6.35) durant l'essai CD002 sous 0,7 MPa de la Figure 6.20.*

6.6 Commentaires sur le fonctionnement des jauges et la rigidité du clou

6.6.1 Fonctionnement des jauges

Certains paramètres risquent d'influencer la qualité des mesures, il faudra alors vérifier leur impact et apporter des corrections si nécessaire. Parmi ces paramètres :

- L'évolution avec le temps de la tension des jauges,
- La fluctuation de la tension des jauges,
- L'éventuel effet de la torsion sur les déformations des jauges.

Concernant la *tension des jauges dite "à zéro"* , après plusieurs chargement/déchargement, notamment lors de l'étalonnage, nous avons constaté que cette tension avait changé. Rappelons que le chargement à l'air dans l'ACSA (§ 6.4 et Figure 6.16) qui a atteint 1,3 MPa de pression avait justement pour but de solliciter les jauges au-delà du niveau de chargement auquel elles sont censées fonctionner. Néanmoins, cette évolution reste inférieure à 10% de la valeur de tension lorsque le clou est chargé par un sol confiné à 0,092 MPa. Les essais réalisés à des confinements supérieurs subissent donc beaucoup moins ces effets.

Cependant, il faut rappeler que l'évaluation de la contrainte à l'interface se fait sur la base des déformations des jauges qui sont estimées à partir de la variation de la tension par rapport à une référence qui représente l'état du clou monté à l'ACSA et non chargé. L'effet dont il est question est donc systématiquement pris en compte.

La *fluctuation de la mesure* que nous observons par exemple dans la Figure 6.20a peut être attribuée à un changement constant des chaînes de force dans les contacts entre les grains du sable et le clou. D'autant plus que les mesures effectuées sont une moyenne de quatre jauges du même pont. Les mesures sans cisaillement ou en rotation sans sol ne montrent pas de telles fluctuations.

Pour vérifier l'*effet de la torsion* sur les mesures déformations, la Figure 6.21 montre la variation au cours du cisaillement de l'angle θ estimé à partir des données brutes par l'équation (6.35).

Cette figure indique qu'en présence de cisaillement, les directions principales ne correspondent pas aux directions horizontale et verticale, cela est d'ailleurs conforme à ce que prévoyait la théorie. Elles sont orientées à $\pm 15^{\circ}$par rapport à l'horizontale (l'angle dans le cercle de Mohr est le double de l'angle géométrique).

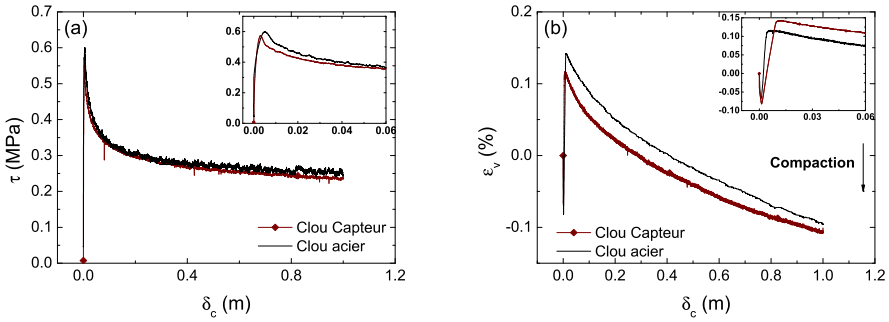


FIGURE 6.22 – *Comparaison des résultats sur clou rugueux en acier et sur clou capteur à paroi rugueuse : observation de l'impact de la nature du clou capteur sur les mesures. (a) Contrainte de cisaillement τ. (b) Déformations volumiques ε_v. Le zoom dans chaque graphe indique le démarrage de l'essai sur les 6 premiers centimètres. Essai sur clou en acier réalisé par Chambon (2003) sur du sable d'Hostun de diamètre 1 mm, et essai CR005 réalisé avec le clou capteur sur du sable d'Hostun de diamètre 0,6 mm, tous deux à $\sigma_e = 0,5$ MPa.*

En effet, nous avons de plus des déformations horizontale et verticale, une déformation orthoradiale $\varepsilon_{\theta z}$ due à la torsion et qui dépend en particulier de la déformation de la jauge inclinée (équation 6.36). C'est ce qui nous a permis d'estimer la contrainte de cisaillement par l'équation (6.41) tracée dans la Figure 6.20c. Comme attendu, à chaque changement de sens correspond un changement de signe de θ.

Nous observons aussi une faible évolution de θ au cours d'une phase de cisaillement ($< 10\%$ depuis le début de la phase). Elle peut être due à la variation de l'effort vertical que subit le clou du fait de son système de fixation. Rappelons que la fixation du clou se fait grâce à un manchon muni de ressorts qui permettent son ajustement pour garder une position horizontale. De plus, du fait de l'effet de Poisson, il y a un couplage entre les variations de la pression à l'interface et celles des contraintes verticales dans le clou.

6.6.2 Impact éventuel de la rigidité réduite du clou capteur

Afin de vérifier dans quelle mesure le clou capteur ne perturbe pas trop le comportement de l'échantillon, nous proposons de comparer le résultat du cisaillement avec d'un côté le clou capteur en Dural, et de l'autre côté un clou en acier de même rugosité.

Pour ce faire, prenons l'exemple de l'essai N° 56 réalisé par Chambon (2003) sur un échantillon de sable d'Hostun d'un diamètre moyen de 1 mm confiné à 0,5 MPa. La phase initiale de cette expérience est comparée à celle de l'essai CR005 que nous avons réalisé dans les mêmes conditions sur le même sable.

La Figure 6.22 montre que le comportement en terme de contrainte de cisaillement τ et de déformations volumiques ε_v.

Rappelons ici que l'évaluation faite de l'effet de la déformation du clou capteur, à travers la variation de son rayon, s'est avéré très faible devant celui de la déformation volumique de l'échantillon (Annexe E.2).

Par ailleurs, la calibration proposée pour estimer la pression à partir des déformations des jauges s'est basée sur certaines hypothèses qu'il faudra vérifier notamment celles liées à la rigidité du clou. Celle-ci est à la fois suffisamment élevée pour résister au chargement imposé et

suffisamment faible pour pouvoir mesurer sa déformation. Nous avons vu d'un côté que les conditions de stabilité élastique étaient satisfaites, le risque de flambement, pour lequel l'hypothèse de l'axisymétrie considérée dans la formulation analytique des coques minces ne serait plus valable, a aussi été écarté (Annexe E.1). D'un autre côté, la modélisation ABAQUS où l'on prend en compte les détails de la géométrie du clou soumis à des chargements assez simples (nature et orientation), indique un comportement raisonnable. C'est-à-dire, des déformations comparables à celles du calcul analytique simplifié et des mesures expérimentales. Enfin, la Figure 6.21 reflète l'indépendance de l'angle θ par rapport au frottement avec le sol, indiquant ainsi l'absence d'un effet de torsion.

6.7 Comparaison clou lisse/rugueux

La comparaison entre le clou lisse et le clou rugueux en acier en terme de réponse en cisaillement a fait l'objet des travaux de Lerat (1996) et de Chambon (2003), ainsi que de Koval (2008) sur des billes de verre.

Nous présentons dans ce qui suit une comparaison des résultats entre le clou lisse et le clou capteur avec une attention particulière accordée à la pression normale à l'interface et les coefficients qui en découlent $\kappa = \sigma_i/\sigma_e$ et $\mu_{eff} = \tau/\sigma_i$.

6.7.1 Comportement à l'arrêt

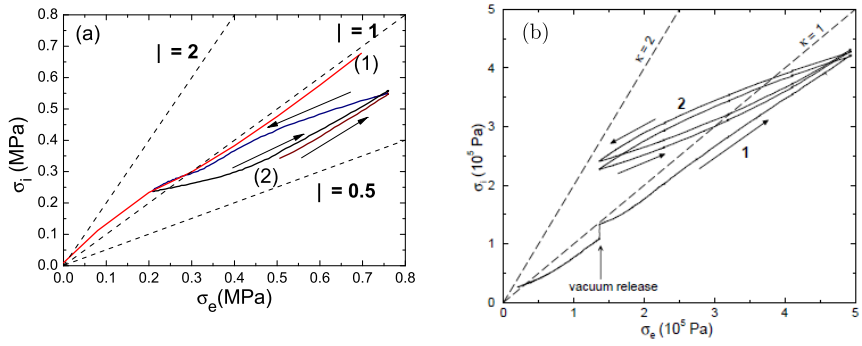


FIGURE 6.23 – *Variation de la pression normale σ_i pour une variation du confinement σ_e d'un échantillon de sable à l'arrêt. (a) Clou capteur : Phase 1 Augmentation de σ_e avant cisaillement, Phase 2 cycle de σ_e à la fin de l'essai CD001 après un cisaillement sur 4,5 m de déplacement. (b) Même type de variation sur le clou lisse (Figure extraite de Chambon (2003)). Contrairement à la Figure (b), l'exercice sur le clou capteur a été réalisé sur deux échantillons différents pour une variation du confinement plus large.*

Le coefficient de transfert κ nous renseigne sur l'effet d'écrantage. La comparaison ici entre le clou lisse et le clou capteur ne sert pas à évaluer l'effet de la rugosité, mais essentiellement pour comparer la réponse des deux dispositifs d'évaluation de la pression normale σ_i et de son transfert depuis le confinement, à travers le sol.

Dans le cas du clou capteur, la variation du confinement à l'arrêt (phase 1) sur un échantillon de sable dense indique que la pression σ_i est approximativement égale à la pression σ_e, et donc un coefficient de transfert $\kappa \approx 1$ (Figure 6.23a).

Dans le cas du clou lisse, le même constat est réalisé comme le montre la phase 1 de la Figure 6.23b [Chambon, 2003] où le confinement a été augmenté progressivement.

Si l'on réalise le même exercice à l'arrêt sur un échantillon déjà cisaillé, la Figure 6.23b montre que pour le cas rugueux, la variation du coefficient de transfert dessine une boucle d'hystérésis. κ est principalement compris entre 0,7 et 1,1 pour une variation du confinement entre 0,2 et 0,75 MPa. Plus le confinement augmente, plus le transfert diminue (i.e. l'écrantage augmente) ; κ est inférieur à 1 dès que le confinement dépasse 0,3 MPa.

C'est également le même constat pour le clou lisse. La Figure 6.23b indique que pour les cycles de la phase 2 (compris entre 0,15 et 0,5 MPa), lorsque le confinement est supérieur à environ 0,3 MPa, le coefficient de transfert est inférieur à 1.

Par conséquent, les deux dispositifs indiquent des réponses similaires.

6.7.2 Comportement au changement de sens sur un échantillon cisaillé

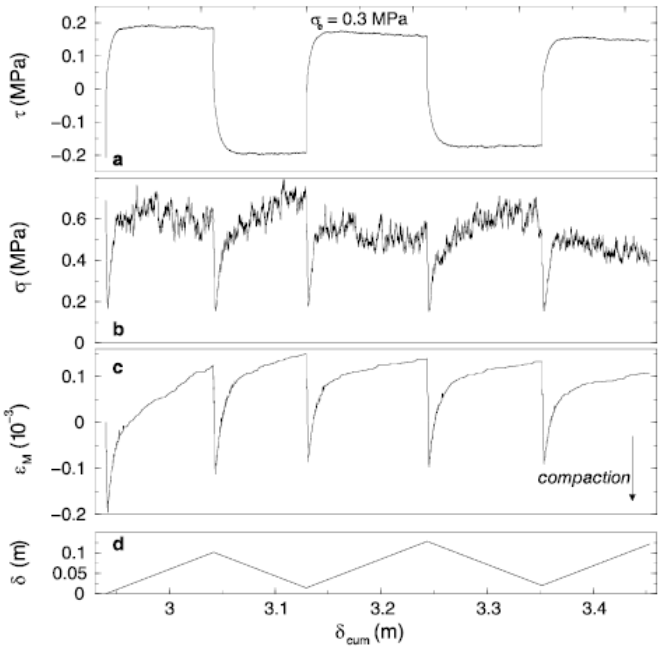


FIGURE 6.24 – *Réponse d'un échantillon de sable sec soumis à des inversions du sens de rotation à 0,1 m de cycle avec clou lisse (σ_e = 0,3 MPa, v= 100 μm/s). L'échantillon a été cisaillé auparavant sur plus de 2,9 m. (a) Contrainte de cisaillement τ. (b) Pression à l'interface σ_i à partir de la moyenne de 4 capteurs. (c) Déformations volumiques ε_M, échelle en °/ ∘ ∘. (d) Déplacement partiel δ. Extrait de Chambon et al. (2006a).*

Il est très intéressant de comparer les résultats sur le clou capteur rugueux à ceux de Chambon *et al.* (2006a) sur clou lisse ayant servi comme base de l'analyse du comportement du sol soumis au cisaillement alterné à court déplacement. Nous nous intéressons ici à l'effet du changement de sens de rotation.

La Figure 6.24 montre le résultat de l'essai de Chambon *et al.* (2006a) réalisé sur du sable d'Hostun sous 0,3 MPa de confinement. La pression normale à l'interface σ_i a été estimée à partir de la moyenne des mesures de 4 capteurs de pression totale du clou lisse. Nous remarquons que l'échantillon avait déjà subi près de 2,05 m de déplacement.

Nous avons réalisé un essai comparable (CD003bis) avec le clou capteur à paroi rugueuse sur

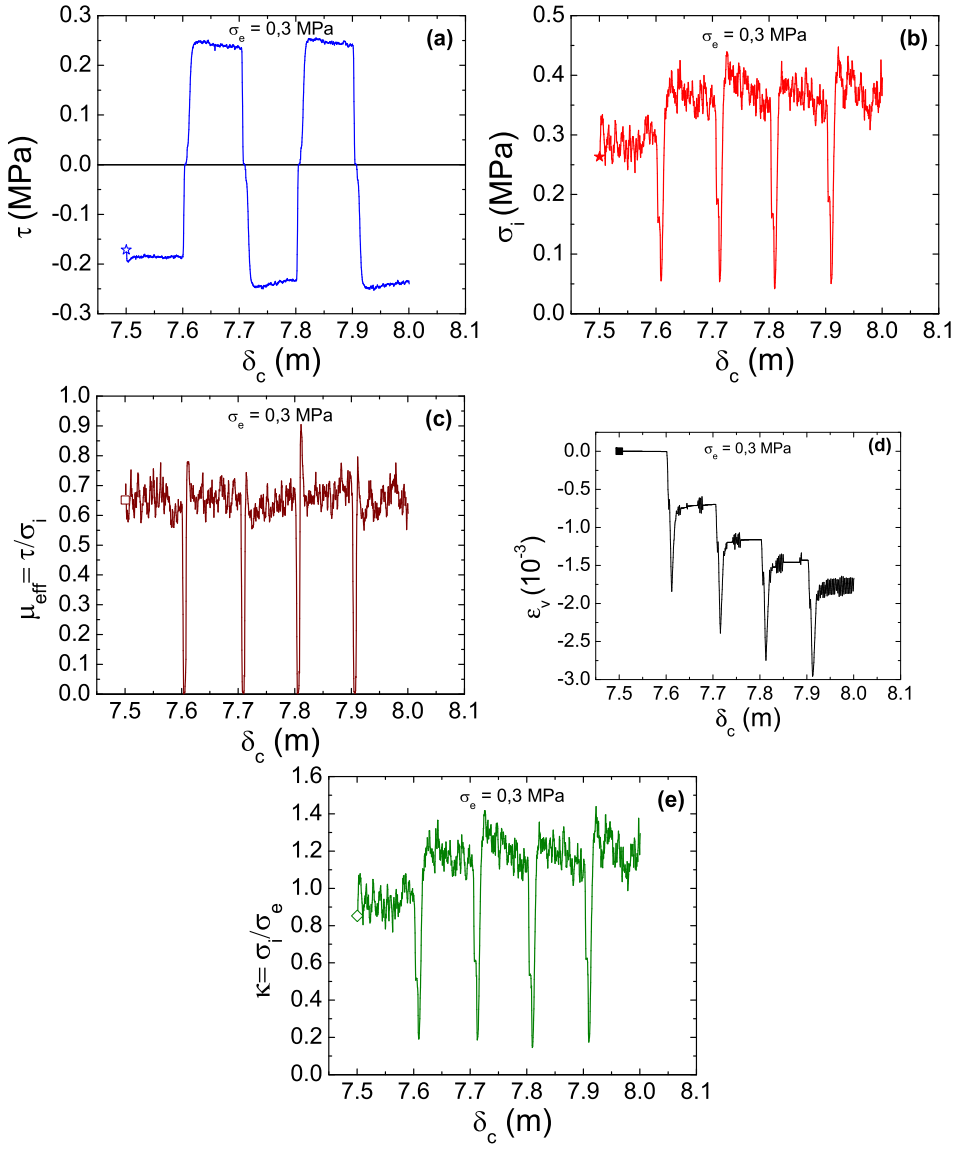


FIGURE 6.25 – *Réponse, en fonction du déplacement cumulé δ_c, d'un échantillon de sable sec soumis à des inversions du sens de rotation de courts cycles avec clou capteur à surface rugueuse - Essai CD003bis, $\sigma_e = 0,3$ MPa, v= 83,33 μm/s. L'échantillon a été cisaillé auparavant sur 7,5 m lors de l'essai CD003. (a) Contrainte de cisaillement τ. (b) Pression normale à l'interface σ_i. (c) Coefficient de frottement effectif $\mu_{eff} = \tau/\sigma_i$. (d) Déformations volumiques ε_v. (e) Coefficient de transfert $\kappa = \sigma_i/\sigma_e$.*

le même sable d'Hostun et sous le même confinement σ_e = 0,3 MPa. L'échantillon avait servi pour un essai de cisaillement alterné à grand déplacement jusqu'à 7,5 m de déplacement cumulé (essai CD003, Tableau 1.2). La Figure 6.25 montre le résultat de l'essai CD003bis.

Nous constatons d'abord que la contrainte de cisaillement τ a une valeur supérieure dans le cas rugueux.

Dans les deux cas, on observe à chaque inversion du sens de rotation une diminution importante de la contrainte normale σ_i qui remonte ensuite. L'amplitude de la variation est plus petite dans le cas rugueux. La différence majeure qui marque ces deux essais réside dans la valeur même de σ_i ; celle-ci est égale à environ 0,6 MPa dans le cas lisse et 0,37 MPa en rugueux.

Le coefficient de frottement effectif est égal à $\mu_{eff} \approx 0{,}33$ dans le cas lisse (rapport τ/σ_i au palier), et à environ 0,66 dans le cas rugueux. Ces valeurs paraissent très raisonnables vue la différence de rugosité entre les deux interfaces.

Étant donné que la pression de confinement est maintenue constante dans les deux cas, le coefficient de transfert κ est égal à environ 1,23 en rugueux et à environ 2 (σ_i/σ_e= 0,6/0,3) en lisse. Nous remarquons aussi que dans les deux cas, κ augmente depuis l'inversion du sens de rotation, sur 4-6 mm pour le rugueux, et 10-20 mm pour le lisse.

Le comportement au cisaillement alterné semble se réaliser d'une manière très comparable pour les deux types d'interface. Les différences soulignées peuvent être expliquées par la rugosité supérieure du clou capteur où les rainures ont une profondeur de 0,7 mm alors qu'en lisse la rugosité a été estimée à $R_n^L = 15$ μm [Lerat, 1996].

6.7.3 Evaluation des coefficients de frottement : effet du niveau de confinement

La comparaison ici se concentre sur la prise en compte du niveau de confinement pour l'évaluation des coefficients de frottement effectif μ_{eff} et apparent μ^*_{app}.

Il est important de souligner que les données de comparaison sont différentes entre lisse et rugueux. Pour le premier (Figure 6.26) les points concernent 0,05 m de déplacement depuis l'inversion du sens de rotation sur un échantillon déjà cisaillé. Pour le rugueux (Figure 6.27), elles concernent la partie post-pic de la phase initiale sur 1,5 m de déplacement sur des échantillons initialement neufs.

Malgré cette différence on observe dans les deux cas, rugueux et lisse, une bonne linéarité entre τ et σ_e (Figures 6.26c et 6.27c).

La Figure 6.26c montre quant à elle une linéarité entre la résistance au cisaillement τ et la pression de confinement σ_e dans le cas du clou lisse. Cette linéarité a aussi été vérifiée dans nos essais sur le clou capteur comme le montre la Figure 6.27c. Ce plan τ-σ_e définit le coefficient apparent μ^*_{app}.

On observe aussi une faible dispersion pour les deux clous dans le plan τ-σ_i. Dans le cas rugueux, le coefficient μ_{eff} vaut environ 0,64, à peu près le double de sa valeur en lisse 0,3. Il est important de constater que ces coefficients sont indépendants du confinement puisque les Figures 6.26b et 6.27b regroupent plusieurs niveaux de confinement. La différence entre les deux cas est attribuée à la rugosité.

6.7.4 Evaluation du coefficient de transfert : effet du niveau de confinement

Nous nous intéressons maintenant au coefficient de transfert κ définit dans le plan σ_i-σ_e. Nous considérons ici les mêmes séries d'essais que dans le § 6.7.3.

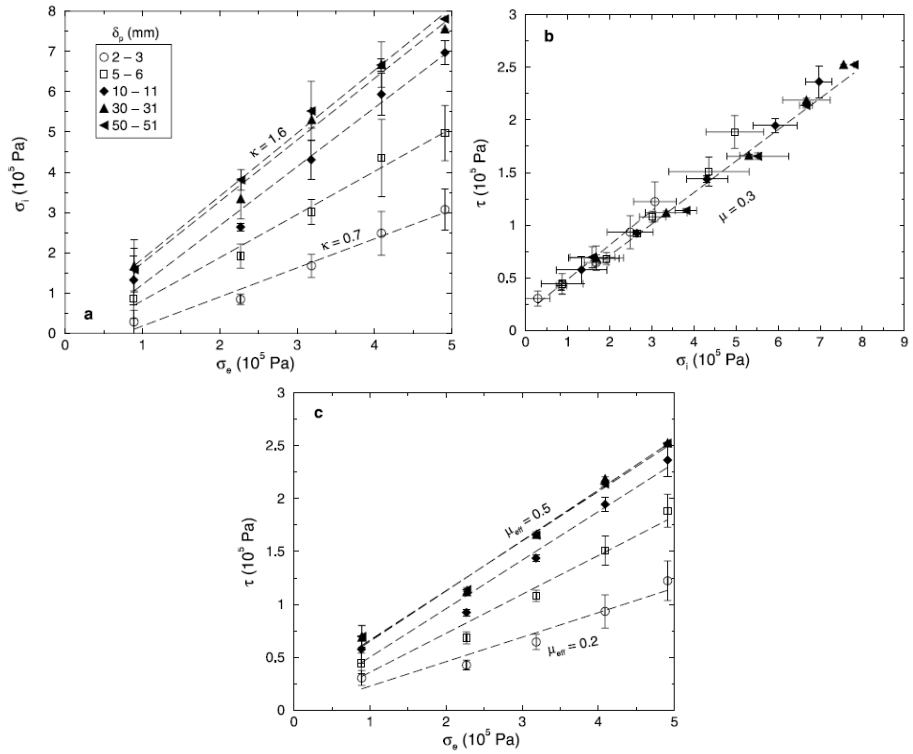


FIGURE 6.26 – *Figures extraites de Chambon et al. (2006a). Données provenant d'une phase d'inversion du sens de rotation dans des essais de cisaillement alterné sur du sable avec le clou lisse à différents niveaux de confinement. (a) Variation, en fonction du confinement σ_e, de la pression normale σ_i à différentes quantités de déplacement δ_p, la pente indique le coefficient de transfert κ. (b) Même type de tracé pour la variation de la contrainte de cisaillement τ en fonction de la pression à l'interface σ_i, la pente indique le coefficient de frottement effectif (ici appelé μ_{eff}). (c) Contrainte de cisaillement τ en fonction de la pression de confinement σ_e, la pente indique le coefficient de frottement apparent équivalent (ici appelé μ_{eff}).*

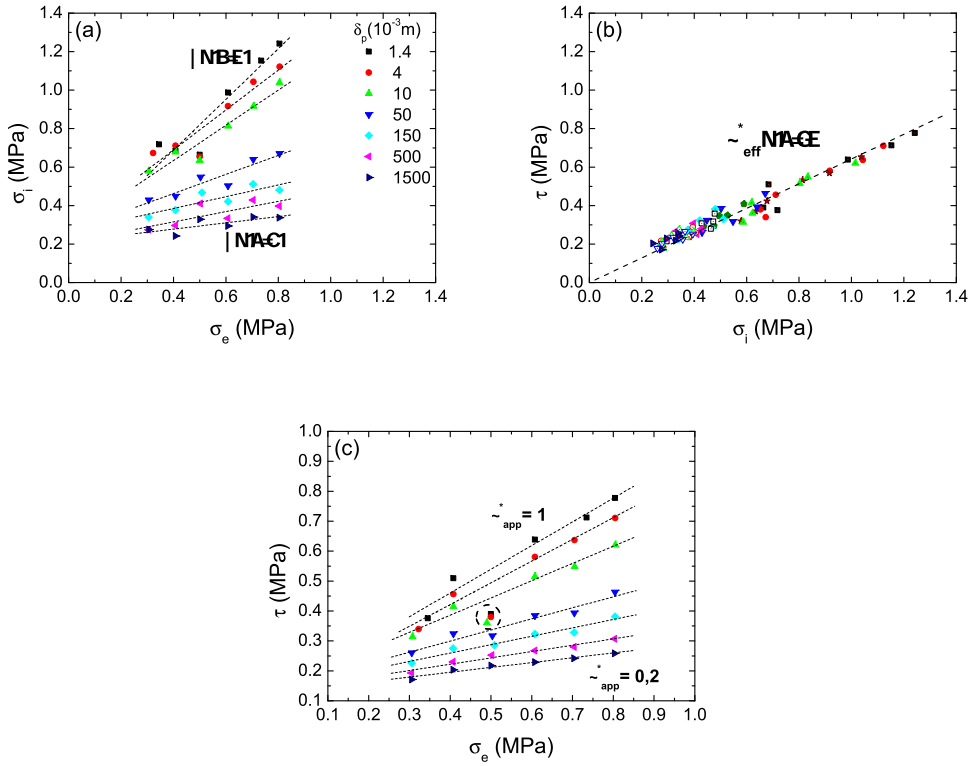


FIGURE 6.27 – *Données provenant de la phase initiale (0-1,5 m) des essais de cisaillement alterné sur du sable avec le clou capteur à paroi rugueuse à différents niveaux de confinement (v= 83,33 µm/s).(a) Variation, en fonction du confinement σ_e, de la pression normale σ_i à différentes quantités de déplacement δ_p, la pente indique le coefficient de transfert κ. (b) Même type de tracé pour la variation de la contrainte de cisaillement τ en fonction de la pression à l'interface σ_i, la pente indique le coefficient de frottement effectif (ici appelé μ_{eff}). (c) Contrainte de cisaillement τ en fonction de la pression de confinement σ_e, la pente indique le coefficient de frottement apparent équivalent (ici appelé μ^*_{app}). Les droites de tendance sont obtenues par régression linéaire.*

Les Figures 6.26a et 6.27a montrent dans les deux cas, lisse et rugueux, un alignement des points pour un déplacement donné. Par contre le sens de l'évolution est très différent : une tendance à la stabilisation dans le cas lisse à partir de quelques millimètres de déplacement, contre une évolution post-pic à long terme dans le cas rugueux allant dans le sens de la diminution.

Par contre, si l'on considère dans le cas rugueux plutôt la même partie de la courbe qu'en lisse, le comportement est exactement le même puisque la Figure 6.25e montre une augmentation de κ après l'inversion du sens de rotation.

6.7.5 Résumé de la comparaison lisse/rugueux

Dans la comparaison entre lisse et rugueux, la mesure de σ_i et l'évolution qui en découle du coefficient de frottement μ_{eff}=τ/σ_i et de κ=σ_i/σ_e ont été notre centre d'intérêt principal.

On peut retenir notamment les ressemblances qualitatives suivantes :

- Linéarité de σ_i avec σ_e lors de la variation du confinement à l'arrêt avant essai, puis présence de boucle d'hystérésis lorsqu'on applique des cycles après essai.
- Chute rapide et forte de σ_i lors d'un changement de sens de rotation,

– Alignement des points de σ_i en fonction de σ_e pour une même distance de cisaillement (phase initiale ou changement de sens).
– Stabilité du coefficient de frottement effectif μ_{eff} à partir du plan τ-σ_i.

Il y a par contre des différences dans les valeurs numériques, où par exemple μ_{eff} est plus grand dans le cas rugueux.

Il y a aussi une différence qualitative dans l'évolution estimée de σ_i et donc de κ à grand déplacement comme le confirme la Figure 6.28. La différence majeure entre lisse et rugueux est donc le cisaillement à grand déplacement.

Ceci implique que le coefficient de frottement effectif μ_{eff} à grand déplacement estimé au clou capteur semble rester stationnaire comme le suggère la Figure 6.20b. Toutefois, on observe une mobilisation par un pic initial rapidement effacé.

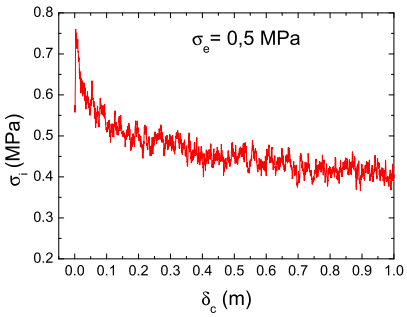


FIGURE 6.28 – *Phase initiale de variation, en fonction du déplacement cumulé δ_c, de la pression normale à l'interface σ_i estimée par le clou capteur à paroi rugueuse, essai CD001 sur du sable sec initialement neuf avec σ_e = 0,5 MPa et v= 83,33 $\mu m/s$.*

6.7.6 Effet de la variation du confinement sur μ^*_{app} (cas rugueux)

Chambon *et al.* (2006a) ont montré que sur un échantillon déjà cisaillé, un changement du confinement n'induit pas de changement de μ^*_{app} (Figure 6.29a).

Des expériences au clou capteur dans le cas d'un échantillon largement cisaillé (>13,5 m) permettent de retrouver ces observations (Figure 6.29b). Il est tout de même important de souligner ici que cette indépendance dépend fortement de l'histoire de chargement de l'échantillon, en terme de niveau de contraintes subies, comme le suggère la Figure 4.7 du chapitre 4. Quant à l'indépendance du confinement du coefficient de transfert κ, la Figure 6.30 le confirme.

6.7.7 Effet de la variation du confinement sur κ (cas rugueux)

Seul le clou capteur permet d'estimer le coefficient de transfert κ dans le cas rugueux.

La Figure 6.30 illustre l'évolution de κ pour un échantillon neuf (essai V002) d'une part, et pour un échantillon largement cisaillé (essai SV004) d'autre part, tous les deux soumis à des variations de confinement identiques à celles de la Figure 6.29b. On peut aussi comparer à la Figure 6.28 qui donne l'évolution de κ à confinement constant sur un échantillon neuf.

Les tendances principales sont : un changement au cours du cisaillement de σ_e affecte peu κ. Ceci va tout à fait dans le sens des conclusions de Chambon *et al.* (2006a).

En revanche, sur des échantillons neufs, la variation de κ avec le cisaillement est importante. Ceci diverge avec les conclusions de Chambon *et al.* (2006a).

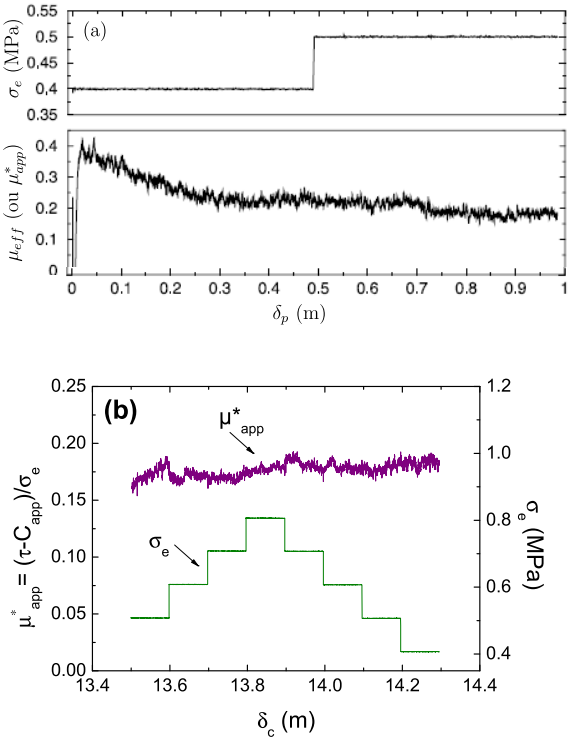


FIGURE 6.29 – *Effet de la variation du confinement σ_e sur le coefficient de frottement $\mu^*_{app}=(\tau - C_{app})/\sigma_e$ (nommé μ_{eff} par Chambon et al. (2006a)). (a) Phase d'inversion du sens de rotation, essai de Chambon et al. (2006a) avec le clou rugueux où C_{app}= 0,11 MPa. (b) Essai V003 avec le clou capteur sur un échantillon déjà cisaillé sur 13,5 m ; C_{app}= 0,13 MPa est obtenu à partir de la Figure 2.8 du Chapitre 2.*

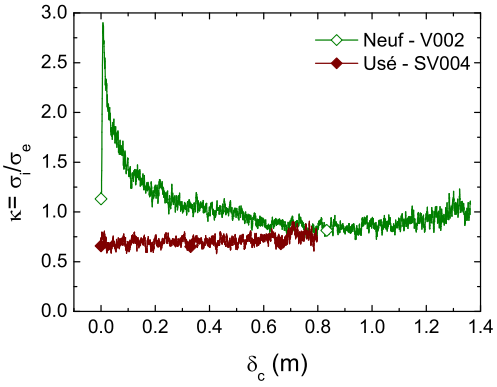


FIGURE 6.30 – *Effet de la variation du confinement σ_e sur le coefficient de transfert κ dans le cas du clou rugueux. Comparaison entre deux essais, l'un sur un sable initialement neuf (V002, ◊) et l'autre sur un sable déjà cisaillé sur 12,32 m (SV004, ♦). On constate alors le rôle joué par l'histoire de chargement. Vitesse de cisaillement dans les deux essais v= 83,33 $\mu m/s$. L'essai SV004 est aussi présenté au Chapitre 4.*

6.8 Discussion

6.8.1 Erreurs possibles des mesures

La différence qualitative observée dans l'évolution de κ à grand déplacement pour une phase de cisaillement donnée, aboutit à une divergence avec l'estimation qui a été faite par Chambon *et al.* (2006a). Cette estimation a été présentée au § 6.1.2.

Parmi les causes d'erreur possibles imputables aux mesures faites par le clou capteur, on peut envisager notamment :

- Une dérive sur le long terme des jauges pendant la phase de cisaillement,
- un couplage très fort qui ferait qu'on mesure en fait la contrainte de cisaillement plutôt que la contrainte normale.

6.8.1.1 Éventualité d'une dérive

On peut envisager la possibilité que l'évolution de la mesure de σ_i par le clou capteur soit en fait une dérive des jauges pendant les longues phases.

Il semble toutefois que l'observation du comportement au changement de sens avec une chute puis une remontée très rapides de la contrainte σ_i soit un argument pour écarter qu'une telle dérive soit le phénomène majeur. Il est également peu probable que la dérive thermique soit à l'origine de cette observation, les jauges étant théoriquement auto-compensées.

Nous avons d'ailleurs indiqué au § 6.6 que le chargement à l'air à haute pression avait pour but de soumettre les jauges à des déformations supérieures à celles sous lesquelles elles fonctionneraient pendant les expériences courantes.

6.8.1.2 Éventualité d'un couplage fort avec le cisaillement

Si l'estimation de σ_i par le clou capteur était très corrélée au cisaillement, et donc au couple appliqué, cela serait compatible avec l'observation enregistrée de l'évaluation de σ_i et de τ ; celles-ci suivent des évolutions identiques pendant les phases de grand déplacement.

Les calculs analytiques tendent à démontrer théoriquement l'absence d'un tel couplage : les équations (6.25) et (6.26) sont indépendantes du cisaillement τ. Ce couplage serait très fortement non linéaire puisque la déformation $\varepsilon_{\theta z}$ change de signe lors de deux phases semblables de cisaillement avec un sens de rotation différent ; alors que σ_i estimée préserve son signe positif.

Des observations expérimentales semblent indiquer qu'un tel couplage n'a pas lieu :

- Les mesures effectuées avant le début du cisaillement montrent des résultats similaires pour le clou lisse et pour le clou capteur ; dans les deux cas aucun couple n'était encore appliqué.
- Au moment du relâchement de la contrainte de cisaillement, on n'observe aucune variation de la contrainte normale σ_i (Figure 6.31). Ce n'est qu'à la reprise du cisaillement que σ_i augmente.

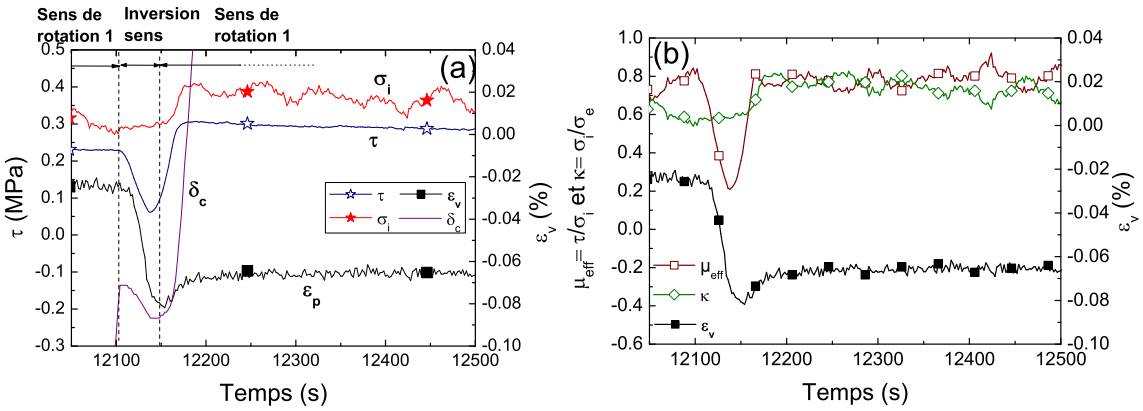


FIGURE 6.31 – *Réponse à 73% de relâchement du cisaillement après 1 m de déplacement sur un échantillon de sable sec initialement neuf - Essai CR009, σ_e= 0,5 MPa, v= 83,33 $\mu m/s$. La figure illustre la variation de : (a) déplacement cumulé δ_c (ligne en trait continu), contrainte de cisaillement τ (⋆), pression normale à l'interface σ_i (★) et déformations volumiques ε_v (■). (b) Coefficient de frottement effectif $\mu_{eff} = \tau/\sigma_i$ (□), coefficient de transfert κ (◇) et déformations volumiques ε_v (■). Ces données sont présentées en fonction du temps sur un déplacement de 0,035 m.*

6.8.2 Origine de l'écrantage

Chambon *et al.* (2006a) avaient proposé une modélisation simplifiée de deux sources d'écrantage possibles à l'ACSA, l'un provient de la réorientation verticale de l'effort radial du confinement, et l'autre de la réorientation orthoradiale sous forme d'effet de voûte.

En utilisant la modélisation de Chambon *et al.* (2006a), il est très probable que l'effet de voûte domine cet écrantage. L'Annexe E.5 montre une application de la modélisation proposée. Dans cette annexe, le calcul à la rupture indique des valeurs estimées raisonnables dans le cas des essais sur le clou capteur.

Cependant, l'origine de cet écrantage et de son évolution paraît complexe et doit mettre en jeu plusieurs paramètres tels que les déformations volumiques et l'interaction entre la bande de cisaillement avec le reste de l'échantillon.

Enfin, attribuer l'adoucissement à grand déplacement de σ_i, donc celui du cisaillement, à une variation de κ, ne permet pas aujourd'hui d'expliquer complètement cet adoucissement.

6.8.3 Rôle des déformations volumiques en début de cisaillement

Comme indiqué par Chambon *et al.* (2006a), il y a une forte corrélation entre la variation volumique et la variation de la contrainte de cisaillement tout au début des phases de cisaillement.

Les observations faites au clou capteur tendent de même à montrer une telle corrélation ; et ce plus particulièrement à la phase de compaction initiale et de dilatation qui s'en suit. Le relâchement de la contrainte cisaillante induit aussi une compaction très corrélée au taux de relâchement comme le suggère la Figure 9 du Chapitre 3. Il en est de même pour la dilatation suivant la compaction comme le montre la Figure 11 du même chapitre.

Cette corrélation nous conduit à penser à l'interaction entre la bande de cisaillement et la masse de sol qui l'entoure ; et plus précisément à une interaction entre les déformations volumiques ε_v et la variation de la contrainte normale à l'interface σ_i ; on peut le constater dans la Figure 6.32. Nous pouvons observer que la compaction initiale est accompagnée d'une faible diminution

de σ_i. La phase de dilatation est accompagnée d'une augmentation de σ_i. Il en est de même pour les épisodes d'inversion du sens de rotation (Figure 6.33).

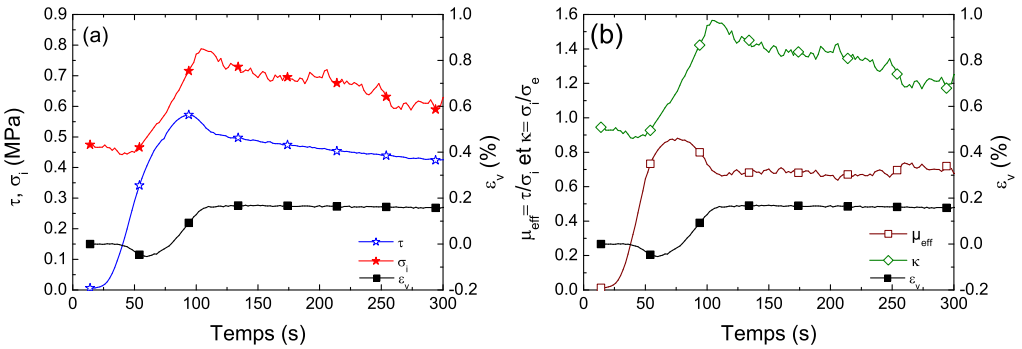


FIGURE 6.32 – *Réponse au démarrage du cisaillement d'un échantillon de sable sec initialement neuf - Essai CR009, σ_e= 0,5 MPa, v= 83,33 $\mu m/s$. (a) Contrainte de cisaillement τ (⋆), pression normale à l'interface σ_i (★) et déformations volumiques ε_v (■). (b) Coefficient de frottement effectif $\mu_{eff} = \tau/\sigma_i$ (□), coefficient de transfert $\kappa = \sigma_i/\sigma_e$ (◊) et déformations volumiques ε_v (■). Ces données sont présentées en fonction du temps sur un déplacement de 0,02 m.*

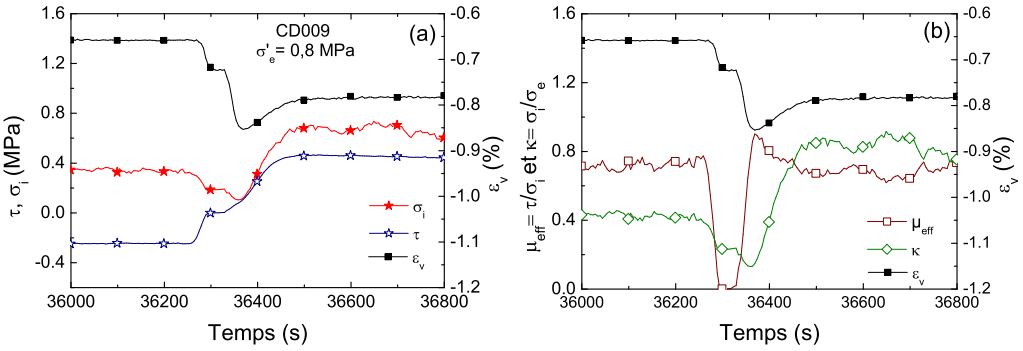


FIGURE 6.33 – *Réponse lors de la 2ème inversion du sens de rotation à δ_c= 3 m de l'essai CD009 sur du sable sec, σ_e= 0,8 MPa, v= 83,33 $\mu m/s$. (a) Contrainte de cisaillement τ (⋆), pression normale à l'interface σ_i (★) et déformations volumiques ε_v (■). (b) Coefficient de frottement effectif $\mu_{eff} = \tau/\sigma_i$ (□), coefficient de transfert κ (◊) et déformations volumiques ε_v (■). Ces données sont présentées en fonction du temps sur un déplacement de 0,06 m post-pic.*

Une explication possible serait que la dilatation de la bande de cisaillement, partiellement empêchée par la masse de l'échantillon qui l'entoure, agit sur l'interface en augmentant la pression et par conséquent la contrainte de cisaillement.

6.8.4 Relation entre déformations et variation de σ_i pour les grands déplacements

L'observation faite par Chambon *et al.* (2006a) (Figure 6.34) relative à l'absence d'une relation claire entre la contrainte de cisaillement τ et la compaction à grand déplacement, rend a priori difficile l'établissement d'une corrélation entre la diminution progressive de σ_i et cette compaction pour le même type d'expérience.

Par ailleurs, une estimation des variations relatives de la contrainte à l'interface était déduite des mesures des déformations radiales ε_r et orthoradiales ε_θ dans la zone proche de l'interface

(Figure 6.4). Ce sont ces estimations qui ont conduit à supposer que σ_i se stabilise pour des déplacements supérieurs à 100 mm.

Nous constatons clairement la différence sur ce point particulier et important entre les conclusions antérieures et les estimations faites au clou capteur.

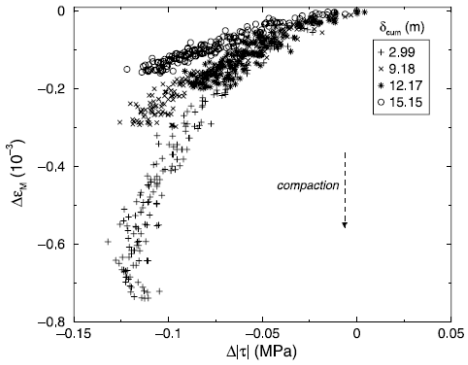


FIGURE 6.34 – *Figures extraites de Chambon et al. (2006a). Variation de la déformation volumique $\Delta\varepsilon_v$ en fonction de la valeur absolue de la variation du cisaillement $\Delta|\tau|$ à grand déplacement pour 4 phases d'inversion du sens. Seuls les premiers 500 mm de déplacement post-pic sont tracés.*

6.9 Conclusion partielles et perspectives

Ce chapitre a présenté le nouveau clou capteur muni de jauges de déformations permettant l'estimation de la pression normale σ_i d'une interface rugueuse.

La calibration des jauges a nécessité toute une étude analytique, numérique et expérimentale. Ces calculs avaient permis de valider sur le plan théorique le principe de fonctionnement du clou capteur.

Toutefois, les premiers essais de cisaillement alterné ont montré une dépendance du sens de rotation des mesures des jauges, probablement à cause d'une imprécision de positionnement des jauges. Après correction, la contrainte de cisaillement estimée lors d'un essai est très comparable à celle provenant du couplemètre. Par ailleurs, le chargement du clou à l'air a montré une très bonne linéarité et réversibilité de la réponse des jauges et une bonne estimation de la pression σ_i à partir des déformations horizontales et verticales corrigées. Les coefficients de calibration principaux $\{a, b, c\}$ obtenus expérimentalement sont approximativement retrouvés par le calcul analytique et la modélisation numérique.

La comparaison de nos résultats de cisaillement avec ceux sur le clou lisse a montré un comportement très comparable lors d'essai de cisaillement alterné à court déplacement. La pression normale à l'interface σ_i diminue à chaque inversion du sens de rotation, puis remonte vers un palier plus ou moins stationnaire. L'écart des valeurs du coefficient de frottement μ_{eff} est attribué à la différence de rugosité des deux interfaces.

Les essais sous différents confinements ont également révélé un comportement très comparable entre lisse et rugueux, dans lequel on retrouve une linéarité entre les différente contraintes : σ_i-σ_e, τ-σ_e et τ-σ_i.

Le cisaillement avec le clou rugueux sur de grandes distances (i.e. décimétriques) montre un comportement différent de celui auquel on s'attendait en se référant aux travaux de Chambon

et al. (2006a). Leur analyse avait abouti à une contrainte σ_i stationnaire au cours du cisaillement à grand déplacement.

Dans le cas du clou capteur, l'estimation de σ_i indique une diminution progressive avec le déplacement, conduisant à un coefficient de frottement μ_{eff} peu variable au cours du cisaillement ; on remarque toutefois un pic au démarrage ainsi qu'à l'inversion du sens de rotation. Il resterait encore à comprendre pourquoi σ_i varie de cette façon.

Les observations faites au démarrage du cisaillement et lors de l'inversion du sens de rotation, laissent penser à l'existence d'un lien entre la pression σ_i et les déformations volumiques ε_v. Ce lien est probablement le résultat de l'interaction entre la bande de cisaillement et la masse de l'échantillon qui l'entoure. Les mécanismes à grand déplacement paraissent beaucoup plus complexes.

Par conséquent, la réponse en cisaillement à grand déplacement apparaît comme essentiellement régie par la variation de la pression normale σ_i selon le critère classique de Coulomb $\tau = \sigma_i\ \mu_{eff}$, puisque μ_{eff} varie peu dans le cas du clou rugueux.

S'il n'est plus possible de supposer que σ_i est constante pendant les phase d'adoucissement du cisaillement à grand déplacement, l'interprétation des résultats de l'ACSA devient beaucoup plus complexe. Un certain nombre de questions apparaissent notamment : la comparaison avec des conditions de rigidité constante, la définition de règles de similitude pour des configurations d'intérêt pratique (pieux, cisaillement plan, failles), et la réflexion sur la position de l'interface à considérer et sur le choix du coefficient de effectif μ_{eff}=τ/σ_i ou apparent μ^*_{app}=$(\tau - C_{app})/\sigma_e$.

Conclusions générales et perspectives

Ce manuscrit a présenté les résultats des travaux de thèse menés à l'Appareil de Cisaillement Simple Annulaire afin de contribuer à l'amélioration des connaissances sur le comportement au cisaillement des interfaces. Ces résultats ont plusieurs implications, particulièrement dans les phénomènes sismologiques.

La *loi de frottement* proposée par Chambon (2003) aboutit à une modélisation pertinente des données sismiques, mais sans prendre en compte le niveau du confinement. Afin de pallier cette lacune, nous avons défini un coefficient de frottement apparent équivalent μ^*_{app}. Celui-ci a l'avantage de prendre en compte le niveau de confinement puisqu'il représente la pente de la variation linéaire du cisaillement en fonction du confinement. La forme non linéaire de la loi, $\mu^*_{app}=\mu_0 + \alpha(\delta_p)^{-\beta}$, proposée par Chambon (2003) s'avère valable, avec le même exposant $\beta=$ 0,4. Néanmoins, cette variation en loi puissance n'est correcte que sur une partie de la courbe d'adoucissement à partir d'une certaine distance post-pic. Sur la partie restante, la forme de l'adoucissement semble plus complexe et n'a pas pu être représentée par cette technique.

La question de l'effet de l'eau est restée ouverte. Le comportement en terme de contrainte de cisaillement est qualitativement identique à sec et en saturé drainé. Il n'y a pas de différence significative ni entre les paramètres d'ajustement ni sur leur variation avec le déplacement. Cependant, on se heurte à la difficulté de devoir parfaitement saturer l'échantillon. Cette difficulté est due sa taille et à sa forme ; le coefficient de Skempton reste encore faible.

L'étude de la *cicatrisation mécanique* suite au relâchement de la contrainte cisaillante a donné des résultats très intéressants. Le relâchement est obtenu par un léger déplacement inverse $\Delta\delta_c$; la relation est logarithmique. C'est ce dernier qui semble être l'élément perturbation, plus que le relâchement. D'abord, un seuil de relâchement de 60% ($\Delta\delta_c$ ≈0,05-0,1 10^{-3} m) a été mis en évidence, au-dessous duquel aucune cicatrisation n'a lieu. Nous avons par la même occasion montré la relation étroite entre la cicatrisation de la contrainte de cisaillement et les déformations induites par le relâchement, et plus particulièrement la dilatation empêchée de la bande de cisaillement.

L'étude de la *perturbation du confinement* au cours du cisaillement a confirmé par ailleurs le rôle des déformations volumiques de l'échantillon du fait de la linéarité entre d'un côté la variation du confinement et de l'autre celle des déformations volumiques et aussi de la contrainte de cisaillement. Pour les périodes explorées supérieures à 5 s, la variation sinusoïdale du confinement était en phase à la fois avec la réponse en cisaillement et avec les déformations volumiques. L'effet de la période est plus manifeste à faibles valeurs ($<$ 20 s) sans apparition de résonance. Un autre résultat intéressant à rappeler ; il s'agit du coefficient de frottement apparent μ^*_{app} et de la cohésion apparente C_{app} obtenus de la variation sinusoïdale ; ils sont comparables à ceux des essais de cisaillement alterné à plusieurs niveaux de confinement ayant servi à établir la nouvelle loi d'adoucissement du frottement.

Cette étude de la variation du confinement menée sur deux échantillons différents, nous a donné en plus l'occasion de nous rendre compte de l'importance de l'effet de l'histoire de

chargement en particulier celui du niveau de confinement subi dans le passé. Nous avons par exemple constaté que la variation de la contrainte de confinement a peu d'influence sur un échantillon soumis dans son passé à un confinement supérieur.

L'étude de l'évolution des *caractéristiques hydrauliques* au cours du cisaillement a montré une réduction importante de la perméabilité pour des écoulements traversant la bande de cisaillement qui se forme avec le glissement. La production des fines a une grande influence sur la perméabilité de cette bande, puisque seule sa zone inférieure voyait la perméabilité diminuer, étant donné que les fines se déposent à partir de la base de l'échantillon.

L'autre développement majeur de cette thèse est la mise en place du nouveau clou capteur pour l'estimation de la pression normale σ_i à l'interface, et l'estimation qui en découle du coefficient de frottement effectif μ_{eff} et du coefficient κ de transfert du confinement. Nous nous sommes confrontés à la difficulté de calibrer les mesures du fait de la présence d'une torsion du clou. Celle-ci est le résultat de la rigidité faible du clou imposée par le besoin de mesurer des déformations dues à l'effort normal qui lui est appliqué. La théorie d'équilibre membranaire a été d'une grande utilité puisqu'elle nous a permis d'estimer à la fois l'effort normal et l'effort cisaillant.

Ces estimations indiquent que le coefficient de frottement μ_{eff} s'avérait stationnaire au cours du cisaillement, avec toutefois un pic au démarrage et lors de l'inversion du sens de rotation. Ce coefficient serait indépendant du niveau de confinement, alors que la contrainte σ_i augmenterait linéairement avec le confinement. Au moment où la comparaison avec les travaux antérieurs sur une interface lisse conduit à une convergence satisfaisante, l'adoucissement du cisaillement à grand déplacement soulève des difficultés car les observations divergent des conclusions antérieures. En effet, cette phase s'accompagnait d'une diminution progressive de σ_i estimée alors qu'on s'attendait à une stabilisation. Il resterait à comprendre les raisons d'une telle diminution.

Suite aux résultats préliminaires sur la contrainte σ_i ainsi que toutes les autres études menées dans le cadre ce cette thèse, il nous apparaît que les déformations volumiques et l'interaction entre la bande de cisaillement et la masse de l'échantillon qui l'entoure jouent un rôle important dans la réponse globale de l'échantillon.

Perspectives

Si cette thèse a permis d'apporter un grand nombre de réponses aux questions posées, d'autres questions subsistent et certaines interrogations de fond sont soulevées.

Avant d'entamer ces questions, nous proposons une amélioration technique en vue de parfaire la saturation de l'échantillon. Il est suggéré d'équiper les embases, supérieure et inférieure, de drains permettant des écoulements ascendants (du CO_2 et de l'eau) dans la partie intérieure de l'échantillon.

Nous suggérons aussi quelques expériences complémentaires comme réaliser des essais de variation du confinement sur des échantillons largement cisaillés ayant une histoire de chargement identique, où la seule différence serait la présence de l'eau. Ainsi nous pourrions conclure à propos de son effet sur le comportement.

La variation du confinement est aussi intéressante à explorer en saturé avec mesure de la pression interstitielle à l'interface grâce au clou perméabilité. Le résultat nous conduit à étudier le temps de dissipation des surpressions à la bande d'interface et par conséquent sa perméabilité.

Pour compléter enfin l'étude des perturbations du confinement, il paraît pertinent d'examiner le lien qui peut exister entre la pression normale à l'interface et la contrainte de cisaillement ainsi que les déformations volumiques.

Le traitement par la technique de corrélation d'images "CIV" des photos de la microstructure de l'échantillon lors des perturbations (inversion du sens de rotation, relâchement du cisaillement, et variation du confinement) apporterait certainement un complément majeur à l'analyse des résultats. Il est aussi envisageable d'équiper l'ACSA de capteurs pour réaliser des mesures acoustiques et suivre la localisation de certains phénomènes au cours du cisaillement.

Il serait aussi intéressant de réaliser une calibration en cisaillement du clou capteur en imposant un effort cisaillant connu et à mesurer les déformations associées.

Pour comprendre la réponse globale de l'échantillon, notamment la transmission de l'effort de confinement, on ressent un fort besoin de modéliser le fonctionnement de la bande d'interface et le reste de l'échantillon ainsi que leur interaction, qui semble a priori complexe.

Une autre question est soulevée quant à l'application de nos résultats aux failles sismiques. Comment peut-on étendre des résultats obtenus dans une géométrie annulaire vers des problèmes géophysiques plan ?

Il faudra déterminer des lois de similitude qui peuvent être variables selon le phénomène étudié. Une option pourrait être de raisonner en évolution de la contrainte de cisaillement et non en évolution du coefficient de frottement ; et aussi d'envisager des situations avec une rigidité constante plutôt qu'une pression normale constante.

Enfin, il faudrait explorer des domaines d'application géotechniques et notamment les ouvrages ou les phénomènes d'interfaces sont impliqués comme les pieux ou les inclusions rigides.

Nous voyons donc bien qu'un travail conceptuel est nécessaire pour aboutir à une meilleure exploitation des résultats des expériences de l'ACSA.

Bibliographie

Abercrombie, R. E. (1995). Earthquake source scaling relationships from -1 to 5 ml using seismograms recorded at 2.5 km depth. *J. Geophys. Res.*, 100:24 015–24 036.

Abercrombie, R. E. et Rice, J. R. (2005). Can observations of earthquake scaling constrain slip weakening? *Geophys. J. Int.,*, 162(2):406–424.

Agung, M., Sassa, K., Fukuoka, H. et G.Wang (2004). Evolution of shear zone structure in undrained ring-shear tests. *Landslides*, 1:101–112.

Ampuero, J.-P. (2002). *Etude physique et numérique de la nucléation des séismes*. Thèse de doctorat, Inst. de Physique du Globe de Paris, France.

Antonellini, M. A. et Aydin, A. (1994). Effect of faulting on fluid flow in porous sandstones: Petrophysical properties. *AAPG Bull*, 78(3):355–377.

Arch, J. et Maltman, A. (1990). Anisotropic permeability and tortuosity in deformed wet sediments. *J. Geophys. Res.*, 95(B6):9035–9045.

Beeler, N., Tullis, T., Blanpied, M. et Weeks, J. (1996). Frictional behavior of large displacement experimental faults. *J. Geophys. Res.*, 101:8697–8715.

Beeler, N. M. et Lockner, D. A. (2003). Why earthquakes correlate weakly with the solid earth tides: Effects of periodic stress on the rate and probability of earthquake occurrence. *J. Geophys. Res.*, 108(B8). 2391, doi:10.1029/2001JB001518.

Ben-Zion, Y. (2001). Dynamic ruptures in recent models of earthquake faults. *J. Mech. Phys. Solids*, 49:2209–2244.

Biegel, R., Sammis, C. et Dieterich, J. (1989). The frictional properties of a simulated gouge having a fractal particle distribution. *J. Struct. Geol.*, 11:827–846.

Biot, M. A. (1941). General theory of three-dimensional consolidation. *J. Appl. Mech.*, 12:155–164.

Biot, M. A. et Willis, D. G. (1957). The elastic coefficients of the theory of consolidation. *J. Appl. Mech.*, 24:594–601.

Bisch, P. (1993). *Plaques et Coques*. Cours de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées.

Blanpied, M., Tullis, T. E. et Weeks, J. D. (1998). Effects of slip, slip rate, and shear heating on the friction of granite. *J. Geophys. Res.*, 103:489–511.

Blanpied, M. L., Lockner, D. A. et Byerlee, J. D. (1991). Fault stability inferred from granite sliding experiments at hydrothermal conditions. *Geophys. Res. Lett.*, 18(4):609–612.

Blanpied, M. L., Lockner, D. A. et Byerlee, J. D. (1992). An earthquake mechanism based on rapid sealing of faults. *Nature*, 358:574–576.

Blanpied, M. L., Lockner, D. A. et Byerlee, J. D. (1995). Frictional slip of granite at hydrothermal conditions. *J. Geophys. Res.*, 100. B7.

Boettcher, M. et Marone, C. (2004). Effects of normal stress variation on the strength and stability of creeping faults. *J. Geophysical. Res.*, 109. B03406, doi:10.1029/2003JB002824.

Bouchon, M. et Streiff, D. (1997). Propagation of a shear crack on a non-planar fault: A method of calculation. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 87:61–66.

Bureau, L., Baumberger, T. et Caroli, C. (2000). Shear response of a frictional interface to a normal load modulation. *Phys. Review E*, 62(5):6810–6820.

Byerlee, J. D. (1990). Friction, overpressure and fault normal compression. *Geophys. Res. Lett*, 17:2109–2112.

Byerlee, J. D. (1993). Model for episodic flow of high-pressure water in fault zones before earthquakes. *Geology*, 21(4):303–306.

Caine, J. S., Evans, J. P. et Forster, C. B. (1996). Fault zone architecture and permeability structure. *Geology*, 24(11):1025–1028.

Carman, P. C. (1937). Fluid flow through granular beds. *Trans., Inst. Chem. Eng., London*, 15:150–166.

Chambon, G. (2003). *Caractérisation expérimentale du frottement effectif des zones de faille.* Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay.

Chambon, G., Schmittbuhl, J. et Corfdir, A. (2002). Laboratory gouge friction: Seismic-like slip weakening and secondary rate- and state-effects. *Geophys. Res. Lett.*, 29(10).

Chambon, G., Schmittbuhl, J. et Corfdir, A. (2006a). Frictional response of a thick gouge sample : 1. mechanical measurements and microstructures. *J. Geophys. Res.* 111, B09308, doi :10.1029/2003JB002731.

Chambon, G., Schmittbuhl, J. et Corfdir, A. (2006b). Frictional response of a thick gouge sample : 2. friction laws and implications for faults. *J. Geophys. Res.* 111, B09309, doi:10.1029/2004JB003339.

Chambon, G., Schmittbuhl, J., Corfdir, A., Orellana, N., Diraison, M. et Géraud, Y. (2006c). The thickness of faults: From laboratory experiments to field scale observations. *Tectonophysics*, 426:77–94.

Chambon, G., Schmittbuhl, J., Corfdir, A., Vilotte, J. P. et Roux, S. (2003). Shear with comminution of a granular material: Microscopic deformations outside the shear band. *Physical Review E*, 68. 011304.

Chester, F. (1994). Effects of temperature on friction: Constitutive equations and experiments with quartz gouge. *J. Geophys. Res.*, 99(B4).

Chester, F. M. et Chester, J. S. (1998). Ultracataclasite structure and friction processes of the punchbowl fault, san andreas system, california. *Tectonophysics*, 295:199–221.

Chester, F. M., Chester, J. S., Kirschner, D. L., Schulz, S. E. et Evans, J. P. (2004). Structure of large-displacement strike-slip fault zones in the brittle continental crust. *Dans* et al., G. D. K., éditeur : *Rheology and Deformation in the Lithosphere at Continental Margins*, pages 223–260. Columbia Univ. Press, New York.

Chester, F. M., Evans, J. P. et Biegel, R. L. (1993). Internal structure and weakening mechanisms of the san andreas fault. *J. Geophys. Res.*, 98(B1):771–786.

Chow, F., Jardine, R., Brucy, F. et Nauroy, J. (1998). Effects of time on capacity of pipe piles in dens marine sand. *J. Geotech. and Geoenvir. Engrg., ASCE.*, 124(3).

Cochard, A., Bureau, L. et Baumberger, T. (2003). Stabilization of frictional sliding by normal load modulation. *J. Appl. Mech.*, 70:220–226.

Cochard, A. et Rice, J. (2000). Fault rupture between dissimilar materials: Ill-posedness, regularization, and slip pulse response. *J. Geophys. Res.*, 105(B11):25,891–25,907.

Corfdir, A. (2005). Hétérogénéité des contraintes dans un matériau granulaire en géométrie de couette. 17ème Congrès Français de Mécanique.

Corfdir, A., Lerat, P. et Vardoulakis, I. (2004). A cylinder shear apparatus. *Geot. Test. J.*, 27(5).

Coste, C. (2004). Shearing of a confined granular layer: Tangentiel stress and dilatancy. *Physical Review E*, 70. 051302.

Coussy, O. (2004). *Poromechanics*. John Wiley and Sons.

Crawford, B. R., Faulkner, D. R. et Rutter, E. H. (2008). Strength, porosity, and permeability development during hydrostatic and shear loading of synthetic quartz-clay fault gouge. *J. Geophys. Res.*, 113. B03207, doi:10.1029/2006JB004634.

Di Toro, G., Goldsby, D. L. et Tullis, T. E. (2004). Friction falls towards zero in quartz rock as slip velocity approaches seismic rates. *Nature*, 427:436–439.

Dieterich, J. et Linker, M. F. (1992). Fault stability under conditions of variable normal stress. *Geophys. Res. Lett.*, 19:1691–1694.

Dieterich, J. H. (1979). Modeling of rock friction, 1, experimental results and constitutive equations. *J. Geophys. Res.*, 84:2161–2168.

Dieterich, J. H. (1981). Constitutive properties of faults with simulated gouge. *Dans Mechanical Behavior of Crustal Rocks*, volume 24, pages 103–120. American Geophysical Union Geophysical Monograph, Carter, N.L., Friedman, M., Logan, J.M. and Stearns, D.W., AGU, Washington, DC.

Dumitrescu, A. I. (2005). *Etude expérimentale du comportement d'interface sol grenu/structure*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, France.

Evans, J., Forster, C. et Goddard, J. (1997). Permeability of fault-related rocks, and implications for hydraulic structure of fault zones. *J. of Struct. Geology*, 19(11).

Faulkner, D. R. et Rutter, E. H. (2001). Can the maintenance of overpressured fluids in large strike-slip fault zones explain their apparent weakness? *Geology*, 29(6):503–506.

Frih-Bengabbou, N. M. (2003). *Etude de l'interface sol/paroi moulée.* Thèse de doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, France.

Frye, K. M. et Marone, C. (2002). Effect of humidity on granular friction at room temperature. *J. Geophys. Res.*, 107(B11). 2309, doi:10.1029/2001JB000654.

Geraud, Y., Diraison, M. et Orellana, N. (2006). Fault zone geometry of a mature active normal fault: a potential high permeability channel (pirgaki fault, corinth, greece). *Tectonophysics*, 426:61–76.

Giger, S. B., Cox, S. F. et Tenthorey, E. (2008). Slip localization and fault weakening as a consequence of fault gouge strengthening - insights from laboratory experiments. *Earth and Planetary Science Letters*, 276(1-2):73–84.

Giger, S. B., Tenthorey, E., Cox, S. F. et Gerald, J. D. F. (2007). Permeability evolution in quartz fault gouges under hydrothermal conditions. *J. Geophys. Res.*, 112. B07202, doi:10.1029/2006JB004828.

Goldsby, D. L. et Tullis, T. E. (2002). Low frictional strength of quartz rocks at subseismic slip rates. *Geophys. Res. Lett.*, 29(17). 1844, doi:10.1029/2002GL015240.

Gomberg, J. (1996). Stress/strain changes and triggered seismicity following the mw 7.3 landers, california, earthquake. *J. Geophys. Res.*, 101(B1):751–764.

Gomberg, J., Blanpied, M. et Beeler, N. (1997). Transient triggering of near and distant earthquakes. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 87(2):294–309.

Gomberg, J. et Bodin, P. (1994). Triggering of the ms = 5.4 little skull mountain, nevada, earthquake with dynamic strains. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 84(3):844–853.

Gomberg, J. et Davis, S. (1996). Stress/strain changes and triggered seismicity at the geysers, california. *J. Geophys. Res.*, 101(B1):733–750.

Harris, R. A. (1998). Introduction to special section: Stress triggers, stress shadows, and implications for seismic hazard. *J. Geophys. Res.*, 103(B10):24,347–24,358.

Harris, R. A. et Day, S. M. (1993). Dynamics of fault interaction: Parallel strike-slip faults. *J. Geophys. Res.*, 98:4461–4472.

Hickman, S., Sibson, R. et Bruhn, R. (1995). Introduction to special section: Michanical involvement of fluids in faulting. *J. Geophys. Res.*, 100:12,831–12,840.

Hill, D. et al. (1993). Seismicity remotely triggered by the magnitude 7.3 landers, california, earthquake. *Science*, 260:1617–1623.

Hong, T. et Marone, C. (2005). Effects of normal stress perturbations on the frictional properties of simulated faults. *Geochemistry. Geophysical. Geosystems. Res.*, 6(3). Q03012, doi:10.1029/2004GC000821.

Hughes, J. M. O. et Robertson, P. K. (1985). Full-displacement pressuremeter testing in sand. *Can. Geotech. J.*, 2(3):298–307.

Kanamori, H. et Heaton, T. (2000). Microscopic and macroscopic physics of earthquakes. *Dans* J. Rundle, D. T. et W. Klein, G. M. ., éditeurs : *Geocomplexity and the Physics of Earthquakes*, pages 127–141. American Geophysical Union, D.C.

Karner, S. L., Chester, F. M., Kronenberg, A. K. et Chester, J. S. (2003). Subcritical compaction and yielding of granular quartz sand. *Tectonophysics*, 377:357–381.

Karner, S. L. et Marone, C. (1998). The effect of shear load on frictional healing in simulated fault gouge. *Geophys. Res. Lett.*, 25(24).

Karner, S. L. et Marone, C. (2001). Frictional restrengthening in simulated fault gouge: Effect of shear load perturbations. *J. Geophys. Res.*, 106:19,319–19,337.

Kilb, D., Gomberg, J. et Bodin, P. (2000). Triggering of earthquake aftershocks by dynamic stresses. *Nature*, 408:570–574.

Kilb, D., Gomberg, J. et Bodin, P. (2002). Aftershock triggering by complete coulomb stress changes. *J. Geophys. Res.*, 107(B4). 2060, doi:10.1029/2001JB000202.

Koval, G. (2008). *Comportement d'interface des matériaux granulaires.* Thèse de doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, France.

Kozeny, J. (1927). Ueber kapillare leitung des wassers im boden. *Sitzungsberichte Wiener Akademie*, 136(2a):271–306.

Lachenbruch, A. H. (1980). Frictional heating, fluid pressure, and the resistance to fault motion. *J. Geophys. Res.*, 85:6249–6272.

Lehane, B. M. et White, D. J. (2005). Lateral stress changes and shaft friction for model displacement piles in sand. *Can. Geotech. J.*, 42(4):1039–1052.

Lerat, P. (1996). *Etude de l'interface sol-structure dans les milieux granulaires à l'aide d'un nouvel appareil de cisaillement annulaire.* Thèse de doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, France.

Li, V. C. et Rice, J. R. (1983a). Precursory surface deformation in great plate boundary earthquake sequences. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 73(5):1415–1435.

Li, V. C. et Rice, J. R. (1983b). Preseismic rupture propagation and great earthquake instabilities at plate boundaries. *J. Geophys. Res.*, 88(NB5):4231–4246.

Linker, M. F. et Dieterich, J. H. (1992). Effects of variable normal stress on rock friction: Observations and constitutive equations. *J. Geophys. Res.*, 97(B4):4923–4940.

Lockner, D. A. et Beeler, N. M. (1999). Premonitory slip and tidal triggering of earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 104(B9):20,133–20,151.

Logan, J. (1991). Influence of fluid flow on the mechanical behavior of faults. *Dans U.S. Symposium On Rock Mechanics*, pages 141–141. ISBN: 90-5410-045-1.

Logan, J., Dengo, C., Higgs, N. et Wang, Z. (1992). *Fault Mechanics and Transport Properties of Rocks*, chapitre Fabrics of experimental fault zones: Their development and relationship to mechanical behavior, pages 33–67. Academic Press, New York, NY.

Mair, K., Frye, K. M. et Marone, C. (2002). Influence of grain characteristics on the friction of granular shear zones. *J. Geophys. Res.*, 107(B10). 2219, doi:10.1029/2001JB000516.

Mandl, G., Jong, L. N. J. D. et Maltha, A. (1977). Shear zones in granular materials. *Rock Mech.*, 9:95–144.

Marone, C. (1998). Laboratory derived friction laws and their application to seismic faulting. Rapport technique 26, Annu. Rev. Earth Planet. Sci. 643-696.

Marone, C., Raleigh, C. et Scholz, C. (1990). Frictional behaviour and constitutive modelling of simulated fault gouge. *J. Geophys. Res.*, 95:7007–7025.

Marone, C. et Scholz, C. (1989). Particle-size distribution and microstructures within simulated fault gouge. *J. Struct. Geol.*, 11:799–814.

Mase, C. et Smith, L. (1987). Effects of frictional healing on the thermal, hydrologic, and mechanical response of a fault. *J. Geophys. Res.*, 92. 6249-6272.

Mavis, F. et Wilsey, E. (1936). *A study of the permeability of sand.* U. of Iowa Studies - Studies in Engineering, bull. 7, 29 pp édition.

Mavko, G., Schulz, S. et Brown, B. (1985). Effects of the 1983 coalinga, california, earthquake on creep along the san andreas fault. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 75:475–489.

McKenzie, D. et Brune, J. (1972). Melting on fault planes during large earthquakes. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 29:65–78.

Mitchell, T. M. et Faulkner, D. R. (2008). Experimental measurements of permeability evolution during triaxial compression of initially intact crystalline rocks and implications for fluid flow in fault zones. *J. Geophys. Res.*, 113. B11412, doi:10.1029/2008JB005588.

Moore, D. E., Lockner, D. A. et Byerlee, J. D. (1994). Reduction of permeability in granite at elevated temperature. *Science*, 265:1558–1561.

Morrow, C., Shi, L. et Byerlee, J. D. (1981). Permeability and strength of san andreas fault gouge under high pressure. *Geophys. Res. Lett.*, 8(325).

Morrow, C. A. et Byerlee, J. D. (1989). Experimental studies of compaction and dilatancy during frictional sliding on faults containing gouge. *J. Struct. Geol.*, 11:815–825.

Morrow, C. A., Moore, D. E. et Lockner, D. A. (2001). Permeability reduction in granite under hydrothermal conditions. *J. Geophys. Res.*, 106(B12):30,551–30,560.

Morrow, C. A., Shi, L. Q. et Byerlee, J. D. (1984). Permeability of fault gouge under confining pressure and shear stress. *J. Geophys. Res.*, 89(B5):3193–3200.

Nakatani, M. (1998). 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.

Nakatani, M. et Mochizuki, H. (1996). Effects of shear stress applied to surfaces in stationary contact on rock friction. *Geophys. Res. Lett.*, 23:869–872.

Ngwenya, B.T., O. K., Elphick, S. et Main, I. (2003). Permeability evolution during progressive development of deformation bands in porous sandstones. *J. Geophys. Res.*, 108(B7):2343, doi:10.1029/2002JB001854.

Oglesby, D. D., Archuleta, R. J. et Niielsen, S. B. (1998). Earthquakes on dipping faults: The effects of broken symmetry. *Science*, 280:1055–1059.

Ohnaka, M. (2003). A constitutive scaling law and a unified comprehension for frictional slip failure, shear fracture of intact rock, and earthquake rupture. *J. Geophys. Res.*, 108(B2). 2080, doi: 10.1029/2000JB00012.

Olsen, M. P., Scholz, C. H. et Leger, A. (1998). Healing and sealing of a simulated fault gouge under hydrothermal conditions : Implications for fault healing. *J. Geophys. Res.*, 103(B4):7421–7430.

Olsson, W. A. (1988). The effects of normal stress history on rock friction. *Dans Key Questions in Rock Mechanics: Proceedings of the 29th U.S. Symposium*, undall P. A., and R. L. Sterling, and A. M. Starfield, pp. 111-117, A. A. Balkema, Brookfield, Vt.

Perfettini, H. et Schmittbuhl, J. (2001). Periodic loading on a creeping fault: Implication for tides. *Geophysical. Res. Lett.*, 28(3):435–438.

Perfettini, H., Schmittbuhl, J. et Cochard, A. (2003). Shear and normal load perturbations on a two-dimensional continuous fault: 2. dyanmic triggering. *J. Geophys. Res.*, 108(B9). 2409, doi:10.1029/2002JB001805.

Perfettini, H., Schmittbuhl, J., Rice, J. et Cocco, M. (2001). Frictional response induced by time-dependent fluctuations of the normal loading. *J. Geophys. Res.*, 106(B7):13,455–13,4.

Prakash, V. (1998). Frictional response of sliding interfaces subjected to time varying normal pressures. *J. Tribol.*, 120:97–102.

Prakash, V. et Clifton, R. J. (1993). Time resolved dynamic friction measurements in pressure-shear. *Appl. Mech. Div.*, 165:33–48.

Ranjith, K. et Rice, J. R. (2001). Slip dynamics at an interface between dissimilar materials. *J. Mech. Phys.*, 49:341–361.

Rawling, G. C., Goodwin, L. B. et Wilson, J. L. (2001). Internal architecture, permeability structure, and hydrologic significance of contrasting fault-zone types. *Geology*, 29(1):43–46.

Rempel, A. W. et Rice, J. R. (2006). Thermal pressurization and onset of melting in fault zones. *J. Geophys. Res.*, 111. B09314, doi:10.1029/2006JB004314.

Rice, J. (1992). *Fault Mechanics and Transport Properties of Rocks*, chapitre Fault stress states, pore pressure distribution, and the weakness of the San Andreas fault, pages 475–503. Academic Press, New York, NY.

Rice, J. R. (1980). The mechanics of earthquake rupture. *Dans* et E. Boschi, A. M. D., éditeur : *Physics of the Earth's Interior*, pages 555–649. Italian Physical Society/North Holland Publ. Co.

Rice, J. R. (1983). Constitutive relations for fault slip and earthquake instabilities. *Pure And App. Geophys.*, 121(3):443–475.

Rice, J. R. (1996). Low-stress faulting: Strong but brittle faults with local stress concentrations. *J. Geophys. Res.*, 77(46). EOS, Trans. Am. geophys. Un., Fall Meeting Suppl.,.

Rice, J. R. (2006). Heating and weakening of faults during earthquake slip. *J. Geophys. Res.*, 111. B05311, doi:10.1029/2005JB004006.

Rice, J. R. et Cleary, M. P. (1976). Some basic stress diffusion solutions for fluid-saturated elastic porous media with compressible constituents. *Rev. of geophys. and space phys.*, 14(2): 227–240.

Rice, J. R. et Cocco, M. (2007). Seismic fault rheology and earthquake dynamics. *Dans* M. R. Handy, G. H. et Hovius, N., éditeurs : *Tectonic Faults: Agents of Change on a Dynamic Earth*, volume 5, pages 99–137. (Dahlem Workshop 95, Berlin, January 2005, on The Dynamics of Fault Zones), The MIT Press, Cambridge, MA, USA.

Rice, J. R. et Ruina, A. L. (1983). Stability of steady frictional slipping. *J. App. Mech.*, 50(2):343–349.

Richardson, E. et Marone, C. (1999). Effects of normal stress vibrations on frictional healing. *J. Geophysical. Res.*, 104(B12):28,859–28,878.

Ruina, A. (1983). Slip instability and state variable friction laws. *J. Geophys. Res.*, 88:10 359–10 370.

Schiffer, P. (2005). A bridge to sandpile stability. *Nature*, 1:21–22.

Scholz, C. H. (1992). *The mechanics of earthquakes and faulting.* Cambridge Univ. Press, New York.

Scholz, C. H. (1998). Earthquakes and friction laws. *Nature*, 391:37–42.

Scholz, C. H. (2003). Good tidings. *Nature*, 425:670–671.

Segall, P. et Rice, J. R. (1995). Dilatancy, compaction, and slip instability of a fluid infiltrated fault. *J. Geophys. Res.*, 100:22155–22173.

Segall, P. et Rice, J. R. (2006). Does shear heating of pore fluid contribute to earthquake nucleation? *J. Geophys. Res.*, 111. B09316, doi:10.1029/2005JB004129.

Shepherd, R. G. (1989). Correlations of permeability and grain size. *Ground Water*, 27(5).

Sibson, R. H. (1973). Interaction between temperature and pore-fluid pressure during earthquake faulting - a mechanism for partial or total stress relief. *Nature*, 243:66–68.

Sibson, R. H., Robert, F. et Poulsen, K. H. (1988). High-angle reverse faults, fluid-pressure cycling, and mesothermal gold-quartz deposits. *Geology*, 16(6):551–555.

Skempton, A. W. (1954). The pore-pressure coefficients a and b. *Géotechnique*, 4:143–147.

Sleep, N. H. (1995). Frictional heating and the stability of rate and state dependent frictional sliding. *Geophys. Res. Lett.*, 22(20):2785–2788.

Sleep, N. H. (1997). Application of a unified rate and state friction theory to the mechanics of fault zones with strain localization. *J. Geophys. Res.*, 102(B2):2875–2895.

Spray, J. (1987). Artificial generation of pseudotachylyte using friction welding apparatus: simulation of melting on fault plane. *J. Struct. Geol.*, 9:49–60.

Spray, J. (1993). Viscosity determinations of some frictionally generated silicate melts: Implications for fault zone rheology at high strain rates. *J. Geophys. Res.*, 98:8053–8068.

Spudich, P., Steck, L. K., Hellweg, M., Fletcher, J. B. et Baker, L. M. (1995). Transient stresses at parkfield, california, produced by the m 7.4 landers earthquake of june 28, 1992: Observations from the upsar dense seismograph array. *J. Geophys. Res.*, 100(B1):675–690.

Stuart, W. (1979). Strain softening prior to 2-dimensional stricke slip earthquake. *J. Geophys. Res.*, 84(NB3):1063–1070.

Stuart, W. et Mavko, G. (1979). Earthquake instability on a stricke-slip fault. *J. Geophys. Res.*, 84(NB5):2153–2160.

Timoshenko, S. (1959). *Theory of Plates and Shells*. McGraw-Hill College.

Tinti, E., Spudich, P. et Cocco, M. (2005). Earthquake fracture energy inferred from kinematik rupture models on extended faults. *J. Geophys. Res.*, 110. B12303, doi:10.1029/2005JB003644.

Tobin, H., Vannucchi, P. et Meschede, M. (2001). Structure, inferred mechanical properties, and implications for fluid transport in the décollement zone, costa rica convergent margin. *Geology*, 29(10):907–910.

Torabi, A., Braathen, A., Cuisiat, F. et Fossen, H. (2007). Shear zones in porous sand: Insights from ring-shear experiments and naturally deformed sandstones. *Tectonophysics*, 437:37–50.

Tsutsumi, A., Nishinoa, S., Mizoguchia, K., Hirosea, T., Ueharaa, S., Satoa, K., Tanikawaa, W. et Shimamoto, T. (2004). Principal fault zone width and permeability of the active neodani fault, nobi fault system, southwest japan. *Tectonophysics*, 379:93–108.

Tsutsumi, A. et Shimamoto, T. (1997). High-velocity frictional properties of gabbro. *Geophys. Res. Lett.*, 24:699–702.

Tworzydlo, W. W. et Hamzeh, O. N. (1997). On the importance of normal vibrations in modeling of stick slip in rock sliding. *J. Geophysical. Res.*, 102(B7):15,091–15,103.

Uenishi, K. et Rice, J. R. (2003). Universal nucleation length for slipweakening rupture instability under nonuniform fault loading. *J. Geophys. Res.*, 108(B1). 2042, doi:10.1029/2001JB001681.

Vardoulakis, I. et Sulem, J. (1995). *Bifurcation Analysis in Geomechanics*. Blackie Academic and Professional.

Vidale, J. E., Agnew, D., Johnson, M. et Oppenheimer, D. H. (1998). Absence of earthquake correlation with earth tides: An indication of high preseismic fault stress rate. *J. Geophys. Res.*, 103:24,567–24,572.

Wang, C.-Y. et Cai, Y. (1997). Sensitivity of earthquake cycles on the san andreas fault to small changes in regional compression. *Nature*, 388:158–161.

Wang, W. et Scholz, C. H. (1994). Micromechanics of the velocity and normal stress dependence of rock friction. *Pure and Appl. Geophys.*, 143(1/2/3).

Wibberley, C. A. J. et Shimamoto, T. (2005). Earthquake slip weakening and asperities explained by thermal pressurization. *Nature*, 436:689–692.

Wong, T.-F., David, C. et Zhu, W. (1997). The transition from brittle faulting to cataclastic flow in porous sandstones: Mechanical deformation. *J. Geophys. Res.*, 102:3009–3025.

Wyss, M. et Wiemer, S. (2000). Change in the probability for earthquakes in southern california due to the landers magnitude 7.3 earthquake. *Science*, 290:1334–1338.

Yoshimi, Y., Tanaka, K. et Tokimatsu, K. (1989). Liquefaction resistance of a partially saturated sand. *Soils and foundations*, 29(3):157–162.

Zhang, S. et Tullis, T. (1998). The effect of fault slip on permeability and permeability anisotropy in quartz gouge. *Tectonophysics*, 295:41–52.

Zhang, S., Tullis, T. et Scruggs, V. J. (1999). Permeability anisotropy and pressure dependency of permeability in experimentally sheared gouge materials. *J. of Struct. Geology*, 21(7).

Annexes

Annexe A

Annexe au Chapitre 1: Procédure détaillée de l'utilisation du volumètre Wille

De plus de la notice du produit, nous présentons dans cette annexe la procédure d'utilisation du volumètre pour des essais à l'ACSA que nous avons déjà présenté au Chapitre 1. A la fin de cette procédure, une figure montre le montage du système. L'appareil est connecté d'un coté à la source de pression d'air provenant de la servovalve, et de l'autre à la cellule de mesure, confinement ou pression interstitielle.

A.1 Préparation

Ci après les étapes précédents toute utilisation du volumètre.

A.1.1 Raccordement

- Cell : à raccorder avec l'unité à mesurer, confinement ou pression interstitielle,
- Water Outlet : vidange de la chambre et de la burette,
- Water Supply : arrivée d'eau pour le remplissage de la chambre et de la burette,
- Air Supply : à raccorder avec l'arrivée de l'air comprimé depuis la servovalve.

A.1.2 Remplissage initial

- Remplir d'abord le réservoir d'alimentation en eau désaérée et traitée avec un anti-mousse ou équivalent,
- Débrancher le tube de l'Air Supply et laisser à l'air libre,
- Ouvrir le robinet du réservoir,
- Ouvrir le robinet Fill sur le coté gauche du volumètre,
- Sur la face du volumètre, se mettre en position Measuring et Burette ou Chamber pour le remplissage de l'une ou l'autre,
- Une fois le remplissage accompli, refermer le robinet Fill, puis celui du réservoir,
- Raccorder à nouveau le tube de l'Air Supply.

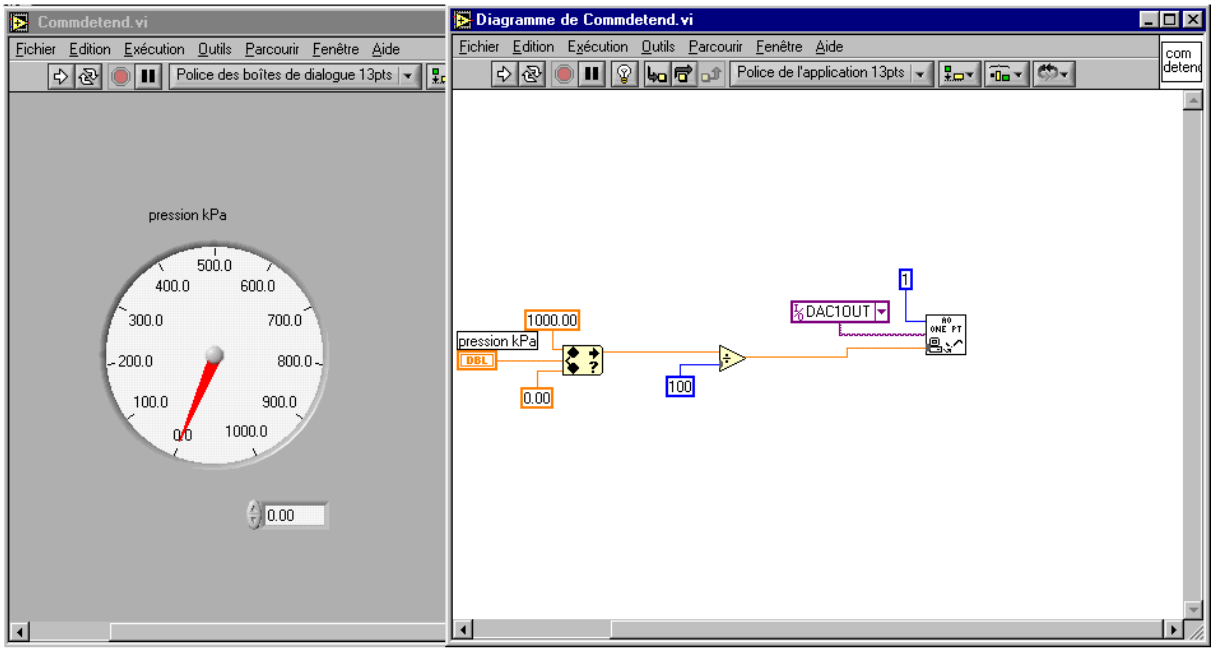


FIGURE A.1 – *Interface graphique et diagramme du programme Labview "Commendetend.vi" pour le pilotage manuel de la servovalve Joucomatic.*

A.2 Mise sous pression

Comme nous l'avons vu au § 1.1.4.4 du Chapitre 1, le principe de fonctionnement du volumètre consiste à appliquer la même pression d'air sur l'eau de la Burette et celle de la Chambre. Le niveau de l'eau contenue dans la chambre reste constant, alors que celui de la burette varie avec la variation volumique de l'unité de mesure. La différence de pression entre ces deux espaces permet alors l'estimation de cette variation. La mise sous pression lors de la préparation s'effectue grâce à la servovalve Joucomatic à l'aide du programme Labview : Commandetend.vi, selon les étapes suivantes:

- Sur la face avant du volumètre, positionner le robinet haut sur Burette, et le robinet bas sur Measuring,
- Augmenter progressivement la pression de la servovalve grâce au programme Commendetend.vi (Figure A.1) jusqu'à la pression désirée,
- Si cette étape consomme une quantité d'eau supérieure à celle contenue dans la burette, il faudra alors procéder par étapes tout en réalimentant la burette.

A.2.1 Remplissage au cours de la mise sous pression

1. Fermer le robinet du confinement σ_e (ou la pression interstitielle CP) de l'ACSA,
2. A l'aide du logiciel Commendetend.vi, éliminer progressivement la pression de la servovalve,
3. Déconnecter l'Air Supply pour permettre à l'air de sortir lors du remplissage en eau,
4. Ouvrir le robinet du réservoir,
5. Ouvrir le robinet Fill et suivre le remplissage,
6. Refermer ce robinet ainsi que celui du réservoir,

7. Reconnecter l'Air Supply,
8. Remettre progressivement la pression jusqu'à la valeur atteinte précédemment,
9. Rouvrir le robinet σ_e (ou CP) de l'ACSA,
10. Continuer à augmenter la pression jusqu'à la valeur souhaitée,
11. Si nécessaire, refaire les mêmes étapes.

A.3 Déchargement et remplissage ou vidange

- Pour le déchargement: suivre les mêmes étapes que lorsqu'il s'agit de remplir le volumètre au cours de la mise sous pression, étapes 1 à 6,
- Pour la vidange: sur la face avant du volumètre, mettre le robinet bas en position Outlet, et le robinet haut en position Burette ou Chamber, selon ce qu'on souhaite vider.

A.4 Précautions d'emploi

- La servovalve impose une pression résiduelle d'environ 3 kPa. Cette pression est tout le temps présente même lorsqu'on donne l'instruction 0 V.
- S'assurer avant l'allumage de l'alimentation que le robinet connecté à l'Air Supply soit fermé. A l'allumage, la servovalve applique systématiquement une pression de 15 kPa (pas d'explication à présent !). Pour l'éliminer, donner l'instruction 0 au programme Commendetend.vi.
- Ne jamais éteindre le PC avant le déchargement du volumètre ou la fermeture du robinet connecté à l'Air Supply. L'extinction du PC annule la pression en envoyant une instruction 0 V à la servovalve (pas d'explication non plus !)
- Ne jamais appliquer de pression différentielle supérieure à 1 bar (100 kPa) entre l'Air Supply et Cell. Ceci peut arriver lorsqu'on augmente la pression dans le volumètre avant d'ouvrir le robinet de l'ACSA (connecté à Cell), alors que celui-ci est connecté à une pression inférieure.
- Éviter les variations instantanées très importantes de la pression.
- Avant le lancement de l'essai, s'assurer que la quantité contenue dans la burette suffit pour l'essai. Celle-ci ne doit pas être entièrement remplie pour pouvoir mesurer une éventuelle dilatation qui alimente la burette.

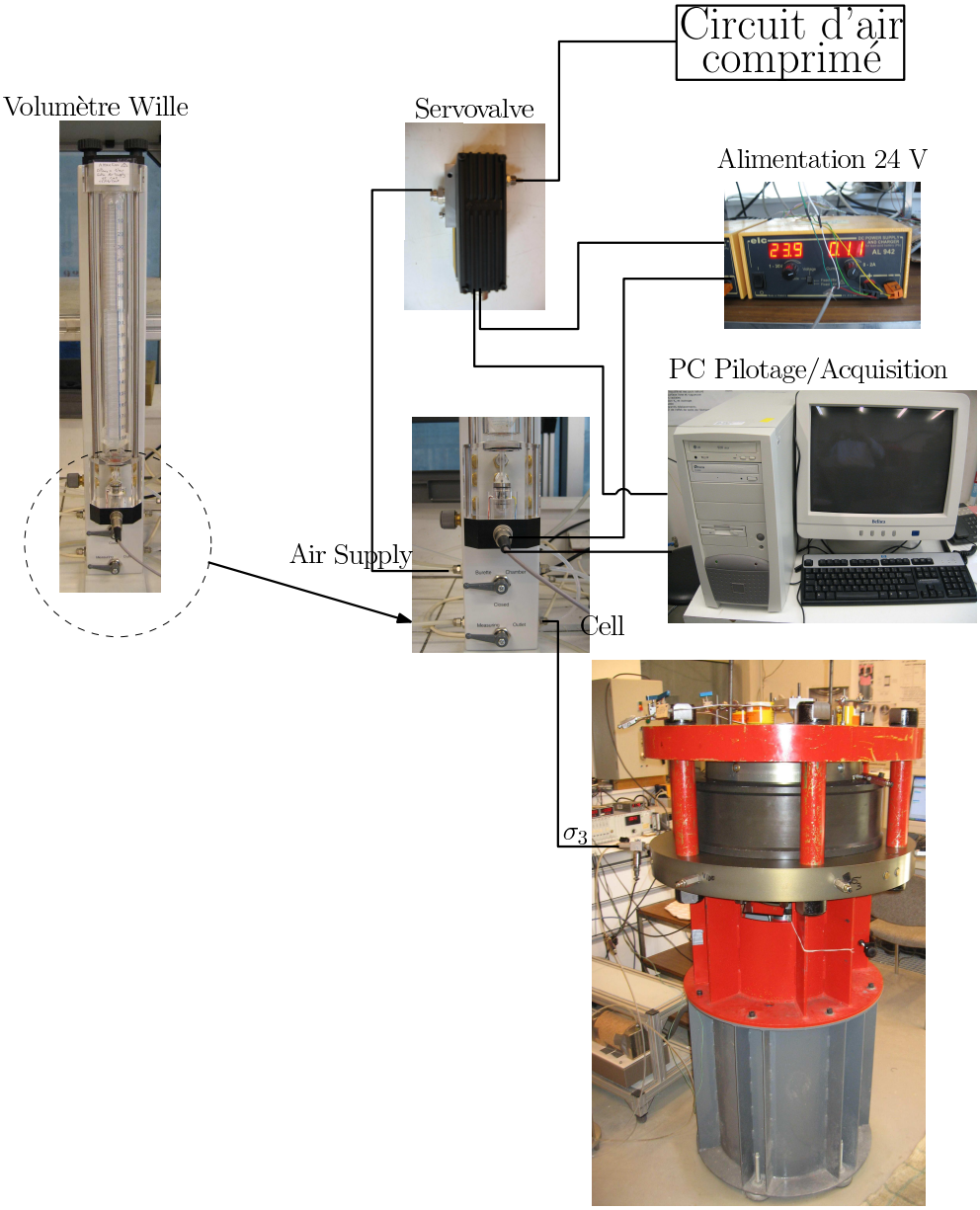


FIGURE A.2 – *Schéma de branchement du volumètre Wille avec les différents appareils: Servovalve pour l'alimentation en air provenant du circuit d'air comprimé, une alimentation électrique en 24 V, un PC pour le pilotage de la servovalve et l'acquisition des données du volumètre et le robinet σ_3 (ou σ_e) pour le confinement de l'ACSA.*

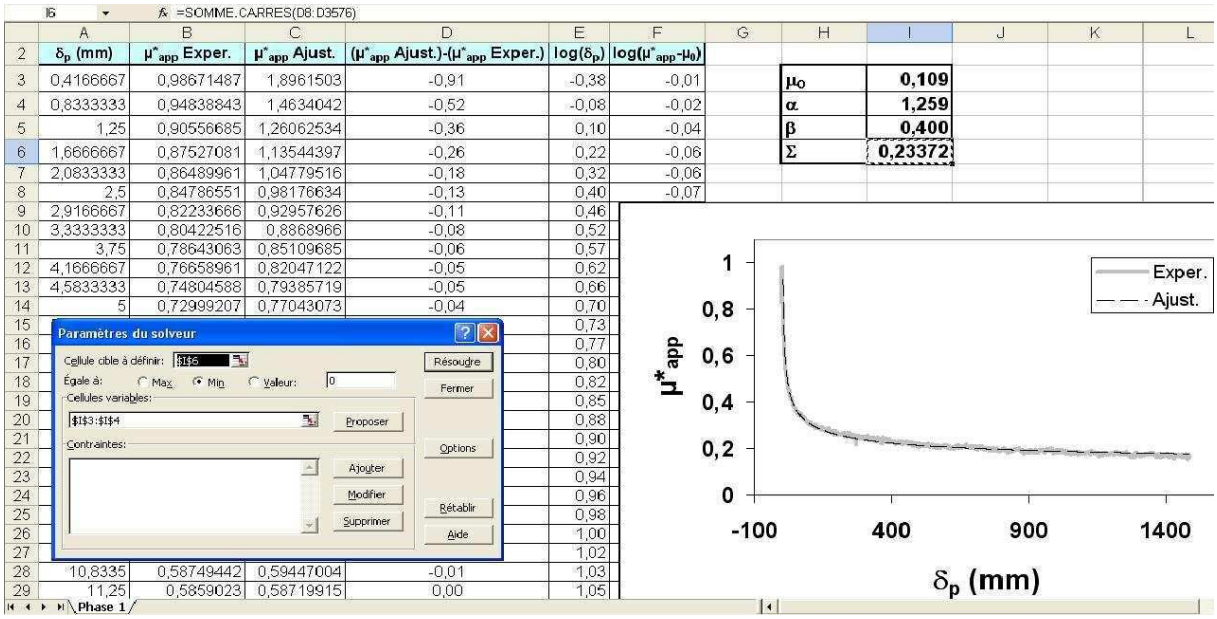
Annexe B

Annexe au Chapitre 2: Technique d'ajustement par Solveur de Microsoft Excel

L'ajustement présenté dans nos travaux a été réalisé à l'aide du Solveur de Microsoft Excel. Cet outil permet de trouver une valeur minimale optimale pour une formule dans une cellule, appelée cellule cible (I6 dans la Figure B.1). Dans notre cas, cette cellule définit la somme des carrés de l'écart entre le coefficient de frottement apparent obtenu expérimentalement "μ^*_{app} Exper" et celui estimé par l'équation (2.9) "μ^*_{app} ajusté". La technique consiste donc à trouver les paramètres μ_0 et α (Cellules I4 et I5) qui minimisent l'expression :

$$\sum_{k=1}^{n}[(\mu^*_{app}ajust) - (\mu^*_{app}Exprimental)]^2$$

Rappelons que dans l'équation (2.9), β est maintenu constant égal à 0,4 et δ_0= 0. Le Solveur utilise le code d'optimisation non linéaire "Generalized Reduced Gradient (GRG2)". Les problèmes linéaires et de nombres entiers utilisent la méthode simplex, avec des bornes sur les variables, ainsi que la méthode "branch-and-bound".



	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L
2	δ_p (mm)	μ^*_{app} Exper.	μ^*_{app} Ajust.	(μ^*_{app} Ajust.)-(μ^*_{app} Exper.)	log(δ_p)	log(μ^*_{app}-μ_0)						
3	0,4166667	0,98671487	1,8961503	-0,91	-0,38	-0,01		μ_0	0,109			
4	0,8333333	0,94838843	1,4634042	-0,52	-0,08	-0,02		α	1,259			
5	1,25	0,90556685	1,26062534	-0,36	0,10	-0,04		β	0,400			
6	1,6666667	0,87527081	1,13544397	-0,26	0,22	-0,06		Σ	0,23372			
7	2,0833333	0,86489961	1,04779516	-0,18	0,32	-0,06						
8	2,5	0,84786551	0,98176634	-0,13	0,40	-0,07						
9	2,9166667	0,82233666	0,92957626	-0,11	0,46							
10	3,3333333	0,80422516	0,8868966	-0,08	0,52							
11	3,75	0,78643063	0,85109685	-0,06	0,57							
12	4,1666667	0,76658961	0,82047122	-0,05	0,62							
13	4,5833333	0,74804588	0,79385719	-0,05	0,66							
14	5	0,72999207	0,77043073	-0,04	0,70							
15					0,73							
16					0,77							
17					0,80							
18					0,82							
19					0,85							
20					0,88							
21					0,90							
22					0,92							
23					0,94							
24					0,96							
25					0,98							
26					1,00							
27					1,02							
28	10,8335	0,58749442	0,59447004	-0,01	1,03							
29	11,25	0,5859023	0,58719915	0,00	1,05							

FIGURE B.1 – *Feuille de calcul Excel pour l'ajustement de la phase initiale de la courbe d'adoucissement du frottement μ^*_{app} des essais à sec. La technique du Solveur consiste à minimiser, aux moindres carrés, la différence entre μ^*_{app} expérimental et μ^*_{app} ajusté. La cellule cible est dans cette figure I6, les paramètres variables sont dans les cellules I3 et I4.*

Annexe C

Annexe au Chapitre 4

C.1 Résultats de l'essai V002 de variation du confinement par paliers sur un échantillon de sable initialement neuf

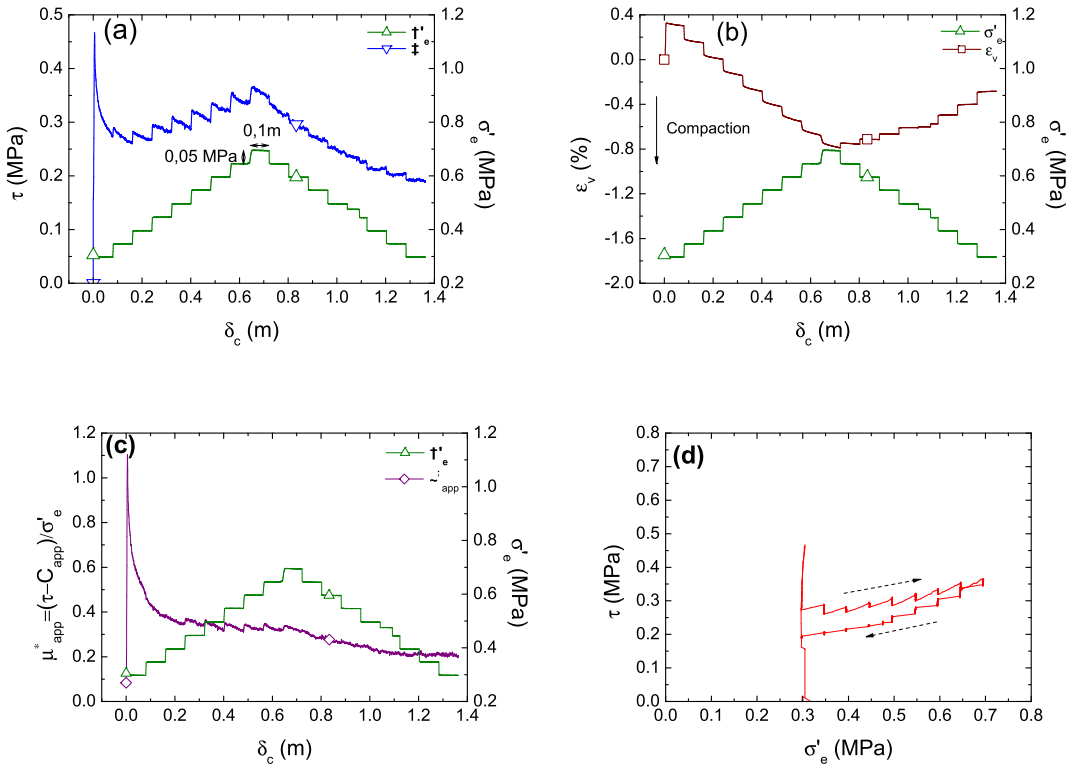


FIGURE C.1 – *Essai V002 de variation par paliers de la contrainte de confinement sur échantillon sec de sable initialement neuf. Cisaillement à vitesse constante v= 83,33 µm/s. (a) Paliers de confinement σ'_e (△) de 0,05 MPa d'amplitude sur 0,08 m de déplacement et réponse en cisaillement (▽). (b) Déformations volumiques ε_v (□), la flèche indique le sens de la compaction. (c) Coefficient de frottement apparent $\mu^*_{app}=(\tau - C_{app})/\sigma'_e$ (◊) où C_{app}= 0,13 MPa est obtenu à partir de la Figure 2.8b du Chapitre 2. (d) Chemin de contraintes τ en fonction de σ'_e.*

C.2 Comparaison des résultats des essais VSin002 et SVSin004 de variation sinusoïdale du confinement

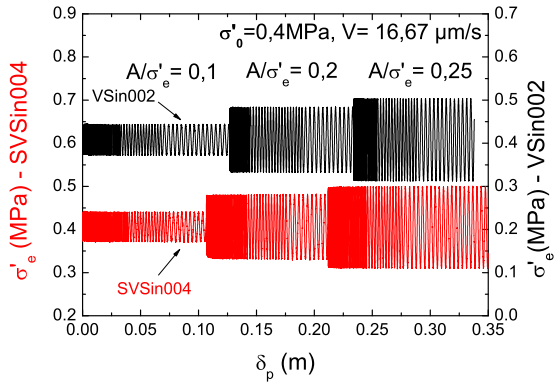


FIGURE C.2 – *Variation sinusoïdale de la contrainte de confinement sur échantillon de sable usé à sec (Essai VSin002, δ_0= 14,3 m) en comparaison avec le cas saturé drainé (Essai SVSin004, δ_0= 15,13 m, v= 16,67 µm/s). Confinement moyen σ'_0 = 0,4 MPa, amplitudes normalisées A/σ'_e =0,1 - 0,2 - 0,25. Les courbes ont été séparées verticalement pour une meilleure lisibilité, chaque axe des ordonnées correspond à un essai. Ces courbes sont présentées en fonction du déplacement partiel δ_p depuis le début de la variation sinusoïdale.*

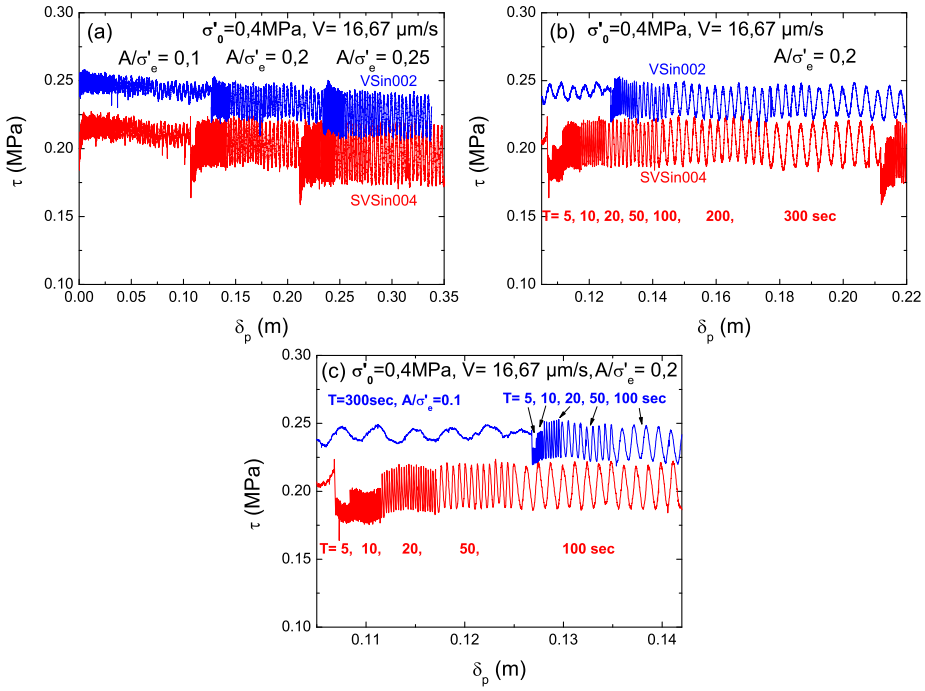


FIGURE C.3 – *(a) Réponse en cisaillement à la variation sinusoïdale de la contrainte de confinement sur échantillon de sable usé à sec (Essai VSin002, δ_0= 14,3 m, v= 16,67 µm/s) en comparaison avec le cas saturé drainé (Essai SVSin004, δ_0= 15,13 m). Confinement moyen σ'_0 = 0,4 MPa, amplitudes normalisées A/σ'_e =0,1 - 0,2 - 0,25. (b) Zoom sur la deuxième phase de A/σ'_e= 0,2. (c) Zoom sur les cinq premières périodes (5 à 100 s).*

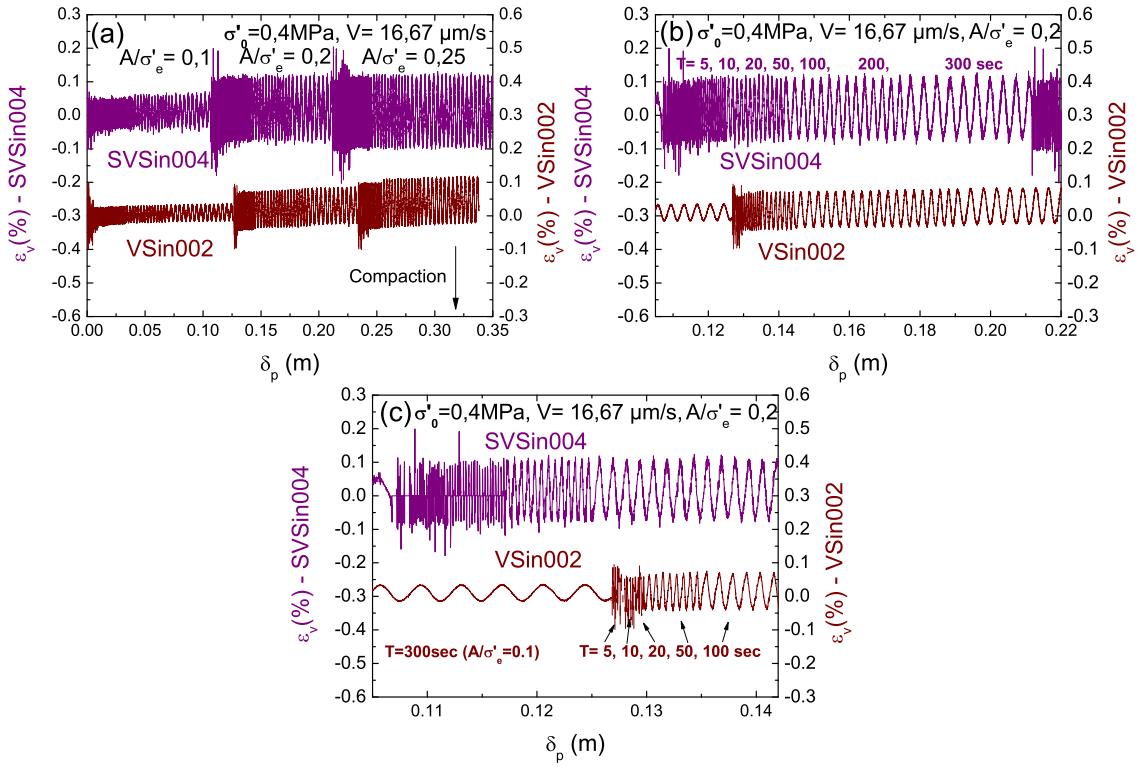


FIGURE C.4 – *(a) Réponse volumique à une variation sinusoïdale de la contrainte de confinement σ'_e sur échantillon de sable usé à sec (Essai VSin002, δ_0= 14,3 m, v= 16,67 µm/s) en comparaison avec le cas saturé drainé (Essai SVSin004, δ_0= 15,13 m). Confinement moyen σ'_0 = 0,4 MPa, amplitudes normalisées A/σ'_e =0,1 - 0,2 - 0,25. (b) Zoom sur la deuxième phase de A/σ'_e= 0,2. (c) Zoom sur les cinq premières périodes (5 à 100 s). Les courbes sont séparées verticalement pour une meilleure lisibilité, chaque axe des ordonnées correspond à un essai.*

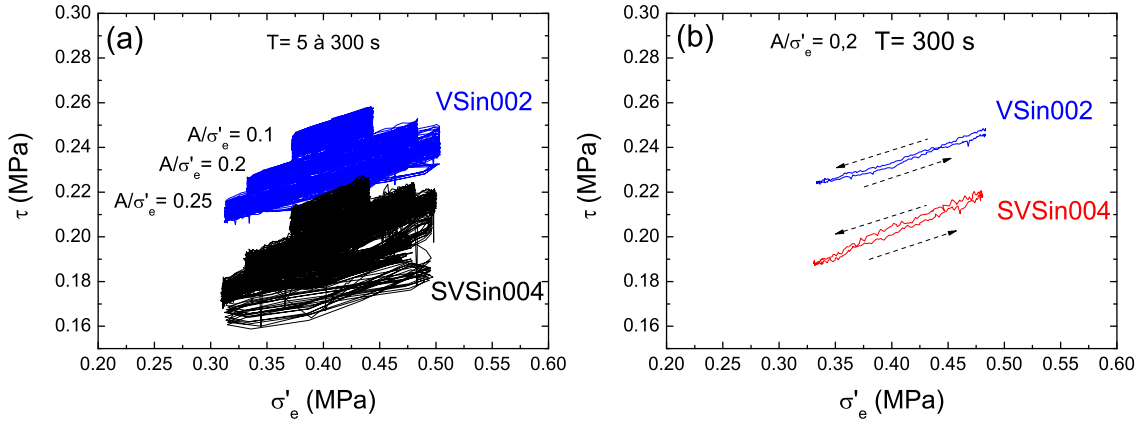


FIGURE C.5 – *(a) Chemin de contraintes τ-σ'_e des essais à sec (VSin002, δ_0= 14,3 m) et en saturé drainé (SVSin004, δ_0= 15,13 m, v= 16,67 µm/s) de variation sinusoïdale de la contrainte de confinement σ'_e. Confinement moyen σ'_0 = 0,4 MPa, amplitudes normalisées A/σ'_e =0,1 - 0,2 - 0,25. (b) Zoom sur une seule boucle à A/σ'_e= 0,2 et T= 300 s où on voit les petites dérives de τ à la fin du cycle. Le même axe des ordonnées est utilisé.*

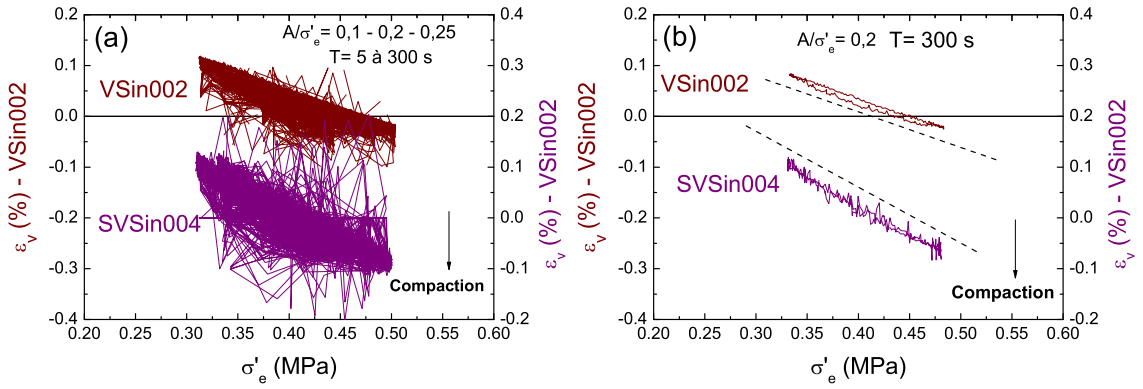
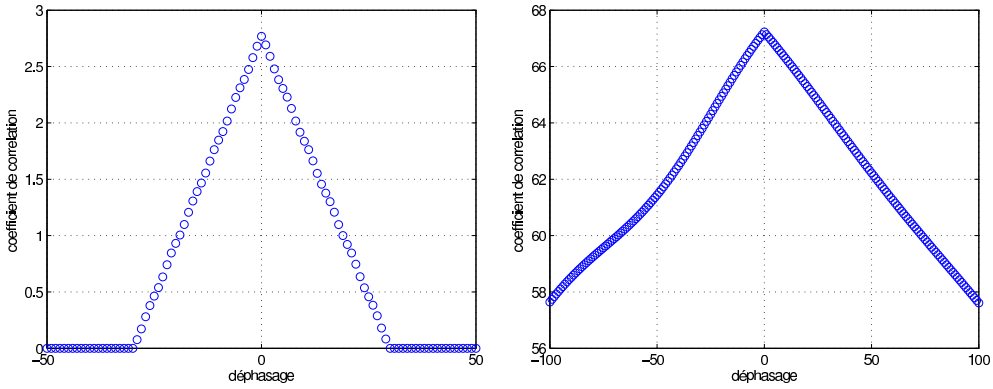


FIGURE C.6 – *(a) Chemin de déformations ε_v-σ'_e des essais (VSin002, δ_0= 14,3 m) et en saturé drainé (SVSin004, δ_0= 15,13 m, v= 16,67 μm/s) de variation sinusoïdale de la contrainte de confinement σ'_e. Confinement moyen σ'_0 = 0,4 MPa, amplitudes normalisées A/σ'_e =0,1 - 0,2 - 0,25. (b) Zoom sur une seule boucle à A/σ'_e= 0,2 et T= 300 s. La flèche indique le sens de la compaction. Les courbes sont séparées verticalement pour une meilleure lisibilité, chaque axe des ordonnées correspond à un essai. On observe une hystérésis sans pouvoir voir la dérive.*

C.3 Etude du déphasage par la technique de "Cross-Correlation"



(a) (b)

FIGURE C.7 – Coefficient de corrélation par la technique appelée "*Cross-Correlation*" permettant d'étudier la similarité de deux signaux périodiques et de déduire le déphasage. Appliquée ici pour l'estimation du déphasage entre la réponse en cisaillement τ et la variation sinusoïdale de la pression de confinement σ'_e de l'essai VSin002 à deux périodes différentes (a) T= 5 s, (b) T= 100 s. Le maximum du coefficient de corrélation est atteint pour un déphasage nul. τ et σ'_e sont donc en phase, ou au moins le déphasage est inférieur à 1 s (voir l'explication dans le texte).

C.4 Détail du calcul de la rigidité de l'interface à l'ACSA

Nous avons estimé la rigidité k de notre interface. Pour cela, nous avons considéré le montage du clou sur son axe cannelé qui est relié au couplemètre puis au moto-réducteur (voir § 1.1.3, Chapitre 1). Par une approximation très simplifiée, nous considérons ce montage composé d'un cylindre creux solidaire à une barre cylindrique.

Le principe consiste à estimer la rotation que subit d'une part le clou γ_1 et d'autre part la barre γ_2 sous l'effet d'un couple donné C. La valeur de la contrainte équivalente τ à ce couple sera reportée au déplacement à l'interface δ déduit à partir de la somme de ces rotations pour estimer la rigidité du système d'après l'équation suivante :

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 = \frac{L_1.C}{G_1.I_1} + \frac{L_2.C}{G_2.I_2} \tag{C.1}$$

G est le module de cisaillement et I le moment d'inertie, avec:

$$G_1 = \frac{E_1}{2(1+\nu)} \tag{C.2}$$

$$G_2 = \frac{E_2}{2(1+\nu)} \tag{C.3}$$

et :

$$I_1 = \pi/2(R_e^4 - R_i^4) \tag{C.4}$$

$$I_2 = \pi/2(R^4) \tag{C.5}$$

Le cylindre en Dural (clou capteur) dont le module d'élasticité est de E_1 =73 10^9 Pa, a un rayon extérieur R_e= 0,1 m, un rayon intérieur R_i= 0,095 m et une hauteur L_1= 0,1 m. La barre en acier a un rayon R= 0,035 m, une longueur L_2= 0,5 m et un module E_2 = 200 10^9 Pa. Le coefficient de Poisson ν est pris égal à 0,3 pour les deux matériaux.

En considérant un couple d'environ 1257 N.m, équivalent à une contrainte de cisaillement de 0,2 MPa, nous retrouvons une rotation totale γ= 3,47 10^{-3} équivalent à un déplacement à l'interface $\delta \approx$ 3,47 10^{-4} m.

La rigidité est alors estimée à:

$$\mathbf{k} = \tau/\delta = \mathbf{5{,}52}\ 10^8\ \mathbf{Pa/m}.$$

Annexe D

Annexe au Chapitre 5

D.1 Procédure expérimentale

D.1.1 Raccordement des appareils et des tubes

Six tubes proviennent du clou perméabilité, nous nous sommes servis uniquement de trois, ceux numérotés: 1, 2 et 4. Après avoir choisi les sens d'écoulement à étudier, les tubes servant à l'injection sont connectés, d'un coté au capteur différentiel, et de l'autre au *CPV-In*, grâce à deux "T". Par ailleurs, trois tubes sont connectés en parallèle et reliés grâce à des "T" au drainage inférieur (pierres N°0), le même raccordement est fait pour le drainage supérieur (pierres N°0'). Les trois tubes provenant de ces deux drains sont rassemblés (par des "T") pour être connectés au *CPV-Out* moyennant des robinets pour permettre de basculer d'un sens d'écoulement à un autre (voir aussi Figure D.1). De même pour les tubes provenant du clou et servant à la récupération de l'eau par le *CPV-Out*. Les tubes qui ne servent pas à l'écoulement restent fermés pendant tout l'essai.

Le capteur différentiel dispose de deux entrées, l'une notée "H" (High) à connecter du coté injectant, et l'autre "L" (Low) à brancher du coté récupérant. Notons que lors de l'écoulement, la différence de pression est positive du côté H vers le côté L. L'inversion du sens de branchement n'endommage pas l'appareil, mais inverse le signe des mesures.

Lorsque tous les tubes sont branchés, on procède à la saturation de ces tubes et du capteur différentiel. Celui-ci est muni de deux vis de purge.

Notons qu'à ce moment l'échantillon a déjà été monté, mis sous confinement et saturé. Viendra ensuite l'application de la pression interstitielle et enfin l'étape de raccordements décrite précédemment.

La Figure D.1 est un schéma illustrant le raccordement entre les pierres poreuses via les tubes, les CPV et le capteur différentiel. Il donne l'exemple d'un raccordement pour un écoulement T_b ou T_h, où les pierres 1 et 2 sont au clou, la pierre N°0 sur l'embase inférieure, et enfin la pierre N°0' sur le pavé supérieur. Des robinets, indiqués par le symboles ◯ (ouvert) et ⊗ (fermé), montrent le chemin de l'écoulement suivi.

D.1.2 Technique de génération de l'écoulement

Pour une meilleure caractérisation de l'évolution au cours de la formation de la bande de cisaillement, nous avons choisi de raffiner nos mesures sur les trois premiers centimètres de déplacement (près de 60% des points de mesure).

La technique est similaire aux essais de type *Slide-Hold-Slide* "*SHS*". Elle consiste donc à cisailler le sol, arrêter le cisaillement puis générer un écoulement selon chacun des sens choisis,

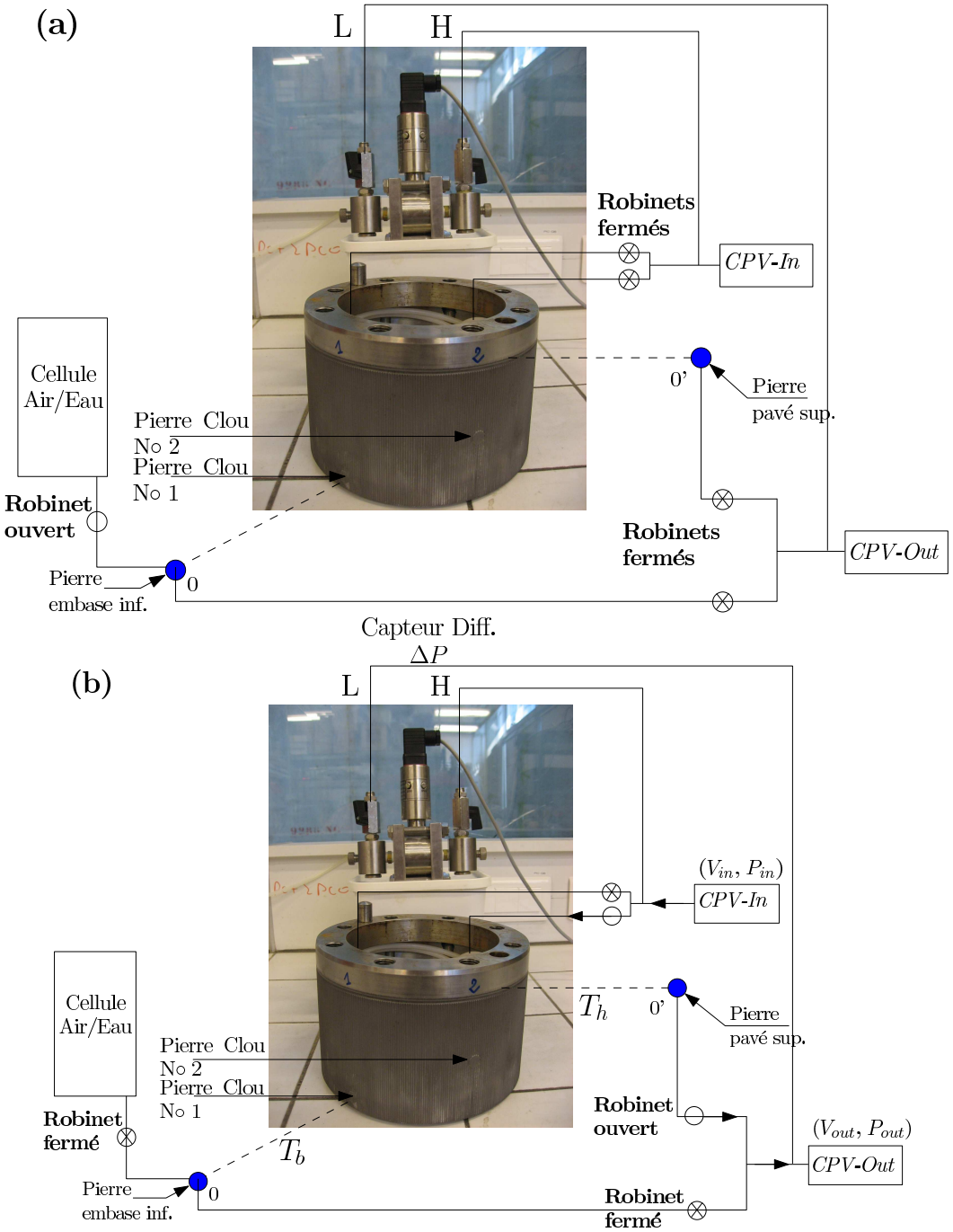


FIGURE D.1 – *Schéma illustrant le raccordement des différents appareils: (a) Pendant le cisaillement où seule la cellule Air/Eau communique avec l'échantillon pour maintenir la pression interstitielle. (b) Pendant l'écoulement T_h ou T_b. T_h: écoulement transversal à mi-hauteur entre les pierres N° 2 et 0', la première se trouve sur le clou, alors que la deuxième N° 0' se trouve à l'extrémité extérieure du pavé supérieur. T_b: écoulement transversal en bas entre la pierre N° 1 et la pierre N° 0, la première se trouve sur le clou alors que la deuxième à l'extrémité extérieure de l'embase inférieure. Les pierres 1 et 2 sont raccordées à la fois au* CPV-In *et à l'entrée H du capteur différentiel. Les pierres 0 et 0' sont raccordées à la fois au* CPV-Out *et à l'entrée L du capteur différentiel. Les symboles ◯ et ⊗ indiquent des robinets ouverts et fermés, respectivement. Les flèches auprès des CPV indiquent le sens de l'écoulement: sortant du* CPV-In *et entrant au* CPV-Out*. Sur ce schéma, il s'agit d'un écoulement T_h.*

ensuite reprendre le cisaillement. Nous distinguons donc les deux phases:

- *Phase de cisaillement:* celui-ci se déroule à vitesse constante sur une certaine distance. Le robinet connecté à la cellule Air/Eau est ouvert (Figure D.1a),
- *Phase des mesures à l'arrêt:* L'écoulement est réalisé par les *CPV* à débit entrant et sortant constant dans les deux sens choisis. Chaque mesure selon un sens se déroule pendant 15 min; c'est la durée nécessaire pour atteindre une stabilisation de la différence de pression pendant l'écoulement. Le robinet connecté à la cellule Air/Eau est fermé pour empêcher toute communication de l'eau de l'écoulement avec celle de la cellule (Figure D.1b).

Étant donné qu'on se sert de deux *CPV*, le premier *CPV-In* permet d'injecter un débit constant D et le second *CPV-Out* sert à récupérer le même débit, la durée totale de chaque mesure est d'environ 30 à 35 min. Elle correspond au temps d'arrêt du cisaillement. Nous verrons que cette durée n'influence pas trop la résistance au cisaillement à la reprise du glissement, il n'y a donc pas d'effet sensible du temps d'arrêt.

Une fois que tous les raccordements sont effectués et les tubes saturés, décrivons les différentes étapes à suivre pour réaliser une mesure:

1. Fermer le robinet de la cellule "*Air/Eau*" qui applique la pression interstitielle,
2. Choisir un chemin d'écoulement et ouvrir les robinets correspondants,
3. Laisser la pression des deux côtés du capteur différentiel se stabiliser,
4. Préparer les mêmes rampes des *CPV-In* et *CPV-Out* pour un débit de 1 mm^3/s pendant 15 min, (s'arrêter à l'étape de validation "*OK*"),
5. Lancer l'acquisition en choisissant un pas de 2 s et une vitesse de cisaillement nulle,
6. Laisser enregistrer pendant une vingtaine de secondes la tension U_0 en absence d'écoulement, elle est à retrancher des valeurs mesurées pendant l'écoulement,
7. Déclencher simultanément les rampes des deux *CPV*: l'écoulement commence,
8. Une fois l'écoulement terminé, fermer les robinets et ouvrir ceux du deuxième sens d'écoulement, laisser stabiliser,
9. Pendant ce temps, annuler le volume des deux *CPV* par "*Target Zero Volume*", puis préparer à nouveau la même rampe,
10. Relancer l'écoulement pendant que l'acquisition continue,
11. A la fin de l'écoulement ouvrir le robinet de la cellule "*Air/Eau*".

Les étapes décrites précédemment sont réalisées au début de chaque essai avant tout cisaillement. Elles permettent d'évaluer la différence de pression pour un sable "*frais*" non cisaillé.

Une fois ces étapes réalisées, il faudra alors indiquer une vitesse de cisaillement au programme de pilotage, le glissement commence. Lorsque la valeur de glissement souhaitée est atteinte, remettre une vitesse nulle au programme de pilotage, fermer le robinet de la cellule "*Air/Eau*", laisser stabiliser la différence de pression, puis générer à nouveau l'écoulement. Pour cela, il faudra refaire les étapes à partir de la N° 7. Lorsque l'écoulement est fait pour les deux chemins, remettre la vitesse de cisaillement et ainsi de suite.

D.1.3 Logiciel de pilotage et d'acquisition

Les essais de mesure des caractéristiques d'écoulement ont été réalisés à l'aide du logiciel Labview de pilotage et d'acquisition "ACSA-Consign-Depl.vi" (Figure 1.15). Celui-ci a été modifié pour permettre l'acquisition des données du *CPV-In* de modèle "*GDS*" (appelé dans le programme GDS-Perm) et du capteur différentiel branché sur le multimètre.

Comme nous le verrons plus loin, la technique de mesure consiste à cisailler le sol sur une certaine distance, d'arrêter la rotation du clou, de produire l'écoulement, et ensuite de reprendre le cisaillement, et ainsi de suite. Afin de ne créer qu'un seul fichier d'acquisition, il est possible d'indiquer au logiciel la vitesse de cisaillement pendant la phase de cisaillement, et de l'annuler pour arrêter le moteur lorsqu'on souhaite appliquer les écoulements. Ainsi, nous éviterons de créer un fichier d'acquisition pour la phase de cisaillement et un autre pour la phase d'écoulements.

D.1.4 Traitement des résultats

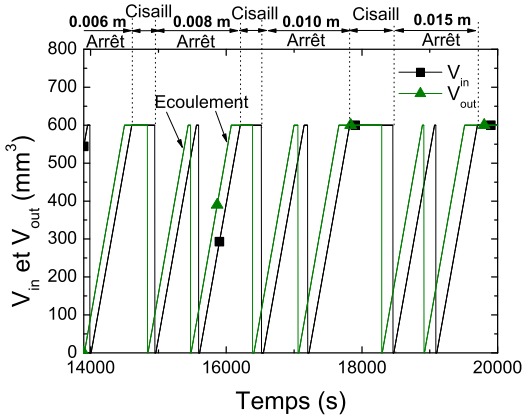


FIGURE D.2 – *Exemple de l'acquisition de la variation en fonction du temps du volume d'eau V_{in} (■) injecté par le* CPV *"In" et V_{out} (▲) récupéré par le* CPV *"Out". La courbe de ce dernier a été décalée horizontalement pour montre la parfaite égalité entre V_{in} et V_{out}. On observe la pente des droites correspondant aux écoulements à un débit D= 1 mm^3/s (600 mm^3 en 900 s), le volume est remis à zéro avant la reprise de chaque écoulement. Les paliers correspondent aux phases de cisaillement.*

Dans le fichier résultats, nous retrouvons, en plus des données habituelles (couple, pressions, déplacement, etc.), les valeurs nécessaires pour notre étude, à savoir:

- Variation de pression (en kPa) et de volume (en mm^3) des deux *CPV* "In" (V_{in}, P_{in}) et "Out" (V_{out}, P_{out}),
- La différence de tension U (en V) à la sortie du capteur différentiel, qu'on transformera en kPa.

Le débit D peut donc être estimé à partir de la variation du volume du *CPV* "In" ou "Out"; Néanmoins, D est constant puisque nous pilotons en volume contrôlé, d'ailleurs nous remarquons sur la Figure D.2 que le volume injecté V_{in} est égal au volume récupéré V_{out}.

Par ailleurs, pour une meilleure précision, nous n'estimerons pas la différence de pression à partir des valeurs indiquées par les *CPV* (P_{in}, P_{out}), la résolution étant plus faible (1 kPa). La différence de pression ΔP est alors calculée à partir du capteur différentiel grâce à l'équation:

$$\Delta P = (U - U_0).\alpha.100 \tag{D.1}$$

Où ΔP est donné en kPa et U en Volt. U_0 est la moyenne des points de mesure de la tension enregistrée lors de l'étape 6 de la technique de mesure décrite plus haut. $\alpha = 0,103$ est un coefficient d'étalonnage. On multiplie par 100 pour convertir le résultat en kPa.

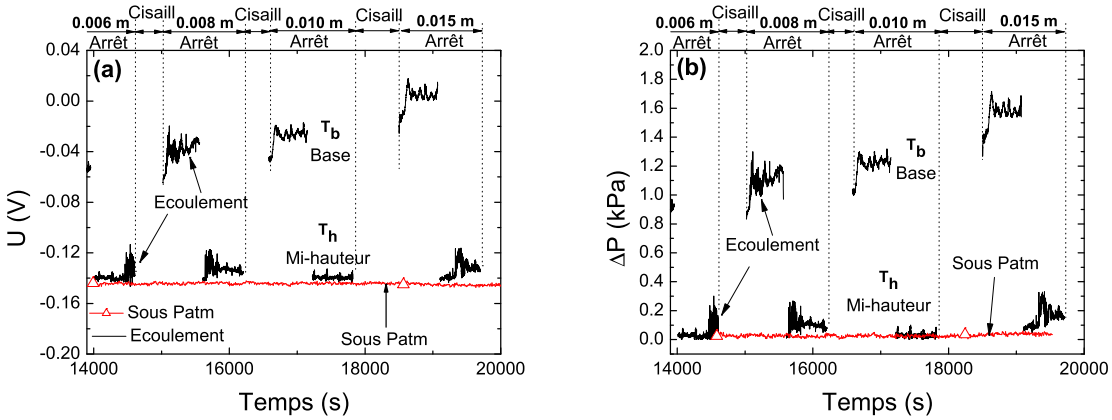


FIGURE D.3 – *Exemple de l'acquisition de la tension du capteur différentiel pendant trois écoulements à la base T_b, et quatre à mi-hauteur T_h, réalisés à l'arrêt à quatre distances de cisaillement pendant l'essai CPS007 (σ_e = 0,52 MPa, u= 0,02 MPa, D= 1 mm^3/s). (a) Différence de pression en volts U, (b) Différence de pression ΔP en kPa. La ligne avec symbole (△) est relative à la tension du capteur différentiel laissé à l'air libre sous la pression atmosphérique. La différence de pression augmente avec l'augmentation de la différence de pression (sens indiqué par la flèche). Les droites en pointillés indiquent les phases cisaillement-arrêt, c'est pendant ce dernier que la mesure est faite. Le cisaillement est réalisé en drainé.*

La Figure D.3a montre un exemple de l'acquisition de la tension du capteur différentiel lors d'écoulements T_b et T_h au sein d'un sable déjà cisaillé (6 à 15 mm) au cours de l'essai CPS007. Cette figure est autrement exprimée dans la Figure D.3b en terme de différence de pression ΔP en kPa estimée par l'équation (D.1). Dans ces deux figures, la ligne horizontale avec le symbole (△) indique la tension du capteur sous pression atmosphérique. Nous constatons d'abord que la différence de pression lors de l'écoulement est plus bruitée que celle à la pression atmosphérique. La flèche indique le sens de l'augmentation de la différence de pression. Ces figures montrent également qu'un écoulement à la base développe une différence de pression plus importante qu'à mi-hauteur, cette différence augmente avec le glissement cumulé.

D.1.5 Pertes de charge dues au système

Il existe des pertes de charges dues aux pierres poreuses et au système de raccordement. Afin de les estimer, nous avons effectué une mesure en remplaçant l'échantillon par de l'eau sans membrane. Le pavé supérieur a été déposé sur des cales, puis l'enceinte de confinement a été montée. Les écoulements ont été réalisés via les pierres utilisées dans nos essais. La Figure D.4 donne l'exemple de l'écoulement T_b entre les pierres N° 2 du clou et N° 0' du pavé supérieur où nous avons pu estimer une valeur moyenne de la différence de pression d'environ $-0,15$ V, équivalent à $0,026$ kPa.

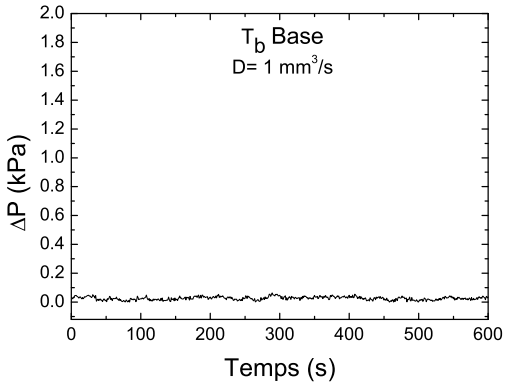


FIGURE D.4 – *Exemple de l'estimation de la différence de pression due à la perte de charge du système (pierres poreuses, CPV, tubes et coudes), la moyenne estimée sur toute la durée de l'écoulement de 600 s est ΔP_{moy}= 0,026 kPa. L'écoulement T_b a été effectué entre les pierres N° 2 du clou et N° 0' du pavé supérieur avec un débit D= 1 mm^3/s. L'enceinte de confinement a été entièrement remplie d'eau sans sol ni membrane, le pavé supérieur reposait sur des cales.*

D.2 Données sur la perméabilité dans la littérature

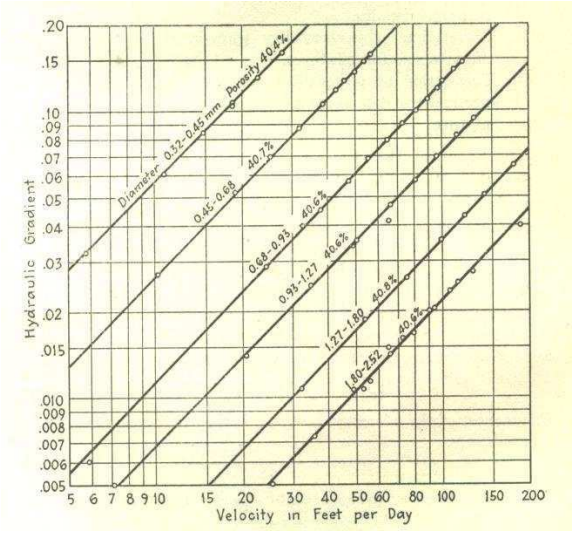


FIGURE D.5 – *Figure extraite de Mavis et Wilsey (1936). Représentation logarithmique de la variation du gradient hydraulique en fonction de la vitesse d'écoulements (en pied/jour) à travers le sable arrondi de la rivière de l'Iowa à différentes tailles des grains. Les échantillons ont été produits avec approximativement la même porosité autour de 40%.*

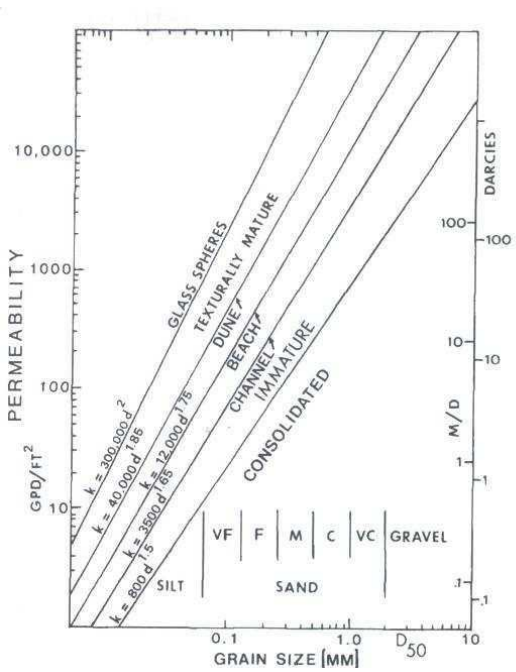


FIGURE D.6 – *Figure extraite de Shepherd (1989). Représentation logarithmique de la variation de la perméabilité en fonction de la taille des grains pour différents matériaux (unité de la perméabilité: gpd/ft^2). La variation étant de la forme $k = c.d^b$, les coefficients c et b sont indiqués à côté de chaque droite. Shepherd (1989) a étudié en fonction de la texture de différents matériaux allant des billes de verre jusqu'au matériau consolidé.*

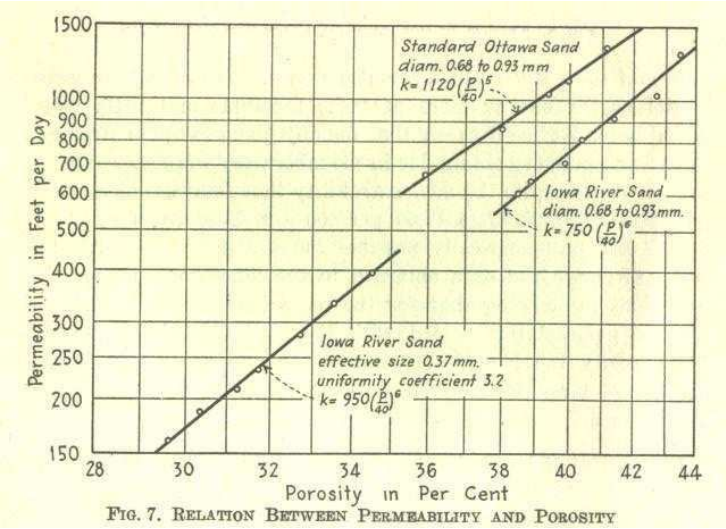
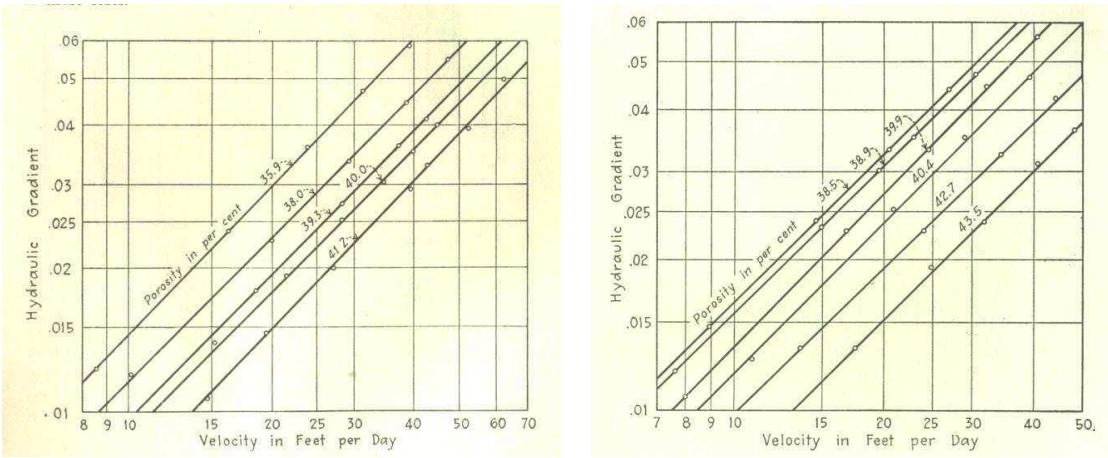


FIGURE D.7 – *Figure extraite de Mavis et Wilsey (1936). Représentation semi-logarithmique de la variation de la perméabilité en fonction de la porosité lors d'écoulements à travers le sable arrondi de la rivière de l'Iowa et celui anguleux d'Ottawa. La comparaison entre le sable standard d'Ottawa et le sable de la rivière de l'Iowa pour la même variation de la porosité et le même intervalle de taille des grains, montre que la perméabilité du sable arrondi est 50% plus importante. L'équation des droites sont indiquées à côté.*



(a) (b)

FIGURE D.8 – *Figure extraite de Mavis et Wilsey (1936). Représentation logarithmique de la variation, à différentes valeurs de la porosité, du gradient hydraulique en fonction de la vitesse d'écoulements (en pied/jour) à travers : (a) le sable anguleux d'Ottawa et (b) le sable arrondi de la rivière de l'Iowa. Dans les deux cas, on déduit la diminution de la perméabilité en fonction de la diminution de la porosité.*

Annexe E

Annexe au Chapitre 6

E.1 Etude du risque d'instabilité élastique

Du fait de la forme cylindrique à paroi mince du clou capteur, un risque d'instabilité peut avoir lieu pour le cas d'un chargement en compression ou en torsion.

E.1.1 Risque dû à la pression normale P

Si on modélise le cou capteur par un cylindre court de longueur H avec ses deux extrémités qui restent circulaires, on peut utiliser la formule approchée, extraite de l'ouvrage Roark's Formulas for Stress and Strain (Young et Budynas, 2002), suivante :

$$P_{max} = 0,807\frac{Ee^2}{HR}\sqrt[4]{(\frac{1}{1-\nu^2})^3\frac{e^2}{R^2}} \tag{E.1}$$

On prend comme valeurs des paramètres : e=4,3.10^{-3} m, R=0,1 m, E= 73 GPa, ν=0,3, H= 100 mm. On trouve :

P_{max}= 24 MPa

L'hypothèse que le bord supérieur reste circulaire parait tout à fait fondée compte tenu de sa robustesse (surépaisseur de 2,8 cm sur 2,4 cm). C'est nettement plus critiquable pour le bord inférieur ; il est quand même nettement plus épais que la section courante et il est appuyé contre la plaque inférieure et donc reste plan. Une démarche heuristique conduit à considérer un cylindre de longueur double avec ses deux extrémités qui restent circulaires ; la valeur de la pression maximale vaut alors 12 MPa.

Cette dernière estimation nous semble l'ordre de grandeur à retenir. Le coefficient de sécurité dans nos expériences serait de l'ordre de 10.

E.1.2 Risque de flambement en torsion

On dispose d'une estimation pour un cylindre où les deux bords restent circulaires.

L'effort de cisaillement maximal est donné par :

$$\tau = \frac{E}{1-\nu^2}(\frac{e}{H})^2(1,27+\sqrt{9,64+0,466J^{1,5}}) \tag{E.2}$$

Avec:

$$J = \sqrt{1-\nu^2}\frac{H^2}{eR}$$

Ceci donne le couple de torsion maximal qui s'écrit :

$$C_{max} = \frac{\tau_{max}}{2\pi R^2 H}$$

On obtient numériquement, avec : e=4,3.10^{-3} m, R=0,1 m, E= 73 GPa, ν=0,3, H= 100 mm, une valeur très élevée de max : 1320 MPa. La prise en compte comme précédemment d'une longueur double (puisque le bord inférieur n'est pas aussi rigide que le bord supérieur) donne 787 MPa. Ce chiffre est à comparer avec l'effort de cisaillement appliqué dû au frottement (ordre de gradeur maximal pour nos expériences 1MPa). Le calcul ici est pessimiste car il correspond à un couple de torsion uniforme sur la longueur du cylindre.

Le risque de flambement par torsion est tout à fait écarté.

E.2 Evaluation de l'effet de la déformation du clou

Une difficulté reconnue pour la mesure des contraintes et notamment dans les milieux granulaires est l'importance de la perturbation causée par le dispositif de mesure. Nous allons évaluer dans quelle mesure le clou capteur ne perturbe pas trop le comportement volumique de l'échantillon.

Prenons un exemple avec une forte variation de la contrainte à l'interface et donc une déformation importante de la surface du clou (Figure 6.20) : le premier épisode de changement de sens dans l'essai CD002 de cisaillement alterné sur sable à σ_e= 0, 7 MPa.

On évalue la variation de σ_i entre le minimum et le maximum lors de l'inversion de sens à δ_c = 1,5 m: $\Delta\sigma_i$= 0,31 MPa et $\Delta\varepsilon_v$= 0,29%.

La variation $\Delta\sigma_i$ correspond à une déformation horizontale du clou d'environ ε_h= 6,82.10^{-5}. Cette déformation correspond à une variation du rayon de 6,82 μm.

Nous allons comparer la valeur ainsi trouvée à celle que l'on peut estimer pour le déplacement radial sur le bord extérieur de l'échantillon lors du même épisode. On trouve une compaction de 0,29% (Figure 2.3 du Chapitre 2). En négligeant la variation de volume du cylindre et en utilisant R_e= 2R_i pour l'ACSA, nous trouvons un déplacement radial de 218 μm.

Le déplacement radial dû à la déformation du cylindre s'avère ici bien plus petit que le déplacement dû à la variation de volume du sable.

E.3 Comparaison de la solution du cylindre épais soumis à des pressions intérieure et extérieure à la solution membranaire

On propose de comparer le déplacement radial dans deux cas de calcul : milieu 3D en contrainte plane d'un part, théorie des coques minces membranaires d'autre part. Le chargement est une pression extérieure p.

On utilise comme référence Kachanov et al. (2003) pour le calcul d'un milieu 3D.

On a en déformation plane avec les notations de la Figure E.1 la valeur suivante pour le déplacement radial:

$$u_r = \frac{1+\nu}{E(b^2-a^2)}[a^2b^2(q-p)\frac{1}{r} + (1-2\nu)(a^2q - b^2p)r] \tag{E.3}$$

Pour passer en contrainte plane, il faut changer dans ce résultat :

ν par $\frac{\nu}{1+\nu}$

E par E$\frac{1+2\nu}{(1+\nu)^2}$

En faisant les substitutions indiquées dans la formule précédente on obtient le déplacement radial en contrainte plane :

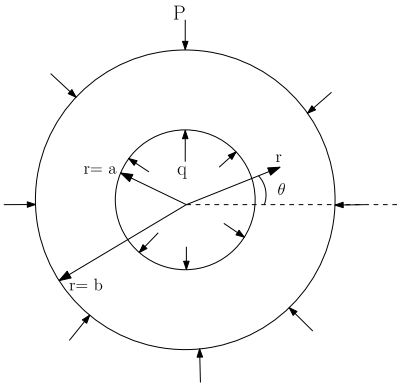


FIGURE E.1 – *Notation pour un cylindre creux épais (Kachanov et al, 2003).*

$$u_r = \frac{(1+\nu)^2(1+\frac{\nu}{1+\nu})}{E(b^2-a^2)(1+2\nu)}[a^2b^2(q-p)\frac{1}{r} + \frac{(1-\nu)}{(1+\nu)}(a^2q-b^2p)r] \tag{E.4}$$

$$u_r = \frac{(1+\nu)}{E(b^2-a^2)}[a^2b^2(q-p)\frac{1}{r} + \frac{(1-\nu)}{(1+\nu)}(a^2q-b^2p)r] \tag{E.5}$$

On se place dans le cas q=0 :

$$u_r = -\frac{(1+\nu)}{E(b^2-a^2)}[a^2b^2\frac{1}{r} + \frac{(1-\nu)}{(1+\nu)}b^2r]p \tag{E.6}$$

On pose $R = \frac{a+b}{2}$ (rayon moyen qui est le rayon de la surface moyenne). On a donc $b = R - \frac{e}{2}$, $a = R + \frac{e}{2}$. On s'intéresse à la valeur du déplacement pour r=R.

$$u_r(r=R) = -\frac{1+\nu}{2EeR}[a^2b^2\frac{1}{R} + \frac{1-\nu}{1+\nu}b^2R]p \tag{E.7}$$

$$= -\frac{(R-e/2)^2}{2Ee}[\frac{(R+e/2)^2}{R^2}(1+\nu) + (1-\nu)]p \tag{E.8}$$

On peut maintenant effectuer un développement asymptotique en fonction du petit paramètre e/R :

$$u_r(r=R) = -\frac{R^2p}{Ee}(1 - \frac{(1-\nu)}{2}\frac{e}{R} + o(\frac{e}{R})) \tag{E.9}$$

On peut maintenant comparer avec le résultat du calcul membranaire:

$$u_r = R\varepsilon_{\theta\theta} = -\frac{pR^2}{eE} \tag{E.10}$$

On retient les paramètres du clou capteur suppose de l'ACSA : ν=0,3, e= 5 mm, R= 0,0975 m (correspond au rayon de la fibre moyenne du cylindre central).

On obtient un rapport des résultats de chaque calcul :

$$\frac{u_{3D}}{u_{membranaire}} = 0,981$$

Dans le résultat ci-dessus si on se contente de l'approximation au premier ordre en e/R on trouve 0,982 au lieu de 0,981.

En conclusion, la comparaison des deux modélisations (milieu 3D en contrainte plane et coque mince en équilibre membranaire) montre un écart très faible pour la déformation due à une pression extérieure pour les paramètres de l'ACSA, de l'ordre de 2%.

E.4 Exemple d'une feuille de calcul

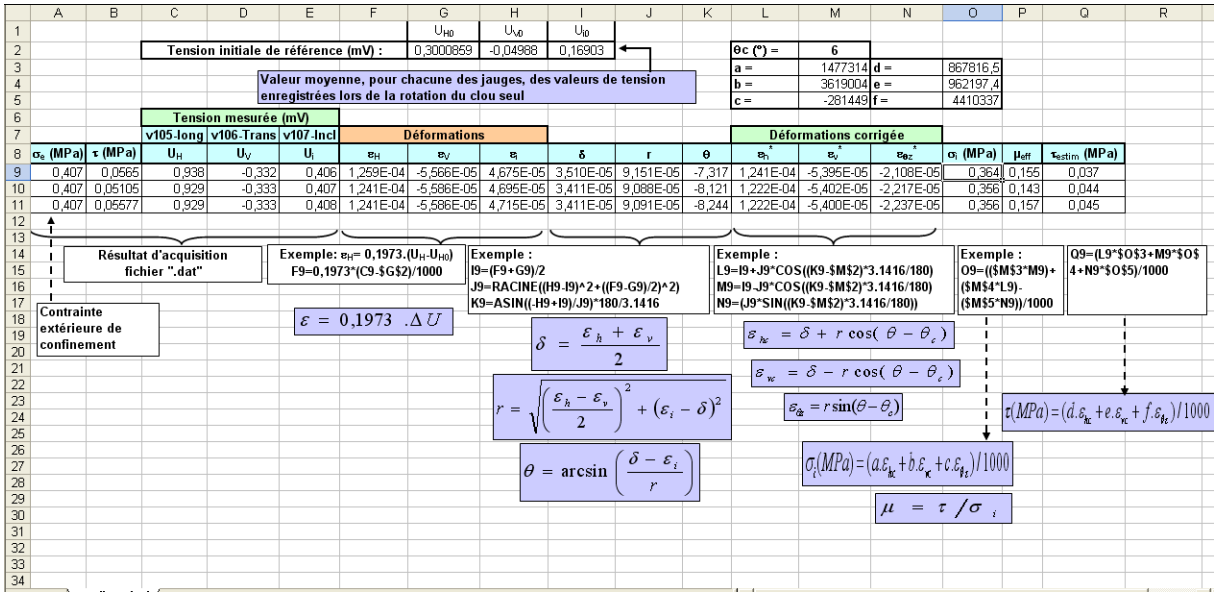


FIGURE E.2 – *Feuille de calcul Excel pour l'estimation de σ_i.*

La Figure E.2 montre l'exemple d'une feuille Excel d'un fichier d'acquisition de données au démarrage d'un essai de cisaillement sur un échantillon soumis à $0,407$ MPa de confinement. Nous avons retenu uniquement les données nécessaires pour cette application de l'estimation de la contrainte à l'interface selon les étapes indiquées auparavant.

Cette feuille Excel indique en haut les valeurs de la tension initiale de référence. Elle correspond à la moyenne en fonction du temps de chacune des tensions (U_{H0}, U_{V0}, U_{i0}) mesurées lorsque le clou est monté à l'ACSA sans échantillon; cet état représente une référence dans laquelle le clou est considéré non déformé. A droite de ces valeurs figurent l'angle de correction θ ainsi que les coefficients $\{a, b, c, d, e, f\}$.

Les colonnes σ_e et τ représentent respectivement la pression de confinement mesurée par le capteur et la contrainte de cisaillement évaluée à partir du couplemètre. Les colonnes (U_H, U_V et U_i) indiquent la tension des jauges extensométriques au cours de l'essai (nous montrons uniquement trois lignes). Les colonnes (ε_H, ε_V et ε_i) sont relatives aux déformations brutes non corrigées des jauges qu'on estime à partir des tensions (U_H, U_V et U_i) par la formule (6.10). Les colonnes suivantes sont respectivement: δ, r et θ obtenues par les équations (6.33) à (6.35). Ensuite, les déformations corrigées ε_h^*, ε_v^* et $\varepsilon_{\theta z}^*$ sont obtenues à partir des équations (6.37), (6.38) et (6.39), respectivement.

La colonne σ_i correspond à l'estimation (en MPa) de la pression normale à l'interface à partir de l'équation (6.40). Le coefficient de frottement effectif est défini comme le rapport entre la contrainte de cisaillement τ et σ_i. Enfin, la contrainte de cisaillement estimée à partir de la déformations des jauges (Equation 6.41) est indiquée par τ_{estim}. En dessous de chacune des cellules précédemment définies, nous donnons un exemple de l'estimation de chaque grandeur avec la référence des cellules de la feuille Excel. Nous rappelons enfin sur la même feuille les équations utilisées dans tous ces calculs.

E.5 Modélisation analytique du transfert du confinement

Chambon *et al.* (2006a) avaient identifié deux sources d'écrantage possibles à l'ACSA : la réorientation des efforts vers les embases, supérieure et inférieure, induisant des effets de frottement horizontal, et des effets de voûte dans la direction orthoradiale.

Ces auteurs avaient écrit l'équation d'équilibre en déformation quasi-statique d'un élément de sol de forme annulaire soumis sur ces bords, intérieur et extérieur, aux contraintes σ_i et σ_e, respectivement. En considérant ensuite des effets d'écrantage vertical K_v et orthoradial K_θ (que nous présenterons plus loin), la formule du coefficient de transfert s'écrit:

$$\kappa = \frac{\sigma_i}{\sigma_e} = (\frac{R_e}{R_i})^{1-K_\theta} exp(-2f_w K_v \frac{R_e - R_i}{H}) \tag{E.11}$$

Où: R_i et R_e sont respectivement le rayon intérieur et extérieur de l'échantillon, K_v et K_θ sont la fraction de l'effort radial redirigé vers la direction verticale et orthoradiale respectivement, f_w est un coefficient de frottement qui caractérise les embases supérieure et inférieure (considéré positif dans le sens centripète), H est la hauteur de l'échantillon égale à 0,1 m.

Ce développement a nécessité la considération d'hypothèses simplificatrices tel qu'un modèle de type Janssen pour évaluer la fraction K_v de l'effort réorienté vers les embases et un critère 2D de Mohr-Coulomb pour K_θ.

La partie en loi puissance de la formule (E.11) correspond à la réorientation orthoradiale, alors que la partie exponentielle correspond à la réorientation verticale et les effets de frottement qui en découlent.

Nous souhaitons savoir lequel des coefficients K_v et K_θ a le plus d'effet sur la transfert des contraintes vers l'interface.

Nous avons estimé expérimentalement à l'ACSA la valeur de K_v à partir du rapport entre la contrainte verticale σ_v et la pression de confinement σ_e en empêchant le déplacement vertical ascendant de l'embase supérieure en bloquant les vérins à une faible valeur de σ_v (ces vérins servent parfois pour appliquer une contrainte verticale). Cette pression mesurée par le contrôleur pression/volume de modèle GDS qui alimente les vérins, a plutôt tendance à décroître, ce qui signifie que K_v diminue. La mesure a indiqué K_v= 0,1.

Le coefficient de frottement f_w est pris égal à 0,3, ce qui correspondant à une embase lisse. Cette valeur est un peu surestimée puisque la rugosité des embases est faible en comparaison par exemple au clou lisse où μ_{eff} = 0,33 (rapport entre les valeurs moyennes du palier de τ et de σ_i de la Figure 6.24). Si l'on réduit encore plus f_w, l'effet d'écrantage vertical sera encore plus faible.

Enfin, à partir de ces deux valeurs considérées de K_v et de f_w, nous trouvons alors:

$$exp(-2f_w K_v \frac{R_e - R_i}{H}) = 0,9$$

La réorientation verticale vers les embases n'est donc pas l'origine principale de l'écrantage. Par conséquent, le facteur déterminant qui régit le coefficient de transfert κ dans l'équation (E.11) est l'effet orthoradial indiqué par K_θ. De ce fait, la forme cylindrique de l'échantillon de l'ACSA joue un rôle important dans le transfert des pressions vers l'interface.

Nous souhaitons maintenant vérifier si la valeur de K_θ est raisonnable. L'écrantage le plus important correspond à la valeur la plus faible du coefficient de transfert κ égal à environ 0,4 (ex. Figure 6.25e). En utilisant l'équation (E.11) avec la partie exponentielle égale à 0,9 comme précédemment évaluée, nous retrouvons alors K_θ = 2,17.

La théorie de Rankine pour l'équilibre en poussée s'écrit:

$$K = \frac{\sigma_h}{\sigma_v} = \tan^2(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}) \tag{E.12}$$

En considérons un angle de frottement du sable égal à 30°, nous trouvons alors que K= 3. Cette valeur est supérieure à K_θ, ce qui veut dire que le matériau reste dans son domaine d'équilibre. La valeur de K_θ= 2,7 paraît donc raisonnable.

Par ailleurs, Hughes et Robertson (1985) avaient étudié la pénétration d'un pénétromètre statique dans du sable afin d'analyser l'état de contraintes autour. Ces auteurs avaient trouvé que la contrainte radiale était réduite au cours de l'enfoncement du pénétromètre indiquant ainsi la présence d'une voûte dont la contrainte moyenne est importante et qui se trouve à un certain rayon du manchon, probablement entre la zone plastique (fortement déformée) et la zone élastique. La présence de cette voûte réduit alors la pression radiale transmise au manchon. Cependant, la variation avec le rayon de l'état de contraintes est trop complexe pour pouvoir la décrire simplement.

D'autres auteurs [ex. Chow *et al.*, 1998; Lehane et White, 2005] avaient également suggéré la présence d'effet de voûte autour des pieux qui réduit l'effort normal agissant sur le fût, et par conséquent, la résistance latérale du pieu.

E.5.1 Estimation par le calcul à la rupture des valeurs limites

Une autre façon de vérifier la validité des résultats que nous avons obtenus, notamment en terme de pression normale à l'interface, serait de vérifier la stabilité du système dans les limites de rupture.

Frih-Bengabbou (2003) avait présenté un calcul analytique à la rupture permettant d'estimer la valeur maximale $\sigma_{i,max}$ que pourrait prendre la pression normale à l'interface, en supposant un mode de déformations planes et un matériau qui satisfait le critère de Coulomb. La condition s'écrit:

$$k_{max} = \frac{\sigma_{i,max}}{\sigma_e} = \left(\frac{R_e}{R_i}\right)^{\frac{2\sin\varphi}{1+\sin\varphi}} \tag{E.13}$$

Où φ est l'angle de frottement du sol.

De même, nous pouvons estimer la valeur minimale $\sigma_{i,min}$, elle s'écrit:

$$k_{min} = \frac{\sigma_{i,min}}{\sigma_e} = \left(\frac{R_e}{R_i}\right)^{\frac{-2\sin\varphi}{1-\sin\varphi}} \tag{E.14}$$

Les conditions géométriques de l'ACSA donnent R_e/R_i= 2.

Choisissons comme application les deux valeurs au pic et au résiduel du coefficient de transfert de l'essai de cisaillement alterné CD009 de la Figure 6.25, égales respectivement à $\kappa_{max} \approx$ 1,6 et $\kappa_{min} \approx$ 0,4. A partir des équations (E.13) et (E.14), nous pouvons déduire un minimum de l'angle de frottement $\varphi \approx$ 31°(C'est la condition E.13 qui s'avère la plus contraignante). Cette valeur est à comparer avec les données au triaxial qui indiquent un angle de frottement interne d'environ 30°, qui semble dans la limite indiquée par le calcul à la rupture.