



THÈSE DE DOCTORAT
de l'UNIVERSITÉ DE LYON
opérée par
l'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE DE LYON

École Doctorale N° 52
Physique et Astrophysique

Discipline : Physique

Soutenue publiquement le mercredi 17 juillet 2024, par

Yohann FAURE

Dynamique d'une faille en laboratoire
Étude de l'influence d'un milieu granulaire

Devant le jury composé de :

| | | |
|---------------------|--|--------------------|
| Jérôme CRASSOUS | Professeur des Universités IPR (Rennes) | Rapporteur |
| Julien SCHEIBERT | Directeur de Recherche CNRS LTDS (Lyon) | Rapporteur |
| Marianne MÉTOIS | Maîtresse de Conférences LGLTPE (Lyon) | Examinaterice |
| François PASSELÈGUE | Chargé de Recherche CNRS Géoazur (Nice) | Examinateur |
| Elsa BAYART | Chargée de Recherche CNRS LPENSL (Lyon) | Examinaterice |
| Mokhtar ADDA-BEDIA | Directeur de Recherche CNRS LPENSL (Lyon) | Directeur de thèse |

Résumé

Lorsque deux plaques tectoniques en contact se déplacent l'une par rapport à l'autre, une force de cisaillement croissante s'applique à leur interface, la faille sismique, qui finit par céder, donnant lieu à un séisme qui libère l'énergie élastique stockée. L'étude de ces mouvements à l'échelle planétaire s'effectue *in situ* par des mesures sismiques ou géodésiques, mais les interfaces étudiées, en plus d'être hautement hétérogènes, ne sont pas directement accessibles. Les expériences de laboratoire permettent d'étudier le comportement de failles modèles formées par des échantillons de roches ou de matériaux analogues en isolant les paramètres jouant un rôle dans leur dynamique. La problématique de notre étude est d'identifier l'influence d'une couche de gouge, roche broyée présente à l'interface sous forme de poudre ou de grains, sur le comportement d'une faille sismique.

Pour ce faire, nous avons développé un dispositif expérimental de cisaillement d'une interface frictionnelle permettant des mesures de déformations et du suivi de particules à haute fréquence. Cela nous a permis d'étudier différentes interfaces frictionnelles bidimensionnelles, formées par des blocs solides de PMMA en présence d'un milieu granulaire piégé à l'interface, modélisant la gouge. En particulier, nous avons étudié les mécanismes d'interaction entre une portion de faille en glissement lent et les régions avoisinantes bloquées. Nos résultats montrent que la portion en glissement lent agit comme un précurseur aux événements de rupture, déstabilisant l'interface par un mécanisme similaire à celui d'une pré-fissure dans un solide homogène. Ce résultat, et ce dispositif expérimental polyvalent, ouvrent la voie à de nouvelles perspectives dans l'étude d'interfaces frictionnelles complexes.

Abstract

When two tectonic plates in contact move relative to each other, an increasing shear force is applied to their interface, the seismic fault, which eventually starts slipping, giving rise to an earthquake that releases the stored elastic energy. The study of these movements on a global scale is carried out *in situ* using seismic or geodetic measurements, but as well as being highly heterogeneous, the interfaces studied are not directly accessible. Laboratory experiments can be used to study the behaviour of model faults formed by samples of rocks or plastic materials by isolating the parameters that play a role in their dynamics. The aim of our study is to identify the influence of a layer of gouge, a crushed rock present at the interface in powder or grain form, on the behaviour of a seismic fault.

To do this, we developed an experimental device for shearing a frictional interface, enabling us to measure deformations and track particles at high frequency. This allowed us to perform various experiments on two-dimensional frictional interfaces formed by solid blocks of PMMA in the presence of a granular medium trapped at the interface, modelling the gouge. In particular, we studied the interaction mechanisms between a slowly slipping portion of a fault and the surrounding locked regions. Our results show that the slowly slipping portion acts as a precursor to rupture events, destabilising the interface by a mechanism similar to that of a pre-crack in a homogeneous solid. This result and this versatile experimental set-up pave the way for new perspectives in the study of complex frictional interfaces.

Table des matières

| | |
|--|------------|
| 1 Introduction | 7 |
| 1 Les frottements solides | 9 |
| 2 Mécanique de la fracture linéaire élastique | 21 |
| 3 Mécanique des failles | 32 |
| 4 Conclusion | 37 |
| 2 État de l'art | 39 |
| 1 Dynamique d'une interface solide-solide homogène | 41 |
| 2 Interface hétérogène | 45 |
| 3 Interface entièrement granulaire homogène | 50 |
| 4 Objectifs de cette thèse | 51 |
| 3 Développement expérimental | 53 |
| 1 Principe de l'expérience | 54 |
| 2 Échantillons étudiés | 56 |
| 3 Mesures Électroniques | 59 |
| 4 Mesures Optiques | 68 |
| 5 Conclusion | 78 |
| 4 Ruptures sismiques – Glissement asismique | 79 |
| 1 Système étudié – définitions | 82 |
| 2 Modification de la fréquence de stick-slip | 84 |
| 3 Observation d'un glissement lent | 87 |
| 4 Effet du glissement lent sur la nucléation des ruptures | 91 |
| 5 Extension du patch en glissement avec le contraste de chargement | 94 |
| 6 Le patch en glissement joue le rôle d'un pré-crack | 97 |
| 7 Discussion | 100 |
| 8 Conclusion | 101 |
| 5 Conclusion et Perspectives | 103 |
| 1 Résumé de cette thèse | 103 |
| 2 Perspectives | 104 |
| 3 Mot de la fin | 107 |
| Table des figures | 109 |
| Table des symboles | 111 |
| Bibliographie | 113 |

Chapitre 1

Introduction

La croûte terrestre est divisée en plaques tectoniques, en mouvement les unes par rapport aux autres. Entraînées à des vitesses de plusieurs centimètres par an par les mouvements de convection mantellique, elles se rencontrent le long de lignes de parfois plusieurs milliers de kilomètres, que l'on nomme des *failles*. Sont généralement nommés *failles* les plans formés par deux blocs rocheux se déplaçant l'un par rapport à l'autre. Un système de failles bien connu est la ceinture de feu de l'océan Pacifique. Par exemple au niveau du Japon, la plaque océanique Pacifique plonge sous la plaque continentale Eurasienne, créant une faille de subduction (Fig. 1.1). Retenues par les forces de frottements qui s'exercent entre elles, les deux plaques sont la plupart du temps bloquées, se déforment et accumulent de l'énergie élastique. Lorsqu'elles se débloquent, un événement de glissement rapide a lieu, initié par la propagation d'une rupture. Cet événement, relâchant l'énergie élastique accumulée, émet des ondes de déformation, qui se propagent dans les roches alentour, parfois jusqu'à la surface. C'est ce mécanisme que l'on nomme *séisme* [1]. Ce mécanisme bien connu n'est cependant pas le seul au travers duquel une faille peut relâcher de l'énergie élastique. En effet certaines failles ne sont pas entièrement bloquées, et sont en glissement permanent, ou glissent lors d'événements lents [2]. La compréhension des frottements solides entre les plaques, responsables de ces phénomènes géologiques, est un enjeu scientifique majeur, en particulier dans l'application de ces connaissances à la prévention des risques sismiques.

Dans ce chapitre introductif nous présentons d'abord les mécanismes et principes fondateurs de l'étude des frottements. Nous détaillerons ensuite les bases de la mécanique de la fracture et leur application à la propagation d'un crack le long d'une interface frictionnelle. Enfin nous présenterons les bases de la mécanique des failles nécessaires à notre étude.

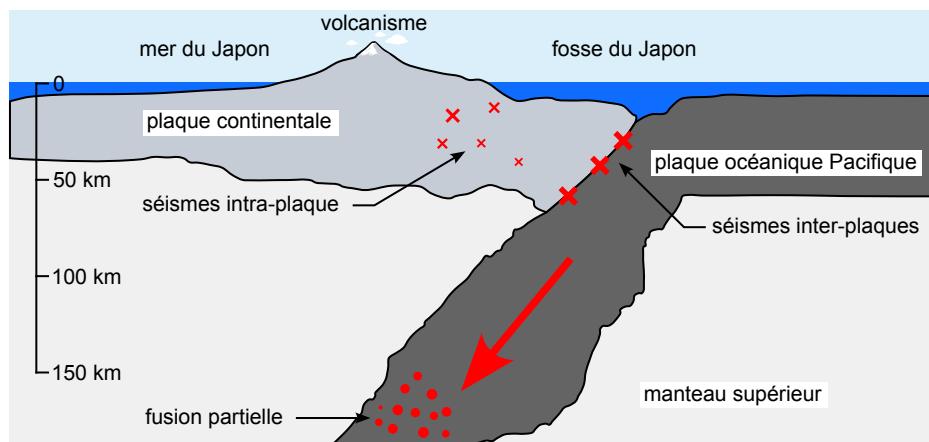


FIGURE 1.1 – Schéma de la zone de subduction de la fosse océanique du Japon. La subduction d'une plaque océanique donne naissance à des séismes, mais aussi à de nombreux phénomènes géophysiques comme le volcanisme à l'origine des reliefs de l'île du Japon (adapté de [3]).

Contenu du chapitre 1

| | | |
|-------|---|----|
| 1 | Les frottements solides | 9 |
| 1.1 | Que sont les frottements ? | 9 |
| 1.2 | Origine microscopique des forces de frottement macroscopiques | 9 |
| 1.3 | Description macroscopique – Lois d’Amontons-Coulomb | 10 |
| 1.3.1 | Définition du problème | 10 |
| 1.3.2 | Lois d’Amontons-Coulomb | 11 |
| 1.3.3 | Variabilité des coefficients de frottement | 12 |
| 1.3.4 | Émergence du phénomène de stick-slip | 12 |
| 1.4 | Modèles microscopiques de la friction | 13 |
| 1.4.1 | Description de l’aire de contact réelle | 13 |
| 1.4.2 | Modèles d’aspérités | 14 |
| 1.4.3 | Modèle d’interface – lois d’Amontons-Coulomb | 16 |
| 1.5 | Modélisation de l’évolution de μ | 17 |
| 1.5.1 | Vieillissement d’une interface au repos | 17 |
| 1.5.2 | Influence de la vitesse sur μ | 18 |
| 1.5.3 | Modèle de Dieterich et Ruina – Rate-and-State | 18 |
| 1.5.4 | Instabilité de stick-slip | 19 |
| 2 | Mécanique de la fracture linéaire élastique | 21 |
| 2.1 | Mécanique du solide élastique | 21 |
| 2.1.1 | Loi de Hooke uniaxiale pour un solide élastique | 22 |
| 2.1.2 | Loi de Hooke généralisée | 22 |
| 2.1.3 | Cas des plaques | 23 |
| 2.2 | Théorie de la fracture linéaire élastique (LEFM) | 23 |
| 2.2.1 | Qu’est-ce qu’une fracture ? | 23 |
| 2.2.2 | Critère d’initiation de Griffith | 24 |
| 2.2.3 | Facteur d’intensité des contraintes | 25 |
| 2.2.4 | Modes de fracture | 26 |
| 2.3 | Fracture dynamique | 29 |
| 2.3.1 | Expression du tenseur des contraintes | 29 |
| 2.3.2 | Critère de propagation | 30 |
| 2.4 | Fracture frictionnelle | 30 |
| 2.4.1 | Phénoménologie | 30 |
| 2.4.2 | Description par la mécanique de la fracture | 31 |
| 3 | Mécanique des failles | 32 |
| 3.1 | Qu’est-ce qu’une faille ? | 32 |
| 3.1.1 | Origine des failles | 32 |
| 3.1.2 | Anatomie d’une faille | 33 |
| 3.2 | Étude des séismes | 33 |
| 3.2.1 | Le stick-slip comme description du cycle sismique | 33 |
| 3.2.2 | Magnitude et moment sismique | 34 |
| 3.2.3 | Loi de Gutenberg Richter | 36 |
| 3.3 | Mouvement asismique | 37 |
| 4 | Conclusion | 37 |

1 Les frottements solides

1.1 Que sont les frottements ?

Les termes de *frottement* ou de *friction* désignent l'ensemble des interactions qui s'appliquent à deux systèmes mécaniques en contact et qui s'opposent à leur mouvement. Le domaine de la physique qui étudie les frottements solides, la *tribologie*, est définie comme la science de l'usure, des frottements et de la lubrification. Ces phénomènes sont omniprésents dans notre quotidien. Nous les retrouvons par exemple dans le simple fait de marcher, puisque c'est l'existence d'un frottement solide entre nos chaussures et le sol qui nous propulse en avant. Ceci est bien illustré par la grande difficulté avec laquelle nous nous déplaçons sur la glace, surface à frottements faibles [4].

Cette section discute, par une approche historique, des mécanismes et modélisations du frottement solide. Ces mécanismes sont une première approche de la mécanique des failles, en particulier des séismes, qui peuvent être décrits comme la manifestation d'un mouvement de stick-slip, caractéristique des interfaces frictionnelles [1].

1.2 Origine microscopique des forces de frottement macroscopiques

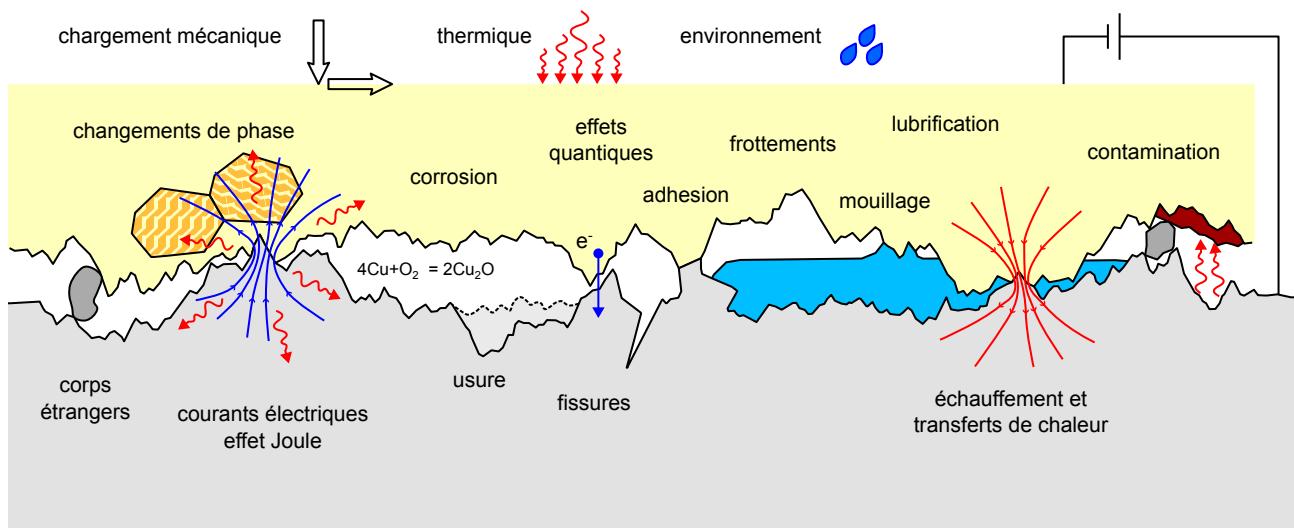


FIGURE 1.2 – Visualisation schématique d'un contact frictionnel réel, et des interactions à l'œuvre à l'interface. L'aire de contact réelle entre les deux solides est nettement plus faible que l'aire de contact apparente.

Lors d'un contact frictionnel entre deux objets, les frottements solides se manifestent à l'échelle macroscopique par l'apparition d'une force opposée à leur mouvement relatif. L'origine de cette force est à chercher à l'échelle microscopique. Une surface qui nous apparaît lisse au toucher est en réalité rugueuse, couverte d'aspérités dont la position et la taille sont aléatoires, à la manière d'un papier abrasif microscopique, allant selon les matériaux et traitements de surfaces du nanomètre au millimètre. Lors de la mise en contact de deux solides, ces aspérités s'entremêlent, répartissant la force pressante sur de multiples points de contacts, nommés *microcontacts*. Ces points sont le siège d'un ensemble complexe d'interactions électrostatiques, chimiques et mécaniques, dans lesquelles interviennent les deux surfaces rugueuses des solides, mais également les impuretés et corps étrangers présents entre eux (Fig. 1.2). La complexité de ces interactions rend irréaliste l'étude du comportement d'une interface rugueuse par le calcul exact de toutes les forces qui s'y exercent. L'étude de ces interfaces s'est donc historiquement faite au travers de lois empiriques macroscopiques telles que les lois d'Amontons-Coulomb

(Sec. 1 · 1.3), puis par des lois justifiées par des modèles microscopiques des contacts à l'interface, comme le modèle de Bowden et Tabor, puis les modèles dits *Rate-and-State* (Sec. 1 · 1.4).

La prochaine section est dédiée aux premières tentatives de la modélisation de la friction solide par les lois d'Amontons-Coulomb.

1.3 Description macroscopique – Lois d'Amontons-Coulomb

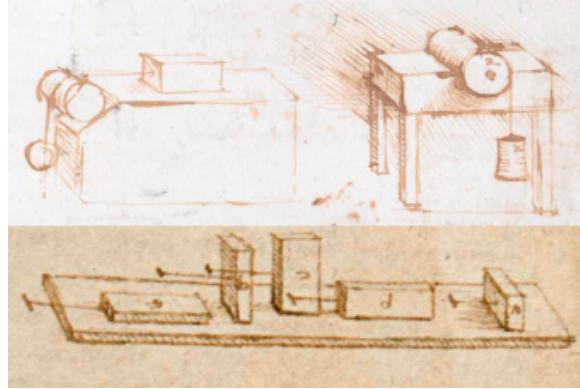


FIGURE 1.3 – Croquis de Léonard de Vinci au sujet du frottement d'un objet sur une surface. Les dessins représentent des expériences d'étude de la friction par traction dans lesquelles différents objets sont tractés par une masse leur étant reliée par une cordelette et une poulie (adapté de [5]).

Bien que les premiers écrits sur les frottements solides remontent à l'antiquité romaine, Thémistios écrivant notamment au quatrième siècle dans son *De la Physique* « Il est plus facile d'entretenir le mouvement d'un corps se déplaçant que d'initier celui d'un corps au repos » [6], la première modélisation des frottements solides est due à Léonard de Vinci au XV^{ème} siècle, dans son *Codex Atlanticus* (Fig. 1.3) [5]. Ces travaux, redécouverts par Guillaume Amontons en 1699, et complétés par Leonhard Euler (1750) et Charles-Augustin de Coulomb (1785), ont abouti à la modélisation du problème à deux corps en contact frictionnel et à l'établissement de trois lois macroscopiques permettant de le résoudre.

1.3.1 Définition du problème

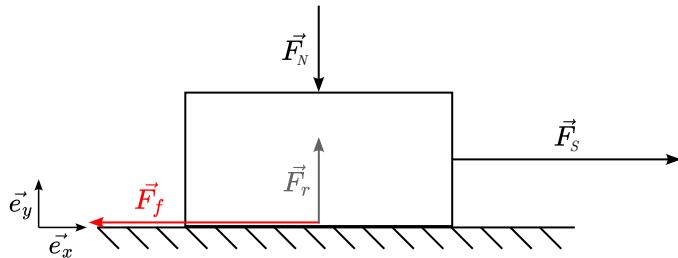


FIGURE 1.4 – Définition du système étudié. Le référentiel choisi est celui du laboratoire muni d'un repère orthonormé direct (\vec{e}_x , \vec{e}_y , \vec{e}_z). Le plan dans lequel le contact entre la masse et la surface s'effectue est le plan (\vec{e}_x , \vec{e}_z), et \vec{e}_y est pris orthogonal à ce plan, et orienté vers le haut (et de manière plus générale dans la direction opposée à la force pressante).

Le système que nous considérons dans le cadre de la friction entre deux solides est une masse m indéformable dont la surface macroscopiquement lisse d'aire A est déposée sur un support horizontal immobile (Fig. 1.4). Sa vitesse est notée \vec{v} , et la direction de la vitesse $\vec{u}_v = \vec{v} / \|\vec{v}\|$.

Nous nommons *force normale* \vec{F}_N , ou force pressante, la projection de la somme des forces appliquées à la masse sur le vecteur normal à l'interface, en excluant la réaction du support.

Les phénomènes de friction entrent en jeu lorsqu'une force tend à mettre en mouvement le solide, et a donc une composante tangentielle à l'interface. Ils se manifestent par l'apparition d'une force \vec{F}_f , qui s'applique dans le plan de l'interface, dans la direction contraire au sens de la mise en mouvement. Nous nommerons alors *force cisaillante* \vec{F}_S la projection de toutes les forces appliquées à la masse dans le plan de l'interface, à l'exception de cette force de réaction due aux frottements (Fig. 1.4).

Le problème étant ainsi défini, nous pouvons énoncer les trois lois d'Amontons-Coulomb décrivant la force de frottement \vec{F}_f en fonction des forces normale \vec{F}_N et cisaillante \vec{F}_S appliquées à la masse m .

1.3.2 Lois d'Amontons-Coulomb

La modélisation du comportement d'une interface frictionnelle repose sur trois lois fondamentales, nommées d'après ceux qui les ont découvertes et rendues publiques, Guillaume Amontons (1699) et Charles-Augustin de Coulomb (1785).

Lois du frottement statique – μ_s

La première loi d'Amontons affirme que pour mettre en mouvement la masse lorsqu'elle est immobile, il faut lui appliquer une force cisaillante telle que $F_S = \mu_s F_N$, où μ_s est une constante nommée *coefficient de frottement statique*. Elle s'écrit

$$\text{tant que } v = 0 \quad \begin{cases} \max F_f = \mu_s F_N \\ \vec{F}_f = -\vec{F}_S \end{cases} \quad (1.1)$$

La deuxième loi d'Amontons stipule que la force de frottement, notamment μ_s , ne dépend pas de l'aire de contact apparente entre les deux solides.

Loi du frottement dynamique – μ_d

La troisième loi de la friction, ou loi de Coulomb, précise qu'une fois que le solide est mis en mouvement relativement au support, la force de frottement qu'il subit est toujours opposée à la direction du mouvement et de norme constante, indépendante notamment de sa vitesse de glissement. Cette troisième loi nous permet de définir le *coefficient de frottement dynamique* μ_d tel que

$$\vec{F}_f = -\mu_d F_N \vec{u}_v \quad (1.2)$$

Une conséquence intéressante de cette loi est que la force de frottement est non-conservative, puisque son travail dépend du chemin suivi par l'objet sur lequel elle s'applique. Sur un chemin \mathcal{C} de longueur $L_{\mathcal{C}}$, à force normale constante, le travail $W_{\mathcal{C}}(\vec{F}_f)$ vaut

$$W_{\mathcal{C}}(\vec{F}_f) = \int_{\mathcal{C}} \vec{F}_f \cdot d\vec{u}_v = -\mu_d F_N \times \int_{\mathcal{C}} \vec{u}_v \cdot d\vec{u}_v = -\mu_d F_N L_{\mathcal{C}} \quad (1.3)$$

Ce travail étant toujours négatif, la force de frottement dynamique fait toujours perdre au système de l'énergie. L'énergie perdue, dissipée en chaleur, est proportionnelle à la distance parcourue par l'objet.

1.3.3 Variabilité des coefficients de frottement

Émergeant des lois d'Amontons-Coulomb, μ_s et μ_d peuvent être considérés comme des grandeurs caractéristiques d'une interface entre deux matériaux donnés. Selon les conditions expérimentales (état de surface, lubrification, humidité ambiante, etc.) ces coefficients varient, mais à conditions expérimentales fixées il est possible de tabuler leurs valeurs (Fig.1.5). Cependant même en conditions expérimentales contrôlées, les coefficients varient d'un échantillon à un autre, et d'une expérience à l'autre, d'un facteur typiquement de l'ordre de 10%, et leur utilisation nécessite un regard critique [7-9] (Fig. 1.6). L'indépendance de μ_d de la vitesse de glissement notamment est une approximation dont les limites sont expérimentalement observées (Sec. 1 · 1.5).

| Coefficient de frottement statique | | |
|------------------------------------|-------------|-------------|
| Matériau de la corde | Sèche | Humide |
| Nylon | 0.10 – 0.12 | 0.12 – 0.15 |
| Polyester | 0.12 – 0.15 | 0.15 – 0.17 |
| Polypropylène | 0.08 – 0.11 | 0.08 – 0.11 |
| Aramidé | 0.12 – 0.15 | 0.15 – 0.17 |
| HMPE | 0.08 – 0.11 | 0.08 – 0.11 |

FIGURE 1.5 – Exemple de table de coefficients de frottement statique. Sont tabulés ici les coefficients de frottement entre une plaque d'acier lisse et des cordes de différents matériaux, sèches ou humides [10].

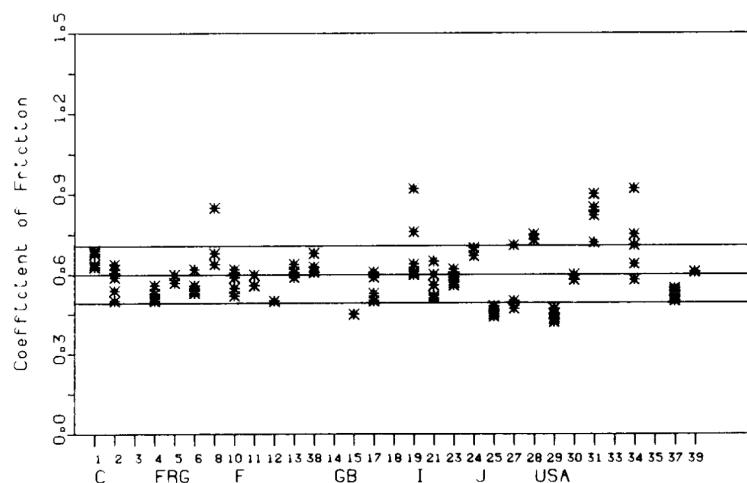


FIGURE 1.6 – Coefficients de frottement dynamique mesurés par différentes équipes de recherche sur des échantillons identiques en acier. Chaque point représente une expérience, et chaque colonne de points l'ensemble des résultats d'un laboratoire (extrait de [9]). Moyenne : 0.6, écart type : 0.109.

1.3.4 Émergence du phénomène de stick-slip

Le phénomène de stick-slip, ou collé-glissé, est un mouvement saccadé entre deux solides liés par une interface frictionnelle, qui émerge de la différence entre μ_s et μ_d . Pour le mettre en évidence, considérons un système modèle composé d'une masse m , reliée à un support immobile par un ressort idéal de raideur k , et placée sur un tapis roulant évoluant à vitesse constante v (Fig. 1.7). Alors si $\mu_d < \mu_s$, le mouvement se décompose en deux phases qui alternent :

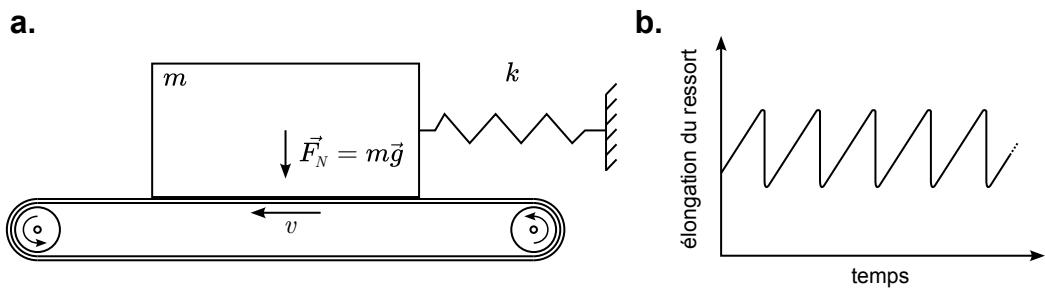


FIGURE 1.7 – a. Système mécanique pouvant aboutir à un mouvement de stick-slip.
b. Évolution temporelle typique de la longueur du ressort dans ce système. Les axes sont en unités arbitraires, de tels mouvements pouvant se produire à des échelles très variées.

- *Stick* : les deux solides sont solidaires, leur mouvement relatif est nul, les lois d’Amontons décrivent les interactions frictionnelles entre les deux par le biais du coefficient de frottement statique μ_s . Durant cette phase, l’interface se charge en cisaillement par les déformations du ressort.
- *Slip* : les deux solides se mettent en mouvement relatif, ils glissent, la troisième loi de Coulomb décrit le mouvement par le coefficient μ_d .

Les lois d’Amontons Coulomb permettent d’aboutir à la description d’un mouvement périodique, de période T_{ss} , et d’amplitude A_{ss} , qui en posant $\omega_0 = \sqrt{k/m}$ s’écrivent

$$\begin{cases} T_{ss} = 2 \frac{(\mu_s - \mu_d) g}{\omega_0^2 v} + \frac{\pi}{\omega_0} \\ A_{ss} = \frac{(\mu_s - \mu_d) g}{\omega_0^2} \end{cases} \quad (1.4)$$

Les lois d’Amontons-Coulomb permettent de décrire synthétiquement de nombreux systèmes摩擦nels, mais sont limitées en raison des variations des coefficients de frottement en fonction du temps et de la vitesse, et de l’hétérogénéité des interfaces réelles. Elles ont été énoncées à leur origine sans justification microscopique, et relèvent d’une description empirique d’interfaces macroscopiques. Un modèle microscopique historiquement utilisé pour les décrire est détaillé dans la section suivante.

1.4 Modèles microscopiques de la friction

La description par des modèles macroscopiques du frottement entre deux solides s’appuie historiquement sur des observations empiriques. Les modèles microscopiques justifiant de la validité des trois lois d’Amontons-Coulomb sont récents (xx^{ème} siècle), avec notamment le modèle de Bowden et Tabor [11], publié en 1950. Ces modèles reposent sur la prise en compte de la réalité microscopique des contacts entre les deux solides.

1.4.1 Description de l’aire de contact réelle

Lorsque deux solides sont en contact, l’aire de contact réelle entre les microaspérités à l’interface est bien plus faible que l’aire apparente macroscopique de contact A (Fig. 1.8). Lors de la mise en contact de deux solides, seules les plus hautes aspérités de chaque surface se rencontrent. L’aire réelle de contact est nommée A_r et peut être décrite comme la somme des aires de chaque aspérité en contact. Cette aire est par exemple mesurable dans les solides transparents par des méthodes optiques reposant sur la réflexion interne totale de la lumière [12]. Afin

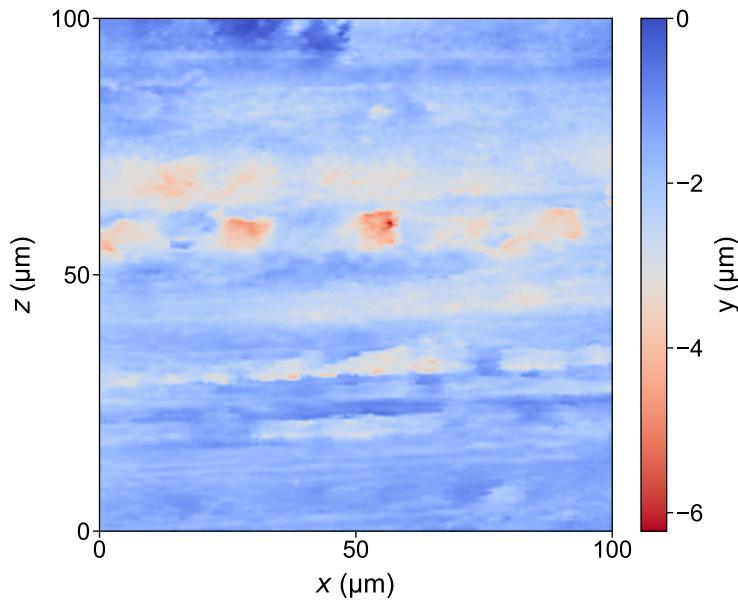


FIGURE 1.8 – Profil d’altitude d’une portion de bloc de plastique poli à l’aide de papier abrasif fin (P1200). L’altitude de référence est la surface macroscopique du bloc. Les aspérités, dont la hauteur est de l’ordre de quelques micromètres, semblent aléatoirement distribuées. Cet échantillon présente des traces d’usure, sous la forme de rainures le long de l’axe x .

de modéliser le contact entre les deux solides, un modèle du comportement des microcontacts soumis à une pression et de leur distribution est nécessaire.

La mécanique des contacts est un domaine de recherche riche et actif, et nous n’en proposons dans ce chapitre qu’un aperçu, au travers de deux modèles historiques de contacts uniques. Il existe cependant d’autres méthodes pour aborder ce type de problèmes, plus récentes et plus précises [13–18], que nous n’aborderons pas ici.

Dans cette section, de façon à distinguer les forces macroscopiques F_N et F_S des forces à l’échelle des microcontacts, nous nommerons en minuscule f_n et f_s les forces appliquées sur un microcontact de surface A_μ , de telle sorte qu’une contrainte σ subie par ce microcontact s’écrit $\sigma = f_n/A_\mu$.

1.4.2 Modèles d’aspérités

Nous présentons deux modèles d’aspérités sans adhésion, selon que la pression de contact est faible, et les déformations élastiques, ou que la pression est forte, et les déformations plastiques.

Aspérité élastique

Pour une aspérité individuelle élastique, de module d’Young E et de coefficient de Poisson ν , nous noterons $E^* = E/(1 - \nu^2)$. Dans le cadre du contact de Hertz [19], si cette aspérité dispose d’un rayon de courbure ρ_r et est pressée contre une surface dure sous une force normale f_n , alors son aire de contact avec cette surface est

$$A_\mu = \pi \left(\frac{3}{4} \times \frac{1}{E^*} \times \rho_r \times f_n \right)^{2/3} \propto f_n^{2/3} \quad (1.5)$$

Ainsi l’aire de contact augmente proportionnellement à $f_n^{2/3}$, tandis que la pression subie par le contact, f_n/A_μ , augmente proportionnellement à $f_n^{1/3}$.

Aspérité plastique

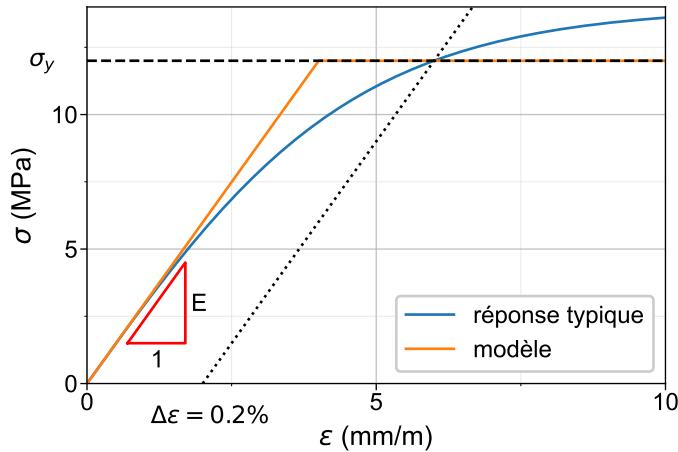


FIGURE 1.9 – Réponse contrainte-déformation d'un matériau plastique typique, avec $E = 3 \text{ GPa}$ et $\sigma_Y = 12 \text{ MPa}$. En bleu, exemple de réponse typique du matériau. Dans les régimes que nous considérons, la contrainte est une fonction croissante de la déformation. Nous la modélisons par la courbe orange. Ce modèle comporte d'abord une réponse purement élastique, telle que si $\varepsilon < \sigma_Y/E$ alors $\sigma = E\varepsilon$, puis une réponse purement plastique, telle que si $\varepsilon \geq \sigma_Y/E$, alors $\sigma = \sigma_Y$. La définition communément acceptée de σ_Y , représentée par les lignes pointillées, est la valeur de contrainte telle qu'une fois le matériau de nouveau déchargé, sa déformation plastique soit de 0.2% [20].

Si les contraintes subies par les microcontacts sont grandes les déformations sont plastiques, et σ atteint un maximum. La contrainte limite d'élasticité σ_Y (*yield stress*, homogène à une pression) est définie comme la contrainte à partir de laquelle les déformations de l'aspérité deviennent plastiques (Fig. 1.9). La valeur de σ_Y est une caractéristique du matériau. Les valeurs typiques de σ_Y sont de l'ordre de quelques 10^7 Pa pour la plupart des matériaux polymères rigides [20]. Cela correspond environ à dix fois la contrainte normale que nous appliquons sur la surface *apparente* de nos échantillons expérimentaux (Sec. 3 · 2).

Si une force normale f_n est appliquée sur un microcontact plastique de surface de contact A_μ , celle-ci ne pouvant supporter qu'une contrainte normale $\sigma_n = \sigma_Y$, alors

$$A_\mu = \frac{f_n}{\sigma_Y} \quad (1.6)$$

Ainsi, A_μ augmente linéairement avec f_n .

Cisaillement d'une aspérité

Qu'il soit élastique ou plastique, un microcontact résiste au glissement tant qu'il n'est pas brisé ou affaibli. Sa résistance au cisaillement σ_r correspond à la contrainte cisaillante maximale qu'il peut supporter sans glisser. La force cisaillante f_s maximum que le microcontact peut retenir est donc

$$\max f_s = A_\mu \times \sigma_r \quad (1.7)$$

Ainsi la force cisaillante maximale que peut supporter un microcontact avant de glisser augmente linéairement avec A_μ .

En conclusion, ces deux modèles montrent que la surface d'un microcontact augmente avec la force normale qu'il porte. Elle est proportionnelle à la force normale dans le cas d'un microcontact plastique, tandis que pour un microcontact élastique elle est proportionnelle à $f_n^{2/3}$. La force cisailante que peut retenir un microcontact est pour sa part proportionnelle à cette surface. Ces modèles de microcontacts peuvent maintenant être appliqués à l'échelle d'une interface toute entière.

1.4.3 Modèle d'interface – justification des lois d'Amontons-Coulomb

Nous restreignons cette présentation au cas d'une interface dont les contacts ont un comportement plastique car les matériaux que nous étudions dans les conditions choisies sont correctement décrits par ce modèle [21]. Cependant les résultats présentés resteraient valides pour une interface partiellement ou entièrement élastique avec une distribution gaussienne des hauteurs des aspérités [22].

Frottement statique

Dans le cas d'une interface plastique, le modèle de Bowden et Tabor [11] décrit la surface comme un ensemble de microcontacts de surfaces $\{A_{\mu,i}\}_i$. La force normale portée par l'interface peut alors s'écrire comme la somme des forces normales portées par l'ensemble des microcontacts, $F_N = \sum_i f_{n,i}$. En appliquant l'Équation 1.6 à chacun de ces microcontacts nous obtenons

$$A_r = \sum_i A_{\mu,i} = \sum_i \frac{f_{n,i}}{\sigma_Y} = \frac{F_N}{\sigma_Y} \quad (1.8)$$

Ainsi l'aire de contact réelle A_r de l'interface est proportionnelle à la force normale F_N qui lui est appliquée. En appliquant un raisonnement similaire sur la force cisailante, répartie sur tous les microcontacts, nous obtenons $\max F_S = \sum_i \max f_{s,i} = \sum_i \sigma_r A_{\mu,i} = \sigma_r A_r$. Ainsi le coefficient de frottement statique se définit comme

$$\max F_S = \mu_s F_N \quad \text{avec} \quad \mu_s = \frac{\sigma_r}{\sigma_Y} \quad (1.9)$$

Au travers cette modélisation microscopique nous retrouvons les deux lois d'Amontons, ainsi qu'une définition du coefficient de frottement statique. Cette définition reste sujette à discussion, puisqu'elle repose sur l'utilisation de σ_Y et σ_r . La contrainte limite d'élasticité σ_Y est une caractéristique du matériau, et la considérer constante est une bonne approximation. La résistance au cisaillement σ_r pour sa part n'est pas une grandeur caractéristique. Elle dépend de la géométrie des contacts et de chaque aspérité considérée, et n'est pas à priori connue.

Frottement dynamique

Lorsque l'interface est en glissement quasi-statique, les microcontacts se cassent et se reforment de manière répétée. La formation d'un point de contact s'accompagne de l'accumulation rapide de contraintes cisailantes sur ce point, puis à une nouvelle mise en glissement. Les deux aspérités poursuivent leur glissement jusqu'à rencontrer une nouvelle aspérité avec laquelle répéter ce cycle. Tandis que le solide glisse de manière quasi-statique, les microcontacts subissent des mouvements rapides et irréguliers [3, 23]. En reprenant la description du contact unique cisaillé proposée plus haut (Éq. 1.8 et 1.9), chaque rupture de microcontact s'effectue à une force cisailante f_s telle que

$$f_s = A_\mu \times \sigma_r = \frac{\sigma_r}{\sigma_Y} f_n \quad (1.10)$$

Ainsi, peu importe la vitesse à laquelle le glissement est effectué, si nous considérons comme isotrope la répartition des microcontacts, la force cisaillante macroscopique F_S est de valeur constante

$$F_S = \mu_d F_N \quad \text{avec} \quad \mu_d = \mu_s = \frac{\sigma_r}{\sigma_Y} \quad (1.11)$$

Les limitations de ce modèle sont ainsi mises en exergue, puisqu'il ne parvient pas à prédire de différence entre μ_s et μ_d , ni l'évolution de ces deux coefficients en fonction du temps et de la vitesse de glissement observée expérimentalement pour des interfaces solide-solide réelles.

1.5 Modélisation de l'évolution des coefficients de frottement

Les coefficients de frottement ne sont pas des caractéristiques d'une interface, comme décrit précédemment. Le coefficient de frottement statique tend à augmenter avec l'âge de l'interface, tandis que le coefficient de frottement dynamique, à l'inverse de ce que stipule la troisième loi de Coulomb, dépend de la vitesse de glissement. Cette section décrit ces observations et un modèle empirique permettant d'en rendre compte.

1.5.1 Vieillissement d'une interface au repos

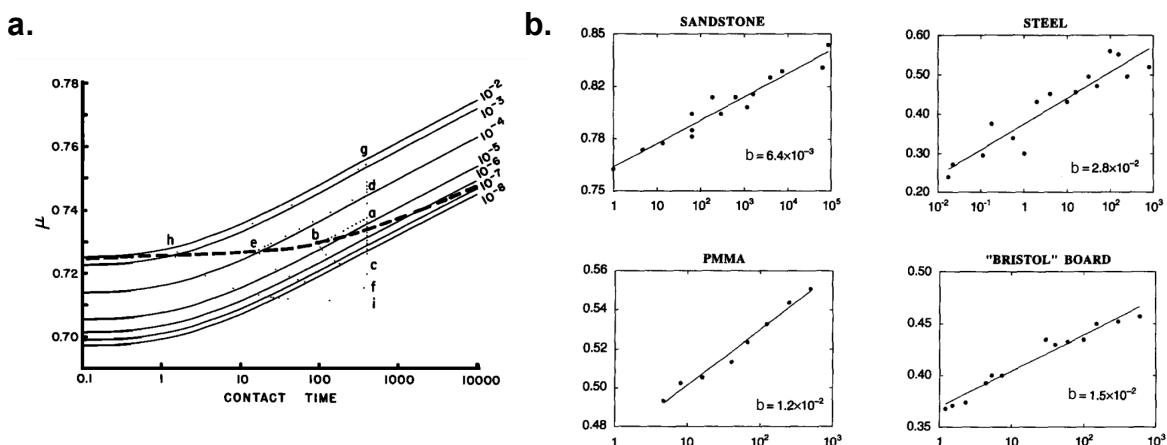


FIGURE 1.10 – a. Évolution du coefficient de frottement statique μ en fonction du temps de contact normalisé ($\tau = \theta/\theta_0$) pour différentes roches (extrait de [24]). Les échantillons étudiés sont des granodiorites californiennes poncées avec des papiers abrasifs P60 à P600. Pour tous les échantillons présentés, le coefficient augmente proportionnellement au logarithme de l'âge de l'interface. b. Évolution du coefficient de frottement statique μ_s en fonction du temps de contact τ dans divers matériaux (extrait de [25]). La ligne est un ajustement des points de la forme $\mu(\tau) = \mu_0 + b \ln \tau$.

Le coefficient de frottement statique augmente logarithmiquement avec le temps de contact entre les deux solides (Fig. 1.10), dans tous les matériaux, y compris les roches et les matières plastiques [24, 25] comme le polyméthacrylate de méthyle (PMMA) que nous utilisons dans nos expériences (Sec. 3.2.1.1). Ce vieillissement (*aging*) s'explique par une augmentation logarithmique de la surface réelle de contact A_r . Le mécanisme sous-jacent est que les microcontacts, de part leur échelle microscopique, s'étalent avec le temps sous l'effet de l'agitation thermique. Telles des particules dans un potentiel comportant des minima locaux, lorsque ces aspérités sont soumises à des fluctuations thermiques, elles sautent de minimum en minimum, augmentant progressivement l'aire de contact réelle entre les deux surfaces. Ce phénomène est nommé *fluage* (*indentation creep*) [12, 26, 27].

1.5.2 Influence de la vitesse sur le coefficient de frottement

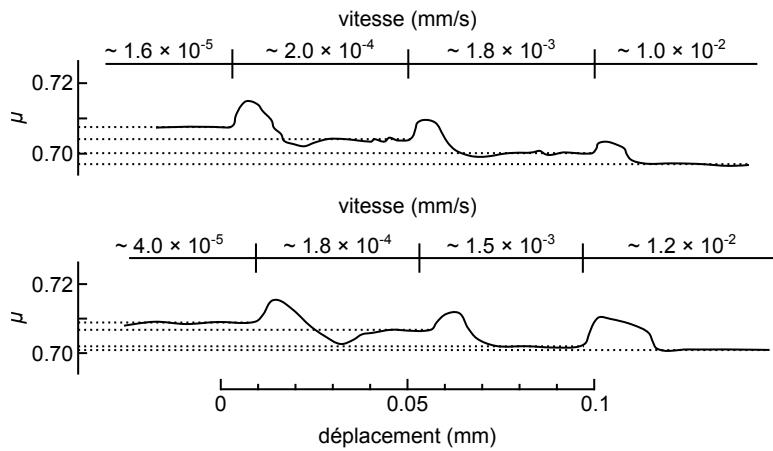


FIGURE 1.11 – Évolution du coefficient de frottement dynamique en fonction de la vitesse (adapté de [24]). Les échantillons étudiés sont des granodiorites d'une carrière californienne poncées avec du papier abrasif. La vitesse de déplacement varie au cours de l'expérience.

Lorsqu'un solide est en glissement sur une surface, son coefficient de frottement évolue en fonction de la vitesse de glissement V (Fig. 1.11). En régime de glissement stable, μ est proportionnel au logarithme de V [12, 28-30]. Lors d'un saut de vitesse positif, à temps court, μ augmente, puis relaxe à temps long vers une nouvelle valeur stable. Ce comportement provient de la concurrence de deux effets. L'augmentation initiale de μ est l'effet de la résistance intrinsèque des contacts [12]. La diminution qui s'en suit relève d'un mécanisme de fluage similaire à celui à l'œuvre dans le vieillissement d'une interface au repos. L'interface est le siège d'une compétition entre le renouvellement des contacts par son glissement et le vieillissement des contacts sous une charge normale.

Ces deux dépendances logarithmiques de μ en temps et en vitesse peuvent être décrites par des lois empiriques telles que celle proposée par Dieterich et Ruina en 1979 et 1983, que nous présentons ci-dessous.

1.5.3 Modèle de Dieterich et Ruina – Rate-and-State

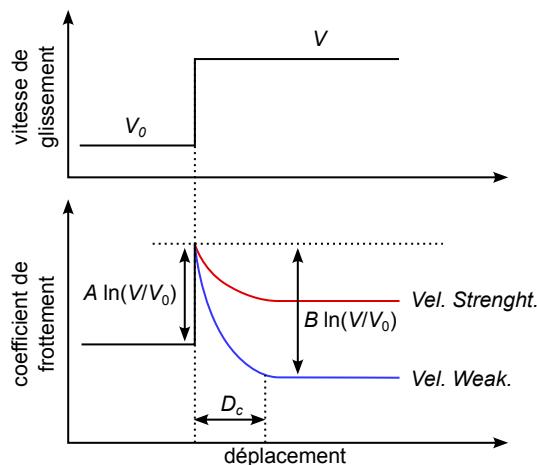


FIGURE 1.12 – Schéma du comportement d'un système frictionnel suivant une loi Rate-and-State, en fonction des paramètres A et B du modèle (adapté de [31]). La courbe rouge (resp. bleue) présente une friction renforcée (resp. affaiblie) par la vitesse.

Le modèle de Dieterich et Ruina [24, 28] est un modèle *Rate-and-State* (*taux-état*, rarement traduit dans la littérature), reliant le coefficient de frottement μ à la vitesse de glissement V et à une fonction d'état θ , selon l'équation

$$\mu = \mu_0 + A \ln \left(1 + \frac{V}{V_0} \right) + B \ln \left(1 + \frac{\theta}{\theta_0} \right) \quad (1.12)$$

La loi décrite ici étant empirique, son interprétation physique est sujette à des réserves [12]. Il est cependant possible d'en trouver des justifications microscopiques [32-34]. Ainsi θ est généralement interprété comme l'âge des microcontacts formés entre les deux solides. Les constantes θ_0 , μ_0 et V_0 sont déterminées expérimentalement.

Cette équation doit être couplée avec une équation d'état modèle pour l'évolution de θ . L'équation proposée par Dieterich considère que l'âge des contacts évolue selon l'équation

$$\frac{d\theta}{dt} = 1 - \frac{\theta V}{D_c} \quad (1.13)$$

La constante D_c , homogène à une longueur, correspond à la distance de glissement caractéristique nécessaire pour renouveler entièrement une population de contacts. Ce modèle permet d'exprimer à vitesse nulle le coefficient de frottement statique et de rendre compte de son augmentation logarithmique avec le temps.

$$\mu_s = \mu_0 + B \ln(1 + \theta/\theta_0) \quad (1.14)$$

Lorsque le glissement se fait en régime stationnaire, V est constante et $\theta = D_c/V$. Nous considérons les cas où $V/V_0 \gg 1$ et $D_c/V\theta_0 \gg 1$, hypothèses généralement valides pour les systèmes que nous étudions. Le cas général ainsi que les limites inverses de ces hypothèses sont traités dans la littérature [35-37]. Nous obtenons alors

$$\mu = \text{const.} + (A - B) \ln(V) \quad (1.15)$$

Ce modèle met en évidence deux constantes A et B , représentant respectivement la résistance au cisaillement des contacts et celle du vieillissement statique. L'effet de A , nommé *effet direct*, est visible à temps court et va toujours dans le sens de la résistance au changement de vitesse. L'effet de B , ou *effet indirect*, est visible à temps longs, lorsque le glissement est supérieur à D_c (Fig. 1.12). Lorsque le vieillissement est dominant, $B > A$, le frottement est d'autant plus faible que la vitesse est grande, il est dit affaibli par la vitesse (*velocity weakening*). Dans le cas inverse, $A > B$, le frottement est renforcé par la vitesse (*velocity strengthening*).

Ce modèle, bien que justifié par des considérations microscopiques, reste empirique. Aussi d'autres lois d'évolution de θ existent, représentant plus fidèlement le comportement de l'interface lorsqu'elle est soumise à des variations rapides de vitesse. Toutes cependant permettent de rendre compte d'un écart entre μ_s et μ_d , et de l'apparition de deux régimes de déplacement, le glissement stable et le stick-slip [28, 38, 39].

1.5.4 Instabilité de stick-slip

Dans le cas d'une interface à frottement renforcé par la vitesse, un mouvement de glissement est intrinsèquement stable. Une fluctuation de vitesse se traduit par un changement de vitesse de glissement stable. Une interface à frottement affaibli par la vitesse en revanche peut exhiber un comportement instable de stick-slip, comme conséquence de l'existence d'un coefficient de frottement dynamique inférieur au coefficient de frottement statique (Sec. 1 · 1.3.4, Fig. 1.13a). Ce comportement instable en vitesse est bien décrit par une bifurcation de Hopf [41-43]. Si l'on considère un écart de vitesse ΔV appliquée à une interface en glissement stable, et σ la pression normale appliquée sur l'aire de contact apparente A , il est possible de définir une valeur critique

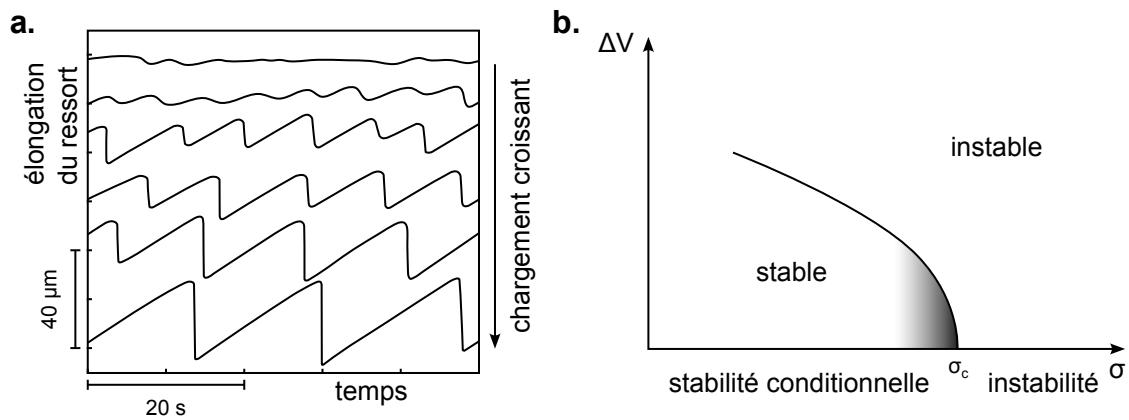


FIGURE 1.13 – **a.** Réponse d'un système masse-ressort posé sur un tapis roulant à vitesse constante. Lorsque la force normale décroît, le comportement de la masse effectue une transition entre un régime de stick-slip et un glissement permanent à vitesse variable, puis un glissement stable (adapté de [32]). **b.** Diagramme de stabilité schématique d'une interface affaiblie par la vitesse (adapté de [40]). Ce diagramme montre le saut de vitesse nécessaire afin de déstabiliser une interface en glissement stable, en fonction de la contrainte normale qui lui est appliquée. Le régime instable évolue en stick-slip quel que soit la perturbation de vitesse, tandis que le régime de stabilité conditionnelle n'évolue en stick-slip que si le saut de vitesse est suffisant.

σ_c de cette pression à laquelle le comportement du système passe d'un régime toujours instable à un régime conditionnellement stable (Fig 1.13b).

Cette analyse de stabilité met en avant l'existence d'interfaces toujours en glissement stable car renforcées par la vitesse, et d'interfaces toujours instables car affaiblies par la vitesse et dans la zone instable du diagramme de bifurcation. Le modèle prédit également l'existence d'interfaces affaiblies par la vitesse, conditionnellement stables, nécessitant une fluctuation de vitesse pour entrer dans un régime de stick-slip. Cette fluctuation peut consister en la rupture partielle d'une interface, la portion instable de celle-ci entraînant une déstabilisation de sa portion conditionnellement stable. La détermination du caractère renforcé ou affaibli par la vitesse des portions de failles est à ce titre un enjeu majeur de l'étude des failles.

Le modèle Rate-and-State, couplé à une équation d'état, permet une bonne description de la dynamique d'une interface frictionnelle. Sa principale limitation réside dans son aspect empirique, nécessitant des ajustements pour déterminer les constantes A et B pour chaque système étudié. Dans un système de failles réelles, la connaissance des phénomènes à l'origine de leurs variations est nécessaire à l'étude et la prévision de la stabilité du mouvement. De plus les modèles présentés ne décrivent que le mouvement moyen de l'interface, celui du centre de masse du système, et ignorent son extension spatiale.

Cette dernière problématique soulève la question du mécanisme par lequel le mouvement s'initie. En effet cette initiation n'étant pas instantanée, elle doit s'accompagner d'un phénomène propagatif. Ce phénomène est la propagation d'une rupture interfaciale affaiblissant de proche en proche les microcontacts et permettant la mise en glissement de l'interface.

2 Mécanique de la fracture linéaire élastique

Nous avons présenté dans la section précédente qu'une interface frictionnelle entre deux solides possède une structure complexe, étudiée au travers de modèles empiriques macroscopiques, justifiés par des considérations microscopiques. Ces modèles comme celui de Bowden et Tabor ou de Dieterich et Ruina font état de la réalité des contacts microscopiques à l'interface, mettant notamment en évidence la différence entre l'aire de contact réelle A_r et l'aire de contact macroscopique A aire de contact réelle A_r et l'aire de contact macroscopique A entre les deux solides. Ils ne fournissent cependant qu'un modèle pour le déplacement moyen des blocs à l'interface. L'élasticité responsable de leur mouvement de stick-slip est alors extérieure au système, modélisable par un ressort effectif relié à une masse indéformable en frottement sur une surface fixe. Dans la réalité pourtant l'élasticité provient des blocs en frottement eux-mêmes. Ils sont élastiques et se déforment, y compris à proximité de l'interface. Le changement brutal de vitesse lors d'une phase de slip n'est en réalité pas instantané. Tous les microcontacts n'entrent pas en glissement simultanément, mais s'affaiblissent de proche en proche au cours d'un phénomène propagatif, un *crack* ou *fracture*, ou encore *rupture*.

La propagation de cette fracture s'accompagne de la libération dans le matériau d'ondes de compression et de cisaillement se propageant jusqu'en surface, et qui dans le cas des failles sismiques donnent naissance à un séisme. Cette rupture engendre une chute de contrainte cisaillante locale, et se déplace à des vitesses pouvant atteindre la vitesse du son dans le milieu. Elle correspond à une fracture en mode de cisaillement, décrite par la mécanique de la fracture linéaire élastique (LEFM, pour *Linear Elastic Fracture Mechanics*) [44].

Dans cette section, nous présentons les principes de la propagation de fractures dans les matériaux et leur application à l'étude des frottements solides. La première partie décrit les bases de la théorie de l'élasticité que nous allons utiliser par la suite, la deuxième les fondements de la fracture statique puis dynamique, dont la théorie de Griffith, et la troisième l'application de la mécanique de la fracture linéaire élastique à la propagation de ruptures le long des interfaces摩擦.

2.1 Mécanique du solide élastique

La mécanique du solide élastique est le domaine de la physique qui décrit le comportement d'un objet solide ayant une réponse élastique linéaire lorsqu'il est soumis à des contraintes extérieures. Nous rappelons brièvement dans cette section la loi de Hooke régissant la réponse d'un solide élastique à une contrainte extérieure.

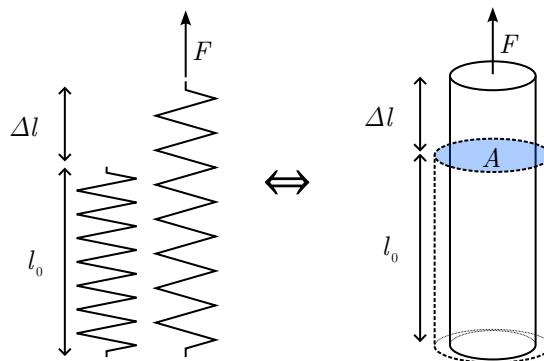


FIGURE 1.14 – Déformations d'un solide induites par une force extérieure. Tout solide élastique se comporte comme un ressort dont la raideur dépend de son module d'Young E et de sa géométrie.

2.1.1 Loi de Hooke uniaxiale pour un solide élastique

Module d'Young

Lorsqu'une pièce mécanique est soumise à une force extérieure, l'éirement total qu'elle subit dépend de sa géométrie. À force égale, une barre deux fois plus longue s'allonge deux fois plus, tandis que la même force appliquée sur une surface deux fois plus grande l'allonge deux fois moins. Afin d'éliminer ces considérations, nous utilisons la contrainte $\sigma = F/A$ définie comme le rapport de la force F appliquée sur la surface A , et l'allongement relatif, ou déformation, $\varepsilon = \Delta l/l_0$ défini comme le rapport entre l'allongement de la pièce Δl et sa longueur à vide l_0 . La *loi de Hooke* [45] stipule alors qu'il existe un coefficient E nommé *module d'Young* tel que

$$\sigma = E\varepsilon \quad (1.16)$$

Cette pièce se comporte alors comme un ressort, dont la raideur est déterminée par les propriétés du matériau qui la compose, sa longueur et sa géométrie. La loi de Hooke est une généralisation de la loi des ressorts pour un solide. Le module d'Young s'exprime en pascals. Pour le PMMA, matériau que nous utilisons dans cette étude, $E_{PMMA} \sim 3$ GPa.

Coefficient de Poisson

La pièce raccourcie ou allongée sous l'effet de la contrainte voit également sa largeur changer. Lorsqu'un matériau est soumis à une contrainte σ_{\parallel} selon un axe, il subit une déformation $\varepsilon_{\parallel} = \sigma_{\parallel}/E$ selon cet axe, mais également une déformation ε_{\perp} dans le plan orthogonal à cet axe. Le *coefficient de Poisson* est alors défini comme

$$\nu = -\frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} \quad (1.17)$$

Le coefficient de Poisson est sans unité. Il prend des valeurs entre 0 et 0.5 et varie typiquement de 0.1 à 0.4 dans la plupart des matériaux courants [46].

2.1.2 Loi de Hooke généralisée

Si l'on s'intéresse maintenant à une contrainte non unidirectionnelle, les contributions des contraintes s'additionnent. Il nous faut considérer le cas d'un petit cube de matière infinitésimal soumis à des contraintes, exprimées sous la forme d'un tenseur $[\sigma] = [\sigma_{ij}]_{i,j \in \{1,2,3\}}$, où 1, 2 et 3 représentent les trois directions d'un repère orthonormé. Il en va de même pour $[\varepsilon]$. Sous l'hypothèse que le matériau est homogène et isotrope, toujours vérifiée par la suite, la loi de Hooke se généralise [46] sous la forme

$$[\sigma] = \frac{E}{1+\nu} \left([\varepsilon] + \frac{\nu}{1-2\nu} \text{Tr}([\varepsilon]) \mathbf{I}_3 \right) \quad (1.18)$$

Soit encore en convention de sommation d'Einstein

$$\sigma_{ij} = \frac{E}{1+\nu} \left(\varepsilon_{ij} + \frac{\nu}{1-2\nu} \varepsilon_{kk} \delta_{ij} \right) \quad (1.19)$$

Ainsi nous disposons d'une relation close permettant de lier les déformations aux contraintes subies par un matériau. Couplées à des conditions aux limites et des informations sur la géométrie des pièces considérées, cette équation nous permet de résoudre entièrement le problème de la répartition des contraintes. Dans notre étude nous utilisons des pièces dont la forme est celle de plaques minces, qui nous permettent de considérer un système 2D à trois degrés de liberté.

2.1.3 Cas des plaques

Une *plaque* est une pièce dont la forme est celle d'un parallélépipède dont une des dimensions, notée z , est beaucoup plus faible que les autres. Sous la condition que la pièce est une plaque mince, nous pouvons effectuer l'hypothèse dite de *planéité des contraintes* (*plane stress*), qui considère que les contraintes appliquées selon l'axe z sont toutes nulles, c'est à dire que $\sigma_{xz} = \sigma_{yz} = \sigma_{zz} = 0$. Sous cette hypothèse la loi de Hooke se réécrit [47]

$$\begin{pmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{xy} \end{pmatrix} = \frac{E}{1 - \nu^2} \times \begin{pmatrix} 1 & \nu & 0 \\ \nu & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1-\nu}{2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{xy} \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

Ainsi dans le cas de plaques minces telles que celles que nous étudions, nous pouvons restreindre l'étude des déformations du matériau à trois composantes indépendantes. Nous nous placerons par la suite dans le cadre de plaques minces disposées dans le plan (x, y) .

Une autre hypothèse de planéité est possible, celle de planéité des déformations (*plane strain*), que nous ne considérerons pas dans cette étude.

2.2 Théorie de la fracture linéaire élastique (LEFM)

Lorsqu'un matériau est étiré jusqu'au point de se briser, l'énergie qu'il faut lui apporter pour causer sa rupture peut à première vue s'apparenter à celle nécessaire pour briser des liaisons atomiques ou moléculaires en son sein. Pourtant le verre se brise lorsqu'il est soumis à une contrainte de l'ordre de 100 MPa, alors que la rupture de ses liaisons nécessiterait une contrainte 100 fois supérieure. C'est pour résoudre ce paradoxe que l'ingénieur aéronautique anglais A. A. Griffith a développé lors de la Première Guerre Mondiale la mécanique de la fracture. Il s'agit du domaine de la physique étudiant la création et la propagation des fissures au sein des matériaux, ainsi que la réponse des matériaux à ces fissures. Ses applications vont de la recherche fondamentale à l'ingénierie pratique, en raison de l'omniprésence des fractures, objets principaux de cette section, au sein des matériaux.

Sauf précision contraire, nous considérons que les fractures étudiées sont statiques ou quasi-statiques, sous un chargement constant appliqué à grande distance de la fissure.

2.2.1 Qu'est-ce qu'une fracture ?

Lorsqu'une contrainte σ est appliquée aux bords d'un matériau élastique isotrope, elle est transmise à l'intérieur de celui-ci selon la loi de Hooke. Si le milieu est homogène, chaque volume infinitésimal du matériau supporte la même contrainte, mais si un défaut apparaît, il peut être le siège d'une concentration des contraintes, ce qui en fait un point de faiblesse du matériau. Une *fracture*, ou *crack*, ou encore *rupture*, est un défaut du matériau consistant en une surface le long de laquelle les contraintes sont nulles.

Un exemple de fracture dans un matériau soumis à une contrainte d'extension est une déchirure dans une feuille mince que l'on étire (Fig. 1.15a). Lors de l'étirement de la feuille, les bords de la déchirure ne supportent aucune contrainte σ_{yy} . Sa pointe en revanche accumule de plus grandes contraintes que le reste du matériau, ce qui mène à terme à sa propagation, et à la déchirure complète de la feuille. C'est par l'existence de ce type de fractures que Griffith a répondu à la question initiale de son étude portant sur les fibres de verre. Les microfissures dans le verre, dues aux imperfections de fabrication, mènent à une accumulation de contraintes et à la rupture précoce de l'échantillon [49].

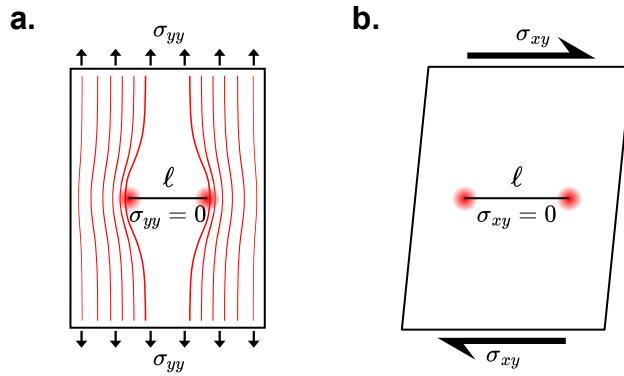


FIGURE 1.15 – Représentation schématique de deux fractures. **a.** Fracture de longueur ℓ en mode d’ouverture. Une contrainte d’étirement σ_{yy} homogène est appliquée au système. Les lignes rouges représentent les lignes de force dans le matériau. Une concentration des lignes de force indique une augmentation de la contrainte locale [48]. **b.** Fracture de longueur ℓ en mode de cisaillement dans le plan. Une contrainte de cisaillement σ_{xy} homogène est appliquée au système. Les cercles rouges indiquent une concentration des contraintes.

2.2.2 Critère d’initiation de Griffith

Si une fracture est présente dans un matériau au repos, elle ne se propage pas. Lorsque le matériau est chargé et la contrainte appliquée à l’interface est suffisante, la fracture peut s’étendre. Cette contrainte limite σ_c dépend des propriétés du matériau, mais également de la longueur de la fracture. Afin de la déterminer il nous faut effectuer un bilan d’énergie. Deux énergies sont en jeu dans la propagation d’une fracture. La première est l’énergie potentielle élastique stockée par le matériau en raison des déformations. L’énergie potentielle élastique totale du matériau E_{el} s’exprime grâce à la densité d’énergie potentielle locale e_{el} par

$$E_{el} = \iiint e_{el} dV \quad \text{avec} \quad e_{el} = \frac{1}{2} \varepsilon \cdot \sigma \quad (1.21)$$

Dans un matériau contenant une fracture, celle-ci crée une ligne de contraintes nulles, et relâche une partie de cette énergie par rapport au matériau sans défaut. L’énergie relâchée par unité de longueur du crack est notée W . Nous définissons $G = -\partial W / \partial \ell$ le *taux de restitution d’énergie* (*energy release rate*) correspondant à l’énergie libérée par la propagation de la fracture par unité de longueur. Il nous faut ensuite considérer l’énergie nécessaire à la création du défaut par unité de longueur, notée U . La fracture ne peut se propager que lorsque les variations de ces deux énergies linéaires avec la longueur du crack ℓ se compensent. Le critère de Griffith est alors que l’énergie libérée par le relâchement élastique compense l’énergie nécessaire à la création des surfaces libres, soit

$$\frac{\partial}{\partial \ell} (W - U) = 0 \quad (1.22)$$

Dans son article fondateur Griffith considère le cas d’une plaque mince contenant une fissure de longueur ℓ et soumise à une contrainte en ouverture σ uniforme et constante, dans l’hypothèse de planéité des contraintes [49]. Il montre alors que

$$W \propto \ell^2 \sigma^2 / E \quad (1.23)$$

De plus l’énergie U peut s’exprimer en fonction de la longueur de la fissure à l’aide de l’énergie de fracture Γ , qui est une caractéristique du matériau, sous la forme

$$U = \Gamma \ell \quad (1.24)$$

Ainsi le critère de Griffith devient

$$G = \Gamma \quad (1.25)$$

Cette équation permet d'établir l'expression d'une contrainte limite σ_c à partir de laquelle la fracture se propage [47, 49]

$$\sigma_c \propto \sqrt{\frac{\Gamma E}{\ell}} \quad (1.26)$$

Ainsi la contrainte σ_c nécessaire pour déstabiliser une fracture est une grandeur décroissante de la longueur de celle-ci. La valeur exacte de cette contrainte dépend de la géométrie considérée. Dans le cas d'un système de taille infinie avec un chargement homogène en ouverture [50]

$$\sigma_c = \sqrt{\frac{\Gamma E}{\pi \ell (1 - \nu^2)}} \quad (1.27)$$

Il est possible de considérer Γ comme la valeur critique de G , notée également $G_c = \Gamma$. Conjointement la longueur de Griffith est définie comme la longueur critique $\ell_c \propto 1/\sigma_c^2$ telle que $G = \Gamma$.

Ce critère nous permet de déterminer le point critique pour lequel la fracture s'initie, mais ne nous renseigne pas sur la forme que prennent les contraintes à son passage. Les contributions de G. R. Irwin et M. L. Williams (1957) [51, 52] ont éclairé ce point, et nous permettent de déterminer la forme du tenseur des contraintes au voisinage de la fracture, et en particulier à sa pointe.

2.2.3 Facteur d'intensité des contraintes

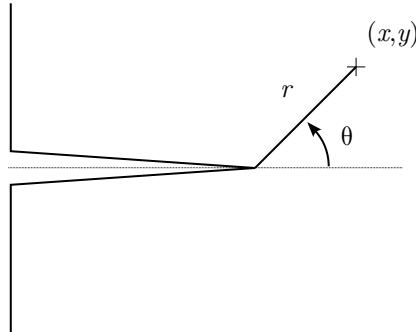


FIGURE 1.16 – Définition des coordonnées polaires dans le cadre de la propagation d'une fracture. Le repère généralement utilisé pour décrire une fracture est solidaire de sa pointe, définissant r comme la distance à celle-ci et θ l'angle par rapport à la direction de propagation.

Lorsqu'un matériau contient une fissure, les tenseurs des contraintes et déformations en son sein sont altérés. En effet les coins de la fissure concentrent de fortes contraintes, tandis qu'elles sont nulles le long de la fissure. Dans le cadre de l'étude d'un solide idéalement élastique et linéaire il est possible de déterminer leur expression à proximité de la pointe de la fissure [50-53].

Nous repérons la position d'un point dans le matériau par ses coordonnées polaires (r, θ) par rapport à la pointe de la fissure (Fig. 1.16). La résolution des équations de l'élasticité sous les hypothèses considérées donne l'expression générale du tenseur σ_{ij} en un point (r, θ) sous la forme d'un développement en séries de Williams [52] comme suit, où les fonctions g_{ij}^n sont des fonctions angulaires connues

$$\sigma_{ij} = \sum_{n=-1}^{+\infty} A_n r^{n+1/2} g_{ij}^n(\theta) \quad (1.28)$$

Ce développement en puissances de r ne prend que des valeurs demi-entières. Il commence en $n = -1$ pour satisfaire la convergence de l'énergie en pointe de fissure. Pour le montrer nous nous plaçons dans les coordonnées cylindriques, $d\mathcal{V}(r) = rd\theta dr dz$. Si nous considérons un des termes $\sigma = r^\lambda$ du développement, l'énergie élastique associée contenue en pointe de fissure dans un cercle de rayon r est

$$W(r) = \frac{1}{2} \iiint \sigma \cdot \varepsilon d\mathcal{V}(r) \propto \int_0^r \rho_r^{2\lambda+1} d\rho_r \quad (1.29)$$

Ainsi l'énergie contenue en pointe de fissure ne converge donc que si $\lambda > -1$.

À grande distance de la pointe de fissure, le tenseur des contraintes est régi par les termes tels que $n \geq 0$. Cependant à proximité de la pointe, le terme en $n = -1$ diverge, et domine donc tous les autres. Par conséquent l'expression des contraintes en pointe de fissure peut être donnée par le développement limité suivant [50]

$$\sigma_{ij} = \frac{K}{\sqrt{2\pi r}} f_{ij}(\theta) + \Theta(r^{1/2}, r^{3/2}, \dots) \quad (1.30)$$

Dans cette équation les $f_{ij} = g_{ij}^{n=-1}$ sont des fonctions universelles dont l'expression est connue, et K est nommé *facteur d'intensité des contraintes*. Cette quantité, dont la valeur dépend de la géométrie du système et du chargement, fixe l'amplitude des contraintes subies par la pointe de fissure. Il est possible de reformuler le critère de Griffith en termes de facteur d'intensité des contraintes en définissant $K_c \sim \sqrt{\Gamma E}$ la *ténacité* d'un matériau comme la valeur de K lorsque $\sigma = \sigma_c$ [51]. Cette valeur est une caractéristique du matériau. Pour le PMMA, $K_c \simeq 1.1 \text{ MPa.m}^{1/2}$ [48].

Le facteur d'intensité de contraintes K prend la forme du produit de la contrainte à grande distance du crack et d'un facteur géométrique dépendant de la longueur du crack, il est donc possible de le calculer pour des géométries simples. Dans le cas général le calcul peut se décomposer par linéarité en un jeu de trois équations indépendantes selon des modes, comme présenté dans la section suivante.

Lorsque la contrainte atteint la limite de plasticité du matériau σ_Y (Fig. 1.9), les déformations ne peuvent plus être considérées comme élastiques. La zone dans laquelle l'expression obtenue avec l'hypothèse d'élasticité n'est plus valable est nommée *zone de régularisation des contraintes (process zone)*. Les considérations énergétiques associées aux phénomènes non-linéaires ayant lieu dans cette zone sont incorporées dans une définition plus générale de l'énergie de fracture.

2.2.4 Modes de fracture

Les fractures peuvent être décomposées en 3 modes selon le mode de chargement, c'est à dire la direction des contraintes appliquées relativement à leur direction de propagation [47, 50] (Fig. 1.17). La fracture en ouverture est dite de *mode I*, la contrainte nulle le long de la fracture est σ_{yy} . La contrainte nulle le long d'une fracture en cisaillement dans le plan, dite de *mode II*, est la contrainte cisallante σ_{xy} . Le mode III pour sa part correspond à un cisaillement hors du plan de propagation de la fracture. Il se caractérise par le fait que seuls les σ_{zj} ne sont pas nuls partout. Dans le cadre de la fracture linéaire, en raison de la linéarité, ces trois modes peuvent être étudiés indépendamment, leurs contributions sont alors superposées pour décrire une fracture en mode mixte.

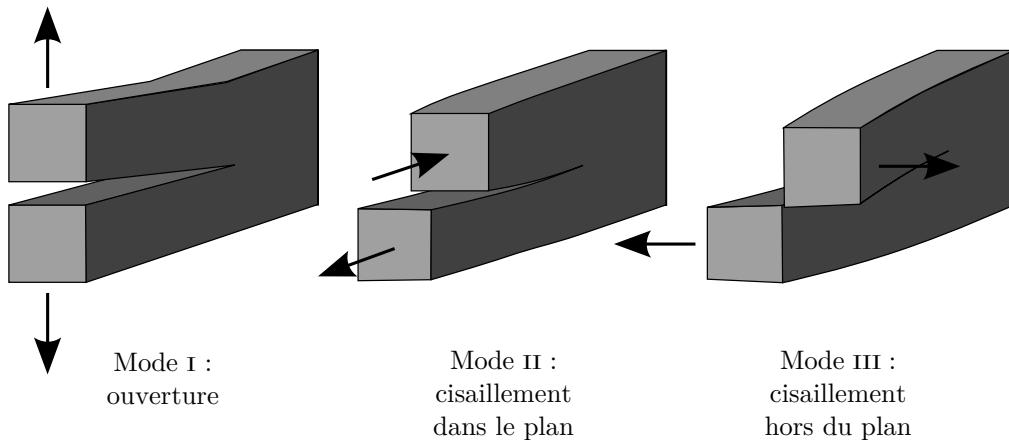


FIGURE 1.17 – Représentation des trois modes de fracture. Chaque mode évolue indépendamment des deux autres, ce qui permet de décomposer la solution générale des équations de la mécanique de la fracture linéaire élastique sur chacun d'eux.

Ainsi il est possible de décomposer $[\sigma]$ selon chacun de ces modes

$$[\sigma] = \sum_{M=I,II,III} [\sigma^M] \quad (1.31)$$

Nous pouvons ensuite définir un facteur d'intensité des contraintes K_M pour chaque mode puis décomposer l'Équation 1.30 comme

$$\sigma_{ij} = \sum_{M \in \{I,II,III\}} \sigma_{ij}^M \quad \text{avec} \quad \sigma_{ij}^M = \frac{K_M}{\sqrt{2\pi r}} f_{ij}^M(\theta) + \Theta(r^{1/2}, r^{3/2}, \dots) \quad (1.32)$$

Les expressions des fonctions f_{ij}^M sont alors les suivantes [50]

$$\begin{cases} f_{xx}^I &= (1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2}) \cos \frac{\theta}{2} \\ f_{yy}^I &= (1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2}) \cos \frac{\theta}{2} \\ f_{xy}^I &= \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \end{cases} \quad \begin{cases} f_{xx}^{II} &= -(2 + \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2}) \sin \frac{\theta}{2} \\ f_{yy}^{II} &= \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \\ f_{xy}^{II} &= (1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2}) \cos \frac{\theta}{2} \end{cases} \quad \begin{cases} f_{zx}^{III} &= -\sin \frac{\theta}{2} \\ f_{zy}^{III} &= \cos \frac{\theta}{2} \end{cases} \quad (1.33)$$

L'expression de $f_{zz}^{I,II}$ dépend de l'hypothèse de planéité choisie

$$f_{zz}^{I,II} = \begin{cases} 0 & \text{planéité des contraintes} \\ \nu(f_{xx} + f_{yy}) & \text{planéité des déformations} \end{cases} \quad (1.34)$$

L'expression des fonctions f_{ij}^M en $\theta = 0$ permet de donner une expression des K_M permettant notamment leur mesure :

$$\begin{aligned} K_I &= \lim_{r \rightarrow 0^+} \sqrt{2\pi r} \sigma_{yy}(r, \theta = 0) \\ K_{II} &= \lim_{r \rightarrow 0^+} \sqrt{2\pi r} \sigma_{xy}(r, \theta = 0) \\ K_{III} &= \lim_{r \rightarrow 0^+} \sqrt{2\pi r} \sigma_{zy}(r, \theta = 0) \end{aligned} \quad (1.35)$$

La séparation de l'Équation 1.30 en modes indépendants permet également de définir des valeurs de G par mode, notées G_M . L'expression complète de G est alors donnée par

$$G = \frac{1 - \nu^2}{E} (K_I^2 + K_{II}^2) + \frac{1 + \nu}{E} K_{III}^2 \quad (1.36)$$

| Matériau | $\Gamma \text{ (kJ.m}^{-2}\text{)}$ | $K_{Ic} \text{ (MPa.m}^{1/2}\text{)}$ | $E(\text{GPa})$ |
|-----------------|-------------------------------------|---------------------------------------|-----------------|
| Acier allié | 107 | 150 | 210 |
| Aluminium allié | 20 | 37 | 69 |
| Acier | 12 | 50 | 210 |
| Caoutchouc | 13 | - | 0.001 |
| époxy | 2 | 2.2 | 2.4 |
| PMMA | 0.5 | 1.1 | 2.5 |
| Polystyrène | 0.4 | 1.1 | 3 |
| Bois | 0.12 | 0.5 | 2.1 |
| Verre | 0.007 | 0.7 | 70 |

FIGURE 1.18 – Caractéristiques de différents matériaux pour une fracture en mode I (extrait de [48]). Il est possible de montrer que $\Gamma \simeq K^2/E$.

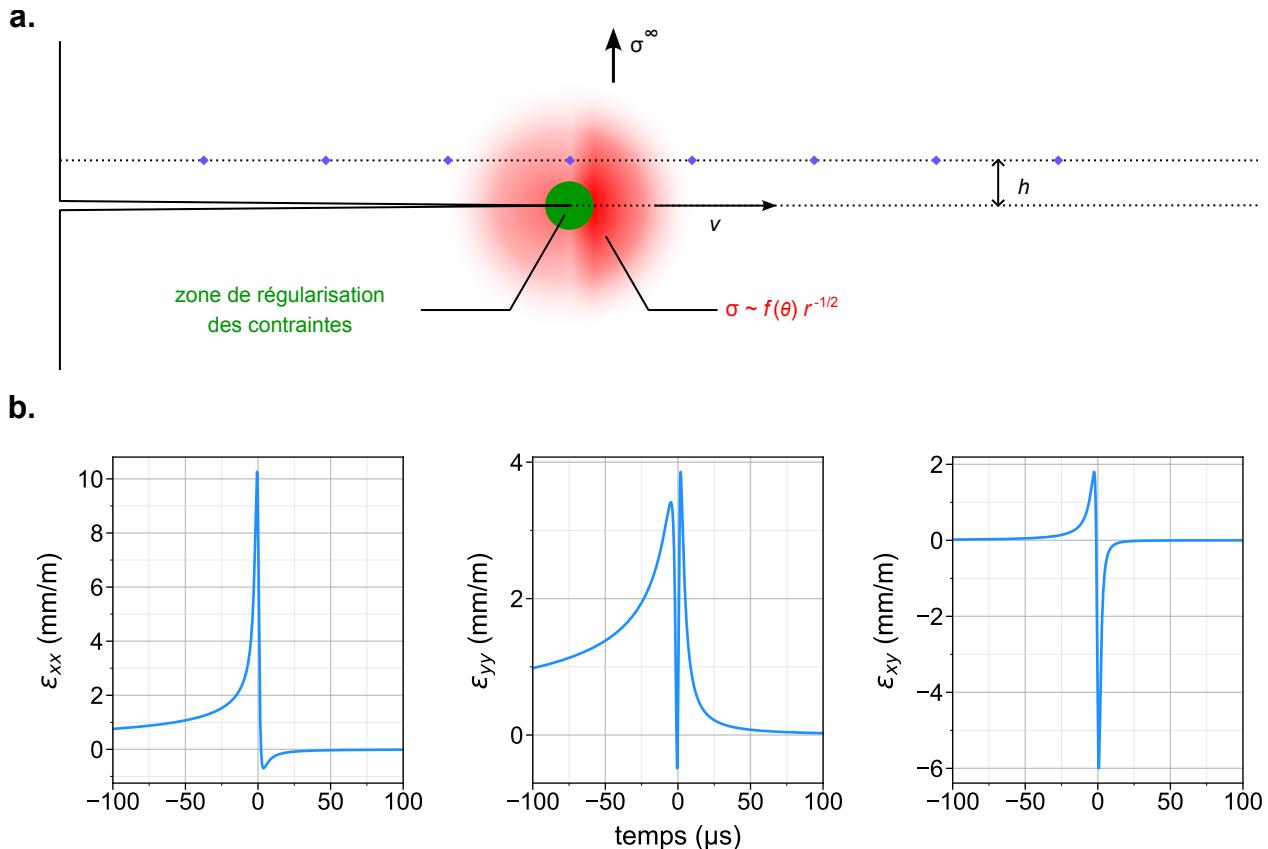


FIGURE 1.19 – a. Propagation et mesure d'une rupture en mode I. La rupture se propage le long de la ligne pointillée du bas à une vitesse v . Les capteurs de déformation mesurant ε sont disposés le long de la ligne pointillée du haut, à une distance h de la ligne de propagation de la rupture. Afin de mesurer le passage de la rupture et sa forme caractéristique, la distance h doit être choisie supérieure au rayon de la zone de régularisation mais dans la zone où le terme en $\sigma \sim r^{-1/2}$ domine le développement en série de Williams. b. Évolution de ε en fonction du temps au passage d'une fracture à $h = 1 \text{ mm}$ du point de mesure. L'oscillation en vaguelette observée est la signature de la fonction angulaire Σ_{ij}^M . La fracture se déplace à $v = 500 \text{ m.s}^{-1}$, et l'énergie de fracture du matériau est $G = 2 \text{ kJ.m}^{-2}$ (similaire à du PMMA).

En résumé, nous avons vu qu'au sein d'un matériau, la pointe d'une rupture statique ou quasi-statique de longueur ℓ est le siège d'une concentration des contraintes. Le critère d'initiation de rupture de Griffith indique que lorsque le taux de restitution d'énergie G est égal à l'énergie de fracture du matériau Γ (Fig. 1.18), la fracture peut se propager, permettant la définition d'une contrainte limite σ_c pour une rupture de longueur ℓ . Cette contrainte s'exprime comme $\sigma_c \propto \sqrt{\Gamma E / \ell}$, le facteur de proportionnalité dépendant de la géométrie considérée. La contrainte en pointe de fissure s'exprime comme une série de Williams dont le terme dominant à proximité de la pointe de fissure est $\sigma \propto K / \sqrt{r}$, avec K le facteur d'intensité des contraintes, qui lorsque la contrainte atteint σ_c vaut $K = K_c$ la ténacité du matériau (Fig. 1.18). Nous avons enfin vu qu'il était possible de décrire tout crack comme la superposition de trois modes indépendants par linéarité. Cette séparation permet notamment de redéfinir les caractéristiques du matériau et critère d'initiation par mode.

Les trois modes ont leur propre critère d'initiation, et leur équation de propagation. L'évolution de la rupture est alors décrite par les lois de la fracture dynamique.

2.3 Fracture dynamique

Une fois déstabilisée, une rupture peut se propager dynamiquement dans le matériau. Si sa vitesse v est telle que $v < c_r$ la vitesse des ondes de Rayleigh dans le matériau, la rupture est dite *sub-Rayleigh*. Elle est alors décrite par la mécanique de la fracture linéaire élastique. Si cependant elle se déplace à $v > c_s$ la vitesse des ondes de cisaillement, elle est dite *supershear*. Dans ce cas, la convergence du flux d'énergie élastique en point de fissure ne permet pas d'expliquer sa propagation, qui dépend d'un cadre physique différent [54].

2.3.1 Expression du tenseur des contraintes

Dans le cas des ruptures sub-Rayleigh sous un chargement constant, l'expression de σ_{ij}^M dépend de la vitesse, et en particulier des rapports $\alpha_s = \sqrt{1 - (v/c_s)^2}$ et $\alpha_p = \sqrt{1 - (v/c_p)^2}$ où c_p et c_s sont les vitesses des ondes de compression et de cisaillement dans le matériau. L'expression des facteurs d'intensité des contraintes est alors donnée par

$$K_M(v) = K_M^S \times k_M^d(v) \quad (1.37)$$

Dans cette expression $K_M^S = K_M(v=0)$ correspond au facteur d'intensité des contraintes statique ou quasi-statique, et $k_M^d(v)$ est une fonction connue de la vitesse de propagation. Cette expression n'est valide que pour un système quasi-infini, pour lequel les ondes émises par la rupture n'ont pas eu le temps de se réfléchir sur un bord. Sous cette hypothèse il est possible de calculer $K_M(v)$.

Les fonctions $f_{ij}^M(\theta)$ dans l'Équation 1.32 sont également remplacées par des fonctions dynamiques $\Sigma_{ij}^M(\theta, v)$ connues, exhibant en modes I et II une divergence lorsque $v \rightarrow c_r$, et lorsque $v \rightarrow c_s$ en mode III. L'expression du tenseur des contraintes en pointe de fissure est alors donnée par [50]

$$\sigma_{ij}^M = \frac{K_M^S k_M^d(v)}{\sqrt{2\pi r}} \Sigma_{ij}^M(\theta, v) + \Theta(r^{1/2}, r^{3/2}, \dots) \quad (1.38)$$

Lors du passage d'une rupture à proximité d'un capteur de déformation, la coordonnée θ repérant le point de mesure dans le référentiel de la pointe de fissure passe de $\theta \rightarrow 0^\circ$ à $\theta \rightarrow 180^\circ$. Ainsi la mesure balaie la fonction angulaire Σ_{ij}^M et exerce une variation caractéristique en vaguelette (Fig. 1.19). La mesure de ε au passage de la rupture permet de déterminer Γ par un ajustement [44].

2.3.2 Critère de propagation

Le critère de propagation d'une rupture dynamique est identique au critère d'initiation d'une rupture statique, c'est à dire que le taux de restitution d'énergie G doit être égal à l'énergie de fracture Γ , mais G dépend de la vitesse de propagation. Il est possible d'exprimer G sous la forme

$$G(v) \propto \frac{K^2}{E} \times A(v) \quad \text{et} \quad G(v) = \Gamma \quad (1.39)$$

La fonction $A(v)$, nommée facteur dynamique, prend en mode I et II la forme

$$A(v) = \frac{\alpha_p(1 - \alpha_s^2)}{4\alpha_p\alpha_s - (1 + \alpha_p^2)^2} \quad (1.40)$$

Ce facteur diverge lorsque $v \rightarrow c_r$ la vitesse des ondes de Rayleigh, correspondant à la première racine réelle du dénominateur de $A(v)$. Cette égalité indique que l'énergie nécessaire à la propagation d'une rupture sub-Rayleigh en mode I ou II diverge lorsque la vitesse de propagation approche c_r , ce qui en fait la vitesse maximale de ce type de rupture. Pour une rupture en mode III la vitesse limite est c_s .

2.4 Fracture frictionnelle

Pour décrire la mise en glissement d'une interface frictionnelle, l'extension spatiale de celle-ci doit être considérée, contrairement à l'approche adoptée dans les modèles Rate-and-State, qui décrivent le mouvement du centre de masse du système (Sec. 1.1.5.3). En effet cette initiation du mouvement est due à un affaiblissement de l'interface par un front propagatif qui peut s'assimiler à un front de rupture. Il a été montré que ce front est une fracture en mode de cisaillement décrite par la mécanique de la fracture linéaire élastique [44]. Dans cette section nous présentons les spécificités théoriques de la fracture frictionnelle.

2.4.1 Phénoménologie

Une rupture fragile classique amorcée en un point de l'espace se propage dans le matériau alentour en raison de l'accumulation des contraintes en sa pointe, rompant le bloc le long de sa trajectoire. Dans le cas d'une rupture frictionnelle, l'interface est pressée et chargée à grande distance et accumule des contraintes cisaiantes. La rupture peut alors nucléer en un point de l'interface où un microcontact atteint sa résistance au cisaillement, se rompt et se met en glissement (Sec. 1.1.4). Cette mise en glissement reporte les contraintes que le contact portait sur les aspérités avoisinantes, rompant de proche en proche ces microcontacts le long de l'interface. La rupture peut se propager ainsi tout le long de l'interface, jusqu'à avoir affaibli tous les contacts, permettant le glissement inertiel des blocs. Ces ruptures, comme les ruptures en mode de cisaillement classique, se propagent à des vitesses v telles que $v < c_r$ la vitesse des ondes de Rayleigh dans le matériau, ou telles que $v > c_s$ la vitesse des ondes de cisaillement.

Le mouvement de glissement macroscopique des deux blocs est un mouvement inertiel, il ne commence qu'après que la rupture a traversé l'interface entière. Lorsque les blocs ont relâché une quantité suffisante des contraintes cisaiantes, le glissement s'arrête et les microcontacts se reforment (Sec. 1.1.5). L'interface peut alors se recharger, et entrer par exemple dans un cycle de stick-slip, pour lequel chaque évènement de slip est initié par une rupture.

Nous présentons dans la section suivante que la propagation de ces ruptures est régie par la mécanique de la fracture.

2.4.2 Description par la mécanique de la fracture

La fracture frictionnelle est une fracture en mode II, guidée par un plan faible formé par l'interface. Ce guidage est une composante essentielle de sa propagation, car dans un solide intact, une fracture initiée en mode II est instable, et évolue spontanément vers le mode I. Le long de l'interface frictionnelle, l'énergie de fracture associée à l'affaiblissement des microcontacts Γ_{FRIC} est beaucoup plus faible que celle associée à une fracture du matériau intact Γ_{BULK} . Guidée par l'interface, la rupture peut être repérée par la coordonnée $x(t)$ de son front, et il n'est pas exclu que Γ_{FRIC} dépende de x . Ainsi à partir de l'Équation 1.39 nous pouvons écrire

$$\Gamma_{\text{BULK}} \gg \Gamma_{\text{FRIC}} \quad \text{et} \quad G_{\text{II}}(v) = \Gamma_{\text{FRIC}}(x) \quad (1.41)$$

Une différence majeure entre une fracture classique et une rupture frictionnelle est que la rupture frictionnelle n'est pas une ligne de contraintes nulles. En effet, là où après le passage d'une rupture classique le matériau est endommagé de manière irréversible, la rupture frictionnelle affaiblit des microcontacts et leur permet de se mettre en mouvement. Les microcontacts supportent toujours après le passage de la rupture une contrainte cisailante résiduelle $\sigma_{xy} = \sigma_r$ (Sec. 1.1.4). De plus pour une rupture en mode de cisaillement les contraintes initiales le long de la ligne de propagation de la rupture sont

$$[\sigma^{\text{II}}](\theta = 0, r \rightarrow +\infty) = \begin{bmatrix} 0 & \sigma_{xy}^0 \\ \sigma_{xy}^0 & 0 \end{bmatrix} \quad (1.42)$$

Ainsi afin de ramener le tenseur des contraintes $[\sigma^{\text{FRIC}}]$ d'une rupture frictionnelle à celui d'une fracture en mode de cisaillement, la linéarité des équations présentées permet de prendre en compte les conditions initiales par superposition

$$[\sigma^{\text{II}}] = [\sigma^{\text{FRIC}}] - \begin{bmatrix} \sigma_{xx}^0 & \sigma_r \\ \sigma_r & \sigma_{yy}^0 \end{bmatrix} \quad (1.43)$$

Il a de plus été montré que les contraintes divergent en pointe de fissure selon les équations de la mécanique de la fracture linéaire élastique [55]. Elle est donc décrite par l'Équation 1.38 avec $M = \text{II}$ seulement, c'est à dire

$$\sigma_{ij}^{\text{FRIC}} = \frac{K_{\text{II}}(v)}{\sqrt{2\pi r}} \times \Sigma_{ij}^{\text{II}}(\theta, v) + \begin{bmatrix} \sigma_{xx}^0 & \sigma_r \\ \sigma_r & \sigma_{yy}^0 \end{bmatrix} \quad (1.44)$$

Dans cette équation K_{II} est le facteur d'intensité des contraintes lié à l'énergie de fracture de l'interface frictionnelle $\Gamma = \Gamma_{\text{FRIC}}$. Cette énergie correspond à l'énergie nécessaire pour affaiblir les microcontacts à l'interface, elle est donc directement liée à l'aire réelle de contact A_r , elle-même proportionnelle à σ_{yy} [44]. Ainsi

$$\Gamma(x) \propto \sigma_{yy}(x) \quad (1.45)$$

Cette rupture frictionnelle a été largement étudiée dans le cas des interfaces solide-solide homogènes, comme présenté dans le Chapitre 2.

Nous avons au cours de cette section montré que le mouvement de glissement rapide d'une interface frictionnelle est initié par la propagation d'une fracture le long de l'interface. Cette fracture est décrite de manière quantitative par la mécanique de la fracture linéaire élastique. Une question est de savoir si cette description est généralisable à des interfaces complexes comme celles étudiées en mécanique des failles, bien que leur comportement en découle. L'étude de celles-ci est présentée dans la section suivante.

3 Mécanique des failles

La mécanique des failles est le domaine de la géophysique étudiant les mécanismes de déformations des roches et des failles sismiques, au travers d'échelles de temps et d'espace très diverses. Dans le cadre de notre étude d'une faille en laboratoire nous cherchons à caractériser des mouvements de glissement rapide à l'interface, qui s'apparentent à des séismes, un des objets d'étude de la mécanique des failles. Nous présentons dans cette section les principes de base de l'étude des mouvements lithosphériques, de la tectonique des plaques, et de la mesure et la caractérisation des séismes.

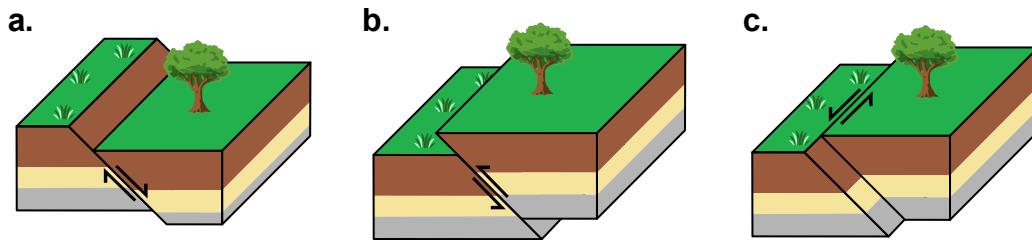


FIGURE 1.20 – Les trois grands types de failles. La faille normale (**a**) apparaît dans les systèmes en extension. La faille inverse (**b**) apparaît dans les systèmes en compression comme les zones de subduction. La faille transformante (**c**) apparaît dans les zones de coulisser entre des plaques tectoniques.

3.1 Qu'est-ce qu'une faille ?

En géologie, une *faille* est un plan ou une zone de rupture entre deux blocs rocheux qui sont en déplacement relatif. Les failles peuvent être de grandes dimensions, comme les failles tectoniques, ou millimétriques. Ces failles peuvent former des plans de ruptures très nets et très actifs, comme la faille de San Andreas à l'ouest des États-Unis [56], ou de grandes zones de rupture contenant de multiples failles individuellement peu actives comme le rift est-africain [57].

3.1.1 Origine des failles

La croûte terrestre, ou *lithosphère*, est composée de plaques en mouvement relatif. Ces plaques, dites *plaques tectoniques*, d'une épaisseur d'environ 100 km [58], sont composées de roches basaltiques et granitiques solides et rigides, et reposent sur l'*asthénosphère*, ou manteau terrestre, composé pour sa part de périclases dans un état solide, mais ductile (Fig. 1.21a). Le manteau, d'une épaisseur de l'ordre de 3000 km, a une viscosité de l'ordre de 10^{18} à 10^{22} Pa.s contre 10^{25} pour la lithosphère [59], et peut ainsi, sous l'influence des gradients de température au sein de la Terre, adopter un mouvement de convection (Fig. 1.21b). Ces mouvements forment des rouleaux, qui entraînent avec eux les plaques tectoniques à des vitesses allant jusqu'à 10 cm par an.

De nombreux phénomènes géologiques ont lieu à l'interface entre les plaques tectoniques. Les zones d'accrétion, situées à l'interface entre deux plaques en éloignement, sont le siège d'un volcanisme à l'origine par exemple de la dorsale Atlantique qui émerge en Islande. Dans les zones de collision entre deux plaques, les mouvements tectoniques sont responsables de la subduction de la lithosphère océanique, engendrant du volcanisme d'arc, partiellement à l'origine de la lithosphère continentale [60, 61]. Des mouvements de coulisser entre les plaques tectoniques peuvent également se produire, comme c'est le cas le long de la faille de San Andreas [62-67]. Les failles ont une morphologie sculptée par le temps et les contraintes qu'elles subissent.

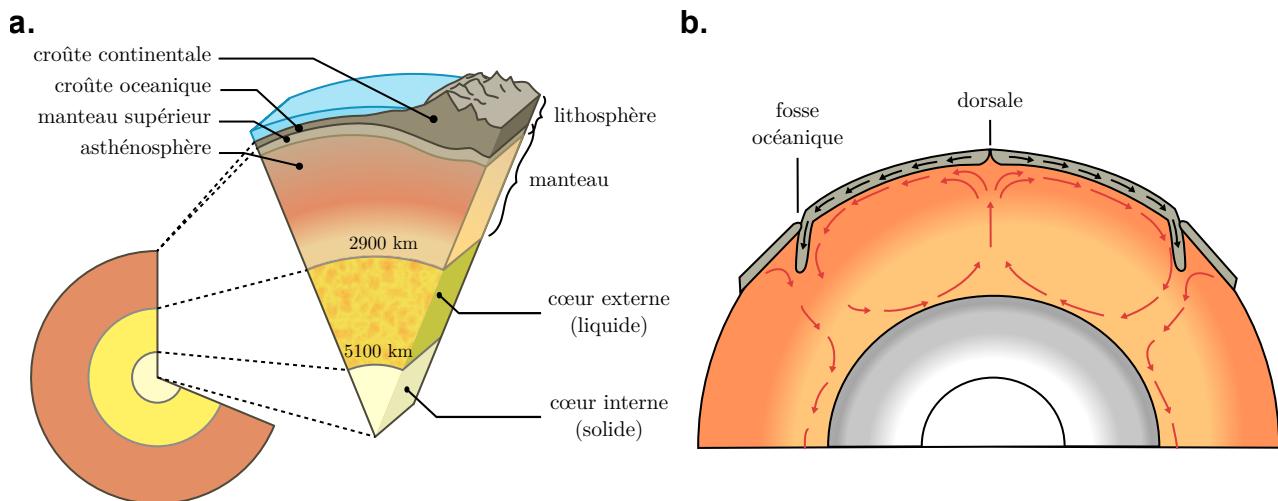


FIGURE 1.21 – Schéma de la structure interne de la Terre et du mécanisme par lequel les mouvements de convection du manteau sont à l'origine de la tectonique des plaques.

3.1.2 Anatomie d'une faille

Une faille est un système géophysique complexe, centré sur un plan de faille, et composé de multiples couches de roches structurellement et chimiquement différentes. Lorsque deux blocs de roches en contact sont soumis à un déplacement relatif, ils subissent des contraintes et déformations menant à la fragilisation et à l'usure des roches. Il est ainsi possible d'observer de part et d'autre du plan de faille une succession de couches géologiques aux propriétés variées.

À grande distance du plan de faille, la roche mère forme un bloc solide, accumulant de l'énergie élastique au travers des déformations qu'elle subit. En s'approchant de la faille et en entrant dans la zone d'endommagement, celle-ci devient une *cataclastite*, une roche de faille fracturée, broyée et stratifiée par le déplacement relatif des deux blocs en contact (Fig. 1.22). Au centre de la zone de faille se trouve la zone cœur, composée de brèche de faille et de gouge, une roche granulaire non cohésive [68]. Au delà des différences de granulométrie, la différence de porosité entre ces couches introduit également des différences chimiques et métamorphiques. Enfin les failles sismiques ont une extension spatiale en profondeur, des séismes pouvant se produire jusqu'à 600 kilomètres sous la surface [69]. Chaque système de faille a sa morphologie propre.

3.2 Étude des séismes

Lorsque deux plaques tectoniques sont en contact, elles sont soumises à des forces de frottement solide. Les zones la plupart du temps bloquées en surface sont toujours soumises aux contraintes appliquées par les déplacements de l'asthénosphère, et accumulent de l'énergie élastique au travers de leurs déformations. Lorsqu'elles se débloquent, un événement de glissement rapide a lieu. Cet événement, relâchant l'énergie élastique accumulée, dure généralement au plus quelques secondes, et émet des ondes de déformations qui se propagent dans les roches alentour, parfois jusqu'à la surface. C'est ce mécanisme que l'on nomme *séisme*.

3.2.1 Le stick-slip comme description du cycle sismique

Les séismes sont la manifestation d'un mouvement de stick-slip. Cette observation, publiée en 1966 par W. F. Brace et J. D. Byerlee [1], s'appuyant alors sur les études menées en laboratoire sur des roches naturelles [71-73], est un fondement de l'étude moderne de la sismicité, remplaçant la théorie du rebond élastique de Reid [74]. Le mouvement de stick-slip est en effet caractéristique des dynamiques régies par les frottements solides (Sec. 1 · 1.3.4).

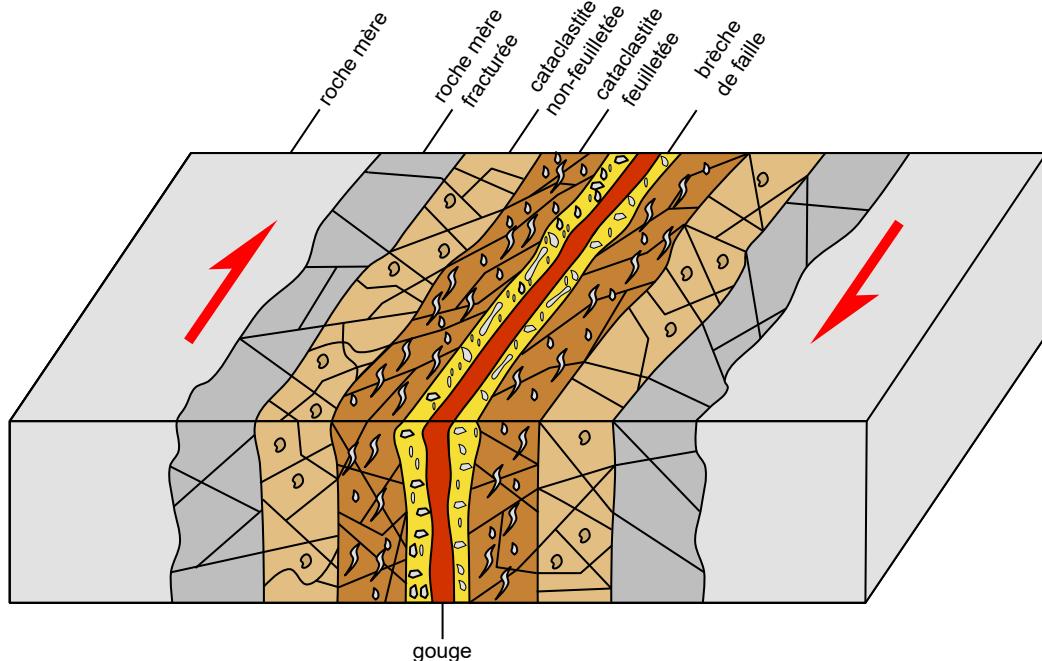


FIGURE 1.22 – Anatomie schématique d’une faille sismique réelle. La faille est composée de multiples couches de roches, plus ou moins cohésives et fracturées. Les couches de brèche et de gouge sont des milieux granulaires au cœur de la faille (adapté de [70]).

Dans les mouvements géologiques ce mouvement de stick-slip ne se caractérise cependant pas par sa régularité, puisqu'il est très difficile de prédire les séismes [75-78]. La prédition et prévention de ceux-ci est pourtant un enjeu majeur, et la compréhension des mécanismes microscopiques sous-jacents au frottement solide en est une clé. L'étude de ces mécanismes a mené à de nombreux modèles empiriques (Sec. 1 · 1.5.3) appuyés par des observations de terrain permettant de décrire le comportement des failles et de rendre compte de ce phénomène de stick-slip à l'échelle des temps géologique.

3.2.2 Magnitude et moment sismique

Un séisme est la manifestation d'un glissement le long d'une interface frictionnelle. Il s'accompagne d'une dissipation d'énergie (Éq. 1.3) et de l'émission et la propagation d'ondes dans les roches. La mesure de ces phénomènes permet de définir des grandeurs utiles à la caractérisation, au catalogage et à l'étude statistique des séismes. Nous définissons ici plusieurs de ces observables.

Le déplacement moyen

Le déplacement moyen est la moyenne de la distance glissée le long de la faille ou portion de faille rompue lors d'un séisme (Fig. 1.23). Son évaluation peut être effectuée par mesure directe des glissements sur le terrain, cependant dès lors que le mouvement est faible, ou que la zone de faille est étendue, elle perd en précision. Des techniques d'imagerie satellite ou de mesure par balises GPS permettent de raffiner ces mesures à une précision de l'ordre du centimètre, et de déterminer le champ des déformations dans toute la lithosphère [79-81]. La mesure des déplacements en surface ne suffit cependant pas à caractériser un séisme, puisque certains mouvements profonds ne s'accompagnent pas d'un glissement en surface. Pour les caractériser des grandeurs liées à l'énergie qu'ils relâchent sont utilisées.

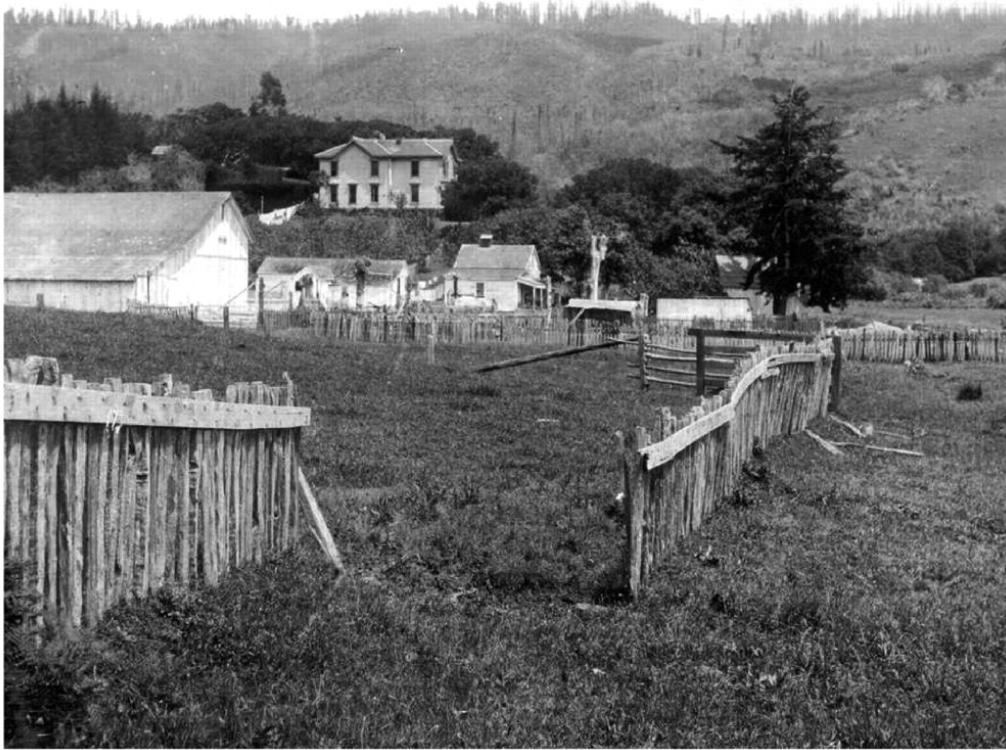


FIGURE 1.23 – Photographie des effets du tremblement de terre de 1906 à San Francisco, causé par la rupture d'une portion de la faille de San Andreas. La faille a glissé d'environ 2.5 m le long d'un plan de fissure particulièrement bien défini [74].

Les magnitudes

La *magnitude* d'un séisme est une grandeur sans unité évaluant l'énergie libérée par ce séisme sur une échelle logarithmique. Sa définition a évolué au cours du temps, en fonction de la grandeur mécanique utilisée pour la mesurer. Historiquement la première définition est celle de Richter en 1935 de la magnitude locale M_L [82]. Elle est basée sur les mesures des ondes sismiques par des sismographes, appareils combinant des accéléromètres et vélocimètres, et est définie comme

$$M_L = \log(D) - \log(D_0) + c \times \log(\Delta) \quad (1.46)$$

Dans cette équation, D désigne l'amplitude maximale mesurée sur le sismogramme utilisé pour la mesure, Δ la distance à l'épicentre, c une constante d'étalonnage, et D_0 une amplitude de référence déterminant ce que l'on considère comme la valeur de D pour un séisme de magnitude $M_L = 0$ perçu à 100 km. Cette définition est aujourd'hui limitée à des études locales, car elle dépend de paramètres empiriques locaux, étalonnés par zone de faille. Cette limitation a mené à la définition des *magnitudes d'ondes* basées chacune sur la mesure d'un type d'onde spécifique. Les deux magnitudes d'ondes sont celle des ondes de surface M_S et celle des ondes de volume (*body waves*) m_b toutes deux introduites par Gutenberg et Richter en 1936 et 1956 [83, 84]. Toujours en usage aujourd'hui, elles demeurent empiriques et basées sur des étalonnages, et subissent un phénomène de saturation lorsque M_S ou $m_b > 9$ [85, 86].

La magnitude la plus couramment utilisée aujourd'hui est la *magnitude de moment* M_w introduite par Hanks et Kanamori en 1979 [87], liée directement à l'énergie libérée par le séisme et au moment sismique. Elle est particulièrement utilisée pour les séismes de grande magnitude ($M > 4$), tandis que les magnitudes d'ondes sont privilégiées pour les faibles magnitudes.

Le moment sismique

le *moment sismique* M_0 est une mesure de l'énergie libérée par un séisme par l'évaluation du travail des forces responsables du glissement. À longue distance un séisme peut en effet être vu comme le résultat de l'application d'un double couple de forces [88] résultant en une déformation élastique des roches. Le moment s'exprime alors comme

$$M_0 = \frac{E}{2(1+\nu)} \times A \times d \quad (1.47)$$

Dans cette équation $G_s = E/2(1+\nu)$ est le module de cisaillement, A est la surface macroscopique du plan de fracture rompu durant l'évènement, et d est le déplacement moyen à l'interface. La magnitude de moment est alors définie comme

$$M_w = \frac{2}{3} \log_{10}(M_0) - 6.07 \quad (1.48)$$

Une augmentation d'un point de magnitude correspond à une multiplication par 30 du moment sismique. La magnitude est ainsi définie sur une échelle à valeurs dans \mathbb{R} nommée *échelle de Richter* [89]. L'échelle est théoriquement illimitée, cependant le séisme le plus fort enregistré est le séisme de 1960 à Valdivia au Chili, avec une magnitude $M_w = 9.5$ [90]. Les tremblements de terre d'une telle magnitude n'ont lieu qu'une à trois fois par siècle, et relâchent une quantité suffisante d'énergie pour altérer l'axe de rotation de la Terre et changer la longueur du jour de quelques microsecondes [91]. Bien que l'échelle n'ait théoriquement pas non plus de minimum, les séismes de magnitude inférieure à 1 sont très difficilement détectables et se produisent en continu sur Terre. Ils peuvent même être dus aux activités humaines, un séisme de magnitude 0 relâchant une quantité d'énergie équivalente à celle libérée par la chute d'un objet d'une tonne d'une hauteur de 5 m.

Dans le but de décrire et prévenir les risques sismiques, le moment sismique et la magnitude font l'objet d'études statistiques et de modèle empiriques, comme la loi de Gutenberg-Richter.

3.2.3 Loi de Gutenberg Richter

La loi de Gutenberg-Richter est une loi empirique décrivant la distribution de magnitude des séismes dans un réseau de failles donné [93]. Cette loi exprime un lien entre la magnitude M et le nombre total de séismes d'une magnitude inférieure à M ou *distribution fréquence-magnitude cumulée* noté $N_{>M}$. La loi de Gutenberg-Richter prédit qu'il existe des constantes a et b telles que

$$\log_{10} N_{>M} = a - bM \quad (1.49)$$

La loi de Gutenberg-Richter, bien qu'empirique, dispose d'un bon accord avec les données des relevés sismiques (Fig. 1.24). Les paramètres de la loi sont cependant variables d'un système de failles à un autre, et sont mesurés par région sismique. L'accord aux données de terrain n'est valable qu'à partir d'une magnitude minimale M^- car les événements de magnitude inférieure ne sont pas détectés par les sismographes.

D'autres événements de glissement peuvent échapper aux sismographes, comme les séismes lents (*slow earthquakes*) [94].

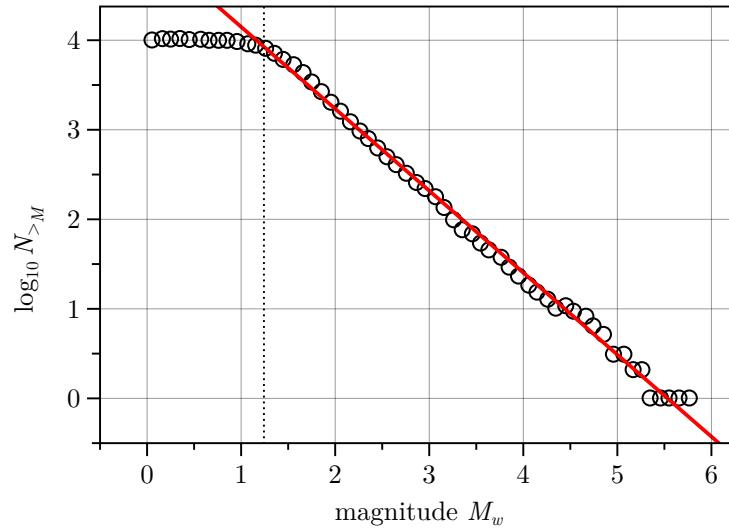


FIGURE 1.24 – Distribution fréquence-magnitude cumulée des événements sismiques dans la région de Abruzzi en Italie, entre avril 2007 et avril 2010 (adapté de [92]). Un séisme de magnitude $M_w = 6.3$ a eu lieu dans la zone surveillée le 6 avril 2009. Un ajustement de la portion linéaire de la distribution (ligne rouge) permet une estimation globale des paramètres de la loi de Gutenberg-Richter ($b = 0.89 \pm 0.03$). La ligne verticale en pointillés représente une estimation de la magnitude minimale à partir de laquelle les sismographes perdent leur sensibilité.

3.3 Mouvement asismique

Le mouvement asismique est défini comme le glissement d'une portion de faille ne durant non pas quelques secondes comme un séisme mais des temps plus grands, allant de l'ordre de la minute à plusieurs années. Certaines failles sont même dites *découplées*, c'est à dire en glissement permanent. Ces glissements ont été mesurés comme ayant des magnitudes allant jusqu'à $M_w = 7$ [95]. Le rôle de ce glissement lent dans le cycle sismique, et en particulier son influence dans le déclenchement de séismes de grande magnitude, ou au contraire dans le relâchement des contraintes, est un sujet de recherche actif et reste encore méconnu [67, 96-99].

La compréhension des mécanismes entraînant le glissement lent de portions de failles ainsi que l'influence de ce glissement partiel d'une faille ou d'un système de failles sur ses portions bloquées sont deux motivations de notre étude. En particulier les expériences présentées dans le Chapitre 4 exposent un mécanisme par lequel ce glissement lent d'une portion d'une interface frictionnelle peut mener à une déstabilisation précoce, mais donc de magnitude moindre, du reste de l'interface.

4 Conclusion

Nous avons abordé au cours de ce chapitre des notions importantes de trois domaines de la physique dont le sujet de notre étude est à l'interface. Notre étude vise en effet à explorer le comportement d'interfaces frictionnelles en présence d'une hétérogénéité de contrainte ou de composition. Ces interfaces peuvent tout d'abord être décrites par la mécanique des frottements à travers de modèles empiriques et microscopiques. La mécanique de la fracture linéaire élastique nous permet pour sa part de détailler les mécanismes microscopiques à l'œuvre à l'interface lors de la mise en glissement de 2 solides frottants. La mécanique des failles enfin met en perspective notre étude et les résultats présentés dans un cadre plus large et appliqué.

Chapitre 2

État de l'art

Une interface frictionnelle est formée par le contact de deux solides le long d'un plan. Lorsqu'elle est pressée et cisaillée, elle résiste au cisaillement et accumule de l'énergie élastique. Elle reste bloquée jusqu'à sa mise en mouvement soudaine au cours d'un évènement de glissement rapide (Sec. 1·1). Cette mise en glissement est médiée par une rupture interfaciale, brisant les microcontacts retenant le glissement entre les deux solides (Sec. 1·2). La rupture se propage jusqu'à la vitesse du son et initie, pour un système de taille finie, le mouvement de glissement macroscopique, qui ne peut avoir lieu qu'une fois que la totalité de l'interface s'est brisée. Ainsi chaque évènement de slip débute par une rupture. Ce cycle de stick-slip est caractéristique des interfaces frictionnelles, et est responsable des mouvements sismiques [1], décrits par la mécanique des failles (Sec. 1·3). Cependant les failles sismiques étant des systèmes mécaniques complexes, d'autres dynamiques en émergent, telles que des mouvements de glissement lent et des couplages dits *co-sismiques*.

Notre étude a pour but de caractériser les mécanismes par lesquels la dynamique d'une interface frictionnelle modèle est modifiée par l'ajout de complexité dans le système. Nous nous intéressons particulièrement à une situation dans laquelle le contact entre les deux solides est perturbé par la présence d'un milieu granulaire. Cette situation est une modélisation minimaliste du contact frictionnel entre des roches au sein de failles tectoniques comportant une couche de gouge, milieu granulaire composé de roche broyée non cohésive. Notre étude se place donc à la croisée de plusieurs domaines de recherche actifs, s'intéressant à des systèmes d'échelles variées et utilisant des méthodes et approches parfois très différentes.

Nous présentons au cours de cette thèse un dispositif expérimental de cisaillement d'interfaces frictionnelles bidimensionnelles. Nous l'utilisons sur une interface frictionnelle composée par deux plaques minces de PMMA perturbée par la présence d'un patch de milieu granulaire dense ou d'une couche homogène de milieu granulaire. Ces interfaces sont respectivement une interface frictionnelle hétérogène pour laquelle le patch granulaire se comporte comme une zone en glissement lent, et une interface homogène granulaire. Nous mettons en évidence l'existence dans ces systèmes de ruptures dynamiques similaires à celles observées le long les interfaces solide-solide homogènes, mais également des comportements nouveaux, émergeant de la présence du milieu granulaire, et en particulier une déstabilisation de l'interface par le patch glissant. Dans ce chapitre, nous présentons un aperçu non exhaustif des connaissances publiées portant sur des thématiques connexes à ces problématiques. Tout d'abord, nous effectuons un récapitulatif de la dynamique d'une interface solide-solide homogène, décrite par la mécanique de la fracture linéaire élastique. Nous présentons ensuite les différents effets que peut avoir une hétérogénéité à l'interface sur cette dynamique. Enfin nous discutons des particularités des interfaces entièrement granulaires et de leurs descriptions dans la littérature.

Contenu du chapitre 2

| | | |
|-------|--|----|
| 1 | Dynamique d'une interface solide-solide homogène | 41 |
| 1.1 | Dispositifs expérimentaux utilisés | 41 |
| 1.1.1 | Presse mécanique | 41 |
| 1.1.2 | Échantillons pressés | 42 |
| 1.1.3 | Dispositifs de mesure | 42 |
| 1.2 | Ruptures interfaciales | 44 |
| 1.2.1 | Observation des ruptures | 44 |
| 1.2.2 | Simulation des ruptures | 44 |
| 1.2.3 | Description quantitative des ruptures | 44 |
| 2 | Interface hétérogène | 45 |
| 2.1 | L'hétérogénéité agit comme une barrière | 45 |
| 2.1.1 | Mécanismes d'arrêt | 45 |
| 2.1.2 | Barrière granulaire | 46 |
| 2.1.3 | Co-sismicité | 47 |
| 2.2 | L'hétérogénéité est une zone en glissement lent | 47 |
| 2.2.1 | Observation du glissement lent | 47 |
| 2.2.2 | Modélisation des failles glissantes | 48 |
| 2.2.3 | Rôle sismologique du glissement lent | 49 |
| 3 | Interface entièrement granulaire homogène | 50 |
| 3.1 | Rhéologie granulaire | 50 |
| 3.2 | Couplage avec un solide élastique | 50 |
| 4 | Objectifs de cette thèse | 51 |

1 Dynamique d'une interface solide-solide homogène

Une interface solide-solide homogène est composée de deux blocs solides macroscopiquement lisses, mis en contact, pressés et cisailés. La dynamique macroscopique de ce type d'interface est un mouvement de stick-slip, dont l'initiation est médiaée par une rupture fragile. Il a été montré que cette rupture est décrite par la mécanique de la fracture linéaire élastique (LEFM). Nous présentons dans cette section les dispositifs expérimentaux utilisés pour étudier ces interfaces, les observations des fractures qui s'y propagent, et la description de ces fractures par la théorie LEFM.

1.1 Dispositifs expérimentaux utilisés

Les dispositifs expérimentaux utilisés sont divers mais reposent sur le même principe. Une presse permet la compression et le cisaillement de deux blocs solides, tandis qu'un dispositif de mesure à haute fréquence permet de caractériser la propagation des ruptures. Nous détaillons ici quelques-uns de ces dispositifs.

1.1.1 Presse mécanique

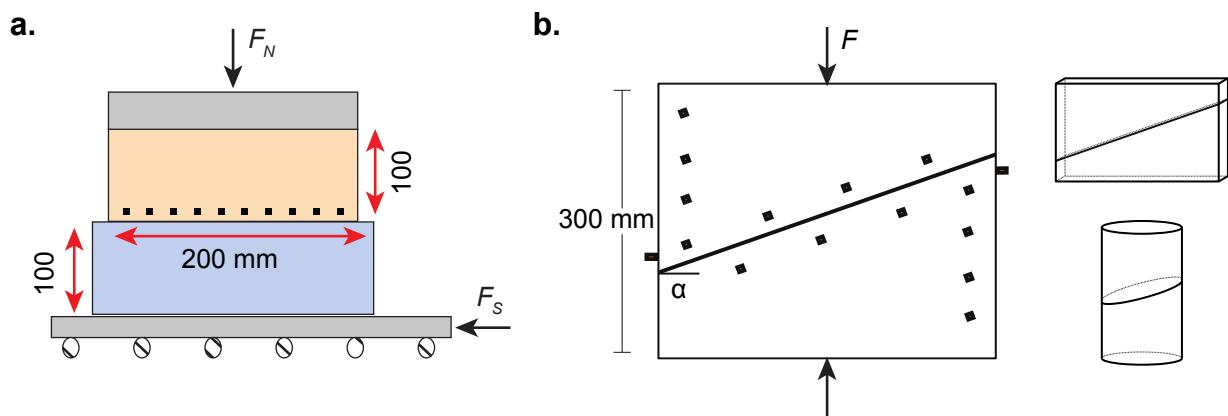


FIGURE 2.1 – Schéma des deux méthodes d'application des forces normale et cisaillante. **a.** Application de la force cisaillante indépendamment de la force normale. La force normale est fixée, et la force cisaillante est pilotée par le déplacement du chariot (adapté de [44]). Dans le cas présent les carrés noirs symbolisent la position de jauge de déformation. **b.** Application d'une force unique sur une interface biseautée. L'angle du biseau α détermine la proportion de la force F distribuée sur la normale et la tangente à l'interface (adapté de [100]). Dans le cas présent les carrés noirs représentent la position de capteurs acoustiques et accélérométriques. Cette méthode d'application des forces peut être utilisée sur des plaques minces [101-104] ou sur des cylindres [100, 105, 106].

La presse mécanique a pour but de presser et cisailier les deux échantillons. Deux approches principales ont été mises en place. La première consiste en l'application d'une pression normale indépendamment de la force cisailante, au moyen d'une presse purement normale et d'une platine de translation liée à l'extrémité d'un des blocs, tandis que l'autre est immobile [21, 44, 55, 107-112] (Fig. 2.1a). Une variation de ce dispositif consiste en l'application de la force cisailante directement sur le côté du bloc, dans toute sa hauteur [113, 114]. La deuxième approche consiste en l'application d'une seule force sur les échantillons, sur une interface effectuant un angle relativement à cette force [100-106, 115] (Fig. 2.1b). L'angle choisi est alors pris proche de l'angle critique pour lequel le mouvement de stick-slip peut avoir lieu, c'est à dire $\alpha_c = \arctan \mu_s$.

1.1.2 Échantillons pressés

Les échantillons choisis sont presque systématiquement des plaques minces, et occasionnellement des cylindres (études menées dans le groupe de F. X. Passelègue). Ce choix permet d'effectuer une hypothèse de planéité des contraintes, et donc de réduire le système étudié à deux dimensions. L'interface formée par ces plaques peut alors varier en longueur de l'ordre de quelques centimètres pour la plupart des études jusqu'à un ou plusieurs mètres (études menées dans les groupes de E. Fukuyama et G. C. McLaskey).

Les matériaux choisis diffèrent selon les études. Lorsque la portée de l'étude considérée est orientée vers la géophysique ou la mécanique des roches, ce sont des échantillons de roches qui sont choisis, comme par exemple du granite (études menées dans les groupes de E. Fukuyama, G. C. McLaskey et A. Schubnel). L'utilisation de roches présente cependant plusieurs inconvénients, tels que la grande vitesse de propagation des ondes acoustiques en leur sein ou les possibles hétérogénéités des échantillons. Des matières plastiques sont utilisées afin de réduire la vitesse des ondes dans le milieu et d'assurer l'homogénéité de l'échantillon utilisé. Leur transparence permet également d'implémenter des mesures à l'interface par imagerie. Deux catégories de plastiques polymères ressortent, les plastiques acryliques tels que le PMMA (études menées dans le groupe de J. Fineberg) [21, 44, 55, 107, 108, 111, 112] et les plastiques polycarbonates tels que le PADC (homalite, études menées dans les groupes de A. J. Rosakis et A. Schubnel) [100-102, 104, 113, 115]. Ces deux familles de matériaux ont des propriétés mécaniques proches, avec notamment un module d'Young de quelques gigapascals (contre plusieurs dizaines de gigapascals pour les roches).

En fonction des propriétés mécaniques et optiques des matériaux, plusieurs techniques de mesure sont implémentées sur ces systèmes.

1.1.3 Dispositifs de mesure

Les dispositifs de mesure utilisés pour déterminer les contraintes à l'interface et mesurer la propagation de ruptures sont répartis en trois catégories (Fig. 2.2).

Tout d'abord les mesures peuvent être des mesures directes du tenseur des déformations sur les surfaces des échantillons, au moyen de jauge de déformation (études menées dans les groupes de J. Fineberg, G. C. McLaskey, A. Schubnel et M. Violay). Ces mesures permettent de déterminer directement le tenseur des déformations dans le bloc grâce à l'hypothèse de planéité des contraintes permise par leur géométrie.

La transparence des matériaux plastiques permet d'utiliser des méthodes de mesure optique en imageant l'interface ou la surface des blocs au moyen d'une caméra rapide. L'interface peut être imagée par réflexion interne totale (TIR) afin de mesurer en temps réel la surface de contact réelle A_r entre les deux blocs (études menées dans les groupes de J. Fineberg et G. C. McLaskey, Fig. 2.2a). Les propriétés photoélastiques du PADC pour leur part permettent de mesurer les déformations des blocs par les changements d'indice optique en transmission (études menées dans les groupes de S. Latour, S. Nielsen et A. J. Rosakis, Fig. 2.2). D'autres mesures optiques sont possibles, telles que la mesure des déformations à la surface d'un bloc par des méthodes de corrélation d'images (DIC, études menées par les groupes de N. Lapusta et A. J. Rosakis) [104, 116]. Il est enfin possible d'effectuer des mesures acoustiques des ondes se propageant dans le matériau (études menées dans le groupe de A. Schubnel, Fig. 2.2c). Ces mesures proches des mesures sismologiques permettent de déterminer la vitesse de propagation d'une rupture ou la position de l'épicentre d'un évènement grâce au contenu fréquentiel et au retard des ondes acoustiques émises.

Ces mesures diverses convergent vers un résultat similaire, qui est l'observation de la propagation de ruptures à l'interface frictionnelle.

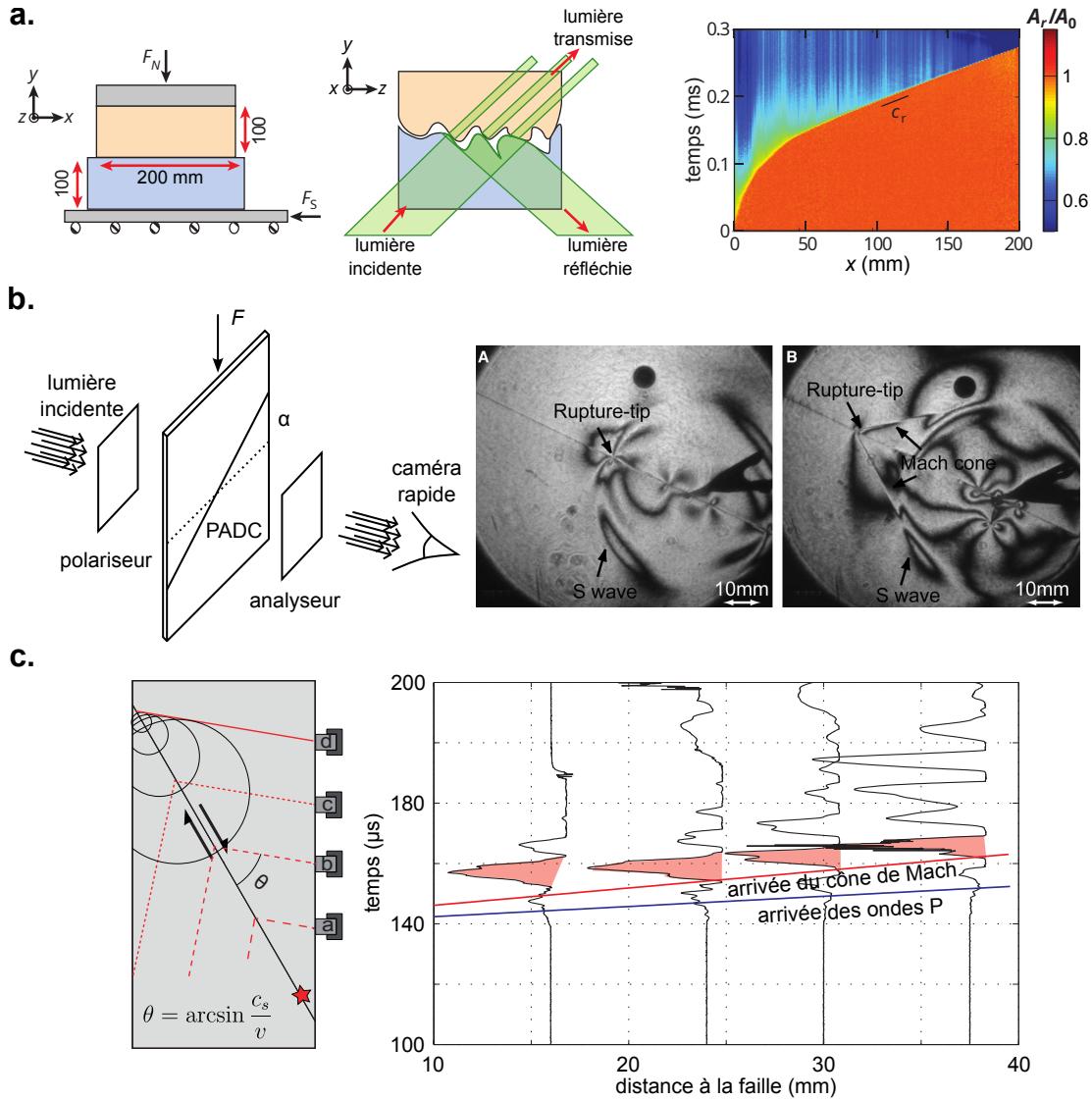


FIGURE 2.2 – Différentes méthodes de mesure de la propagation de rupture à l’interface. **a.** Mesure optique de la surface de contact réelle par réflexion interne totale. (adapté de [44]). Deux plaques de PMMA sont pressées ($F_N = 5500$ N) et cisailées. Une réduction rapide de $A(x, t)$ a lieu au moment d’une chute de force cisaillante. La fracture se propage de gauche à droite, le temps est en ordonnée. Les portions d’interface dans lesquelles la fracture est déjà passée ont une aire de contact plus faible (bleu) que les régions encore intactes (rouge) **b.** Mesure optique des déformations par photoélasticité dans un bloc de PADC au passage d’une rupture sub-Rayleigh (gauche) et supershear (droite) (adapté de [101]). Les déformations des plaques modifient l’indice optique extraordinaire n_e de la plaque biréfringente, entraînant des variations de polarisation de la lumière. **c.** Mesure acoustique de la propagation d’une rupture (adapté de [105]). L’arrivée des ondes de compression sur les détecteurs permet de repérer l’avancée de la rupture. Dans le cas d’une rupture supershear, la même mesure peut s’effectuer par la détection du cône de Mach associé.

1.2 Ruptures interfaciales

1.2.1 Observation des ruptures

Au moyen des méthodes décrites ci-dessus, les études précédemment citées montrent que l'initiation d'un mouvement de glissement rapide au cours d'un cycle de stick-slip s'accompagne de la propagation d'une rupture dynamique à l'interface. Cette rupture consiste en l'affaiblissement des contacts frictionnels entre les blocs, comme montré par la réduction de la surface de contact réelle A_r , au moment de l'initiation du mouvement [44]. Il a été montré que ces ruptures peuvent être séparées en deux catégories en fonction de leur vitesse v . Les ruptures telles que $v < c_r$ la vitesse des ondes de Rayleigh dans le matériau considéré sont dites sub-Rayleigh. D'autres ruptures telles que $v > c_s$ la vitesse des ondes de cisaillement dans le matériau sont observées. Ces ruptures sont dites supershear, et du fait de leur vitesse supérieure à la vitesse des ondes dans le milieu, elles sont accompagnées d'un cône de Mach. Ces deux types de ruptures peuvent interagir, des études montrent en particulier qu'une rupture sub-Rayleigh peut déclencher une rupture supershear [100, 101, 105]. La vitesse de ces ruptures est contrôlée par l'énergie élastique disponible au moment de leur initiation [111].

1.2.2 Simulation des ruptures

La propagation de ruptures à l'interface frictionnelle a également été observée dans des simulations numériques de dispositifs similaires ou de systèmes minimaux [117-121]. Ces modèles permettent de rendre compte des phénomènes observés dans les systèmes expérimentaux décrits ci-dessus, comme la transition entre une rupture sub-Rayleigh et supershear [105, 122, 123], mais également de phénomènes plus complexes tels que la robustesse de cette phénoménologie dans le cas d'interfaces formées par deux blocs de matériaux différents [35, 118].

1.2.3 Description quantitative des ruptures

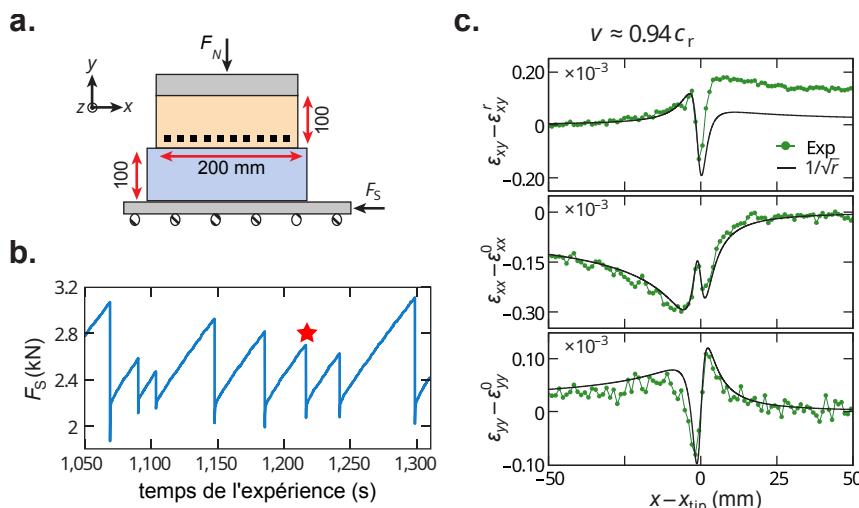


FIGURE 2.3 – Mesure des déformations associées à une rupture frictionnelle (adapté de [44]). **a.** Dispositif expérimental. Deux plaques de PMMA ($c_r \simeq 1250 \text{ m.s}^{-1}$) sont pressées l'une contre l'autre avec une force normale $F_N = 5500 \text{ N}$. **b.** L'interface subit un mouvement de stick-slip lorsque la force cisaiante F_S augmente de manière quasi-statique. **c.** Mesures des variations du tenseur des déformations lors de l'événement marqué d'une étoile rouge. Les prédictions LEFM sont tracées en noir, $\Gamma \simeq 2.5 \text{ J.m}^{-2}$ est le seul paramètre libre.

Dans le cas des ruptures sub-Rayleigh, il a été montré que les déformations qu'elles engendrent ainsi que leur propagation sont décrites par la mécanique de la fracture linéaire élastique (LEFM) [44, 124] (Fig. 2.3). La mesure des déformations à l'aide de jauge de déformation montre qu'au passage d'une rupture à l'interface, ε_{xy} décroît d'une valeur initiale ε_{xy}^0 à ε_r , en effectuant une vaguelette (Fig. 2.3). Cette vaguelette est caractéristique des ruptures LEFM, décrites par l'Équation 1.44 pour un crack en mode II. Il est notamment possible d'effectuer un ajustement du signal mesuré par les prédictions théoriques, avec pour seul paramètre libre l'énergie de fracture, ce qui donne un excellent accord. La dynamique des ruptures ainsi observées est également décrite par les équations de la théorie LEFM [111].

Nous avons vu dans cette section que la caractérisation de la dynamique d'une interface frictionnelle solide-solide est bien comprise. Il est attesté que le mouvement de glissement s'amorce par le moyen de la propagation d'une rupture frictionnelle, aussi bien dans les matériaux plastiques que dans les roches. Cette rupture peut être mesurée par des techniques optiques, électromécaniques ou acoustiques. Dans le cas des ruptures sub-Rayleigh, il est même possible de la décrire au moyen de la théorie LEFM.

Les interfaces frictionnelles d'intérêt géologique sont cependant complexes de part leur géométrie, leur composition, et leur histoire, les menant à incorporer des hétérogénéités.

2 Interface hétérogène

Nous appelons interface hétérogène une interface comportant dans sa longueur une hétérogénéité locale. Cette hétérogénéité peut consister en une différence de composition, par exemple la présence d'un patch de lubrifiant, de milieu granulaire, ou d'un matériau différent. Elle peut également consister en une altération mécanique ou géométrique de la surface de contact, comme la présence d'un trou, d'un état de surface différent, ou d'un défaut ou excès de chargement local. Les failles sismiques réelles sont hautement hétérogènes, et l'étude en laboratoire et la simulation d'hétérogénéités modèles permettent d'améliorer leur compréhension.

Nous présentons dans cette section les modifications de la dynamique d'une interface frictionnelle dues à la présence d'une hétérogénéité. Celle-ci peut agir comme une barrière à la propagation d'une rupture interfaciale ou comme une zone de glissement lent.

2.1 L'hétérogénéité agit comme une barrière

La propagation d'une rupture observée sur une portion d'interface peut ralentir ou s'arrêter à la rencontre de l'hétérogénéité. Ce phénomène est considéré comme pouvant être à l'origine de l'arrêt des séismes.

2.1.1 Mécanismes d'arrêt

Une rupture peut dans certains cas être arrêtée par un changement d'énergie de fracture. En effet si Γ dépend de la position le long de l'interface, la propagation du crack ne s'effectue pas à vitesse constante (Eq. 1.39). Une rupture initiée dans une région où Γ est faible peut s'arrêter dans une région où Γ est plus élevé, le critère de propagation $G = \Gamma$ n'étant alors plus vérifié. Un exemple de rupture arrêtée apparaît lors de l'introduction de lubrifiant sur une portion seulement de l'interface [112, 125]. Lorsqu'une rupture nucléée dans une portion de l'interface sans lubrifiant, elle peut être stoppée par la zone lubrifiée en raison de l'augmentation d'énergie de fracture qu'elle rencontre.

La même phénoménologie peut apparaître lorsque la contrainte cisailante appliquée n'est pas spatialement homogène (Eq. 1.45), les fronts de rupture s'arrêtant alors avant de briser l'ensemble de l'interface [108, 117, 124-127]. Ainsi un défaut de chargement dans une interface frictionnelle solide-solide peut mener à l'apparition de ruptures arrêtées, comme montré par

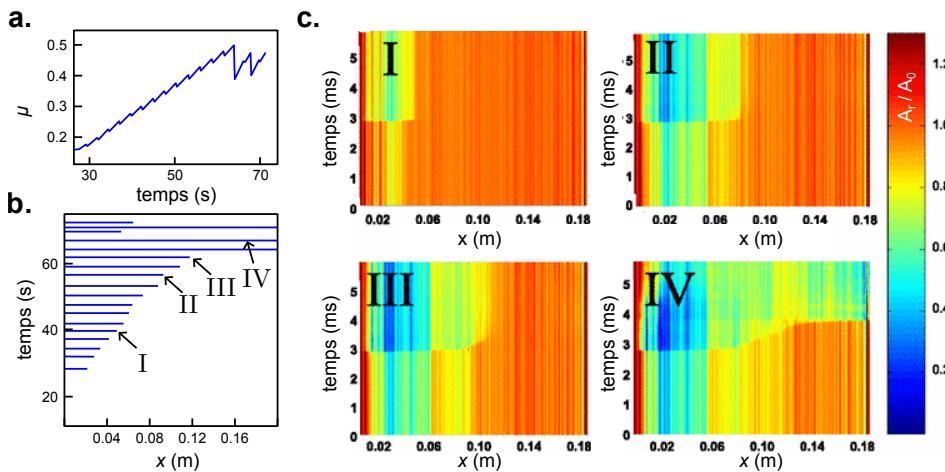


FIGURE 2.4 – Ruptures arrêtées par une inhomogénéité de contrainte, et donc d'énergie de rupture (adapté de [108]). **a.** Mouvement de stick-slip à l'interface. **b.** Longueur des événements de rupture. Les événements I, II et III sont des ruptures arrêtées, tandis que l'événement IV est une rupture traversant toute l'interface. **c.** Aire réelle de contact normalisée au cours des quatre événements repérés. La faible aire de contact à l'extrême gauche de l'interface correspond à une zone de faible énergie de fracture.

Bayart et al. [128] (Fig. 2.4). Ces ruptures partielles sont des précurseurs d'un mouvement de glissement macroscopique de l'interface, comparables aux *foreshocks* des séismes de grande magnitude. Les ruptures arrêtées agissent également comme des hétérogénéités de contraintes par la concentration des contraintes qu'elles occasionnent en leur point d'arrêt. Cette situation est particulièrement pertinente dans le cadre de la prévention sismique, puisque les séismes ne sont jamais des ruptures de toute la longueur d'un système de faille, mais des ruptures arrêtées.

La dynamique de la rupture peut également être affectée par les propriétés géométriques de l'interface. Elle peut être arrêtée, déviée, ou guidée par d'autres plans faibles que le plan principal de l'interface [129], ou par la présence d'un milieu granulaire.

2.1.2 Barrière granulaire

L'hétérogénéité menant à l'arrêt de la propagation peut également consister en une inclusion de milieu granulaire à l'interface [116, 130, 131]. Le mécanisme par lequel une inclusion de milieu peu cohésif interagit avec les portions solide-solide de l'interface reste mal compris, et reste généralement expliqué par les descriptions empiriques des modèles Rate-and-State. Rubino et al. ont par exemple observé par DIC des ruptures s'arrêtant dans une couche de gouge localisée, et l'ont attribué au comportement renforcé en vitesse de la gouge [130]. Cette description coïncide avec celle proposée par Buijze et al. d'une interface entièrement granulaire hétérogène [116]. Cette phénoménologie rapprocherait alors le patch granulaire d'un patch glissant, que nous décrivons dans la section suivante.

L'hétérogénéité peut être artificiellement créée, mais même lorsque qu'un milieu granulaire est initialement réparti à l'interface de manière homogène, des hétérogénéités émergent. En effet la formation d'une hétérogénéité peut être imputée à l'usure de l'interface. Dans le cas d'une interface de roches séparées par une poudre fine et homogène, la répartition de la poudre peut changer jusqu'à former des hétérogénéités de contraintes [116, 132, 133]. Dans le cas de Cebry et al., le système étudié, une interface de blocs plastiques encapsulant une fine couche de poudre de quartz, a naturellement évolué vers la formation de deux aspérités. Ces deux aspérités imposent alors une dynamique complexe à l'interface, entraînant une co-sismicité de ses différentes portions.

2.1.3 Co-sismicité

La co-sismicité est la manifestation d'un couplage entre deux failles sismiques. Lorsqu'une faille se rompt dans un événement sismique, les contraintes qu'elle retenait sont relâchées, et redistribuées aux failles avoisinantes. Cette co-sismicité se retrouve dans des systèmes pour lesquels la rupture arrêtée par l'hétérogénéité entraîne la nucléation d'une autre rupture de l'autre côté de l'hétérogénéité, l'arrêt de la rupture reportant les contraintes libérées par la partie brisée sur la portion encore intacte de l'interface [130]. La rupture arrêtée est alors un précurseur pour un événement de rupture de l'interface entière.

Ces phénomènes soulèvent la question des mécanismes de couplage entre les différentes portions d'une faille. Ces mécanismes sont importants dans la compréhension des phénomènes de précurseurs et répliques (*foreshocks and aftershocks*) des séismes [134], ces ruptures arrêtées pouvant alors être des précurseurs de séismes de magnitude plus élevée. Au contraire après un séisme la zone déchargée peut agir comme une hétérogénéité de contrainte pouvant arrêter une rupture sismique déclenchée dans une portion de faille voisine, limitant ainsi l'amplitude des répliques.

Une hétérogénéité arrêtant une rupture peut être décrite dans le cadre des modèles Rate-and-State par la présence dans une interface d'un patch dont la dépendance du frottement en vitesse est différente de celle du reste de la faille [135-137] (Sec. 1 · 1.5.3). Cette description suppose cependant que la portion renforcée de l'interface glisse lentement lorsqu'elle est soumise à une contrainte cisailante extérieure. Nous présentons par la suite des systèmes dans lesquels des portions de failles ne présentent pas d'activité sismique et relâchent les contraintes par le moyen d'un glissement lent.

2.2 L'hétérogénéité est une zone en glissement lent

Certaines portions de failles sismiques sont en mouvement lent, soit permanent, soit ponctuel au cours d'événements de quelques minutes ou plus [98, 138]. Le mécanisme responsable de ces phases de glissement reste encore méconnu, tout comme son rôle dans l'activité sismique d'une zone de failles [97, 139]. Dans cette section nous présentons ces zones de glissement, qui sont des hétérogénéités au sein d'une interface frictionnelle bloquée par ailleurs.

2.2.1 Observation du glissement lent

Les séismes lents ont d'abord été observés dans les zones de subduction, en particulier au Japon, situé au-dessus d'une des zones sismiques les plus actives du monde [140]. Ces observations d'abord indirectes [141] ont mené à les nommer également séismes silencieux (*silent earthquakes*) en raison de la faiblesse de leurs émissions acoustiques. Des méthodes de mesure directe ont permis d'observer ce phénomène dans de nombreuses régions de failles [96]. Les techniques d'observation modernes reposent principalement sur l'usage de données GPS, permettant un suivi précis au centimètre près du mouvement de la croûte terrestre.

Les zones de glissement lent sont surveillées de près par de nombreuses équipes de recherche. Une partie de la littérature actuelle portant sur ces séismes lents consiste en la description d'une région spécifique, généralement après ou avant un événement sismique majeur. Par exemple Ozawa et al. [142] décrivent les répliques et précurseurs du grand séisme de Tōhoku de 2011, de magnitude $M_w = 9$, mesurés par des données GPS. Ces résultats sont ensuite agrégés dans des études sur de longues périodes ou des méta-études telles que celle de Schwartz et Rokosky [136], montrant que le glissement lent est un phénomène généralisé présent entre autres tout autour de la ceinture de feu du Pacifique. Il a de plus été observé que ces zones de glissement lent peuvent correspondre à des hétérogénéités de composition au sein d'un système de failles. Des mesures par carottage dans certaines failles en glissement lent particulièrement peu profondes au large de la Nouvelle Zélande montrent notamment que les séismes lents sont induits par des

régions de forte hétérogénéité mécanique, frictionnelle, pétrographiques et géométrique [143]. Une hétérogénéité de composition peut se traduire par une hétérogénéité dans la dynamique de la faille.

Ainsi les zones de glissement sont extensivement observées, décrites et étudiées, pourtant Schwartz et Rokosky indiquent que malgré cette profusion d'études, les mécanismes à l'origine de leur glissement et leur influence sur les zones de failles bloquées « *restent élusifs* ». Ils sont souvent passés sous silence au profit d'une approche plus empirique basée sur des modèles Rate-and-State (Sec. 1 · 1.5.3), dont les coefficients sont ajustés pour décrire des portions de failles spécifiques. L'étude en laboratoire de failles en glissement lent, au travers des expériences telles que celle que nous présentons dans cette thèse (Chap. 4) ou de simulations numériques, permet d'améliorer notre compréhension de ces mécanismes, mais également des interactions entre les différentes portions d'un système de failles.

2.2.2 Modélisation des failles glissantes

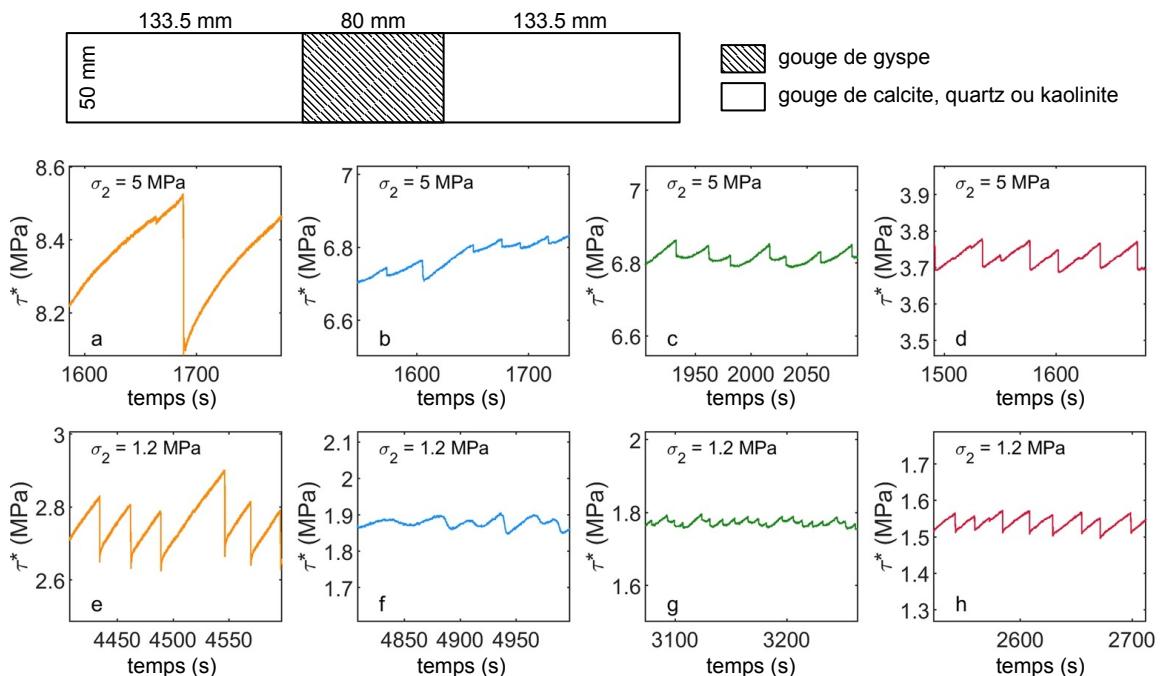


FIGURE 2.5 – Mouvement de stick-slip au sein d'une interface comportant une gouge hétérogène cisaillée (extrait de [131]). La gouge est pressée à une contrainte normale σ_2 , et cisaillée à une contrainte τ^* . L'hétérogénéité est constituée d'un patch de composition minéralogique différente pour chaque couleur de courbe. En orange la gouge est homogène. Les courbes bleue, verte et rouge correspondent à trois compositions différentes pour l'hétérogénéité. Le mouvement de stick-slip peut, en fonction de l'hétérogénéité choisie, disparaître, s'accélérer ou ponctuer un glissement permanent.

La conception de failles sismiques en laboratoire permet de contrôler avec précision les propriétés des matériaux insérés à l'interface, et d'étudier les variations dans la dynamique de celle-ci avec les propriétés de l'hétérogénéité insérée [131, 144, 145]. Buijze et al. ont en particulier étudié l'influence d'une hétérogénéité pétrographique au sein d'une gouge pressée entre deux blocs de PMMA [131]. La faille de laboratoire a alors exhibé une grande variété de dynamiques selon la gouge utilisée. Les exemples notables sont un mouvement de stick-slip particulièrement bien défini (Fig. 2.5, courbe orange), et au contraire une mise en glissement permanent de l'interface toute entière (courbe bleue). L'hétérogénéité locale est alors responsable de la mise en glissement lent de toute l'interface.

Bedford et al. pour leur part montrent que l'insertion d'une gouge d'argile et de quartz à l'interface entre deux blocs de roche cisaillés mène à l'apparition, en fonction de la proportion d'argile ou de sa disposition, soit d'une instabilité de stick-slip, soit d'une mise en glissement lent [144]. L'augmentation de la proportion d'argile entraîne un renforcement en vitesse de l'interface.

Ainsi une hétérogénéité locale à l'interface peut agir comme un patch glissant, menant à une modification de la dynamique globale de l'interface. Ce glissement lent est généralement étudié sous le prisme des modèles Rate-and-State. Cette analyse, bien qu'elle passe sous silence les mécanismes responsables du glissement, permet la modélisation d'un système de failles par un patchwork de zones dont les coefficients A et B sont choisis pour représenter des systèmes réels ou modèles, dans l'objectif de déterminer l'influence de ce patchwork sur la sismicité globale de la région d'intérêt.

2.2.3 Rôle sismologique du glissement lent

Les systèmes de failles sismiques sont fortement couplés. La rupture d'une portion de faille influence la dynamique de toute la faille par co-sismicité. Ainsi il a été montré que le glissement lent d'une portion de faille peut déclencher une rupture sismique [97], et inversement une rupture sismique peut débloquer des portions de failles avoisinantes, se mettant en glissement lent [142, 146]. Ce dernier mécanisme est adjacent à celui de l'apparition de répliques, séismes déclenchés par un premier évènement de rupture, généralement de plus faible magnitude que celui-ci.

Afin de décrire ces phénomènes des modèles Rate-and-State sont utilisés. De nombreuses simulations montrent que les portions de failles en glissement lent ont un rôle déterminant dans le comportement des failles [96, 117, 135, 137, 147, 148]. Lorsque ces simulations sont axées vers la description d'un système de failles réel, l'ajustement des paramètres A et B des portions de failles définies est un facteur clé de l'étude. Noda et Lapusta [137] montrent notamment en modélisant la zone de faille de Fukushima au Japon que le glissement lent de certaines portions de faille mène à la déstabilisation de portions pourtant théoriquement stables, car stabilisées par la vitesse. Chen et Lapusta [135] effectuent une étude similaire en partant des propriétés d'une portion de la faille de San Andreas. Les implications de ces études vont pourtant au-delà de la description d'un système de failles précis.

Des simulations plus générales permettent d'étudier la co-sismicité dans des systèmes modèles, et d'en comprendre les mécanismes. Il a ainsi été montré que les transferts d'énergie élastique dans les failles modèles peuvent s'effectuer à grande distance, de l'ordre de 600 km le long de la faille de San Andreas entre San Francisco et Los Angeles par exemple [147]. À la recherche de la complexité minimale nécessaire à l'apparition de ces phénomènes, il a également été montré que la présence d'une hétérogénéité n'est pas nécessaire à l'émergence d'un tel couplage au sein de failles modèles, qui peut être déclenché par des effets géométriques [148, 149].

L'influence d'une hétérogénéité à l'interface sur le comportement macroscopique de celle-ci est due à la création d'une zone en glissement lent au sein de la faille. Cette zone agit comme une barrière à la propagation des ruptures, mais n'isole pas pour autant les portions de failles de part et d'autre du patch glissant. Au contraire la présence de ces hétérogénéités est responsable de phénomènes de co-sismicité et d'interactions à longue portée au sein de systèmes de failles.

Au cours de cette section nous avons présenté des hétérogénéités de composition formées par des milieux granulaires hétérogènes, la section suivante présente des études portant sur les interfaces frictionnelles entièrement granulaires homogènes.

3 Interface entièrement granulaire homogène

L'hétérogénéité d'une interface peut être médiée par l'insertion d'une couche de gouge entre deux blocs solides. La gouge est une roche broyée non cohésive située au cœur des failles, façonnée par l'usure des matériaux en contact cisaillant. Ses propriétés mécaniques sont celles d'un milieu granulaire très polydisperse, pressé et cisaillé par la roche. L'influence d'un tel milieu granulaire sur la dynamique d'une interface frictionnelle peut être étudiée en laboratoire grâce à l'utilisation de milieux granulaires modèles, pressés et cisaillés par des matériaux solides.

3.1 Rhéologie granulaire

Les expériences de rhéologie granulaire se focalisent sur les propriétés du milieu granulaire en lui-même. Ce milieu généralement polydisperse est pressé et cisaillé, par exemple dans une cellule de Couette. Il a été montré qu'un granulaire cisaillé peut exhiber un mouvement de stick-slip dont les événements sismiques sont d'amplitude variable, indépendamment des propriétés mécaniques ou géométriques des grains [150]. Les événements de stick-slip observés reproduisent alors des lois phénoménologiques de distribution des moments sismiques telles que la loi de Gutenberg-Richter [151-153] (Sec. 1.3). Ces observations sont cohérentes avec les résultats d'études numériques portant sur des systèmes analogues [154, 155].

Ces systèmes sont rarement étudiés sous l'angle de la propagation d'une rupture. Les mesures effectuées sont généralement des mesures acoustiques à relativement basse fréquence. Des dispositifs tels que celui développé par l'équipe de O. Ramos permettent, au moyen de méthodes optiques basées sur la biréfringence des grains, de mesurer les propriétés摩擦nelles au sein de l'interface, et en particulier les chaînes de forces dans le milieu granulaire [151, 156, 157]. Ces expériences font état d'avalanches de réarrangements des grains et des chaînes de forces [158-160], qui sont des phénomènes propagatifs. Leur lien avec la propagation d'une rupture frictionnelle reste indéterminé.

Le cisaillement effectué dans ces expériences l'est au travers de blocs solides de rigidité infinie en comparaison à celle des grains, ne permettant pas de couplage élastique qui est une composante essentielle des failles réelles.

3.2 Couplage avec un solide élastique

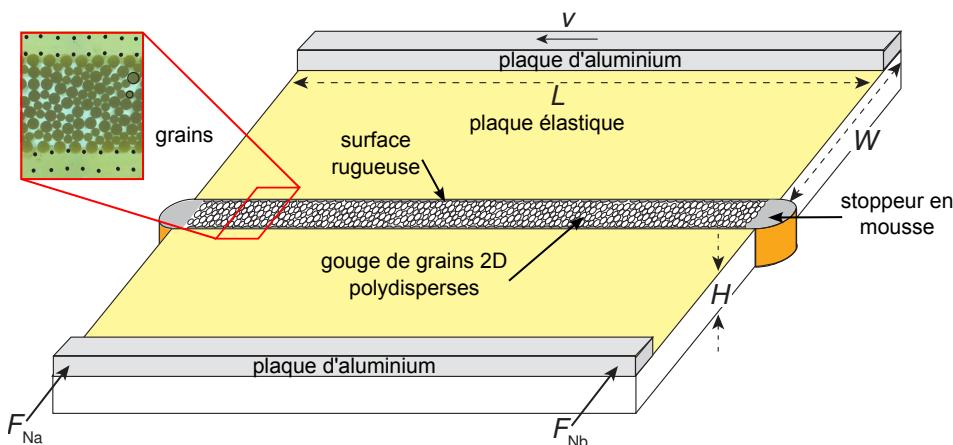


FIGURE 2.6 – Exemple de dispositif utilisé pour coupler l'élasticité de blocs solides avec une interface granulaire (adapté de [161]). Les grains polydisperses sont pressés et cisaillés à vitesse constante. La géométrie des plaques et des grains est choisie afin de permettre de considérer le système comme bidimensionnel ($H \ll L, W$).

Nous nous intéressons dans notre étude à des interfaces granulaires cisaillées par des solides élastiques. Ces systèmes permettent d'étudier le couplage entre l'élasticité des blocs et la dynamique du milieu granulaire, mais également de considérer que le milieu granulaire est une perturbation d'une interface solide-solide élastique (Fig. 2.6).

Le cisaillement par des blocs élastiques d'un milieu granulaire peut mener à une grande diversité de comportements. Il a été montré qu'un tel système peut avoir un mouvement de stick-slip mais également des phases de glissement permanent. Geller et al. montrent que le glissement des deux blocs séparés par un milieu granulaire épais est un glissement lent ponctué par des événements rapides de chutes de force cisaillante [161]. La distribution de ces chutes de force suit une loi de puissance type Gutenberg-Richter. L'expérience de Geller et al. est très similaire à des systèmes simulés tels que celui présenté par Zhang et al. [162], qui s'en inspire. Les simulations numériques montrent un bon accord avec les expériences en laboratoire.

Lorsque le milieu granulaire est moins épais, ou évolue avec le temps, il peut perdre progressivement son homogénéité. Cebry et al. [132] présentent par exemple un système dans lequel une gouge fine de quartz est cisaillée par deux blocs de PMMA. La gouge initialement homogène crée deux points de compressions de part et d'autre de l'interface. La dynamique de l'interface évolue alors au fil du cisaillement d'un glissement lent à une instabilité de stick-slip relativement régulière, puis à un comportement de plus en plus erratique. Cette étude soulève l'importance de l'usure de l'interface. D'autres expériences similaires montrent que l'interface, broyant la poudre qu'elle contient, se lubrifie par son usure dans un phénomène de lubrification solide [163]. Similairement au cas d'une interface solide-solide, des expériences et simulation ont montré que l'initiation du glissement s'accompagne de la propagation d'une rupture à l'interface [116, 131, 132]. Cette rupture n'a cependant pas fait l'objet de caractérisations approfondies.

4 Objectifs de cette thèse

Les objectifs de cette thèse sont tout d'abord de développer un dispositif expérimental complet pour notre étude. Ce dispositif doit permettre de presser et cisailler des plaques minces de PMMA encapsulant un milieu granulaire (Chap. 3). En particulier nous souhaitons implémenter des méthodes d'acquisition électronique pour la mesure du tenseur des déformations à haute fréquence permettant d'étudier la propagation de ruptures à l'interface (Sec. 3.3) ; et des mesures par imagerie pour le suivi des grains (Sec. 3.4). Ce dispositif sera ensuite utilisé afin d'analyser la dynamique de plusieurs interfaces frictionnelles complexes incorporant des milieux granulaires. En particulier nous avons pour objectif l'étude d'une interface en œil granulaire (Chap. 4), et d'une interface entièrement granulaire (Sec. 5.2.2).

Par l'étude de ces interfaces nous voulons éclaircir les mécanismes de la friction granulaire à l'échelle microscopique. Pour ce faire nous souhaitons tout d'abord évaluer les modifications de la dynamique du système dues à la présence d'un milieu granulaire, notamment sur le mouvement de stick-slip à l'interface. Nous pourrons ensuite déterminer les mécanismes locaux responsables de ces modifications.

Dans le cas de l'œil granulaire nous nous intéressons en particulier au rôle d'un patch granulaire à l'interface dans la dynamique de glissement et sur l'initiation de ruptures frictionnelles. Les propriétés de cette interface la rapprochent de systèmes de failles de composition hétérogène. Nous espérons par cette étude améliorer la compréhension du couplage entre les portions glissantes et les segments bloqués au sein d'une faille. Dans le cas de l'interface entièrement granulaire, nous avons pour objectif d'étudier l'initiation du mouvement de glissement rapide à l'interface, et avons pour hypothèse qu'elle est médiée par la nucléation et la propagation d'une rupture frictionnelle dans le milieu granulaire. Cette étude permettra une meilleure compréhension du rôle de la gouge de faille dans les mécanismes sismiques.

En résumé, notre étude porte sur les interfaces frictionnelles perturbées par un milieu granulaire. En particulier nous nous intéressons à une interface bidimensionnelle en cisaillement, contenant des grains soit dans toute sa longueur, se rapprochant alors du dispositif expérimental présenté Figure 2.6, soit dans un espace restreint rendant l'interface hétérogène, comme présenté en Section 2.2. Elle s'inscrit dans la continuité de l'étude des interfaces frictionnelles solide-solide et de la description de l'initiation du mouvement par la propagation d'une rupture, et vise à déterminer la robustesse de cette description à des perturbations telles que l'inclusion d'un milieu granulaire.

Chapitre 3

Développement expérimental

Dans ce chapitre, nous détaillons le dispositif expérimental développé au cours de cette thèse. Le chapitre se divise en 4 sections, présentant le dispositif mécanique et les matériaux utilisés, puis les mesures électroniques et optiques implémentées sur le système.

Contenu du chapitre 3

| | | |
|-------|---|----|
| 1 | Principe de l'expérience | 54 |
| 1.1 | Presse mécanique | 54 |
| 1.2 | Mesure de force | 54 |
| 2 | Échantillons étudiés | 56 |
| 2.1 | Blocs solides | 56 |
| 2.1.1 | Choix du matériau | 56 |
| 2.1.2 | Géométrie des blocs lisses | 57 |
| 2.1.3 | Géométrie des blocs granulaires | 57 |
| 2.2 | Milieu granulaire | 58 |
| 3 | Mesures Électroniques | 59 |
| 3.1 | Mesure du tenseur des déformations | 59 |
| 3.1.1 | Jauge de déformation | 59 |
| 3.1.2 | Conditionnement traditionnel par pont de Wheatstone | 61 |
| 3.1.3 | Boucle d'Anderson | 63 |
| 3.1.4 | Reconstruction du tenseur des déformations 2D | 66 |
| 3.1.5 | Disposition des jauge sur les blocs | 66 |
| 3.2 | Acquisition | 67 |
| 3.2.1 | Spécifications des acquisitions | 67 |
| 3.2.2 | Déclenchement par accéléromètre | 67 |
| 3.3 | Traitement numérique des données acquises | 67 |
| 4 | Mesures Optiques | 68 |
| 4.1 | Optique utilisée | 68 |
| 4.2 | Suivi des grains - recherche de motif | 69 |
| 4.2.1 | Détermination des motifs à suivre par transformée de Hough | 69 |
| 4.2.2 | Recherche de motif par corrélation d'images numériques | 69 |
| 4.2.3 | Application au suivi des grains | 70 |
| 4.2.4 | Amélioration de la résolution par PTV | 72 |
| 4.2.5 | Évaluation de la résolution par PTV | 72 |
| 4.3 | Traitement des données de suivi optique | 73 |
| 4.3.1 | Classement des grains | 73 |
| 4.3.2 | Correction du suivi des grains | 74 |
| 4.3.3 | Format des données | 75 |
| 4.4 | Expérience simulée et conditions réelles | 75 |
| 4.4.1 | Mouvement de stick-slip et glissement inter-événement | 75 |
| 4.4.2 | Expérience simulée : stick-slip avec glissement inter-événement | 76 |
| 4.4.3 | Glissement interfacial total | 76 |
| 4.4.4 | Détection des événements de glissement rapides | 77 |
| 4.4.5 | Glissement inter-événement | 77 |
| 5 | Conclusion | 78 |

1 Principe de l'expérience

L'objectif du dispositif que nous avons développé est de permettre la compression et le cisaillement contrôlés de deux plaques minces de polyméthacrylate de méthyle (PMMA) de $150 \times 80 \times 10$ mm l'une sur l'autre. La compression s'effectue à position verticale imposée, et à force normale mesurée. Le cisaillement s'effectue à vitesse constante, et à force cisaillante mesurée. La force normale typique appliquée est de l'ordre de 3000 N, et le cisaillement est appliqué à une vitesse typique de $20 \mu\text{m.s}^{-1}$. Le déplacement horizontal total imposé lors d'une expérience est typiquement de 6 à 12 mm, soit un temps d'expérience allant de 5 à 10 minutes.

1.1 Presse mécanique

Nous avons développé en partenariat avec Marc Moulin du Service d'Ingénierie Mécanique de l'ENS de Lyon une presse mécanique verticale contrôlée en position (Fig. 3.1). Le déplacement vertical du bloc supérieur et l'application de la force normale se font par le biais d'une barre horizontale rigide équipée d'un capteur de force. Son déplacement, contrôlé en position par la rotation d'une vis, s'effectue par roulement sur des rails verticaux. Des patins rigides permettent un verrouillage de la position de la barre sur ces rails. Le déplacement tangentiel du bloc inférieur et l'application de la force cisaillante se font au moyen d'une platine de translation horizontale motorisée. Elle permet de translater le bloc inférieur tandis que le bloc supérieur reste fixe. Le bloc supérieur est solidaire d'un capteur de force, permettant la mesure de la force cisaillante exercée sur l'interface. Les échantillons pressés sont fixés au dispositif au moyen de mors métalliques dans lesquels ils sont encastrés d'un centimètre.

Du fait de la flexibilité des éléments mécaniques et de la géométrie du système, une faible rotation s'applique au bloc du haut lorsque le chargement cisaillant est appliqué. Pour compenser cette rotation, un système de vis permet d'assurer l'alignement des faces des deux blocs en contact, et d'homogénéiser les contraintes à l'interface.

1.2 Mesure de force

Deux capteurs de force sont installés sur la presse (Fig. 3.2). La mesure de force par ces capteurs commerciaux repose sur une mesure des déformations engendrées par l'application d'une pression sur leurs faces par des jauge de déformation. Les faces du capteur de force normale sont à cet effet solidaires respectivement de la vis de contrôle de la presse et de la barre horizontale, elle-même solidaire du bloc supérieur. Cette disposition permet à la vis d'appliquer la force normale sur le capteur, qui la retransmet à la barre, et donc à l'interface. Les faces du capteur de force cisaillante sont pour leur part solidaires respectivement de la barre horizontale et d'une platine de translation sans frottements à roulements à billes, sur laquelle est fixé le bloc supérieur. La force cisaillante, appliquée sur l'interface par la platine motorisée déplaçant le bloc inférieur, est alors retransmise au capteur par le biais de la platine de translation sans frottements.

Les déformations des capteurs sont négligeables devant celles des blocs ($E_{\text{acier}} \sim 200 \text{ GPa} \gg E_{\text{PMMA}}$), et ne perturbent pas le système mécanique étudié. Leur réponse en tension est une fonction affine de la force appliquée sur leurs extrémités. Ils peuvent mesurer des forces allant jusqu'à 10^4 N, avec une précision de 10 N, et une bande passante de l'ordre d'un kilohertz.

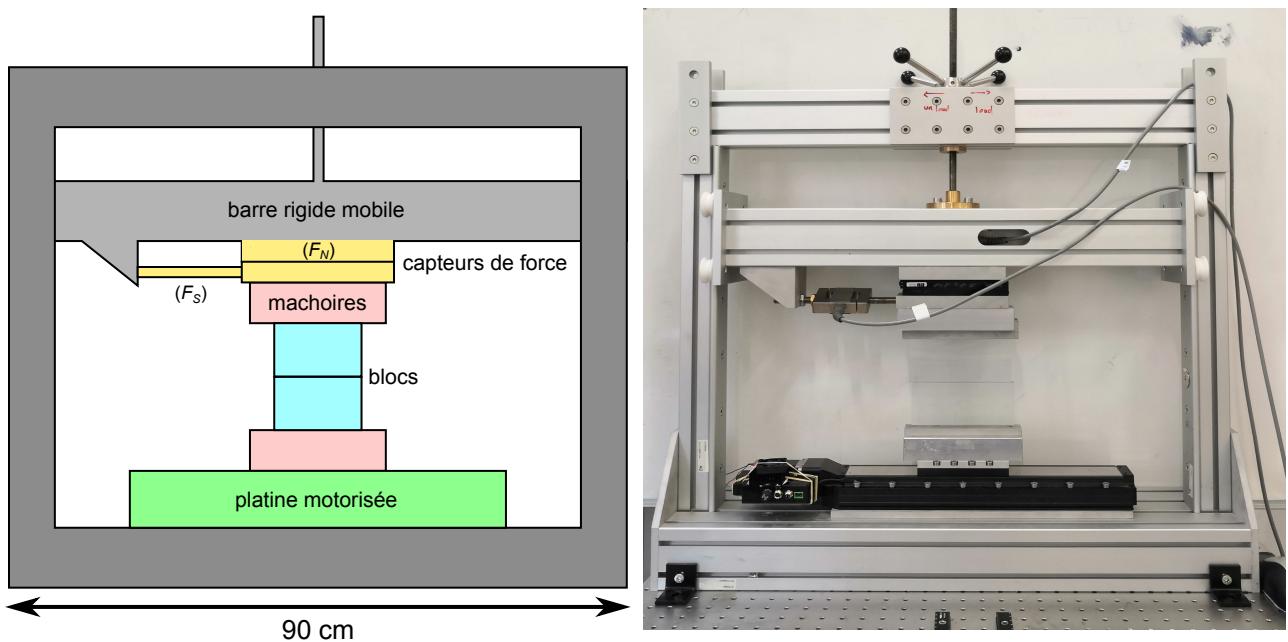


FIGURE 3.1 – La presse est composée d'un cadre rigide (gris sombre), d'une barre horizontale mobile (gris clair), et d'une platine de translation commerciale (vert). La barre est installée par des poulies à gorge avec roulements à billes dans un guide limitant les rotations indésirables (roulis, tangage et lacet), et sa position est contrôlée manuellement par une vis. La platine de translation est contrôlable en position et en vitesse, pouvant aller de $1 \mu\text{m}.\text{s}^{-1}$ à $10 \text{ mm}.\text{s}^{-1}$, sur une course de 300 mm. Des capteurs de forces (orange) permettent la mesure des forces normale et cisaillante appliquées à l'interface. Le dispositif est fixé par sa base sur une table optique.

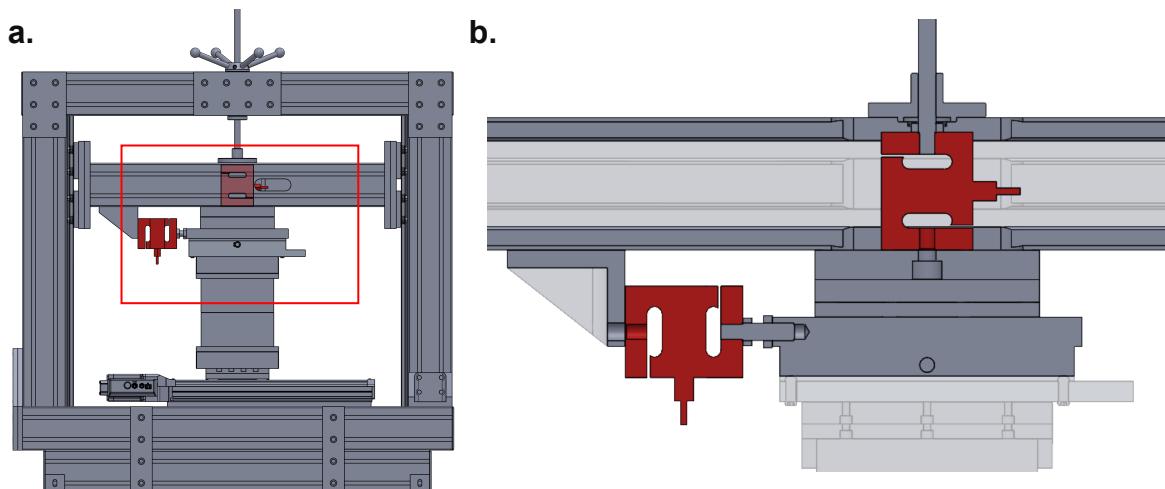


FIGURE 3.2 – **a.** Position des capteurs de force, en rouge, sur le cadre de la presse. Le capteur de force cisaillante est à gauche, le capteur de force normale est inséré dans la barre de translation verticale. **b.** Coupe transversale du cadre rouge. La force normale est appliquée sur l'interface au moyen d'une vis contrôlée manuellement, pressant sur le capteur de force. La force cisaillante est appliquée par le bloc inférieur, au moyen d'une platine de translation horizontale, et est retransmise au capteur de force cisaillante au moyen d'une platine à roulements à billes.

2 Échantillons étudiés

Nous avons étudié différents types d'interfaces frictionnelles, faisant intervenir des blocs solides et un système granulaire modèle, composés de matériaux plastiques.

Les blocs pressés sont des plaques fines de polyméthacrylate de méthyle de 80 mm de hauteur, formant une interface quasi bidimensionnelle de 150×10 mm. Le milieu granulaire étudié est constitué de cylindres de nylon, de diamètre compris entre 0.4 et 1.3 mm, disposés dans la largeur de l'interface pour former un milieu granulaire 2D.

Cette section détaille les propriétés mécaniques des matériaux choisis pour les blocs et pour le milieu granulaire, ainsi que les géométries retenues pour notre étude.

2.1 Blocs solides

2.1.1 Choix du matériau

Le choix du matériau composant les plaques s'est fait sur le critère de la faible vitesse des ondes sonores en son sein, et donc de sa faible rigidité. En effet une plus grande rigidité implique une plus grande vitesse des ondes ($c_p \propto \sqrt{E/\rho}$), et impose une plus grande vitesse d'acquisition pour étudier les phénomènes propagatifs à l'interface. Pour autant nous utilisons un matériau suffisamment rigide pour ne pas atteindre son seuil de flambage. Notre choix s'est donc porté sur un matériau plastique rigide, le polyméthacrylate de méthyle (PMMA, ou *Plexiglas*). Étant un matériau viscoélastique, son module d'Young E dépend de la vitesse à laquelle il subit les déformations qui lui sont appliquées (il est dit *strain rate dependent* [164]). Ainsi E est compris entre 3.5 et 5.6 GPa respectivement à faible et grande vitesse de sollicitation.

Afin de mesurer le module d'Young à l'aide de la presse, nous avons appliqué une force pressante sur un bloc de PMMA équipé de capteurs de déformation. Les mesures simultanées des déformations normale ε_{yy} et orthogonale ε_\perp , et de la force normale F_N appliquée sur la surface A permettent de calculer E et ν par un ajustement de la loi de Hooke (Fig. 3.3). En effet $\sigma_{yy} = F_N/A = E \times \varepsilon_{yy}$ et $\nu = -\varepsilon_\perp/\varepsilon_{yy}$ (Sec. 1.2.1). Pour les chargements quasi-statiques, la valeur de E mesurée et retenue est de 3.5 GPa. Son coefficient de Poisson est $\nu = 0.3$. La vitesse des ondes de Rayleigh en son sein est $c_r \approx 1250 \text{ m.s}^{-1}$. En référence, dans les métaux $E \approx 100 \text{ GPa}$ et $c_r \approx 5000 \text{ m.s}^{-1}$, et dans les roches granitiques, $E \approx 50 \text{ GPa}$ et $c_r \approx 2000 \text{ m.s}^{-1}$.

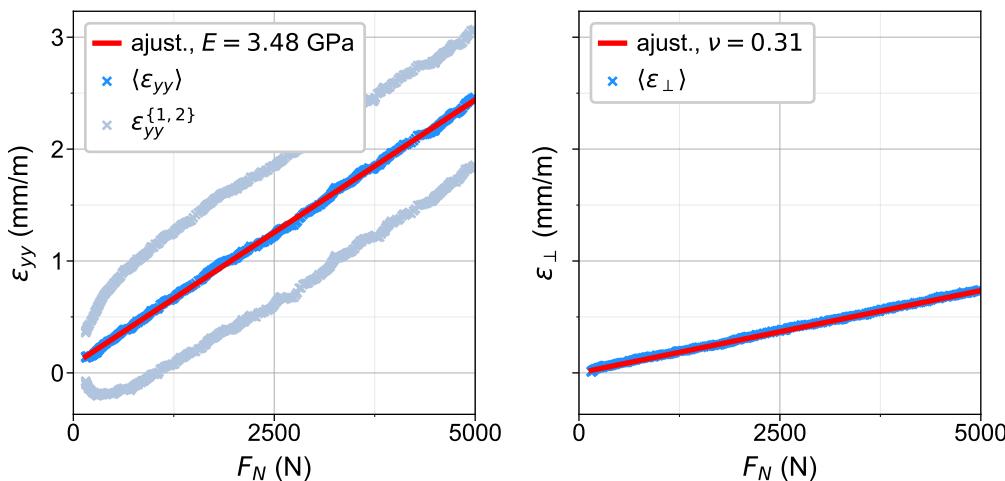


FIGURE 3.3 – Mesure des propriétés mécaniques du PMMA. Le bloc de PMMA utilisé mesure $60 \times 25 \times 25$ mm, et est équipé de capteurs de déformation. La présence de deux capteurs de déformation sur des faces opposées permet de contrer leur non-parallélisme en effectuant la moyenne des deux mesures, c'est à dire $\langle \varepsilon_{yy} \rangle = (\varepsilon_{yy}^1 + \varepsilon_{yy}^2)/2$.

2.1.2 Géométrie des blocs lisses

La forme générale retenue pour les blocs est celle d'un parallélépipède de $150 \times 80 \times 10$ mm, en contact sur la tranche de 150×10 mm. Les plaques sont rendues solidaires de la presse par le moyen de mors en acier de 10 mm de profondeur, ce qui réduit leur hauteur effective.

L'épaisseur du bloc a été choisie de 10 mm, faible devant ses deux autres dimensions, afin de pouvoir considérer l'échantillon comme bidimensionnel. Cette géométrie permet d'appliquer les simplifications associées à l'hypothèse de planéité des contraintes (*plane stress*), et ainsi de restreindre le tenseur des déformations à deux dimensions et à trois composantes indépendantes. La face de contact a été dressée à la fraiseuse puis poncée manuellement avec du papier abrasif fin (P1200). La rugosité de surface de l'interface de contact est estimée à $1 \mu\text{m}$ r.m.s. La planéité de la surface est de l'ordre de $20 \mu\text{m}$, mesurée avec un profilomètre confocal (Fig. 3.4).

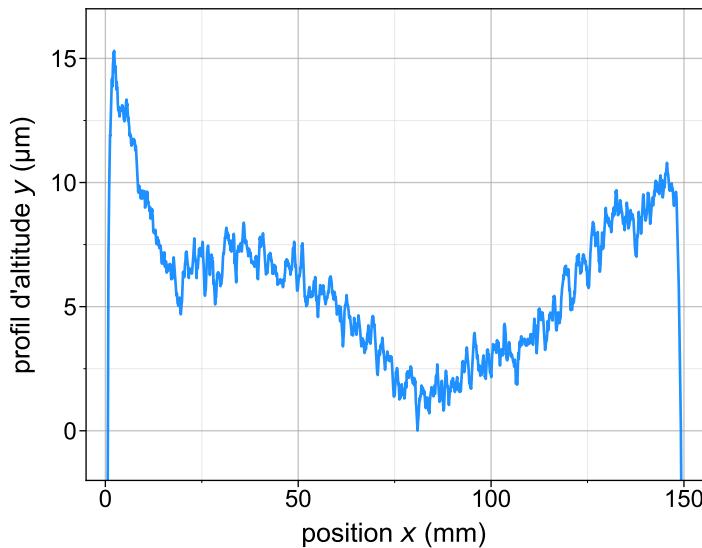


FIGURE 3.4 – Profil d'altitude moyen d'un des blocs pour l'étude d'une interface solide-solide, mesuré à l'aide d'un profilomètre confocal. La différence d'altitude entre le point le plus haut et le plus bas est de l'ordre de $20 \mu\text{m}$ sur tous les blocs.

2.1.3 Géométrie des blocs granulaires

Afin de solidariser le milieu granulaire aux blocs, le bord de ces derniers est percé d'alvéoles dans lesquelles des grains sont encastrés et collés (Fig. 3.5). Deux géométries sont alors utilisées dans notre étude, l'une que nous nommons l'interface en *œil granulaire* et l'autre l'interface *entièrement granulaire*.

Interface en œil granulaire

L'interface en œil granulaire est composée de trois portions d'interface, deux portions solide-solide de 60 mm de long de part et d'autre d'un œil de longueur $\ell_{eye} = 30$ mm contenant le milieu granulaire (Fig. 3.5a). L'œil est formé par deux cavités semi-elliptiques usinées dans chacun des blocs en contact, à la surface desquelles sont encastrés des grains de 1.3 mm de diamètre tous les 3 mm. L'œil permet d'encapsuler un nombre variable de grains, faisant ainsi varier la densité du milieu. Le motif utilisé pour repérer optiquement les cylindres (Sec. 3 · 4.2.1) est reproduit en plusieurs points le long des portions solide-solide des blocs de part et d'autre de l'interface (Fig. 3.5c) afin de permettre des mesures de glissement interfacial (Sec. 3 · 4.2).

Interface entièrement granulaire

L'interface entièrement granulaire est composée de grains dans toute sa longueur, encastrés dans le PMMA, soit à intervalle régulier, soit à intervalles aléatoirement générés, selon le bloc. Deux stoppeurs en silicone aux extrémités des deux blocs permettent de retenir une couche de grains d'épaisseur variable (3.5b).

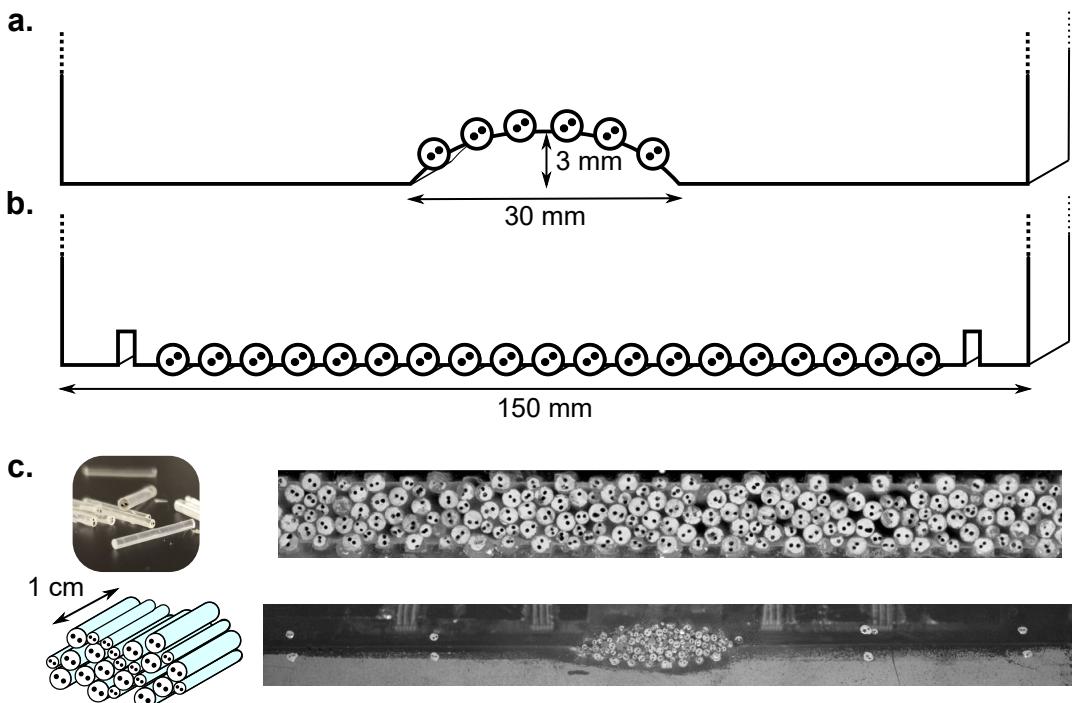


FIGURE 3.5 – **a.** Interface à œil granulaire. L'œil granulaire mesure 30 mm de large par 6 mm de hauteur et permet d'encapsuler une centaine de grains. **b.** Interface entièrement granulaire. Les grains encastrés à la surface du bloc sont espacés de 3 à 8 mm, et peuvent être de diamètres variables. Les échelles ne sont pas respectées. **c.** Les grains sont disposés manuellement dans un arrangement aléatoire désordonné sur l'interface. Le motif peint sur les faces permet un suivi vidéo par corrélation d'images de la position et de la rotation de chaque grain, à une précision de l'ordre de 5 μm .

2.2 Milieu granulaire

Géométrie des grains

Afin de conserver la structure quasi-bidimensionnelle du système, les grains sont des cylindres d'une longueur de 10 mm, égale à la largeur de l'interface. Nous avons choisi des cylindres de différents diamètres (0.4, 0.7, 0.9 et 1.3 mm) agencés parallèlement (Fig. 3.5c). La polydispersité des diamètres des grains permet d'éviter une cristallisation du milieu granulaire, qui modifierait ses propriétés mécaniques.

Matériau des grains

Les grains sont composés de Nylon ($E = 1.4 \text{ GPa}$, vérifié à l'aide d'une machine de traction, et $\nu = 0.4$, tabulé), choisi pour ses propriétés mécaniques similaires à celles du PMMA composant les blocs. La proximité des modules d'Young des deux matériaux permet d'assurer un couplage entre l'élasticité de l'interface et celle des blocs.

Les cylindres sont réalisés à partir de fils de pêche de différents diamètres (0.4, 0.7, 0.9 et 1.3 mm). Les fils sont redressés par la suspension d'une masse importante dans une étuve durant plusieurs heures. Une fois redressés ils sont manuellement coupés à la longueur voulue (10 mm) à l'aide d'une guillotine. Un motif est ensuite peint sur les deux faces circulaires des cylindres afin de faciliter le suivi des grains par imagerie (Sec. 3.4.2.1). L'état de surface du fil de nylon dans sa longueur n'est pas altéré.

Le système mécanique et les matériaux utilisés pour les échantillons ainsi définis, notre objectif est de mesurer les déformations des plaques minces de PMMA ($150 \times 80 \times 10$ mm, $E = 3.5$ GPa) et les déplacements des grains de Nylon cylindriques (de diamètres allant de 0.4 à 1.3 mm), afin de caractériser le comportement des différentes interfaces (surface lisse, entièrement granulaire ou en œil granulaire) que nous souhaitons étudier. Pour ce faire, nous avons développé un système de mesure électronique, reposant sur l'utilisation de jauge de déformation, et un système optique utilisant des méthodes de suivi par corrélation d'image.

3 Mesures Électroniques

Afin de caractériser les efforts macroscopiques appliqués sur l'interface et leur répartition locale, ainsi que la dynamique des ruptures associées aux événements de glissement, nous avons développé un système électronique permettant de mesurer les déformations des blocs et les forces pressante et cisaillante qui leur sont appliquées.

Le système électronique que nous avons développé, en partenariat avec Pascal Metz et Julian Miniot du Service d'Ingénierie Électronique du Laboratoire de Physique à l'ENS de Lyon, est une évolution du circuit développé dans le groupe de J. Fineberg (Hebrew University of Jerusalem). Il permet d'amplifier et d'acquérir 60 voies de tension simultanément. Il combine des rafales d'acquisition rapide de 10 ms à 4 MHz, déclenchées par un signal accélérométrique, et une acquisition lente à 315 Hz pouvant durer plusieurs dizaines de minutes. Il nous permet d'acquérir le signal de jauge de déformation, fournissant ainsi une mesure du tenseur des déformations 2D en 20 points le long de l'interface, ainsi que le signal des capteurs de forces normale et cisaillante, et du détecteur d'événements accélérométrique.

Cette section détaille le dispositif de mesure des déformations et des forces, et de détection d'événements.

3.1 Mesure du tenseur des déformations

La connaissance complète du tenseur des déformations 2D [ε] permet de déterminer de nombreuses informations, telles que la répartition de la charge le long de l'interface, la vitesse et la direction de propagation des ondes, et les propriétés des ruptures interfaciales [111]. Ainsi mesurer ε avec précision et à haute fréquence est l'objet principal du développement électronique que nous avons effectué. Sa mesure repose sur l'utilisation, le conditionnement, l'amplification et l'acquisition du signal de jauge de déformation.

3.1.1 Jauge de déformation

Fonctionnement

Une jauge de déformation est une feuille métallique de résistance connue, disposée en forme de créneau, intégrée dans une matrice en matériau isolant (Fig. 3.6a). Elle est installée à l'aide d'un adhésif spécifique qui solidarise la matrice à la surface de l'échantillon étudié. Cette colle permet à toutes les déformations de l'échantillon d'être retransmises à la résistance, qui se déforme avec le bloc et voit sa valeur changer.

La variation de résistance est reliée à la déformation mécanique qu'elle subit dans son axe, notée ε_{\parallel} , par une loi polynomiale. Cette loi est généralement tronquée en une réponse linéaire par un coefficient GF nommé *facteur de jauge*, d'une valeur typique de l'ordre de 2, selon l'équation suivante, où R_r est la résistance de la jauge au repos, et δR est l'écart à cette valeur :

$$\frac{\delta R}{R_r} = GF \times \varepsilon_{\parallel} \quad (3.1)$$

Ainsi la mesure d'une déformation uni-axiale consiste en la mesure précise des variations d'une résistance.

Les jauge que nous utilisons sont agencées en rosettes à trois jauge (Fig. 3.6b), écartées d'un angle de 45° , de résistance $(350 \pm 2) \Omega$, et de facteur de jauge $GF = 1.86$ pour les deux jauge latérales de la rosette, et $GF = 1.79$ pour la jauge centrale de la rosette.

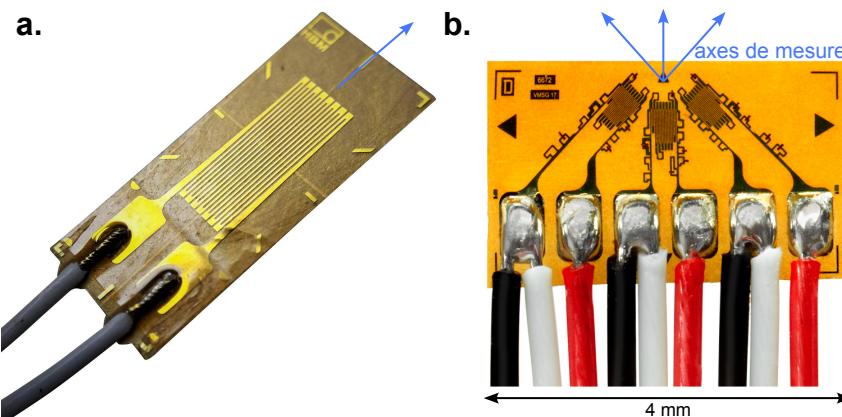


FIGURE 3.6 – **a.** Une jauge de déformation uni-axiale. Un allongement (respectivement une contraction) de sa matrice dans le plan provoque un allongement et un affinement par contraction de Poisson (resp. raccourcissement et épaisseissement) de la feuille métallique. Ces deux effets entraînent une augmentation (resp. diminution) de la valeur de la résistance. **b.** Trois jauge disposées en rosette, modèle utilisé dans notre étude. Lorsqu'une mesure bidimensionnelle du tenseur des déformations est requise, les jauge sont agencées en rosette dans une même matrice, permettant ainsi d'obtenir les trois composantes du tenseur 2D.

Nécessité d'amplifier - calcul d'ordre de grandeur

La variation de résistance δR induite par les déformations du bloc est très faible par rapport à la valeur de résistance au repos R_r de la jauge. Un calcul d'ordre de grandeur de la valeur de δR dans le cadre typique de notre étude permet de déterminer la précision requise pour mesurer le signal de la jauge de déformation.

Prenons une force constante de 3000 N appliquée sur une interface de 150×10 mm, soit une surface $1.5 \times 10^{-3} \text{ m}^2$, dans un bloc de PMMA de module d'Young $E = 4 \text{ GPa}$, parallèlement à l'axe d'une jauge de déformation de résistance $R_r = 350 \Omega$ et de facteur de jauge $GF = 2$. Alors la contrainte est donnée par $\sigma_{\parallel} = F_N/A = 2 \text{ MPa}$. La loi de Hooke stipule que $\sigma_{\parallel} = E\varepsilon_{\parallel}$, donnant $\varepsilon_{\parallel} = 5 \times 10^{-4} \text{ m/m}$. Enfin $\delta R/R_r = GF \times \varepsilon_{\parallel}$ permet de retrouver $\delta R = 350 \text{ m}\Omega$. Pour mesurer la composante continue du tenseur des déformations à 10 % près, il faut donc pouvoir résoudre une valeur constante de l'ordre de $10 \text{ m}\Omega$.

Si maintenant l'on considère une rupture typique issue de la théorie de la Mécanique de la Fracture Élastique Linéaire (LEFM, Sec. 1.2) d'énergie de rupture $\Gamma = 1 \text{ J.m}^{-2}$, une vitesse de 500 m.s^{-1} , et des jauge installées à 3 mm de l'interface, et que l'on calcule la variation typique de ε_{\parallel} à son passage, nous trouvons que $\delta\varepsilon_{\parallel} \approx 5 \times 10^{-5} \text{ m/m}$, et une variation de résistance

associée de $\delta R = 35 \text{ m}\Omega$. Ainsi nous avons besoin d'une résolution de l'ordre du milliohm pour mesurer l'évolution de la composante variable du tenseur des déformations à 10^{-5} m/m près.

Pour mesurer ces faibles variations plusieurs approches existent, mais toutes sont équivalentes à mesurer une variation de la tension U aux bornes de la jauge à intensité I fixée. En notant $U = U_r + \delta U$, avec $U_r = R_r \times I$, sous obtenons

$$\delta U = \delta R \times I = GF \times R_r \times I \times \varepsilon_{\parallel} \quad (3.2)$$

Plus l'intensité sera élevée, plus les variations de tensions δU seront élevées.

Cependant les jauge étant des conducteurs ohmiques, elles dissipent une puissance $\mathcal{P} = U \times I = RI^2$ en chaleur, et peuvent fondre si cette chaleur n'est pas évacuée suffisamment rapidement. Le choix d'un matériau plastique, de faible conductivité thermique, limite grandement cette possibilité de dissipation ($\lambda_{\text{PMMA}} \approx 0.2 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, en comparaison pour un matériau métallique $\lambda_{\text{metal}} \sim 10^2 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$). La puissance dissipable est au maximum de 1 mW, ce qui correspond à un courant d'intensité $I = 1.7 \text{ mA}$.

La différence d'échelle entre la tension au repos U_r et la variation de tension δR soulève une autre difficulté. En effet à cette intensité de courant $U_r \approx 0.6 \text{ V}$, et si l'on conserve le critère de résolution de 10^{-5} m/m pour le tenseur des déformations, $\delta U \approx 1 \mu\text{V}$. Ainsi une tentative d'amplification directe du signal de jauge est impossible, puisque l'amplification de la composante continue écraserait le signal à mesurer.

Pour mesurer cette tension, la technique expérimentale la plus couramment utilisée est le conditionnement par un pont de Wheatstone. Bien que nous ayons décidé à terme de ne pas utiliser de pont de Wheatstone dans le conditionnement de nos jauge de déformation mais une amplification par boucle d'Anderson, la présentation de ce montage permet d'en comprendre les avantages et les limites, et de justifier notre choix.

3.1.2 Conditionnement traditionnel par pont de Wheatstone

Un pont de Wheatstone est un circuit électrique pouvant être utilisé pour déterminer la valeur d'une résistance électrique inconnue, et pour mesurer avec précision ses fluctuations autour d'une valeur d'équilibre. Ce montage permet non seulement de mesurer avec précision la résistance d'une jauge, mais aussi ses variations autour de son état au repos, dans la limite de faibles écarts.

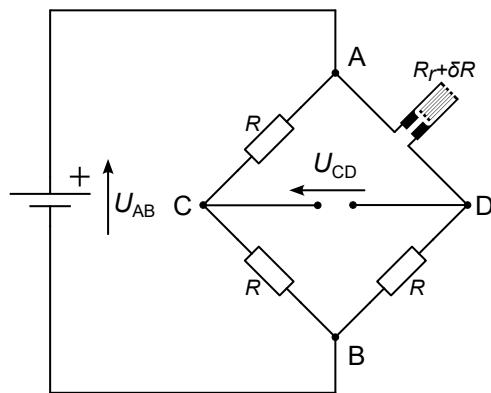


FIGURE 3.7 – Montage d'un pont de Wheatstone en configuration quart-de-pont. Une des résistances du pont est une jauge de déformation, tandis que les trois autres sont des résistances fixes de valeur $R = R_r$ égale à la résistance au repos de la jauge. En pratique, afin de pallier aux variations de résistance des composants autour de leur valeur nominale et d'équilibrer le pont, la résistance R_{BD} est un potentiomètre. La tension U_{AB} est fixée constante, et la tension mesurée est la tension U_{CD} .

Principe

En utilisant le théorème de Millman sur le montage présenté (Fig. 3.7) nous obtenons

$$U_{CD} = U_{AB} \times \frac{\delta R}{4R_r} \times \left(\frac{1}{1 + \frac{\delta R}{4R_r}} \right) \quad (3.3)$$

De plus, la fonction f qui à x associe $f(x) = \frac{1}{1+x}$ étant de classe \mathcal{C}^∞ autour de 0, le théorème de Taylor-Young assure qu'il existe un développement limité de cette fonction en 0, et que ce développement limité prend la forme

$$f(x) = f(0) + f'(0) \times x + \frac{f''(0)}{2!} \times x^2 + \cdots + \frac{f^{(n)}(0)}{n!} \times x^n + o(x^n) \quad (3.4)$$

Étant donné que dans les conditions normales d'utilisation d'une jauge de déformation $\delta R/4R_r$ est proche de 0, nous pouvons appliquer ce développement limité à U_{CD} , avec $x = \delta R/4R_r$ et $n = 3$, ce qui donne

$$U_{CD} = \frac{U_{AB}}{4} \times \left[\frac{\delta R}{R_r} - \frac{1}{4} \left(\frac{\delta R}{R_r} \right)^2 + \mathcal{O} \left(\left(\frac{\delta R}{R_r} \right)^3 \right) \right] \quad (3.5)$$

Et en utilisant la relation résistance-déformation d'une jauge (Éq. 3.1) il vient

$$U_{CD} = \frac{U_{AB}}{4} \times \left[GF \times \varepsilon_{\parallel} - \frac{1}{4} (GF \times \varepsilon_{\parallel})^2 + \mathcal{O} ((GF \times \varepsilon_{\parallel})^3) \right] \quad (3.6)$$

Ce développement est ensuite généralement tronqué à l'ordre 1, donnant

$$U_{CD} = \frac{U_{AB} \times GF}{4} \times \varepsilon_{\parallel} + \mathcal{O} (\varepsilon_{\parallel}^2) \quad (3.7)$$

Cette expression montre que le pont de Wheatstone permet de s'affranchir de la contrainte posée par la composante continue U_r décrite au paragraphe précédent. Une amplification du signal d'intérêt tel quel est possible, mais sacrifie la linéarité de la réponse en tension de la jauge.

Potentielles limites du pont de Wheatstone

L'apparition d'une non-linéarité constitue une des limites théoriques du pont de Wheatstone, mais n'a en pratique pas d'influence dans le cadre de notre étude. En effet, en reprenant les valeurs typiques données plus haut (Éq. 3.2), nous pouvons évaluer la contribution du premier terme non-linéaire comme 10^4 fois plus petite que celle du terme linéaire pour la composante variable de la valeur de résistance. Cela justifie de négliger son apport et celui des termes suivants dans le développement limité.

Une difficulté technique posée par un pont de Wheatstone réside dans l'équilibrage du pont. Nous avons supposé pour les calculs précédents que les trois résistances sont de même valeur $R = R_r$ que la jauge au repos, mais les résistances commerciales usuelles, ainsi que les jauge, ont des tolérances de l'ordre de quelques pourcents. Ces variations de résistance doivent être compensées en équilibrant le pont à l'aide d'un potentiomètre. Si nous nommons $\Delta_C = R_{AC} - R_{BC}$ et $\Delta_D = (R_{AD} - \delta R) - R_{BD} = R_r - R_{BD}$, alors nous pouvons écrire au premier ordre en Δ_C et Δ_D

$$U_{CD} = \frac{U_{AB}}{4} \times \left[\frac{\Delta_D + \delta R}{R_{BD}} - \frac{\Delta_C}{R_{BC}} \right] \quad (3.8)$$

Ainsi si les résistances R_{AC} et R_{BC} n'ont pas la même valeur, la tension mesurée subit un décalage proportionnel à cet écart. Ce décalage doit être compensé par un potentiomètre, installé à la position BD, de sorte à ce que $\Delta_D/R_{BD} = \Delta_C/R_{BC}$. Alors nous obtenons

$$U_{CD} = \frac{U_{AB}}{4} \times \frac{\delta R}{R_{BD}} \quad (3.9)$$

Dans le cas de résistances ayant une tolérance de 2 %, cette variation de R_{BD} peut mener jusqu'à 0.1 % de variation sur U_{CD} . Cet effet est faible, mais supérieur (et non-exclusif) à celui de la non-linéarité.

Enfin un conditionnement par pont de Wheatstone soulève également d'autres difficultés pratiques, telles que la prise en compte de la longueur des fils et de leur sensibilité au bruit. D'autres montages dits *demi-pont* ou *pont complet* permettent de contourner ces effets, mais sont plus complexes à mettre en place, nécessitant notamment l'installation de plusieurs jauge par point de mesure. Pour ces raisons, nous avons opté pour un système électronique au principe différent, la boucle d'Anderson.

3.1.3 Boucle d'Anderson

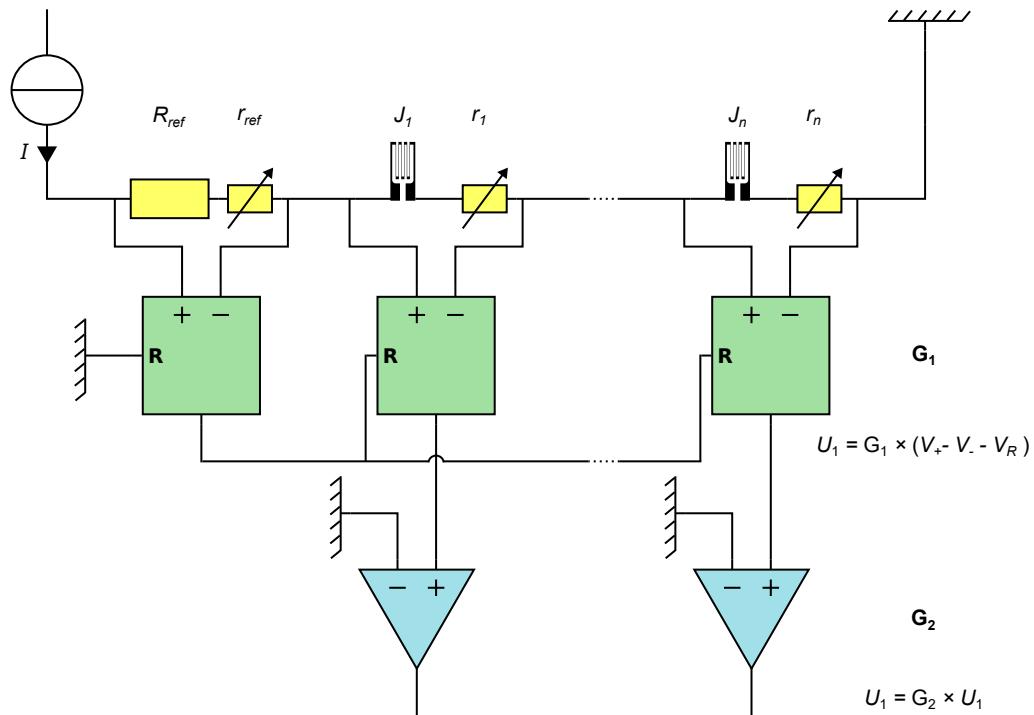


FIGURE 3.8 – Schéma électrique de la boucle d'Anderson. La boucle d'Anderson repose sur une boucle de jauge en série avec une résistance de référence, et deux étages d'amplification successifs. Le premier étage amplifie le signal brut des jauge (composante continue comprise) par un faible gain G_1 , et soustrait à chaque signal de jauge ainsi amplifié une tension de référence. Pour ce faire, une résistance de référence est ajoutée à la boucle, et la tension à ses bornes est amplifiée par le même gain que les jauge, mais sans soustraction. Le signal de référence amplifié est ensuite soustrait à tous les autres, dans chaque amplificateur de la boucle. Le deuxième étage est un amplificateur de grand gain G_2 . Des potentiomètres sont installés en série avec chaque jauge pour compenser les légères variations dans les valeurs de R_r entre les jauge.

Principe

La boucle d'Anderson [165] repose sur le principe de mettre en série à intensité I constante plusieurs jauge J_i de valeur au repos R_r , ainsi qu'une résistance de référence de valeur R_r constante, et d'utiliser cette dernière pour éliminer la composante au repos des jauge. La tension U_r aux bornes de la résistance de référence est soustraite aux tensions des jauge par un composant actif. La tension résultante est ensuite amplifiée par deux étages d'amplification successifs de gains G_1 et G_2 , pour permettre l'acquisition du signal. Le schéma électrique de principe est détaillé en Figure 3.8.

Si nous considérons une des jauge du circuit, et nommons V_+ et V_- les potentiels à ses bornes, alors le signal en sortie du premier étage vaut

$$U_1 = G_1 \times (V_+ - V_-) - G_1 \times U_r \quad (3.10)$$

En prenant en compte que $V_+ - V_- = (R_r + \delta R) \times I$ et $U_r = R_r \times I$, nous obtenons

$$U_1 = G_1 \times \delta R \times I \quad (3.11)$$

Ainsi le premier étage élimine bien la composante au repos du signal des jauge.

Le signal en sortie du deuxième étage vaut

$$U_2 = G_2 \times U_1 = G_1 \times G_2 \times \delta R \times I \quad (3.12)$$

Le signal de sortie s'exprime comme une fonction linéaire de δR , et donc de ε_{\parallel} .

La résistance de référence peut être physiquement déportée et positionnée proche de l'échantillon et des jauge de déformation. Elle a alors une résistance fixe mais est dans le même environnement électromagnétique que les autres jauge (longueur de câble, position, orientation, etc.). Ainsi si les jauge subissent un champ électromagnétique fort (bruit coloré, néons, signaux téléphoniques, etc.), la proximité de la référence permet d'annuler tout signal parasite par la soustraction effectuée dans le premier étage d'amplification. Afin de rendre les environnements électromagnétiques des jauge et de la référence plus proches encore, il est possible d'utiliser une jauge non solidaire du bloc pour remplir le rôle de référence.

La boucle d'Anderson dispose donc en théorie de nombreux avantages, en particulier sa linéarité exacte, sa relative simplicité de réglage, et sa capacité à résister au bruit. C'est pour cela que nous avons choisi de l'implémenter dans notre dispositif électronique. Cependant cette méthode fait intervenir une soustraction active et plusieurs étages d'amplification, pouvant générer du bruit.

Mise en pratique - évaluation du bruit

Lors de notre étude, nous avons fabriqué et utilisé deux jeux de circuits imprimés différents, implémentant chacun une boucle d'Anderson avec une approche différente, le deuxième ayant été dessiné et fabriqué pour combler les lacunes du premier. Les performances des deux systèmes sont comparées en Figure 3.9.

Premier jeu de cartes – DIP

Le premier jeu de cartes, utilisé dans cette étude jusqu'en janvier 2024, est adapté d'un circuit déjà existant, utilisé dans le groupe de J. Fineberg au *Racah Institute of Physics* de la *Hebrew University of Jerusalem*, conçu en 2012. Chaque carte consiste en une boucle de 15 jauge et d'une référence, avec deux étages d'amplification de gains 10×50 . La bande passante de ce système est de 500 kHz (produit gain bande de 2.5×10^8). Nous avons utilisé en parallèle

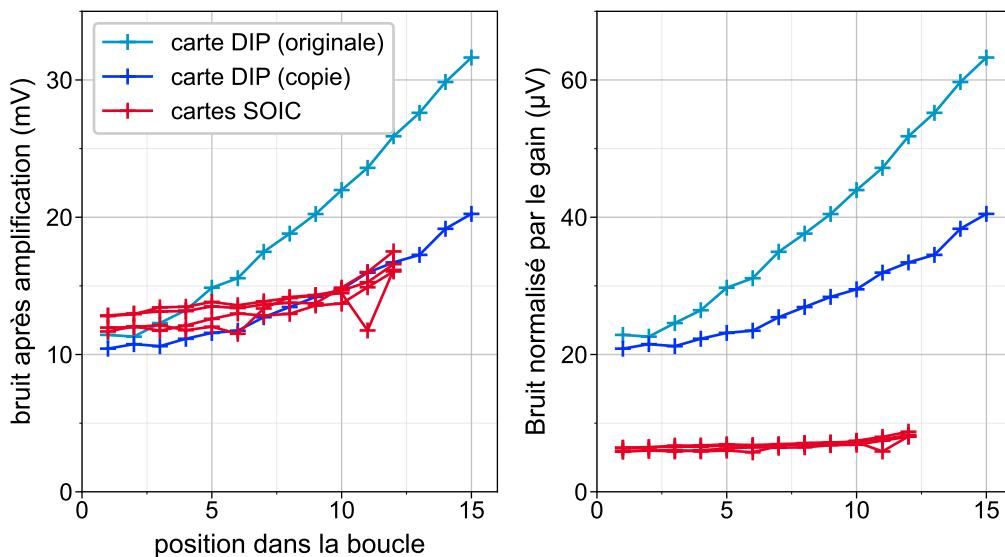


FIGURE 3.9 – Comparaison du niveau de bruit (écart type d'un signal à vide) entre les deux systèmes d'amplification. Les deux cartes du premier jeu, en bleu, génèrent un bruit croissant avec la distance de la jauge à la source de courant, témoignant d'une fuite de courant. Les 5 cartes du deuxième jeu, en rouge, bien qu'ayant un niveau de bruit brut à première vue similaire à celles du premier jeu, ont un niveau de bruit 4 fois moins grand une fois normalisé par le gain, et ce malgré une bande passante plus élevée. Leur fuite de courant est beaucoup plus faible, comme montré par la faible différence de niveau de bruit entre la première et la dernière jauge de la boucle.

deux cartes de 15 voies, soit 30 jauge agencées en 10 rosettes, permettant 10 points de mesure simultanée à l'interface.

Ce jeu de cartes a plusieurs limitations intrinsèques à sa conception. Tout d'abord les amplificateurs utilisés sont des composants DIP (*Dual Inline Package*), ce qui augmente l'espace physique occupé par les cartes, la quantité de chaleur dissipée par le système, et le niveau de bruit. De plus chaque amplificateur représente une fuite de courant, et ajoute du bruit dans le courant reçu par la jauge suivante. Le niveau de bruit augmente ainsi tout le long de la boucle jusqu'à masquer le signal. Cette dernière limitation est d'autant plus marquée que le circuit a initialement été développé pour des jauge de 120Ω , et que nous l'utilisons avec des jauge de 350Ω . Pour cette raison, la deuxième carte du jeu DIP est une copie légèrement remaniée de la première et son niveau de bruit en est réduit (Fig. 3.9).

En raison des limitations techniques de ce système, nous avons développé au long de notre étude un deuxième jeu de cartes, dont la conception a été finalisée en janvier 2024.

Deuxième jeu de cartes – SOIC

Le deuxième jeu est composé de 5 boucles contenant chacune 12 jauge et une référence, ayant un gain de 10×200 . La bande passante de ce système est de 5 MHz (produit gain bande de 10^{10}). Les 5 cartes sont insérées dans un unique boîtier blindé de format 2U.

Afin de combler les lacunes du système précédent, nous avons utilisé des composant SOIC (*Small Outline Integrated Circuit*) plus récents et performants. Les circuits d'amplification sont équipés de nombreux filtres capacitifs et de ferrites limitant le bruit d'amplification et stabilisant l'alimentation, ainsi que de composants de haute impédance limitant les fuites de courant. Ces améliorations nous ont permis de réduire d'un facteur 3 à 8 l'écart type du bruit électronique normalisé par le gain par rapport au premier jeu de cartes (Fig. 3.9).

3.1.4 Reconstruction du tenseur des déformations 2D

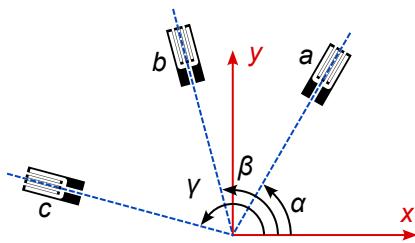


FIGURE 3.10 – Notations des angles dans une rosette à trois jauge de déformation. Les capteurs que nous utilisons sont des rosettes à trois jauge, écartées d'un angle de 45° de part et d'autre de l'axe y , nommé axe principal de la rosette ($\alpha = \beta = \gamma = 45^\circ$). Dans notre étude, cet axe est disposé perpendiculairement à l'interface.

Les jauge de déformation permettent des mesures de déformation uni-axiales, cependant nous cherchons à mesurer le tenseur des déformations complet à l'interface. Il est possible de reconstruire ce tenseur en utilisant 3 jauge de déformation disposées en rosette.

La géométrie du système permet de réduire le tenseur $[\varepsilon]$ à deux dimensions

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} \\ \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{yy} \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

Pour calculer les composantes ε_{xx} , ε_{xy} et ε_{yy} du tenseur des déformations à partir de trois mesures non-coaxiales des déformations du bloc $\varepsilon_{\{a,b,c\}}$ (Fig. 3.10) nous utilisons l'expression suivante :

$$\begin{cases} \varepsilon_a = \frac{\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy}}{2} + \frac{\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}}{2} \cos(2\alpha) + \varepsilon_{xy} \sin(2\alpha) \\ \varepsilon_b = \frac{\varepsilon_x + \varepsilon_y}{2} + \frac{\varepsilon_x - \varepsilon_y}{2} \cos(2(\alpha + \beta)) + \varepsilon_{xy} \sin(2(\alpha + \beta)) \\ \varepsilon_c = \frac{\varepsilon_x + \varepsilon_y}{2} + \frac{\varepsilon_x - \varepsilon_y}{2} \cos(2(\alpha + \beta + \gamma)) + \varepsilon_{xy} \sin(2(\alpha + \beta + \gamma)) \end{cases} \quad (3.14)$$

Ainsi dans le cas d'une rosette de trois jauge écartées de 45° , et dont l'axe de la jauge centrale est l'axe y , il vient

$$\begin{cases} \varepsilon_{xx} = \varepsilon_a - \varepsilon_b + \varepsilon_c \\ \varepsilon_{yy} = \varepsilon_b \\ \varepsilon_{xy} = (\varepsilon_a - \varepsilon_c) / 2 \end{cases} \quad (3.15)$$

3.1.5 Disposition des jauge sur les blocs

Le choix que nous avons effectué pour la plupart des expériences présentées est de disposer d'un côté du bloc une rosette tous les centimètres tout le long de l'interface, soit 15 rosettes, et 5 rosettes sur l'autre face, servant à contrôler la symétrie des contraintes appliquées. Les jauge d'intérêt ont ensuite été choisies en fonction des besoins de chaque expérience et des capacités du dispositif d'amplification utilisé. Les rosettes sont disposées à (2.0 ± 0.2) mm de l'interface, permettant d'avoir un signal important au passage d'une rupture. Leur axe principal (Fig. 3.10) est disposé perpendiculairement à l'axe de l'interface.

3.2 Acquisition

3.2.1 Spécifications des acquisitions

Le système d'acquisition dispose de 64 voies, dont 60 correspondent aux 60 jauge (20 rosettes) conditionnées par le système d'amplification, connectées par un connecteur blindé dédié. Les 4 autres voies sont accessibles par un connecteur coaxial standard, et peuvent servir à mesurer diverses observables. Dans notre étude, 2 de ces voies sont dédiées aux capteurs de forces normale et cisaillante, et une à un déclenchement accélérométrique, détaillé plus bas. Une voie est laissée libre pour de futures applications.

Un événement de rupture typique durant de l'ordre d'une milliseconde (Sec. 1 · 2), les canaux sont acquis par salves de 10 ms à une fréquence d'acquisition de 4 MHz, déclenchées par un accéléromètre. Cette acquisition rapide est doublée d'une acquisition lente, à 315 Hz, en continu sur une expérience. Les signaux acquis sont numérisés sur 14 bits avec un suréchantillonnage à 40 MHz, sur une plage de tension d'entrée de $[-4, 4]$ V, donnant une résolution de 10^{-5} V.

3.2.2 Déclenchement par accéléromètre

Afin de détecter les événements de glissement rapide de l'interface, et de donner un signal de déclenchement aux acquisitions rapides, nous utilisons un accéléromètre collé sur le bord d'un des blocs. L'accéléromètre agit comme un sismomètre et reçoit les ondes émises au moment d'un événement de glissement. Son signal est généré par effet piézoélectrique, passif, et est d'une très faible puissance. Il doit donc être amplifié, puis converti en signal de logique transistor (TTL).

Le circuit d'amplification (Fig. 3.11) est composé d'un système d'amplification de grand gain réglable (jusqu'à 500). La sortie de l'amplificateur est connectée à l'entrée de deux multivibrateurs monostables en série. Un multivibrateur monostable est un composant électronique qui émet une impulsion TTL de longueur définie lorsque son entrée dépasse un seuil fixé. Ainsi un événement de glissement va entraîner un déclenchement des deux multivibrateurs, et l'émission de deux impulsions TTL, une courte (quelques microsecondes) et une longue (quelques millisecondes), utilisées respectivement comme déclencheur de l'acquisition rapide et comme repère d'événement de glissement dans l'acquisition lente.

3.3 Traitement numérique des données acquises

Les données brutes fournies par le boîtier d'acquisition sont converties en valeurs de tension, enregistrées en nombres flottants sur 64 bits, sous le langage de programmation Python3 (`<class 'numpy.float64'>`), permettant une précision de l'ordre de 16 chiffres significatifs. Le même langage est utilisé pour tous les traitements ultérieurs. Les données d'acquisition électronique sont rassemblées avec les données optiques (Sec. 3 · 4.3.3), et les traitements finaux et figures sont réalisés sous Python3 [166-168].

Afin d'éliminer l'erreur systématique induite par le réglage des potentiomètres des jauge sur la valeur de tension mesurée, une valeur de référence prise avec les capteurs à vide lui est soustraite. La disposition des jauge est contrôlée en passant chaque bloc dans un scanner de documents à haute résolution. Ainsi la distance à l'interface des rosettes est vérifiée, et la rotation de chacune peut si besoin être prise en compte et corrigée lors de la reconstruction du tenseur des déformations (Éq. 3.15).

Nous avons également implémenté des méthodes numériques de réduction de bruit telles que des filtres, utilisées dans divers traitements de données et pour certaines représentations graphiques. Nous avons principalement utilisé des filtres passe-bas sous la forme de moyennes glissantes, mais aussi plus anecdotiquement des filtres passe-bande et coupe-bande, pour caractériser et éliminer des bruits colorés.

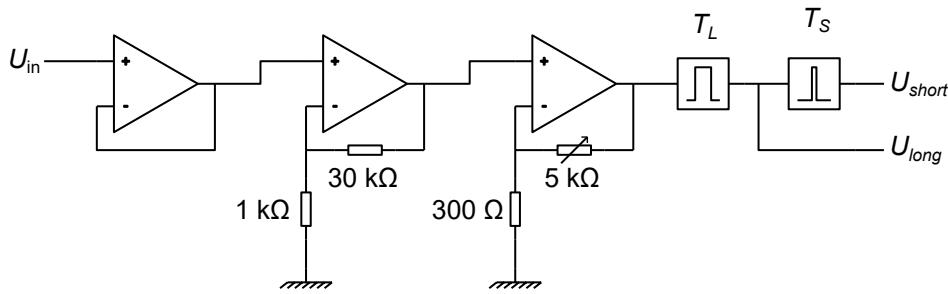
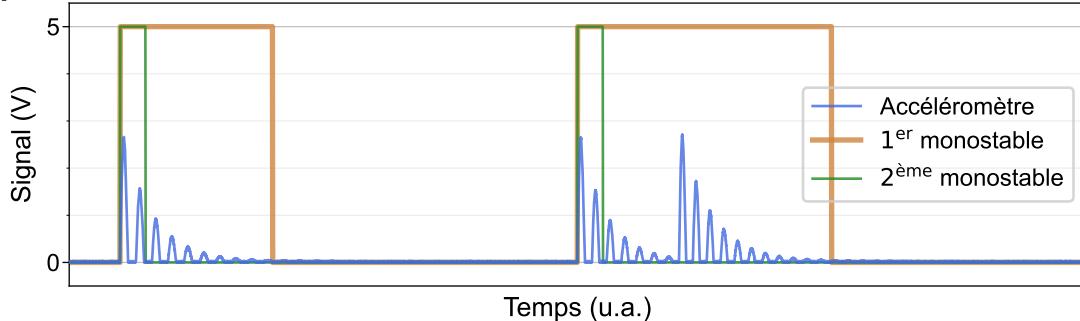
a.**b.**

FIGURE 3.11 – **a.** Schéma électrique du conditionnement de l'accéléromètre. Le circuit d'amplification se décompose successivement en un suiveur de grande impédance, un amplificateur de gain fixe, un amplificateur réglable, un multivibrateur monostable re-déclenchable à longue pulsation, puis enfin un multivibrateur monostable non re-déclenchable à pulsation courte. Cette combinaison permet de détecter les événements de glissement, en passant outre les oscillations macroscopiques du système. **b.** Représentation simplifiée de signaux réels. En bleu, un signal typique correspondant à l'accéléromètre amplifié. En ocre, la sortie du premier multivibrateur. En vert, la sortie du deuxième.

4 Mesures Optiques

En parallèle de l'acquisition électronique, nous imageons la surface des blocs à l'aide d'une caméra rapide. Cela nous permet un suivi optique autour de l'interface, et la mesure des déplacements des grains par corrélation d'images, à une précision de l'ordre de 5 µm. Cette section détaille l'optique utilisée et les méthodes numériques implémentées pour l'analyse des images.

4.1 Optique utilisée

L'acquisition optique est réalisée à l'aide d'une caméra rapide Phantom V2511 pouvant aller de 100 fps à 1 Mfps. La caméra est équipée selon les besoins d'objectifs dont la focale varie de 85 à 135 mm. La résolution maximale du capteur est de 1280×800 pixels, mais il est possible de n'utiliser qu'une portion du capteur, ce qui permet d'augmenter la vitesse d'acquisition. Nous avons principalement utilisé le capteur dans toute sa largeur pour filmer tout le long de l'interface à 100 ou 1 000 fps, mais des tests préliminaires ont été effectués jusqu'à 500 kfps.

L'acquisition peut être déclenchée par le même accéléromètre que celui utilisé pour le dispositif d'acquisition électronique.

4.2 Suivi des grains - recherche de motif

La recherche de motif dans une image (*template matching*) permet de trouver la position la plus probable d'un motif de référence donné dans une image le contenant. Un exemple emblématique de recherche de motif est la reconnaissance de texte, dans lequel les caractères d'écriture servent de motif de référence à chercher. Nous l'avons pour notre part utilisé pour détecter et suivre la position des cylindres à l'interface.

4.2.1 Détermination des motifs à suivre par transformée de Hough

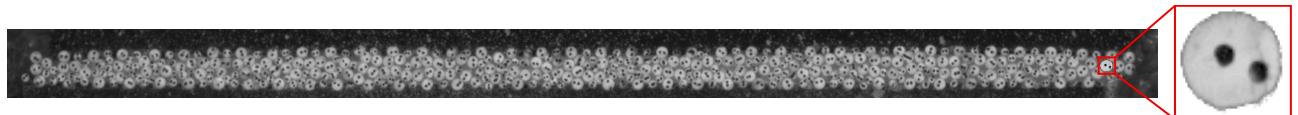


FIGURE 3.12 – Photographie de l'interface entièrement granulaire. Les cylindres sont déposés à l'interface et font face à la caméra. Leur face plane est blanche avec deux points noirs.

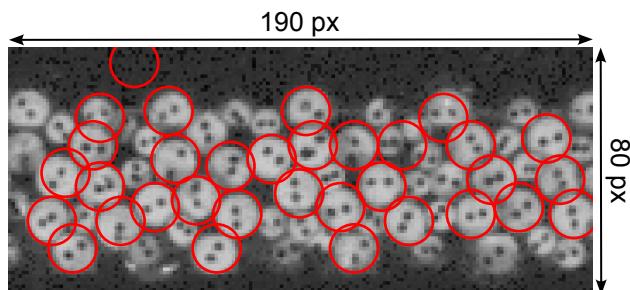


FIGURE 3.13 – Détection initiale de la position des cylindres. Cette détection, effectuée par transformée de Hough, est corrigée manuellement pour éliminer les faux positifs et rajouter les cylindres non détectés.

Les cylindres sont disposés de telle sorte à ce que leur face circulaire soit contenue dans le plan filmé par la caméra, pour permettre de suivre leur mouvement en deux dimensions. Afin d'améliorer le contraste des images et la reconnaissance des faces, nous les avons peintes en blanc, et dessiné deux points noirs pouvant également servir à suivre leur rotation (Fig. 3.12). Les cylindres solidaires des blocs solides sont également peints pour être suivis. Dans le cas de l'interface à œil granulaire, afin de suivre le déplacement des blocs au niveau des parties solides de l'interface, le motif des cylindres a été reproduit en plusieurs points de la surface des blocs.

La recherche de cercles dans une image, et donc des faces des cylindres, est réalisée à l'aide d'une transformée de Hough (HCT) [169]. Ainsi, la position initiale de chaque cylindre est déterminée en appliquant une transformée de Hough à la première image de l'acquisition (Fig. 3.13). En raison des faux positifs et de la sensibilité aux variations de luminosité, la reproduction de cette détection sur toutes les images ne constitue pas une bonne méthode de suivi des cylindres. Nous utilisons pour cela une méthode de recherche de motif par corrélation.

4.2.2 Recherche de motif par corrélation d'images numériques

Nous notons la moyenne et l'écart type d'un signal f comme $\langle f \rangle$ et $\sigma(f)$. L'élément d'indice i d'un signal ou d'un vecteur f (le pixel d'indice i d'une image f) est noté f_i . Nous notons également dans cette section \mathcal{F} l'opérateur Transformée de Fourier, et en gras et majuscule les transformées de Fourier de signaux, comme suit : $\mathbf{F} = \mathcal{F}(f)$. Nous noterons de plus pour

toute matrice A son complexe conjugué comme A^* , et pour toute autre matrice B compatible, le produit de Hadamar entre les deux (terme à terme) comme $A \circ B$.

Le principe de la recherche de motif par corrélation est de comparer un motif donné à chaque sous-section de même taille de l'image dans laquelle il est recherché. Pour simplifier la description de ce principe, nous nous limitons dans cette section à la recherche d'un motif g unidimensionnel de taille m dans une image f unidimensionnelle de taille N . Afin de simplifier la description mathématique du processus décrit (pour ne pas expliciter la prise en compte des bords de l'image), nous considérerons également des images toriques, c'est à dire que pour tout entier k nous définissons $f_{N+k} := f_k$ et $g_{m+k} := g_k$.

L'outil utilisé pour réaliser cette comparaison est la corrélation croisée (ou covariance croisée) des deux images. En une dimension, pour une image initiale f et un motif g , de valeurs moyennes $\langle f \rangle$ et $\langle g \rangle$, et d'écart types $\sigma(f)$ et $\sigma(g)$, cette corrélation peut être exprimée comme un vecteur r de taille N , tel que $r = [r_n]_{n \in \llbracket 1, N \rrbracket}$, avec

$$r_n = \frac{1}{\sigma(f) \times \sigma(g)} \times \sum_{i=1}^m [(f_{n+i} - \langle f \rangle) \times (g_i - \langle g \rangle)] \quad (3.16)$$

Cette opération peut être décrite dans l'espace de Fourier comme

$$\mathcal{F}(r) = \mathbf{R} = \mathbf{F} \circ \mathbf{G}^* \quad (3.17)$$

Nous pouvons alors retrouver le vecteur de la position la plus probable du motif $\vec{\Delta} = [\Delta_x]$ en cherchant le maximum du vecteur de corrélation r , soit $\Delta_x = \arg \max_i \{r_i\}$

Cette description se généralise en deux dimensions. Le vecteur de corrélation r est alors une image de corrélation, de la même taille que f . La position du motif g dans l'image, $\vec{\Delta} = [\Delta_x, \Delta_y]$, est alors exprimée comme

$$\vec{\Delta} = [\Delta_x, \Delta_y] = \arg \max_{(i,j)} \{r_{ij}\} = \arg \max_{(i,j)} \left\{ \mathcal{F}^{-1}(\mathbf{F} \circ \mathbf{G}^*)_{ij} \right\} \quad (3.18)$$

Nous obtenons ainsi la position la plus probable d'un motif dans une image. Cette position a une résolution au pixel.

L'implémentation algorithmique du cas général de cette méthode a une complexité asymptotique de $\mathcal{O}((m \times n) \times (M \times N))$, où $m \times n$ et $M \times N$ sont les dimensions du motif et de l'image dans laquelle il est recherché. Dans le cas où les motifs se déplacent de quelques pixels ou moins entre chaque image, il est possible de restreindre le calcul de corrélation autour de la position connue du cylindre, donnant une complexité en $\mathcal{O}((m \times n)^2)$, par motif et par image.

4.2.3 Application au suivi des grains

La détection de cercles par transformée de Hough utilisée dans la première image permet d'en extraire, pour chaque cylindre, une sous-image carrée le contenant, qui constitue un motif de référence. Chaque motif ainsi obtenu est corrélé avec chaque image de la vidéo, donnant une série d'images de corrélation. La position du maximum dans ces images de corrélation donne la position des cylindres, permettant un suivi de leur position avec une résolution au pixel (Fig. 3.14). En pratique du fait du faible déplacement des cylindres entre deux images, les motifs ne sont corrélés à chaque itération du suivi qu'avec une fraction de chaque image, centrée autour de la position du cylindre à l'itération précédente. Les positions ainsi mesurées sont quantifiées à l'échelle d'un pixel, qui dans les conditions expérimentales que nous avons choisies (mesure de toute la longueur de l'interface, soit 150 mm, avec un capteur large de 1280 pixels) correspond à 120 μm . Cette quantification s'accompagne d'oscillations rapides lorsque le centre du grain observé est entre deux pixels (Fig. 3.16a). Il est cependant possible d'améliorer cette résolution.

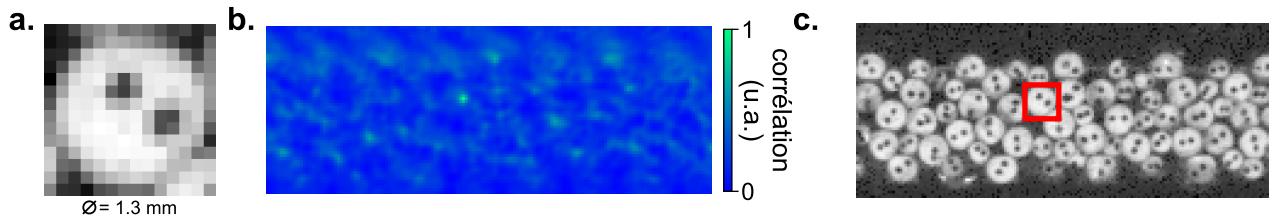


FIGURE 3.14 – **a.** Motif extrait de la première image d'une acquisition. **b.** Image de corrélation du motif de gauche avec la dernière image de l'acquisition. **c.** Position détectée du motif de gauche dans la dernière image de l'acquisition. La position détectée correspond au maximum de corrélation, représenté par la tâche blanche la plus claire, au centre de l'image de corrélation.

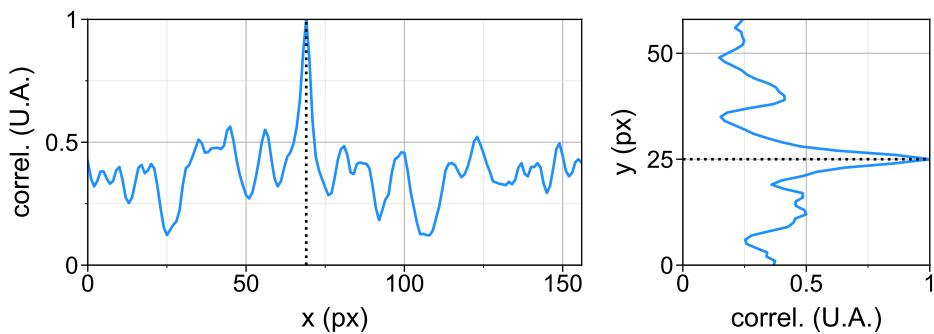


FIGURE 3.15 – Coupes transversales horizontale et verticale de la matrice de corrélation de la Figure 3.14, centrées sur le maximum de corrélation. Les deux coupes montrent que le maximum est situé au sommet d'un halo, qui peut être ajusté par une fonction gaussienne.

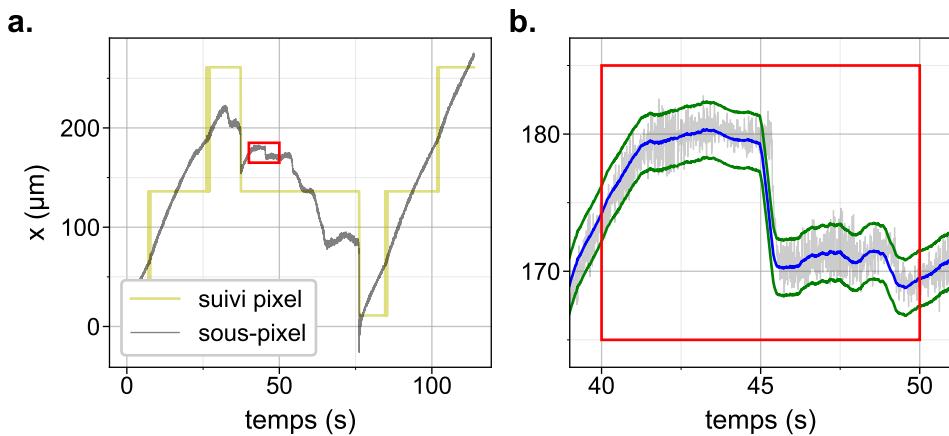


FIGURE 3.16 – **a.** Suivi du mouvement d'un cylindre au cours d'une expérience. Un millimètre est balayé par 8 pixels. Nous observons la discrétisation et les oscillations rapides de la position au pixel (ligne jaune), et la position sous-pixel (ligne grise). L'intérieur du rectangle rouge est reproduit à droite. **b.** Détail du suivi du même cylindre. La courbe grise représente le suivi sous-pixel, et la courbe bleue représente la moyenne glissante sur 40 images de la position mesurée. La largeur du bruit associé au suivi, de l'ordre de $2\text{ }\mu\text{m}$, est déterminée par l'écart type médian des positions des cylindres lorsqu'ils sont immobiles, et est représentée par les deux courbes vertes.

4.2.4 Amélioration de la résolution par PTV

Afin d'améliorer la résolution du suivi des cylindres et de la placer en dessous de l'échelle du pixel, nous avons implémenté une méthode de *Particle Tracking Velocimetry* (PTV). Il s'agit d'une interprétation lagrangienne de la *Particle Image Velocimetry* (PIV) [170], reposant sur les mêmes principes généraux.

Cette méthode consiste en l'ajustement du pic de corrélation par une fonction gaussienne, au moyen d'un estimateur à trois points [170]. En effet dans nos images, en raison de la largeur et de la forme circulaire des faces des cylindres, le maximum de corrélation est au centre d'un halo de hautes corrélations suffisamment symétrique pour être considéré Gaussien à l'ordre 2 en son sommet (Fig. 3.15). Cet ajustement est effectué sur la matrice de corrélation normalisée et tronquée aux 4 points adjacents à sa valeur maximale. Ainsi si nous notons $\vec{\Delta} = [\Delta_x, \Delta_y]$ la position du maximum de la matrice de corrélation r , et donc la position du motif au pixel, nous pouvons définir $\vec{\delta} = [\delta_x, \delta_y]$ l'écart sous-pixel donné par l'ajustement :

$$\begin{cases} \delta x = \frac{1}{2} \times \frac{\ln(r_{i-1,j}) - \ln(r_{i+1,j})}{\ln(r_{i-1,j}) - 2 \times \ln(r_{i,j}) + \ln(r_{i+1,j})} \\ \delta y = \frac{1}{2} \times \frac{\ln(r_{i,j-1}) - \ln(r_{i,j+1})}{\ln(r_{i,j-1}) - 2 \times \ln(r_{i,j}) + \ln(r_{i,j+1})} \end{cases} \quad (3.19)$$

La valeur de la position sous-pixel du centre du halo, et donc du motif, est alors $\vec{D} = \vec{\Delta} + \vec{\delta}$.

4.2.5 Évaluation de la résolution par PTV

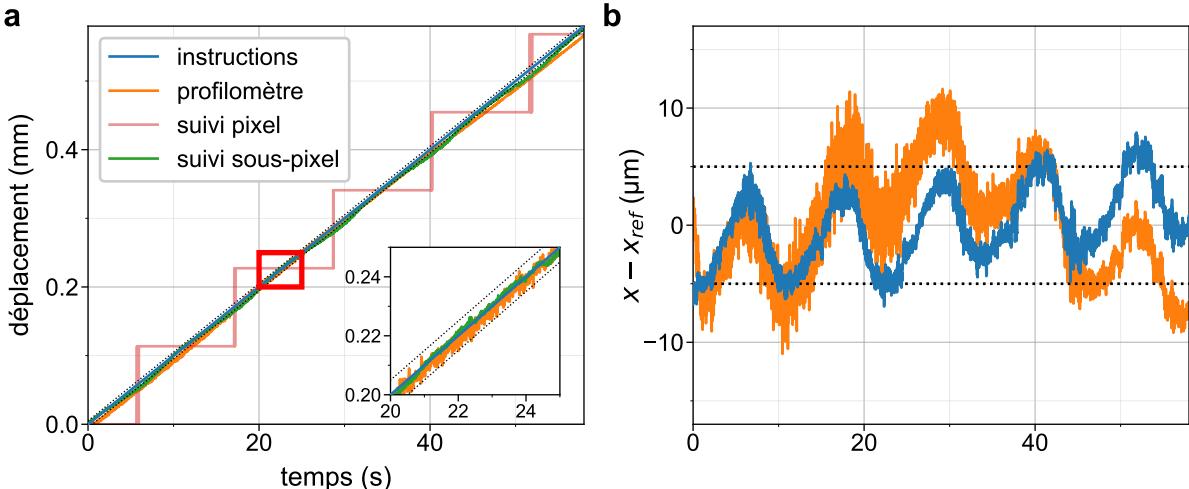


FIGURE 3.17 – Évaluation de la résolution du suivi sous-pixel. **a.** Le déplacement commandé x_{com} est une rampe de position à vitesse fixée (courbe bleue), mesurée par un profilomètre confocal x_{prof} (orange). La mesure pixel (rose) est discrétisée, et la mesure sous-pixel x_{opt} (verte) est comprise dans une gaine de $\pm 5 \mu\text{m}$ autour de la valeur de commande. **b.** Écart entre la position mesurée par le suivi sous-pixel x_{opt} et la position de commande x_{com} (bleu), ainsi qu'entre x_{opt} et x_{prof} (orange). La périodicité observée correspond aux changements de valeur du suivi au pixel.

Afin d'évaluer la précision de cette méthode nous l'avons testée sur des grains en déplacement contrôlé. Nous avons créé plusieurs scripts de déplacement permettant de contrôler informatiquement la position de la platine motorisée et donc des blocs et cylindres qui en sont solidaires. Pour déterminer la résolution de la méthode de suivi, une translation à vitesse constante de $10 \mu\text{m.s}^{-1}$ est imposée au bloc inférieur, sans chargement normal. Afin de s'assurer de la bonne exécution des commandes par la platine, nous mesurons sa position à l'aide d'un

profilomètre confocal commercial, d'une résolution de l'ordre d'un micromètre. Nous comparons ensuite la valeur de commande $x_{com}(t)$, la mesure du profilomètre $x_{prof}(t)$, et la mesure du suivi des grains solidaires du bloc en translation $x_{opt}(t)$ (Fig. 3.17a). Les trois courbes suivent la même tendance, et la déviation standard de $x_{com}(t) - x_{opt}(t)$ vaut $1.5 \mu\text{m}$. Nous quantifions la précision du suivi à l'aide de la règle des 3 sigmas (incluant 99.7% des valeurs), ce qui donne une limite de résolution de $5 \mu\text{m}$.

Une observation plus fine de l'écart entre la commande et le suivi optique révèle que $x_{com}(t) - x_{opt}(t)$ oscille de manière périodique (Fig. 3.17b, courbe bleue). Cette même oscillation apparaît également lorsque l'on calcule $x_{com} - x_{prof}$ (courbe orange), et ne peut donc pas être imputée au mouvement de la platine, mais bien au suivi des cylindres. La limite de résolution déterminée précédemment de l'ordre de $5 \mu\text{m}$ n'est donc en réalité pas due à une erreur aléatoire mais à un biais périodique. Les oscillations correspondent aux changements de valeur du suivi au pixel, et représentent un défaut majeur de notre méthode de suivi. Elles sont le facteur limitant dans les mesures de déplacements supérieurs ou de l'ordre d'un pixel, soit $120 \mu\text{m}$. En revanche, lorsque le déplacement mesuré est beaucoup plus faible que la taille d'un pixel, l'amplitude du bruit associé à la mesure optique est de l'ordre d'un micromètre.

4.3 Traitement des données de suivi optique

Les données brutes nous renseignent sur les mouvements absolus des cylindres au cours du temps. Nous effectuons plusieurs traitements sur celles-ci afin d'en faciliter l'analyse.

Le repère utilisé dans cette section est celui de l'interface, c'est à dire que l'axe horizontal \vec{e}_x coïncide avec l'interface, et l'axe vertical \vec{e}_y lui est perpendiculaire, orienté vers le haut. Les cylindres sont indexés par un entier i , et leurs positions sont notées $\vec{X}_i = (x_i, y_i)$.

4.3.1 Classement des grains

Afin de raffiner l'analyse des mouvements des cylindres, ceux-ci doivent être catégorisés en fonction de leur position sur le bloc relativement à l'axe de l'interface. Les différentes catégories sont les suivantes :

- $\{\text{boundary}\}$ et $\{\text{bulk}\}$: Les cylindres solidaires d'un bloc solide sont catégorisés dans $\{\text{boundary}\}$, tandis que les cylindres libres sont dans la catégorie $\{\text{bulk}\}$. Chaque cylindre se voit attribuer manuellement une des deux catégories au moment de leur détection initiale. Les cylindres de la catégorie $\{\text{boundary}\}$, en les considérant bien répartis de part et d'autre de l'interface, permettent de définir $\bar{y} = \langle y_i \rangle_{i \in \{\text{boundary}\}}$ la hauteur approximative de la ligne d'interface, et $\bar{x} = \langle x_i \rangle_{i \in \{\text{boundary}\}}$ la position horizontale du centre des blocs.

Les catégories suivantes ne sont définies que pour les cylindres catégorisés dans $\{\text{boundary}\}$.

- $\{\text{top}\}$ et $\{\text{bottom}\}$: les cylindres tels que $y_i > \bar{y}$ sont dans $\{\text{top}\}$, les autres $\{\text{bottom}\}$.
- $\{\text{left}\}$, $\{\text{middle}\}$ et $\{\text{right}\}$: Ces catégories ne sont pertinentes que dans le cas de l'interface avec œil granulaire. Les cylindres tels que $|x_i - \bar{x}| < \ell_{eye}/2$ (appartenant à l'œil granulaire) sont catégorisés dans $\{\text{middle}\}$. Parmi les autres, ceux tels que $x_i < \bar{x}$ sont dans $\{\text{left}\}$, et tels que $x_i > \bar{x}$ dans $\{\text{right}\}$. Nous définissons également $\{\text{solid}\} = \{\text{left}\} \cup \{\text{right}\}$ et $\{\text{eye}\} = \{\text{middle}\}$.
- Classification par paires : Les cylindres de $\{\text{boundary}\}$ étant généralement disposés de manière symétrique de part et d'autre de l'interface, il est possible de les classer par paire à partir de leur position initiale, soit manuellement, soit automatiquement. Pour qu'une paire de cylindres (i, j) soit valide, il faut tout d'abord que l'un soit dans $\{\text{top}\}$ (sans perte de généralité i), l'autre dans $\{\text{bottom}\}$, et tous les deux dans la même portion d'interface dans le cas du système à œil granulaire. Le critère d'appariement est alors

$$\begin{cases} \forall m \in \{\text{bottom}\}, & |x_i - x_j| < |x_i - x_m| \\ & \forall n \in \{\text{top}\}, & |x_i - x_j| < |x_n - x_j| \end{cases} \quad (3.20)$$

4.3.2 Correction du suivi des grains

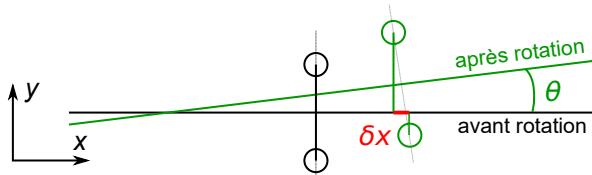


FIGURE 3.18 – Effet de la rotation de l’interface relativement à la caméra sur le déplacement mesuré des grains. Cet effet est corrigé en temps réel par un ajustement de la position de l’interface.

La mesure de l’évolution de la position d’un cylindre et du glissement interfacial peuvent être perturbées par des mouvements parasites. Les principaux sont la rotation et la translation des blocs dans leur ensemble lors de leur cisaillement dues à la flexibilité du cadre de la presse, et les déformations élastiques des blocs.

Influence de la rotation de l’interface

La rotation et le déplacement de l’axe de l’interface augmentent avec la force cisaillante appliquée au système. Leur amplitude peut atteindre 1 mm et 0.2°, ce qui peut mener à détecter à tort un glissement relatif entre deux cylindres de part et d’autre de l’interface (Fig. 3.18). De plus le réglage de l’horizontalité de la caméra a une précision de seulement 0.1°. Il n’est donc pas raisonnable de considérer que les axes de la caméra coïncident à tout moment avec l’axe naturel de l’interface.

Afin d’éliminer les déplacements parasites, nous projetons les coordonnées mesurées dans le référentiel de la caméra sur le référentiel naturel de l’interface. Pour ce faire, nous mesurons la position et la rotation de l’interface par rapport à l’axe horizontal de la caméra $\vec{e}_{x,cam}$. La classification des cylindres dans les catégories $\{top\}$ et $\{bottom\}$ permet de définir deux ajustements linéaires respectivement de la position des cylindres solidaires du bloc supérieur $y_{top}(t) = a_{top}(t) \times x_{cam} + b_{sup}(t)$, et du bloc inférieur $y_{bot}(t) = a_{bot}(t) \times x_{cam} + b_{bot}(t)$. Ces deux ajustements permettent à leur tour de définir l’équation de la position y_{int} de l’interface dans le référentiel de la caméra $y_{int} = (y_{bot} + y_{top}) = a(t) \times x_{cam} + b(t)$. Pour un point de coordonnées (x_0, y_0) dans le référentiel de la caméra, ses nouvelles coordonnées (x_1, y_1) dans le référentiel de l’interface sont

$$\begin{cases} x_1 = \frac{x_0 + ay_0 - ab}{\sqrt{a^2 + 1}} \\ y_1 = \frac{y_0 - ax_0 - b}{\sqrt{a^2 + 1}} \end{cases} \quad (3.21)$$

Cette projection dans le référentiel naturel de l’interface est effectuée lors du traitement des données issues du suivi des cylindres, et précède tous les autres traitements et calculs appliqués au cours de l’analyse.

Influence de la différence de hauteur des cylindres

La différence de hauteur h entre les paires de faces de cylindres de l’œil granulaire et celles des portions solides est de l’ordre de 4 mm, et peut introduire des erreurs dans la mesure des déplacements en raison de la déformation des blocs en cisaillement (Fig. 3.19). Évaluons l’amplitude de cet effet dans le cas le plus défavorable. Nous considérons que la force de cisaillement

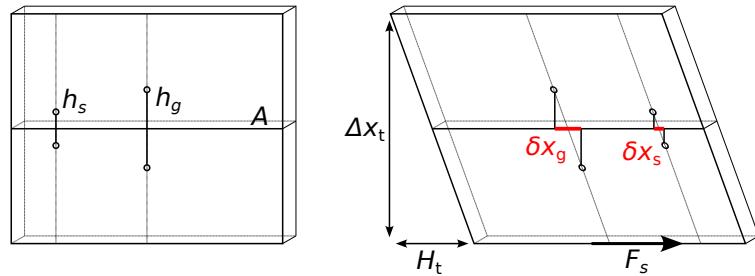


FIGURE 3.19 – Effet de la déformation des blocs sur le déplacement mesuré des grains.
Cet effet est négligeable dans le cadre de notre étude.

atteint $F_S = 1500 \text{ N}$, avec $A = 150 \times 10 \text{ mm}^2$ l'aire de contact entre les deux blocs, alors $\sigma_{xy} = F_S/A = 10^6 \text{ Pa}$. Le déplacement δx entre deux faces d'une même paire, à distance h , est alors

$$\delta x = \frac{2h\sigma_{xy}}{E/(2(1+\nu))} \quad (3.22)$$

Ainsi nous trouvons $\delta x_g = 9 \mu\text{m}$ et $\delta x_s = 5 \mu\text{m}$. L'écart entre les deux quantités est inférieur à la résolution obtenue par le suivi PTV, et l'effet réel peut donc être négligé.

4.3.3 Format des données

Les données brutes acquises par la caméra sont des images en nuances de gris sur 12 bits, cependant le format utilisé pour le traitement des images est limité à 8 bits. Les images sont sauvegardées sans compression ni traitement sous le format **tiff**. Les mesures détaillées dans cette section et la suivante sont effectuées sous MatLab [171], et les données sont sauvegardées sous le type **double**, permettant une précision de l'ordre de 16 chiffres significatifs. Les données ainsi obtenues sont manuellement traitées pour éliminer les erreurs potentielles (fausses détections, cylindres mal suivis, images corrompues). Une partie des données est exportée après traitements sous Python3, pour être analysée avec les données d'acquisition électronique (Sec. 3.3.3).

4.4 Expérience simulée et conditions réelles

Dans cette section nous présentons brièvement le comportement typique dit de *stick-slip* que nous observons dans les expériences que nous avons menées, et détaillons les définitions des grandeurs d'intérêt que nous étudions, par le biais de l'exemple d'une expérience simulée.

4.4.1 Mouvement de stick-slip et glissement inter-événement

Lors d'une expérience de cisaillement de deux blocs pressés, le mouvement relatif des blocs est saccadé. Dans un modèle idéal, ce mouvement est constitué d'une alternance de phases de *stick* de durée T , durant lesquelles le déplacement relatif des blocs à l'interface est nul, et d'événements rapides de *slip*, où l'interface glisse d'une distance d_0 . Cette succession de phases est périodique, de période T dépendant des paramètres de chargement. Le déplacement relatif de l'interface $\delta_{tot}^{ideal}(t)$ est alors une fonction constante par morceaux

$$\delta_{tot}^{ideal}(t) = d_0 \times \left\lfloor \frac{t}{T} \right\rfloor \quad (3.23)$$

Dans une expérience réelle de stick-slip, le mouvement comporte une alternance de longues phases de stick (de durée moyenne $\langle T \rangle$, de l'échelle de la seconde), durant lesquelles le déplacement relatif des blocs est quasi-nul (à l'échelle du micromètre), et des événements courts de slip

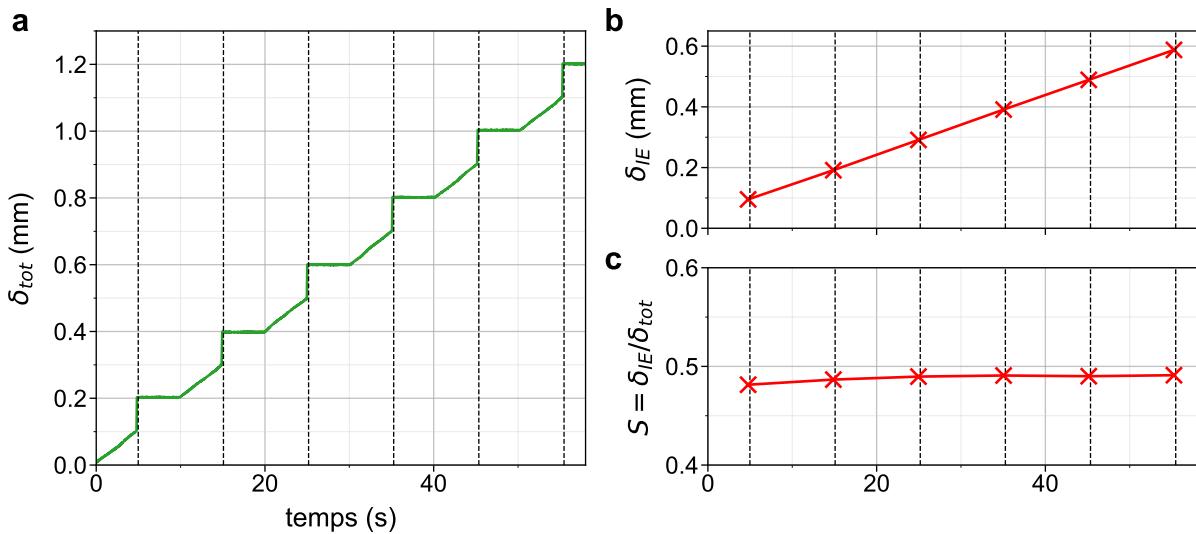


FIGURE 3.20 – Déplacement d'un seul des blocs commandé par un script. **a.** Mesure du déplacement interfacial δ_{tot} . Les événements détectés sont marqués par les lignes en pointillés noirs. **b.** Évolution du glissement inter-événement δ_{IE} . **c.** Évolution du glissement inter-événement normalisé S .

(à l'échelle de la centaine de milliseconde), qui concentrent la majeure partie du déplacement (à l'échelle du millimètre). Dans certaines configurations que nous étudions le glissement ayant lieu entre les phases de slip peut atteindre le même ordre de grandeur que celui ayant lieu pendant celles-ci. Nous vérifions à l'aide d'une expérience simulée que le suivi des grains que nous avons implémenté permet bien de mesurer le glissement entre les événements de slip.

4.4.2 Expérience simulée : stick-slip avec glissement inter-événement

Afin de simuler un mouvement de stick-slip comportant du déplacement lent entre les événements de slip, nous contrôlons la position du bloc inférieur non-chargé, au moyen de la platine motorisée, pilotée par un script (Fig. 3.20a). Les cylindres solidaires du bloc sont suivis par imagerie. Les instructions données sont des cycles de 5 secondes sans mouvement, 5 secondes de déplacement uniforme à $20 \mu\text{m.s}^{-1}$ (glissement lent), et un saut brusque de $100 \mu\text{m}$ (évènement de slip).

Cette expérience a pour but de vérifier que notre méthode de suivi et de traitement mesure bien $100 \mu\text{m}$ de déplacement par phase de slip, et $100 \mu\text{m}$ par phase inter-événement. Pour ce faire nous mesurons le déplacement δ_{tot} , détectons les instants $\{t_k\}_{k \in \mathbb{N}}$ des événements de slip, et en déduisons le déplacement inter-événement δ_{IE} . Les mesures de ces quantités dans l'expérience simulée et leurs définitions dans les expériences réelles sont détaillées dans les trois sections suivantes.

4.4.3 Glissement interfacial total

Pour l'expérience simulée, afin de déterminer le déplacement total des cylindres δ_{tot} , nous effectuons la moyenne des déplacements de tous les grains. Nous vérifions bien que ce suivi est correct (Fig. 3.20a).

Dans le cas d'une expérience réelle, l'application d'une force entraîne un déplacement général de tous les grains dans le sens du cisaillement, δ_{tot} est alors défini comme déplacement *relatif* des blocs à l'interface. Cette mesure est permise par le classement des grains selon leur appartenance à la catégorie $\{\text{top}\}$ ou $\{\text{bottom}\}$, donnant

$$\delta_{tot}(t) = \langle x_i \rangle_{i \in \{\text{top}\}}(t) - \langle x_j \rangle_{j \in \{\text{bottom}\}}(t) \quad (3.24)$$

Pour d'autres usages, il est possible de raffiner cette quantité par portion d'interface ou par paire de grains. Par exemple le déplacement relatif des cylindres dans la partie solide-solide de l'interface avec œil granulaire est noté $\delta_{tot}^{solid}(t)$, et est défini comme

$$\delta_{tot}^{solid}(t) = \langle x_i \rangle_{i \in \{top\} \cap \{solid\}}(t) - \langle x_j \rangle_{j \in \{bottom\} \cap \{solid\}}(t) \quad (3.25)$$

Nous cherchons maintenant à distinguer le mouvement effectué durant les phases de slip du glissement lent effectué entre celles-ci.

4.4.4 Détection des événements de glissement rapides

Afin d'étudier indépendamment chaque phase du mouvement, il nous faut détecter les événements de glissement rapide. Cette détection est effectuée par un filtrage passe-haut de $\delta_{tot}(t)$ mettant en évidence ses changements brusques. Nous obtenons ainsi une liste de temps $\{t_k\}_{k \in \mathbb{N}}$ correspondant à chaque événement de glissement rapide (Fig. 3.20, lignes pointillées). Ces temps permettent également de synchroniser les mesures optiques avec les mesures électroniques, dans lesquelles les événements sont repérés par un signal accélérométrique (Sec. 3 · 3.2.2).

Afin de définir les limites des phases de stick, il nous faut considérer une marge autour de chaque temps t_k assurant qu'aucun mouvement d'une phase de slip ne soit comptabilisé dans une phase de stick. Nous notons t_k^- et t_k^+ les temps limites de chaque événement, $t_k^- = t_k - \tau^-$ correspondant à l'instant juste avant l'événement de glissement, et $t_k^+ = t_k + \tau^+$ au temps à partir duquel l'interface est stabilisée. La valeur de $\tau^- = 0.05$ s est choisie constante, tandis que la valeur de τ^+ est définie en fonction du comportement de l'interface. Elle est prise de façon à s'assurer que la phase de glissement rapide soit bien terminée, et que les vibrations de la table optique supportant la presse, dues à l'événement, soient atténuées. La durée de cette phase de vibrations dépend de la quantité d'énergie relâchée par l'événement, elle-même proportionnelle à la période à laquelle les phases de slip se répètent. Ainsi nous définissons τ^+ comme une fonction croissante de $\langle T \rangle$, variant de 0.15 s à 0.5 s. Dans l'expérience de stick-slip simulée, les événements sont bien détectés (Fig. 3.20a, lignes pointillées).

4.4.5 Glissement inter-événement

La détection des événements de glissement rapide permet enfin de définir le glissement inter-événement $\delta_{IE}(t)$. Il correspond au glissement interfacial entre les événements de glissement rapide, cumulé tout au long de l'expérience, et est défini comme

$$\delta_{IE}(t) = \delta_{tot}(t) - \sum_{t_k \leq t} \left(\delta_{tot}(t_k^+) - \delta_{tot}(t_k^-) \right) \quad (3.26)$$

Cette grandeur peut se calculer pour une catégorie des cylindres suivis, et est alors notée avec la catégorie en question en exposant, δ_{IE}^{eye} pour la catégorie $\{eye\}$ par exemple. Lorsque nous représentons $\delta_{IE}(t)$, nous indiquons uniquement ses valeurs aux différents t_k^+ (Fig. 3.20), c'est à dire

$$\delta_{IE}(t_k^+) = \delta_{tot}(t_k^+) - \sum_{\kappa \leq k} \left(\delta_{tot}(t_\kappa^+) - \delta_{tot}(t_\kappa^-) \right) \quad (3.27)$$

Dans le cas de l'expérience simulée présentée, la valeur de $\delta_{IE}(t)$ imposée par le script augmente de 100 μm entre chaque événement. La valeur que nous mesurons en pratique montre bien cette augmentation (Fig. 3.20b), bien que la valeur mesurée soit 1 à 2% plus faible, en raison de la marge $\tau^- + \tau^+$ prise autour de chaque t_k .

L'extraction du glissement inter-événement et sa représentation sous la forme de la suite de ses valeurs permettent de déterminer la proportion du déplacement total de l'interface se faisant entre les événements de glissement rapide. Afin d'évaluer cette proportion, nous définissons le glissement inter-événement normalisé $S(t)$ comme

$$S(t) = \frac{\delta_{IE}(t)}{\delta_{tot}(t)} \quad (3.28)$$

De même que δ_{IE} nous représentons généralement cette quantité de manière discrète, à chaque t_k^+ (Fig. 3.20c). Cette mesure de la proportion de glissement effectuée entre les événements de glissement rapide est sous-estimée en raison de la largeur de la marge $\tau^- + \tau^+$ prise autour de chaque t_k . Dans le cas de l'expérience simulée, nous trouvons $S \sim 0.49$, pour une valeur attendue de $S = 0.5$, l'écart s'expliquant par cette largeur.

5 Conclusion

Au cours de ce chapitre nous avons présenté le dispositif expérimental que nous avons développé durant cette thèse. Ce dispositif nous permet de presser et cisailler des plaques minces de PMMA, de plusieurs géométries et pouvant encapsuler un milieu granulaire bidimensionnel, en ayant une mesure précise des forces que nous leur appliquons. Les plaques sont équipées d'une électronique de précision permettant l'acquisition simultanée du signal de 20 rosettes (60 jauge) à une fréquence de 4 MHz, nous offrant la résolution et la rapidité nécessaires à la mesure du champ des déformations à l'interface qu'elles forment lors d'une expérience. Cette mesure est complétée par un suivi par imagerie de la position des grains à l'interface qui nous permet de caractériser en détail les déplacements de ceux-ci à l'échelle micrométrique. Nous avons également introduit des quantités d'intérêt pour l'étude de l'interface en œil granulaire présentée dans le Chapitre 4, notamment les mesures de glissement interfacial durant et entre les événements de glissement rapide.

Grâce à ce dispositif et à la précision de son instrumentation, nous étudions et présentons par la suite les interfaces granulaires, et notamment l'influence d'une hétérogénéité, sous la forme d'un œil granulaire, sur le comportement de celles-ci.

Chapitre 4

Ruptures sismiques initiées par un glissement asismique

Les séismes, événements rapides de rupture de l'interface, ne sont pas le seul moyen par lequel les failles relâchent l'énergie élastique qu'elles emmagasinent. Cette énergie peut également être libérée au travers d'événements de glissement lent (Fig. 4.2) [98, 138]. Ces événements lents ont tout d'abord été découverts dans les zones de subduction puis observés dans d'autres systèmes de failles, transformantes et en zones de décrochement (Fig. 4.1) avec l'amélioration des techniques de mesure [96]. Ces séismes lents peuvent affecter de larges portions d'un système de failles, et relâcher des quantités d'énergie comparables à celles relâchées par les séismes rapides [139]. Ils peuvent aussi être très localisés, et détectés indirectement par la déstabilisation de l'interface qui en résulte (phénomène nommé *Episodic tremor and slip*) [2, 67, 135, 172]. Le rôle des zones de déplacement lent, dites *asismiques* ou *découplées*, sur la déstabilisation des zones en mouvement de stick-slip, dites *sismiques* ou *couplées*, reste pourtant méconnu [97, 139].

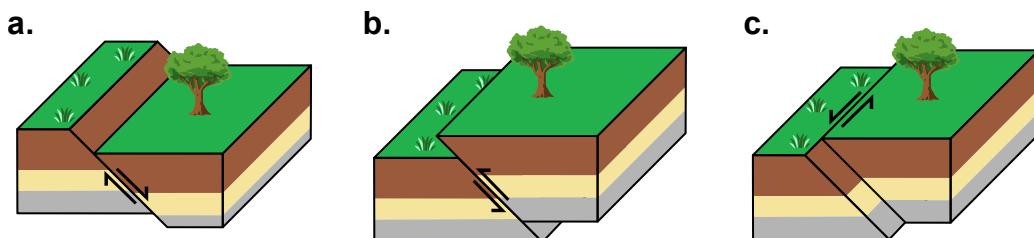


FIGURE 4.1 – Les trois grands types de failles. La faille normale (a) apparaît dans les systèmes en extension. La faille inverse (b) apparaît dans les systèmes en compression comme les zones de subduction. La faille transformante (c) apparaît dans les zones de coulissemement entre des plaques tectoniques.

L'apparition de cette diversité de comportements, et la difficulté de leur étude, sont dues à la complexité des interfaces considérées. En effet celle-ci implique la prise en compte d'une multitude de paramètres, tels que la teneur en eau des roches, leur viscosité, leur nature, la géométrie des failles ou encore la présence d'une couche de gouge, une roche broyée non-cohésive, dans le système de failles. Les expériences en laboratoire telles que celles que nous avons menées nous donnent une opportunité unique d'analyser séparément l'influence de chacun de ces paramètres, en contrôlant les caractéristiques principales d'une interface frictionnelle, telles que sa composition, le chargement qui lui est appliqué, ou la présence d'hétérogénéités. Elles nous permettent également d'instrumenter densément le milieu, et de multiplier les expériences, et donc d'étudier l'influence de ces paramètres et de comprendre les mécanismes microscopiques responsables des phénomènes de grande échelle qui en émergent.

Dans ce chapitre, nous étudions l'influence d'une hétérogénéité dans la composition de l'interface sur le comportement d'une faille sismique modèle. Cette interface prend dans notre étude la forme d'une interface frictionnelle solide-solide composée de deux plaques minces de polyméthacrylate de méthyle (PMMA) perturbée par l'inclusion d'un milieu granulaire dense sur une portion de sa longueur. La conclusion majeure des résultats présentés est qu'au sein d'une faille modèle, une hétérogénéité de composition à l'interface créé un patch en glissement lent entre les évènements sismiques. Ce patch s'étend au-delà de l'hétérogénéité et agit comme un précurseur de rupture, menant à la déstabilisation de l'interface frictionnelle par la propagation d'une rupture rapide. La longueur de ce patch est d'autant plus élevée que l'hétérogénéité est dense et chargée.

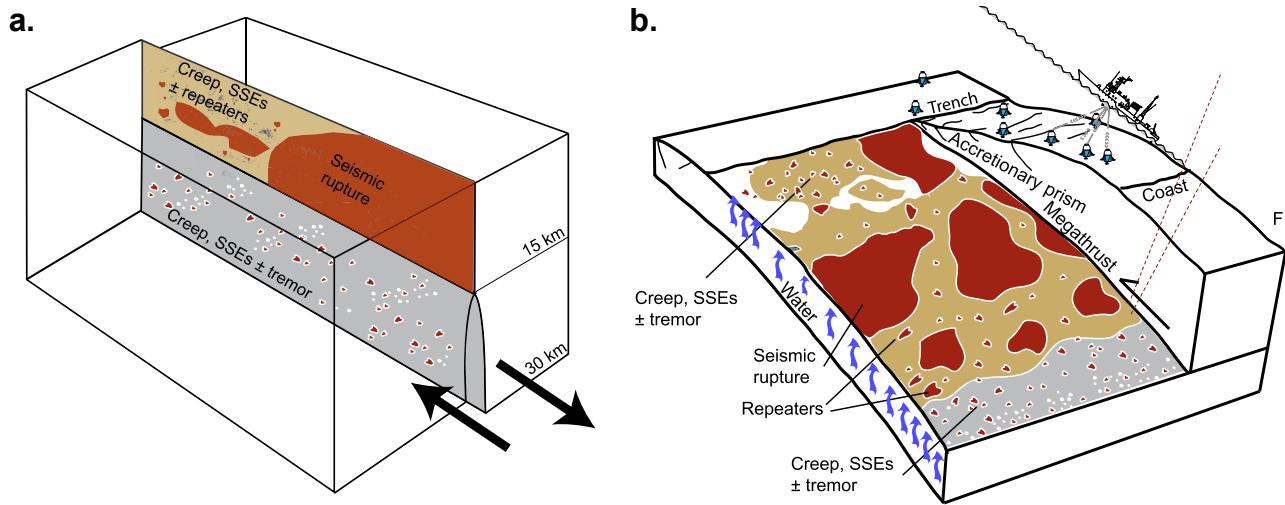


FIGURE 4.2 – Structure et comportement d'une faille sismique subissant du glissement lent (extrait de [98]). **a.** Illustration schématique de la distribution du glissement sismique et asismique dans une portion de la faille transformante de San Andreas partiellement couplée. **b.** Distribution du glissement sismique et asismique sur une zone de subduction partiellement couplée.

Contenu du chapitre 4

| | | |
|-------|--|-----|
| 1 | Système étudié – définitions | 82 |
| 1.1 | Dispositif expérimental – interface en œil granulaire | 82 |
| 1.1.1 | Principe de l'expérience | 82 |
| 1.1.2 | Dispositif et mesures | 83 |
| 1.2 | Remplissage de l'œil granulaire – contraste de chargement | 83 |
| 2 | Modification de la fréquence de stick-slip | 84 |
| 2.1 | Interface solide-solide homogène – Interface à trou | 84 |
| 2.2 | Expériences granulaires | 85 |
| 3 | Observation d'un glissement lent | 87 |
| 3.1 | Mesure du glissement interfacial | 87 |
| 3.1.1 | Définition des grandeurs observées | 87 |
| 3.1.2 | Exemple d'une expérience simulée | 87 |
| 3.2 | Glissement de l'œil granulaire | 89 |
| 3.2.1 | Évolution temporelle du glissement | 89 |
| 3.2.2 | Évolution du glissement en fonction de C_σ | 89 |
| 3.3 | Évolution spatiale du glissement | 90 |
| 4 | Effet du glissement lent sur la nucléation des ruptures | 91 |
| 4.1 | Contexte | 91 |
| 4.2 | Élargissement du patch glissant | 91 |
| 4.2.1 | Cas de référence à vide | 91 |
| 4.2.2 | Comparaison au cas granulaire | 92 |
| 4.2.3 | Détermination de la distance de nucléation | 94 |
| 5 | Extension du patch en glissement avec le contraste de chargement | 94 |
| 5.1 | Principe de la mesure | 94 |
| 5.2 | Apparition de chargements sous-linéaires | 95 |
| 5.3 | Mesure de l'extension du patch glissant | 95 |
| 6 | Le patch en glissement joue le rôle d'un pré-crack | 97 |
| 6.1 | Qu'est-ce qu'un pré-crack ? | 97 |
| 6.2 | Critère de Griffith pour l'initiation d'une fracture | 98 |
| 6.2.1 | Expression du critère | 98 |
| 6.2.2 | Limites de notre dispositif | 98 |
| 6.3 | Mécanisme complet de déstabilisation de l'interface | 99 |
| 7 | Discussion | 100 |
| 7.1 | Mécanismes du glissement lent | 100 |
| 7.2 | Implications en mécanique des failles | 101 |
| 7.3 | Perspectives | 101 |
| 8 | Conclusion | 101 |

1 Système étudié – définitions

Cette section décrit l'interface en *œil granulaire*, et le dispositif expérimental utilisé au cours des expériences analysées dans ce chapitre. Ce dispositif est détaillé dans le Chapitre 3. Nous introduisons également notre paramètre de contrôle, le *contraste de chargement* C_σ caractérisant la proportion du chargement normal porté par le milieu granulaire.

1.1 Dispositif expérimental – interface en œil granulaire

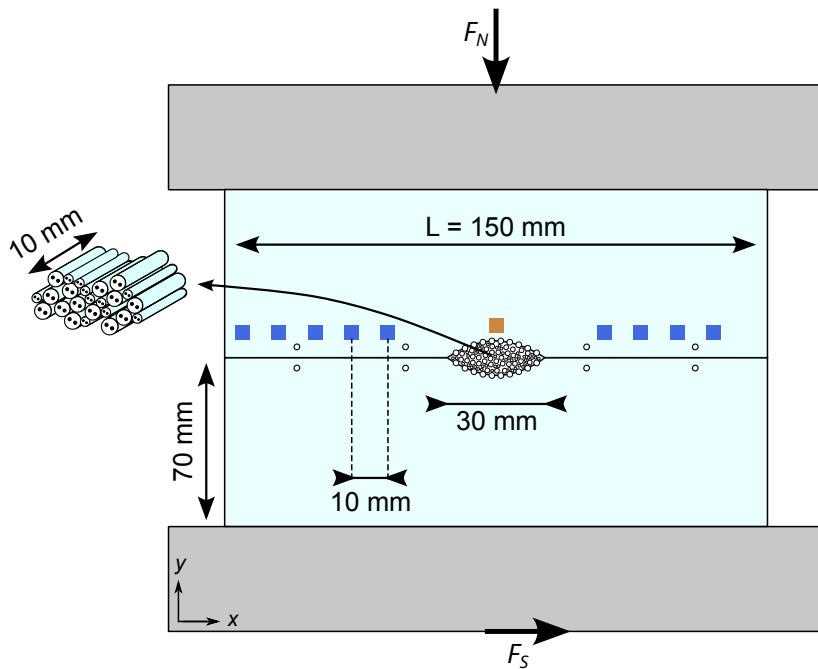


FIGURE 4.3 – Schéma du dispositif expérimental utilisé. Les blocs de PMMA et l'œil mesurent respectivement $150 \times 90 \times 10$ mm et $30 \times 6 \times 10$ mm. Les grains, de diamètres 0.4, 0.7, 0.9, et 1.3 mm (proportions en volume : 5, 10, 35 et 50%) remplissent l'œil, et des grains de diamètre 1.3 mm sont fixés aux parois de l'œil afin de le rugosifier. Les rosettes de jauge de déformation (carrés en bleu sombre et ocre) sont disposées à une distance de 2 à 6 mm de l'interface. Huit motifs des faces des cylindres sont reproduits, par paires, le long de l'interface solide (cercles blancs).

1.1.1 Principe de l'expérience

Le principe de l'expérience est de mettre en contact le long d'une interface frictionnelle deux solides élastiques, de leur appliquer un chargement cisaillant, et d'étudier le mouvement relatif des deux blocs. La particularité de notre dispositif est de pouvoir introduire un milieu granulaire au sein de cette interface solide-solide, sous la forme d'un patch localisé. Nous formons ainsi deux portions d'interface solide-solide, séparées par une portion d'interface granulaire. L'introduction de cette inclusion granulaire induit une modification de la réponse en cisaillement de l'interface. Dans cette étude, nous mettons en évidence les mécanismes locaux responsables de cette modification.

1.1.2 Dispositif et mesures

Nous étudions une interface frictionnelle quasi-1D formée par les surfaces solides macroscopiquement lisses de deux blocs de PMMA, tenus par des mors métalliques. Un trou elliptique est percé au centre de l'interface. Le trou, ou *œil*, est rempli de grains cylindriques en nylon, de diamètres compris entre 0.4 et 1.3 mm. Le nombre de grains est variable d'une expérience à l'autre. Des cylindres sont collés dans des rainures usinées dans les surfaces de l'œil afin de s'assurer que le cisaillement est transmis aux grains libres présents dans le volume de l'œil. Cette interface est alors pressée par une force F_N , puis cisaillée par le bas du bloc inférieur, à une vitesse constante de $20 \mu\text{m.s}^{-1}$, ce qui exerce une force cisaillante F_S sur l'interface (Fig. 4.3). Les deux forces sont mesurées à 315 Hz. Dans la plupart des expériences que nous avons menées, nous nous sommes placés à $F_N \simeq 3000 \text{ N}$ et avons fait varier la densité du milieu granulaire. Seules certaines expériences de référence, sans grains, ou avec des blocs solides lisses (sans œil), ont été effectuées à force normale variable.

Le bloc inférieur est instrumenté de 10 rosettes de 3 jauge de déformation installées le long de l'interface, permettant de mesurer le tenseur des déformations ε . Les mesures présentées dans ce chapitre ont été effectuées avec le jeu de cartes DIP (Sec. 3 · 3.1.3). L'acquisition est réalisée continûment à 315 Hz, ainsi que par salves de 10 ms à 4 MHz lors des événements de glissement rapide (Sec. 3 · 3). Grâce à l'hypothèse de planéité des contraintes (*plane stress*) permise par la géométrie 2D du système mécanique, les tenseurs des déformations et des contraintes sont définis par seulement trois composantes, mesurées par les rosettes.

En parallèle de l'acquisition électronique, nous effectuons un suivi optique de l'interface. Les faces des cylindres sont peintes d'un motif spécifique, et imitées à l'aide d'une caméra à 100 images par secondes. Ce motif spécifique est reproduit au-dessus des parties solides de l'interface afin d'en permettre le suivi. Leur position est déterminée à l'aide d'un algorithme de suivi de particules (PTV), à une précision de l'ordre de 5 μm (Sec. 3 · 4).

1.2 Remplissage de l'œil granulaire – contraste de chargement

Nous avons effectué deux types d'expériences :

- Expériences à *vide* : l'œil est laissé vide de grains, l'interface consiste alors en deux portions d'interface solide-solide séparées par un trou.
- Expériences *granulaires* : l'œil est rempli par suffisamment de cylindres (soit une centaine) pour assurer que les blocs solides exercent une pression sur le milieu granulaire.

Dans le cas des expériences granulaires, il est possible de faire varier le nombre de cylindres emprisonnés dans l'œil, et donc la densité du milieu granulaire. Cette densité est de l'ordre de 60%, et du fait de la compacité du milieu, elle varie peu avec le nombre de grains. Ainsi l'ajout de quelques cylindres suffit à passer d'un état proche de la situation à vide à un état où le milieu granulaire porte la majeure partie de la charge appliquée à l'interface. Dans ces expériences nous sommes vigilants à ce que les interfaces solide-solide ne soient jamais entièrement déchargées. Afin de caractériser ces variations nous définissons le *contraste de chargement* C_σ comme la différence de chargement normal entre les portions solides de l'interface et l'œil granulaire, normalisée par le chargement total moyen, c'est à dire

$$C_\sigma = \frac{\sigma_{yy}^{gran} - \langle \sigma_{yy}^{solid} \rangle}{\langle \sigma_{yy} \rangle} \quad (4.1)$$

Ce paramètre varie continûment. Du fait de la normalisation par le chargement moyen, il permet de s'affranchir des variations de F_N autour de sa valeur de consigne de 3000 N. Pour les expériences à vide $C_\sigma \simeq -1$, tandis que pour les expériences granulaires que nous avons menées, $-1 < C_\sigma < 2.5$. La limite haute du contraste de chargement est le déchargeement des sections solide-solide, menant à un glissement stable de l'interface.

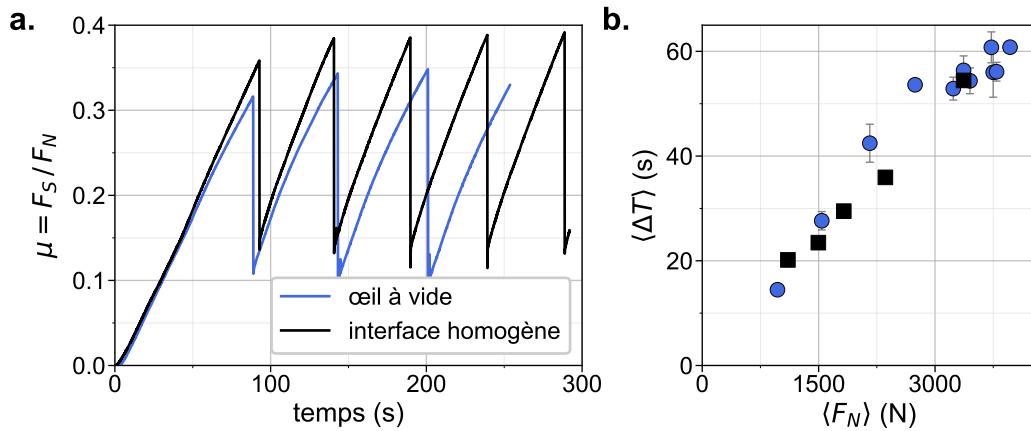


FIGURE 4.4 – **a.** Cycle de stick-slip pour une expérience solide-solide (en noir) et une expérience à vide (en bleu sombre). Les deux expériences sont effectuées à force normale constante $F_N \sim 3000$ N. **b.** Période moyenne du stick-slip en fonction de la force normale appliquée sur le système, pour plusieurs expériences solide-solide (carrés noirs) et à vide (cercles bleus).

2 Modification de la fréquence de stick-slip

Lors d'une expérience, les blocs sont pressés avec une force $F_N \sim 3000$ N, et cisaillés sur une distance d'environ 5 mm à une vitesse de $20 \mu\text{m.s}^{-1}$. Lors de ce déplacement, le système frictionnel subit, quel que soit la configuration ou le contraste de chargement, un mouvement de stick-slip. Les propriétés de ce mouvement, en particulier sa périodicité, sont cependant affectées par les valeurs de F_N et C_σ . Dans cette section, nous montrons que la présence de l'œil granulaire entraîne une diminution de la période de stick-slip. Cette réduction est d'autant plus prononcée que le contraste de chargement augmente.

2.1 Interface solide-solide homogène – Interface à trou

Lors d'une expérience de cisaillement avec des blocs homogènes macroscopiquement plats, c'est à dire sans œil, le mouvement relatif des surfaces formant l'interface est un mouvement de stick-slip. Afin de caractériser l'influence de l'œil granulaire sur le comportement de l'interface, nous nous sommes d'abord intéressés à l'effet du changement de géométrie sur celui-ci. En effet la présence de l'œil, même vide, pourrait suffire à le perturber. Pour chaque expérience, nous mesurons les temps $\{T_i\}_{i \in \mathbb{N}}$ auxquels des événements de glissement rapide ont lieu, et définissons la période moyenne du mouvement $\langle \Delta T \rangle = \langle T_{i+1} - T_i \rangle_{i \in \mathbb{N}}$.

Nous nous attendons, dans de telles conditions expérimentales, à ce que la période du stick-slip soit indépendante de la géométrie des blocs, et soit proportionnelle à la force normale appliquée sur l'interface (Éq. 1.4). Nos mesures montrent bien cette indépendance (Fig. 4.4), puisqu'à force normale variable, la variation de $\langle \Delta T \rangle$ entre les expériences solide-solide et avec l'œil à vide est inférieure à 10%. Cet écart peut s'expliquer par les variations attendues du coefficient de frottement statique pour un système donné entre deux séries d'expériences [7]. Les multiples mesures prises pour l'œil à vide à $F_N = 3000$ N au cours de plusieurs séries d'expériences différentes présentent en effet une variation similaire. Ainsi la présence de l'œil à l'interface en tant que défaut purement géométrique n'a pas d'influence sur son comportement, en particulier sur le cycle de stick-slip.

2.2 Expériences granulaires

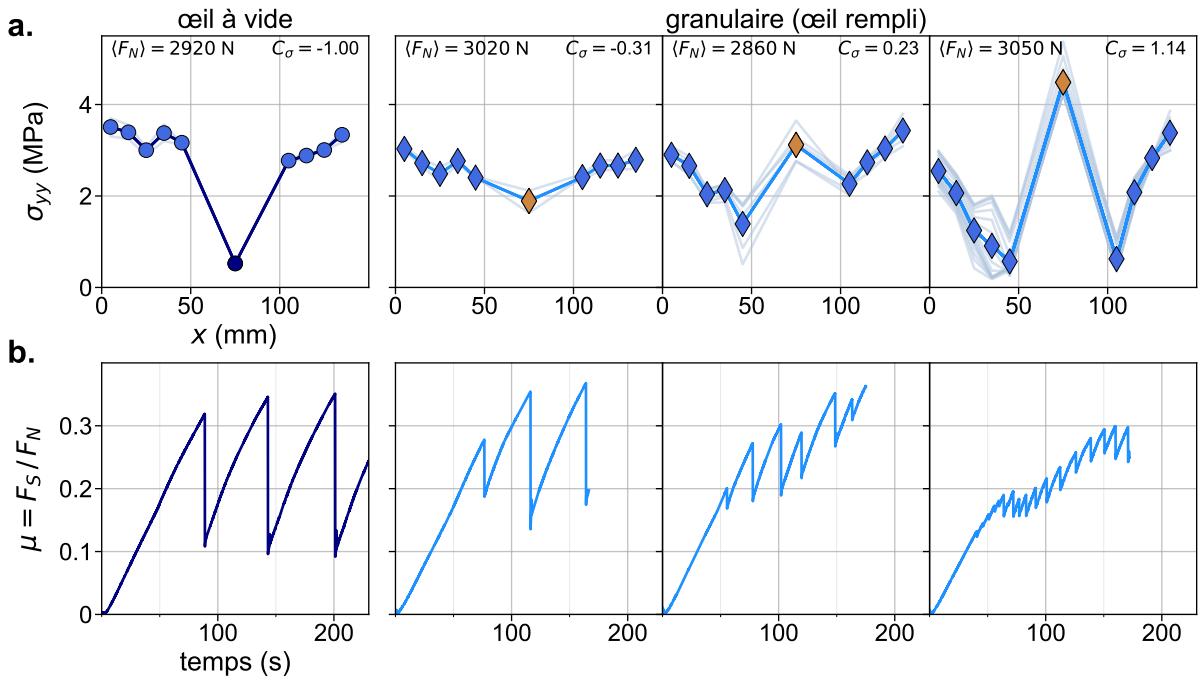


FIGURE 4.5 – Comportement macroscopique de l’interface frictionnelle. **a.** Profil de chargement normal d’une expérience à vide (gauche) et de trois expériences granulaires (droite). Le profil moyen (en couleur) est déterminé comme la moyenne des profils de chargement juste avant chaque évènement de glissement rapide (en gris). Ce profil est utilisé pour déterminer C_σ . Les cercles indiquent une expérience à vide, les diamants une expérience granulaire. Les symboles en bleu clair indiquent les mesures prises au-dessus des portions solides de l’interface. Les cercles en bleu sombre indiquent une mesure prise au-dessus de l’œil à vide, et les diamants ocres au-dessus de l’œil granulaire plein. **b.** Évolution temporelle de $\mu = F_S/F_N$ correspondant à chaque expérience présentée, ligne sombre pour une expérience à vide, et claire pour les expériences granulaires.

Afin d’étudier l’influence du milieu granulaire, nous avons rempli l’œil d’une quantité variable de grains. Nous nous plaçons à force normale fixée, $F_N = 3000\text{ N}$, cette force variant peu au cours d’une expérience. Le paramètre que nous faisons varier est le nombre de grains dans l’œil, c’est à dire la densité du milieu granulaire. Nous caractérisons cette densité par le contraste de chargement C_σ . Lorsque nous effectuons les mêmes expériences que celles décrites précédemment, mais avec l’œil granulaire rempli, nous observons toujours un mouvement de stick-slip, seulement sa période est diminuée relativement à celle des expériences à vide (Fig. 4.5). Cette variation de la période peut aller d’une simple perturbation lorsque $C_\sigma \sim -1$ à une réduction par un facteur 10 lorsque $C_\sigma \sim 2$ (Fig. 4.6). Nous observons également que les chutes de forces, plus faibles en raison de la diminution de la période, sont d’une amplitude moins régulière.

Dans les expériences solide-solide homogène et à vide, la période du stick-slip est proportionnelle à la force normale appliquée à l’interface, et donc à la contrainte normale qu’elle porte. Par ailleurs dans les expériences granulaires nous observons qu’une augmentation de C_σ entraîne une diminution de la contrainte normale portée par les portions solide-solide de l’interface σ_{yy}^{solid} (Fig. 4.5). Il pourrait donc être possible que la variation que nous observons dans les expériences granulaires soit due à ce déchargement, et que l’œil granulaire n’agisse que par la réduction du chargement porté par les portions solide-solide de l’interface. Afin de tester cette hypothèse, nous mesurons les variations de la période du mouvement de stick-slip

$\langle \Delta T \rangle$ en fonction de la moyenne de la contrainte normale portée par les portions solide-solide de l'interface $\langle \sigma_{yy}^{solid} \rangle$ dans des expériences granulaires à différents C_σ sous une force normale $F_N \simeq 3000$ N (Fig. 4.7, diamants). Une comparaison avec des expériences à vide et solide-solide homogène pour différentes forces normales révèle que la variation de période induite par le milieu granulaire est supérieure à celle qui serait induite par un simple déchargement des sections solide-solide de l'interface.

Ces deux observations démontrent que l'hétérogénéité de composition que constitue l'œil granulaire et l'augmentation de C_σ sont responsables de la réduction de $\langle \Delta T \rangle$, et de la déstabilisation de l'interface. Nous allons à présent déterminer les mécanismes responsables de cette diminution.

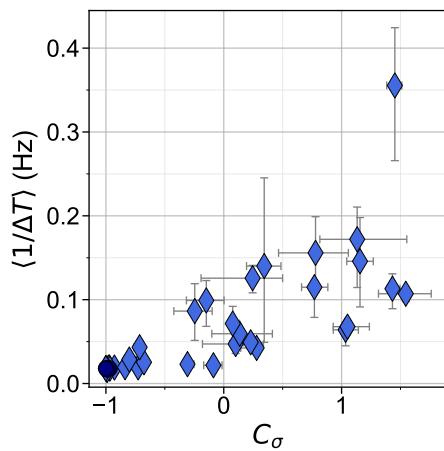


FIGURE 4.6 – Variation de la fréquence de stick-slip en fonction de C_σ . Les expériences à vide sont représentées par des cercles en bleu sombre, et les expériences granulaires par des diamants en bleu clair.

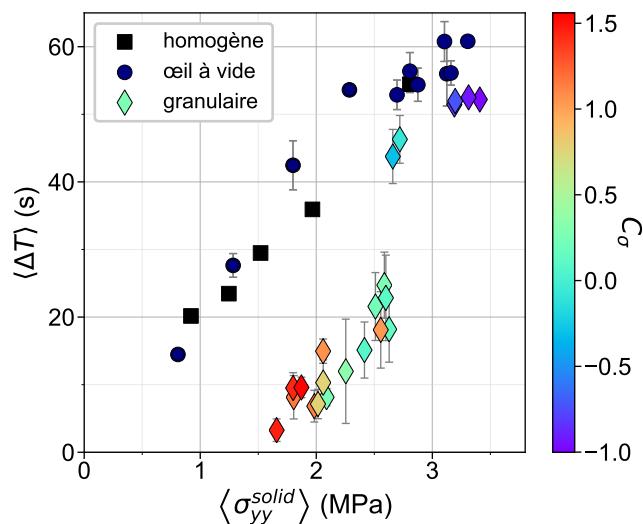


FIGURE 4.7 – Période moyenne du stick-slip en fonction du chargement moyen des sections solide-solide de l'interface. Les expériences de référence avec interface solide-solide homogène, à force normale variable, sont représentées par des carrés noirs, les expériences avec œil à vide, à force normale variable, par des cercles, et les expériences granulaires à force normale $F_N \sim 3000$ N, à contraste de chargement C_σ variable, par des diamants. La couleur des diamants indique la valeur de C_σ .

3 Observation d'un glissement lent

La modification de la période du stick-slip est la manifestation macroscopique du comportement de l'interface, mais quel est le mécanisme local qui en est à l'origine ? Nous disposons pour répondre à cette question de mesures locales de déplacements et de déformations.

3.1 Mesure du glissement interfacial

3.1.1 Définition des grandeurs observées

Afin d'étudier les déplacements à l'interface nous définissons plusieurs grandeurs à partir des mesures brutes des positions des cylindres. Une définition détaillée de ces grandeurs est disponible dans le Chapitre 3, Section 3.4.4.

- Chaque événement de glissement rapide est repéré par un temps t_k . Les bornes de l'événement sont définies comme $[t_k - \tau^-, t_k + \tau^+]$, où $\tau^- = 50$ ms, et 150 ms $\leq \tau^+ \leq 500$ ms.
- Le *déplacement interfacial*, noté $\delta_{tot}(t)$, est défini comme la différence de position moyenne entre les cylindres du bloc supérieur et ceux du bloc inférieur.
- Le *glissement inter-événement*, noté $\delta_{IE}(t)$, est défini comme le cumul de la distance glissée entre les événements de glissement rapide. Il peut s'exprimer comme

$$\delta_{IE}(t) = \delta_{tot}(t) - \sum_{t_k \leq t} \left(\delta_{tot}(t_k^+) - \delta_{tot}(t_k^-) \right) \quad (4.2)$$

Il est représenté comme la suite de ses valeurs aux temps $\{t_k + \tau^+\}_{k \in \mathbb{N}}$.

- Le *glissement inter-événement normalisé* $S(t)$, est la proportion de glissement se faisant entre les événements de glissement rapide. Tout comme δ_{IE} , il est représenté dans notre étude comme la suite de ses valeurs aux temps $\{t_k + \tau^+\}_{k \in \mathbb{N}}$. Il s'exprime comme

$$S(t) = \delta_{IE}(t)/\delta_{tot}(t) \quad (4.3)$$

Ces trois dernières quantités peuvent dépendre de la position à laquelle elles sont mesurées. Afin d'en rendre compte, nous les définissons pour des portions d'interfaces (Sec. 3.4.3.1). Nous noterons alors $\delta_{tot}^{\{l\}}$ le déplacement interfacial d'une portion, où $\{l\}$ est *eye* pour l'œil granulaire et *solid* pour les portions solide-solide de l'interface.

Il est possible de relier $S(t)$ au couplage ϕ de l'interface, qui quantifie le fait qu'une interface soit bloquée ou en glissement permanent. Le couplage est défini par le rapport de la vitesse de glissement v_{slip} d'une faille et de sa vitesse de chargement v_{load} comme $\phi = 1 - v_{slip}/v_{load}$

3.1.2 Exemple d'une expérience simulée

Afin d'illustrer les définitions que nous venons d'effectuer, nous les explicitons dans le cas d'un mouvement simulé (détail en Sec. 3.4.4). Afin de simuler un mouvement de stick-slip comportant du déplacement lent entre les événements de slip, nous contrôlons la position du bloc inférieur non-chargé, au moyen de la platine motorisée, pilotée par un script (Fig. 4.8a). Les cylindres solidaires du bloc sont suivis par imagerie. Les instructions données sont des cycles de 5 secondes sans mouvement, 5 secondes de déplacement uniforme à $20 \mu\text{m.s}^{-1}$ (glissement lent), et un saut brusque de $100 \mu\text{m}$ (évènement de slip).

Dans le cas de cette expérience simulée, les événements $\{t_k\}$ correspondent aux sauts brusques, $\delta_{IE}(t)$ correspond au déplacement cumulé durant les phases de 5 s de déplacement uniforme à $20 \mu\text{m.s}^{-1}$, et augmente donc de $100 \mu\text{m}$ entre chaque événement (Fig. 4.8b). La valeur attendue de $S(t)$ est donc de 50%. Les valeurs mesurées pour $\delta_{IE}(t)$ et $s(t)$ sont 1 à 2% plus faibles que les valeurs attendues en raison de la largeur $\tau^- + \tau^+$ prise autour des événements (Fig. 4.8c). Cette mesure synthétique montre que nos méthodes d'analyse fournissent les résultats attendus, sinon que les valeurs obtenues sont très légèrement sous-estimées.

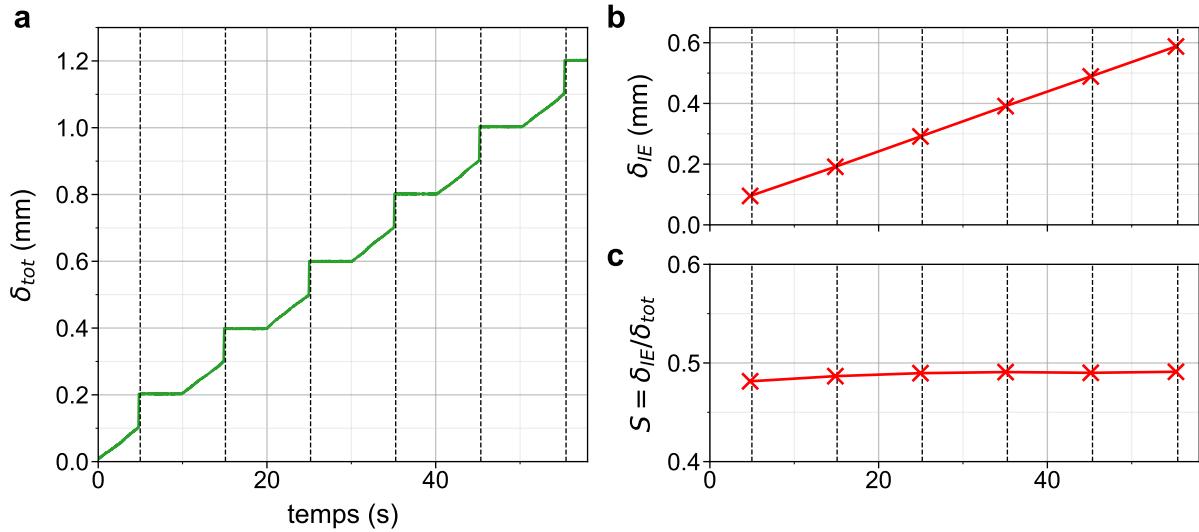


FIGURE 4.8 – Déplacement d'un seul des blocs commandé par un script. **a.** Mesure du déplacement interfacial δ_{tot} . Les événements détectés sont marqués par les lignes en pointillés noirs. **b.** Évolution du glissement inter-événement δ_{IE} . **c.** Évolution du glissement inter-événement normalisé S .

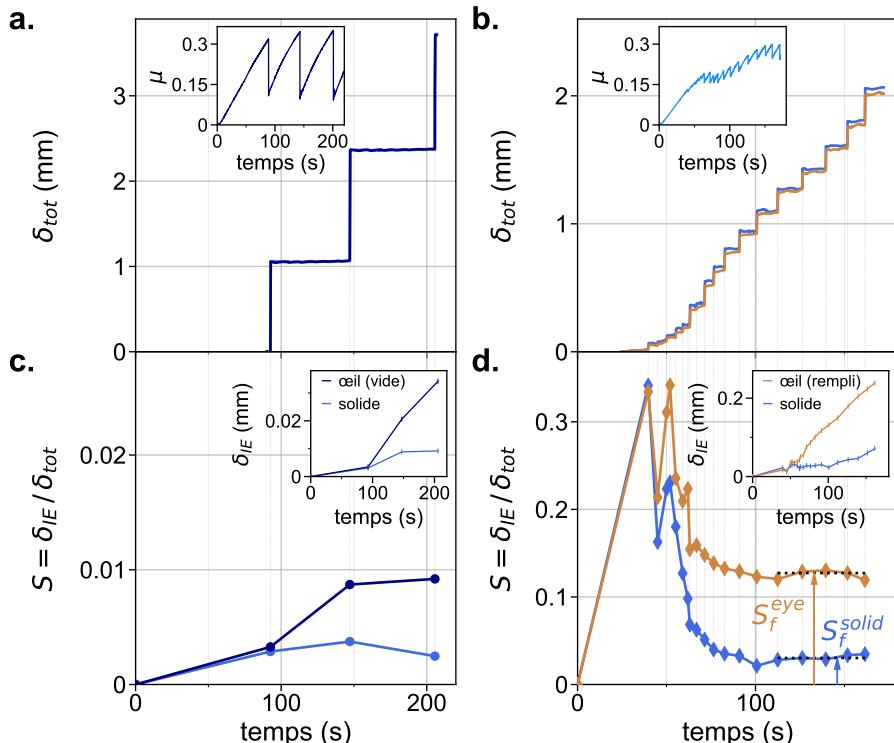


FIGURE 4.9 – Mesures du glissement interfacial. **a-b.** Évolution temporelle du glissement interfacial total $\delta_{tot}^{\{l\}}$ pour les sections solide-solide (bleu clair), l'œil à vide (a, bleu sombre) et plein (b, ocre). Les deux expériences présentées sont celles de la Figure 4.5 (à vide, et granulaire à C_σ le plus élevé). En encart les courbes de $\mu = F_S/F_N$ associées. **c-d.** Évolution temporelle du glissement inter-événement normalisé $S^{\{l\}}$. En encart le glissement inter-événement (non-normalisé) δ_{IE}^{solid} et δ_{IE}^{eye} .

3.2 Glissement de l'œil granulaire

3.2.1 Évolution temporelle du glissement

Nous réalisons les mesures de déplacement le long des portions solide-solide et le long de l'œil dans des expériences à vide et granulaires (Fig. 4.9a-b) et nous déterminons $S(t)$ le glissement inter-événement normalisé (Fig. 4.9c-d). Dans le cas de l'expérience à vide présentée, $S(t)$ converge vers une valeur de l'ordre de 1%, indiquant que l'interface est entièrement bloquée. Pour l'ensemble des expériences à vide le glissement inter-événement normalisé est faible, $S^{\{l\}}(t) < 0.02$, c'est à dire que moins de 2% du déplacement total s'effectue entre les événements de glissement rapide, indiquant que toute l'interface est verrouillée. Dans le cas de l'expérience granulaire présentée, l'œil granulaire subit un glissement inter-événement normalisé de l'ordre de $S^{eye} \sim 0.13$ une fois convergé, tandis que les portions solide-solide restent presque verrouillées, avec $S^{solid} \sim 0.04 \ll S^{eye}$. Cette tendance est généralisée dans toutes les expériences granulaires, et s'intensifie avec l'augmentation de C_σ .

Dans le cas des expériences à œil granulaire, S varie initialement beaucoup (Fig. 4.9d), car il est défini comme une division de deux quantités qui sont initialement faibles et subissent une grande influence du bruit de mesure. Cependant à temps long, δ_{IE} et δ_{tot} étant des valeurs cumulées, S converge. Le critère que nous utilisons en pratique est de retenir pour valeur de S la moyenne des 5 derniers points de mesure S_f , et pour barre d'erreur l'écart type de celles-ci.

3.2.2 Évolution du glissement en fonction du contraste de chargement

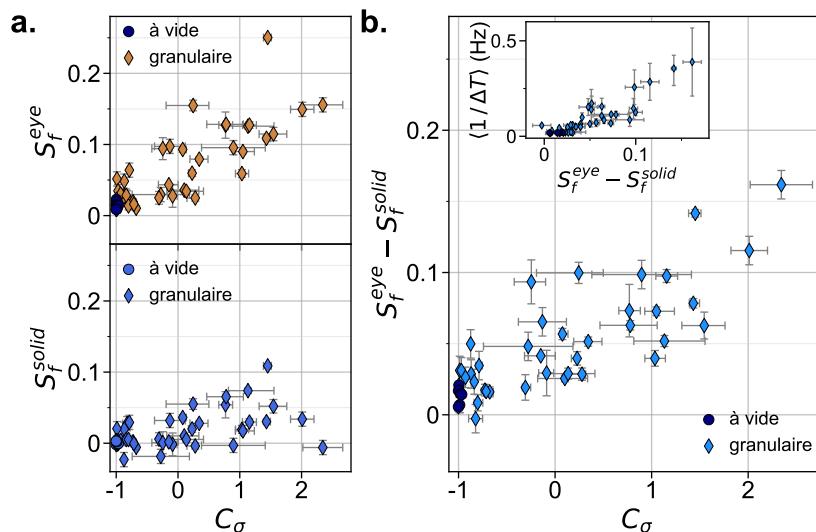


FIGURE 4.10 – Mesures du glissement lent. **a.** Valeurs convergées du glissement inter-événement normalisé en fonction de C_σ . En haut, S_f^{eye} pour les expériences à vide et granulaires. En bas, S_f^{solid} . **b.** Valeurs convergées du glissement inter-événement normalisé relatif $S_f^{eye} - S_f^{solid}$ en fonction du contraste de chargement. En encart, fréquence du stick-slip en fonction de $S_f^{eye} - S_f^{solid}$.

À partir des mesures de $S(t)$, nous mesurons S_f^{eye} et S_f^{solid} pour l'ensemble de nos expériences. Ces deux quantités sont des fonctions croissantes de C_σ (Fig. 4.10a). Ainsi plus l'œil granulaire est chargé, plus l'interface glisse durant les périodes inter-événement au niveau de l'œil, mais également au niveau des portions solide-solide. Cependant S_f^{solid} reste systématiquement plus faible que S_f^{eye} . Les portions solide-solide ne glissent pas ou peu entre les événements, et la partie granulaire effectue jusqu'à 20% de son déplacement durant ces phases. Afin d'isoler la proportion de glissement spécifique à l'œil granulaire, nous mesurons la différence de glissement entre l'œil et les portions solide-solide $S_f^{eye} - S_f^{solid}$. Cette différence de glissement est également croissante

avec C_σ (Fig. 4.10b). Par ailleurs, cette quantité est positivement corrélée à la fréquence du mouvement de stick-slip ($1/\Delta T'$) (Fig. 4.10b, encart).

Ainsi nous avons mis en évidence l'existence d'un patch glissant lentement entre les événements de glissement rapide, situé au niveau de l'œil granulaire. L'écart de glissement inter-événement entre ce patch et les portions solide-solide de l'interface, $S_f^{eye} - S_f^{solid}$, augmente avec C_σ . Une augmentation de la proportion de glissement lent entre les événements mène à une déstabilisation précoce de l'interface frictionnelle.

3.3 Évolution spatiale du glissement

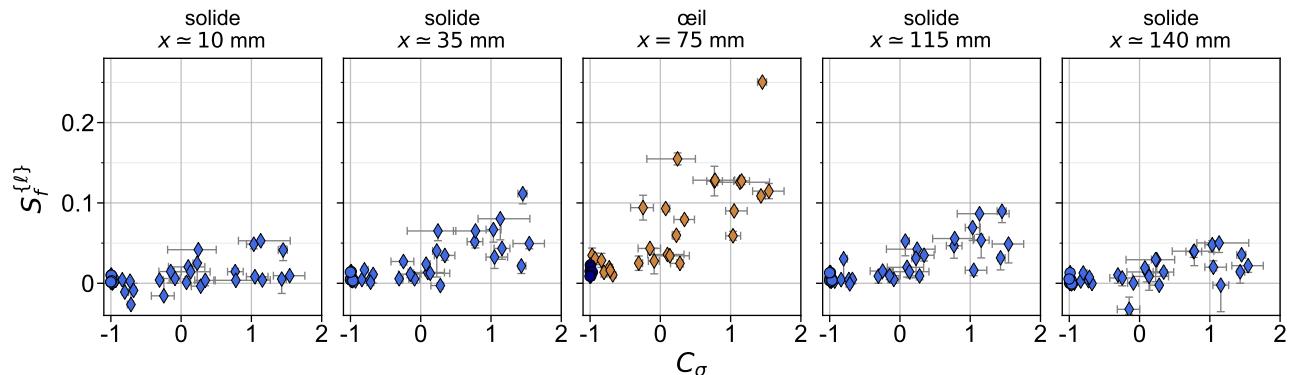


FIGURE 4.11 – Glissement inter-événement normalisé convergé S_f en fonction de C_σ en 5 points de mesure, tout le long de l'interface.

La mesure du glissement inter-événement que nous avons effectuée rend compte du déplacement moyen des cylindres pour les sections solide-solide et pour l'œil granulaire. L'augmentation de S_f^{solid} avec C_σ peut donc s'expliquer comme l'augmentation d'un glissement homogène tout le long des portions solide-solide, ou comme un élargissement d'une zone glissante localisée, centrée sur l'œil granulaire.

Pour déterminer le mécanisme à l'œuvre dans cette augmentation, nous avons mesuré le glissement inter-événement en différents points de l'interface, au niveau de chaque paire de faces de cylindre dessinées dans les parties solide-solide, et au-dessus du milieu granulaire (Fig. 4.11). Cette mesure montre que plus le point de mesure est proche de l'œil granulaire, plus l'augmentation de S_f avec C_σ est marquée. Elle tend même à montrer, pour les deux points solide-solide les plus proches de l'œil, un seuil en $C_\sigma \approx 0$ à partir duquel S_f augmente. Cette mesure montre l'existence d'un patch glissant étendu, ne se limitant pas à l'œil granulaire, mais s'étendant à une partie de l'interface solide-solide lorsque C_σ augmente. La mesure de sa longueur est effectuée dans la suite de notre étude (Sec. 4.5).

Ainsi nous avons montré dans cette section que l'inclusion d'une hétérogénéité à l'interface sous la forme d'un œil granulaire induit l'apparition d'un patch glissant. Ce patch glisse d'autant plus que le milieu granulaire est dense, et l'œil chargé. Le glissement du patch est corrélé à l'augmentation de fréquence du mouvement de stick-slip, et il est raisonnable de penser qu'il en est à l'origine. De plus l'augmentation de S_f^{solid} avec C_σ indique que le patch glissant n'est pas limité à la seule extension de l'œil granulaire. Si cette extension spatiale évolue en fonction de C_σ , sa mesure nécessite de pouvoir distinguer une section glissante d'une section bloquée de l'interface.

La confirmation de la présence de ce patch glissant nous est donnée par la mesure des déformations le long de l'interface, en particulier la détermination du point de nucléation des événements de glissement rapide et l'évolution lente des contraintes cisailantes au cours des phases inter-événement. Ces deux observations et les conclusions que nous en tirons sont décrites dans les deux sections suivantes.

4 Effet du glissement lent sur la nucléation des ruptures

4.1 Contexte

Les évènements de glissement rapide subis par une interface frictionnelle sont tous initiés par la propagation d'une rupture le long de l'interface. Ce phénomène a été observé dans de nombreux matériaux analogues [44, 101, 102, 107], des roches [105, 173, 174] et en présence d'une couche de gouge [131, 175]. Ce sont des ruptures décrites par la mécanique de la fracture linéaire élastique (Sec. 1 · 2) [44].

La rupture associée à un évènement rapide démarre en un point de l'interface nommé *point de nucléation*, puis se propage à partir de ce point à toute l'interface à une vitesse pouvant atteindre la vitesse du son dans le matériau des blocs, affaiblissant à son passage les microcontacts entre les deux blocs. Les microcontacts affaiblis se mettent alors en glissement, et la contrainte cisaillante σ_{xy} qu'ils supportent localement décroît d'une valeur initiale σ_{xy}^0 à une *contrainte résiduelle* σ_r . Une fois l'interface entièrement affaiblie, elle se met à glisser dans son ensemble au cours d'un mouvement inertiel, entraînant une deuxième chute de contrainte de plus grande amplitude [176]. Dans le patch en glissement lent, les contacts sont déjà affaiblis, et supportent déjà une contrainte cisaillante de σ_r , ils ne peuvent donc plus casser. La rupture ne peut y nucléer ni s'y propager. Les contraintes supportées par le patch diminuent tout de même au cours d'un évènement en raison du déplacement inertiel de l'interface.

Ainsi une augmentation de la fréquence des évènements rapides, comme celle observée dans nos expériences, correspond à une augmentation de la fréquence à laquelle une rupture nucléée et se propage. De plus la nucléation ne peut avoir lieu que dans une portion bloquée de l'interface. Il est donc possible, à l'aide de la détection des points de nucléation, d'effectuer une première évaluation de la longueur du patch glissant. Nous montrons dans cette section que le patch glissant s'élargit lorsque le contraste de chargement augmente et agit comme un déclencheur pour la nucléation d'une rupture, entraînant une déstabilisation précoce de l'interface.

4.2 Élargissement du patch glissant

4.2.1 Cas de référence à vide

Le cas que nous utilisons comme référence est celui des expériences à vide, dont nous avons montré qu'elle est équivalente à une interface solide-solide homogène. La mesure de ε_{xy} au cours d'un évènement de glissement (Fig. 4.12a) montre que pour chaque point de mesure x_i le cisaillement local quitte sa valeur initiale $\varepsilon_{xy}^0(x_i)$ à un instant t_i au passage d'une rupture (lignes pointillées). Au cours de la centaine de microsecondes suivant t_i elle décroît vers la valeur correspondant à la contrainte résiduelle locale [44, 47]. La chute de déformations (*strain drop*) $\Delta\varepsilon_{xy}(x, t)$ est définie comme

$$\Delta\varepsilon_{xy}(x, t) = \varepsilon_{xy}(x, t) - \varepsilon_{xy}^0(x) \quad (4.4)$$

L'instant t_i auquel la chute de déformation a lieu diffère d'un point de mesure à l'autre, ce qui permet de suivre la propagation de la rupture. La position de la première jauge à quitter sa valeur initiale $\varepsilon_{xy}^0(x_{nuc})$ correspond au point de nucléation x_{nuc} . Les temps de passage de la rupture au niveau des autres points de mesure permettent de déterminer sa vitesse de propagation. Dans le cas de l'expérience à vide présentée dans la Figure 4.12a, le point de nucléation de la rupture est mesuré à la position $x_{nuc} = 105$ mm (étoile rouge), et sa vitesse de propagation v est différente de part et d'autre du point de nucléation, avec $v \sim 1600$ m.s⁻¹ vers les x négatifs et $v \sim 1000$ m.s⁻¹ vers les x positifs (lignes rouges). Dans nos expériences nous avons observé des ruptures *sub-Rayleigh*, c'est à dire se propageant à une vitesse $v < c_r$ avec $c_r \simeq 1250$ m.s⁻¹ la vitesse des ondes de Rayleigh dans le PMMA, et des ruptures *supershear*

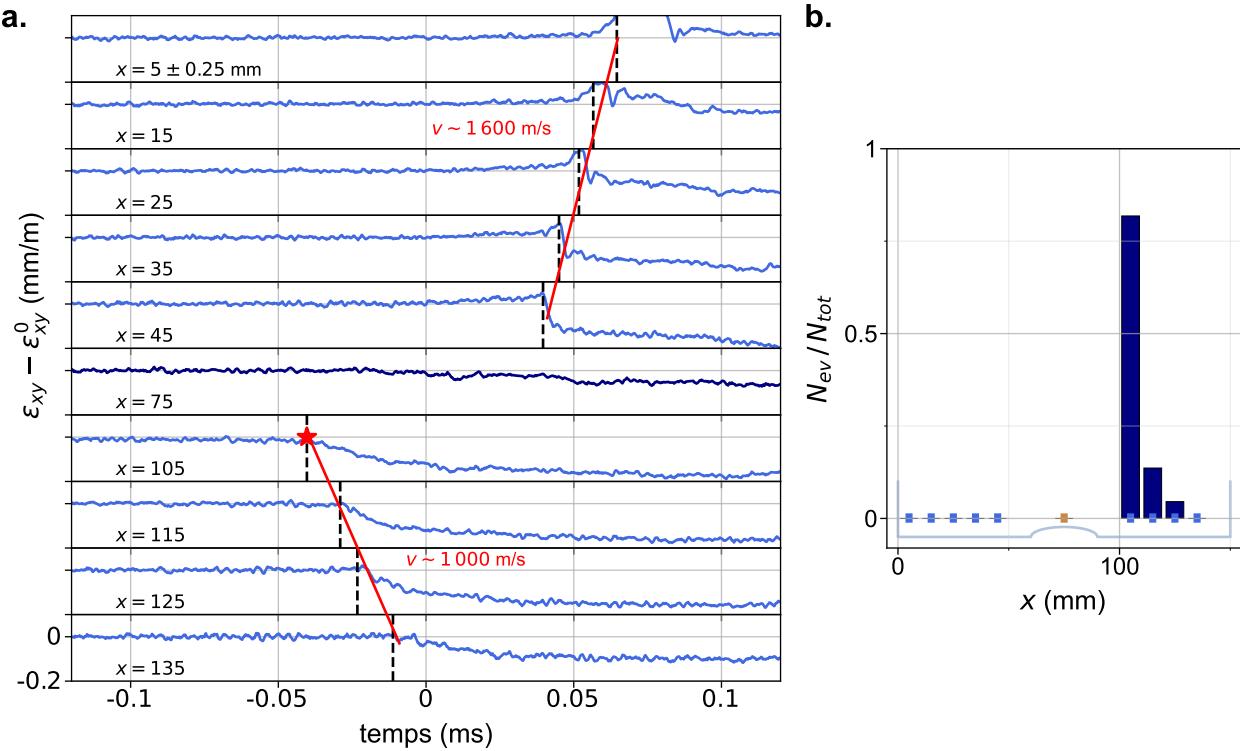


FIGURE 4.12 – **a.** Propagation d’une rupture dans une expérience à vide. Le point de nucléation est signalé par une étoile rouge. Les traits rouges indiquent une estimation de la vitesse de propagation de la rupture. **b.** Histogramme représentant la distribution des positions du point de nucléation pour les expériences à vide. Chaque barre correspond au nombre de ruptures s’étant initiées au niveau de la jauge associée N_{ev} , normalisé par le nombre total de ruptures N_{tot} .

($v > c_s \simeq 1350 \text{ m.s}^{-1}$ la vitesse des ondes de cisaillement dans le matériau [177]). La gamme de vitesses observées va de 500 à 2500 m.s^{-1} .

Nous observons que le point de nucléation pour les expériences à vide semble majoritairement se situer autour de $x_{nuc} = 105$ mm, soit au coin droit de l’œil à vide (Fig. 4.12b). Cette distribution n’est pas contrôlée par un défaut de l’interface car elle est robuste à un retournement d’un bloc, et s’explique donc probablement par la géométrie des blocs et du chargement cisaillant. Il est à noter qu’aucune des expériences à vide ou granulaire n’exhibe de rupture arrêtée, c’est à dire dont la propagation le long de l’interface ne serait que partielle.

4.2.2 Comparaison au cas granulaire

L’ajout d’un milieu granulaire dans l’œil modifie le point de nucléation des ruptures. Les deux cas présentés en exemple (Fig. 4.13a-b) pour $C_\sigma = -0.71$ et $C_\sigma = 1.45$ montrent deux points de nucléation éloignés du coin droit de l’œil, respectivement à $x_{nuc} = 35$ mm et $x_{nuc} = 15$ mm. Les signaux observés sont également moins amples que dans les expériences à vide en raison des plus faibles valeurs de σ_{xy}^0 dues à la diminution du temps de chargement normal avec C_σ (Éq. 1.4, Sec. 4.2). Dans le deuxième exemple, certains points de mesure ne subissent pas de diminution de ε_{xy} . L’absence de rupture au niveau de ces jauge constitue une indication de la longueur du patch en glissement lent. Une étude statistique de la distribution du point de nucléation est nécessaire.

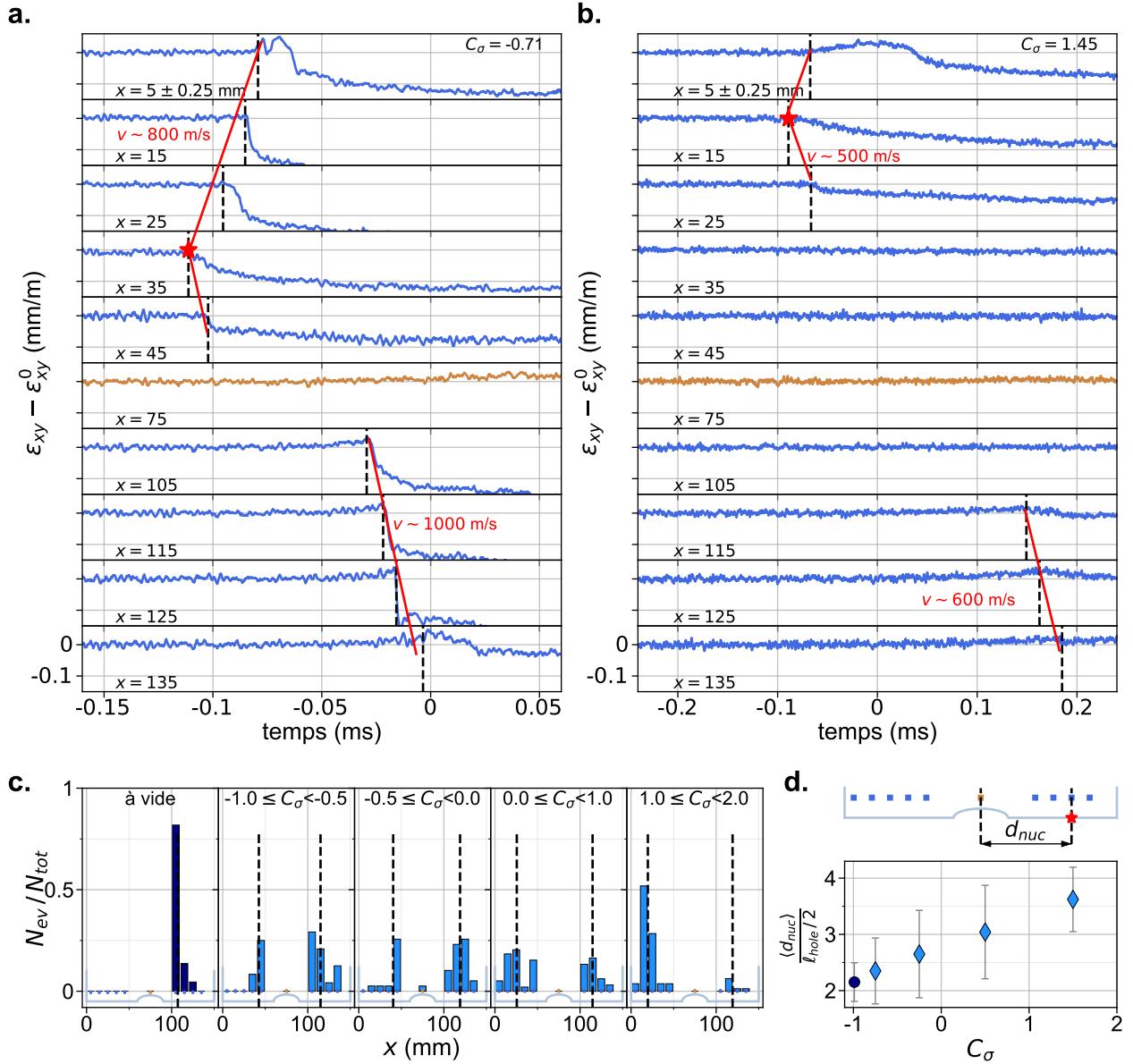


FIGURE 4.13 – Évolution de la position du point de nucléation avec une augmentation de contraste de chargement. **a-b.** Mesure de $\Delta \varepsilon_{xy}(x, t) = \varepsilon_{xy}(x, t) - \varepsilon_{xy}^0(x)$ lors de la propagation d'une rupture rapide. Même code symbolique que Fig. 4.12. **c.** Histogramme représentant la distribution des positions du point de nucléation pour les expériences à vide (bleu sombre) et les expériences granulaires (bleu clair), par plage de C_σ (indiquées sur le graphe). Chaque barre correspond au nombre de ruptures s'étant initiées au niveau de la jauge associée N_{ev} , normalisé par le nombre total de ruptures N_{tot} dans cette plage de C_σ . **d.** Haut : représentation de la définition de la distance de nucléation. Bas : Valeur moyenne de la distance de nucléation $\langle d_{nuc} \rangle$, normalisée par la demi-longueur de l'œil granulaire $\ell_{eye}/2$, avec $\ell_{eye} = 30$ mm. La moyenne est effectuée sur tous les évènements appartenant aux expériences de la plage de C_σ considérée, et les barres d'erreur correspondent aux écarts types.

4.2.3 Détermination de la distance de nucléation

En déterminant le point de nucléation de chaque évènement de rupture, nous établissons des histogrammes de la localisation de la nucléation pour différentes valeurs de C_σ (Fig. 4.13c). Pour les expériences à vide, la plupart des ruptures nucléent au même endroit, proche du coin droit de l'œil à vide. Pour les expériences granulaires, même à faible C_σ , la distribution des positions du point de nucléation est plus large, à commencer par l'apparition de ruptures des deux côtés de l'œil. De plus, lorsque C_σ augmente, le point de nucléation tend à s'éloigner de l'œil granulaire vers les bords extérieurs des blocs. Afin de caractériser cet effet, nous définissons la distance de nucléation d_{nuc} de chaque évènement comme la distance entre le centre de l'interface et le point de nucléation x_{nuc} (Fig. 4.13d), soit en pratique, avec L la longueur de l'interface,

$$d_{nuc} = \left| x_{nuc} - \frac{L}{2} \right| \quad (4.5)$$

La distance moyenne de nucléation $\langle d_{nuc} \rangle$ par plage de C_σ augmente avec C_σ (Fig. 4.13d). Sachant que le glissement d'un patch dans une interface solide n'a lieu que lorsque les microcontrats frictionnels sont déjà affaiblis, le patch glissant ne peut pas être le siège de la nucléation d'une rupture. Par conséquent, le fait que $\langle d_{nuc} \rangle$ augmente avec C_σ indique que la longueur du patch glissant augmente elle aussi avec le contraste de chargement.

Ainsi nous observons que le patch glissant, centré sur l'œil granulaire, s'étend bien à une partie des portions solide-solide de l'interface. Cette extension, quantifiée par $\langle d_{nuc} \rangle$, augmente avec le contraste de chargement. Ce résultat est cohérent avec nos observations précédentes, et clarifie le mécanisme par lequel l'interface se déstabilise lorsque C_σ augmente. Pour autant la faible résolution spatiale de nos mesures nous limite dans la détermination de la longueur du patch. À cet effet, nous étudions l'évolution lente du cisaillement au cours des périodes inter-évènement.

5 Extension du patch en glissement avec le contraste de chargement

En suivant le glissement lent de l'interface pendant les périodes inter-évènement, nous avons mis en évidence l'existence d'un patch glissant. En déterminant la distance de nucléation moyenne des évènements de rupture associés au glissement rapide, nous avons montré que la portion d'interface dans laquelle ne nucléent pas de ruptures, que nous associons au patch glissant, n'est pas limitée au seul œil granulaire, et que sa longueur augmente avec C_σ . Nous allons maintenant mesurer l'extension de ce patch par une mesure directe, et en montrer l'adéquation avec la mesure par détermination des points de nucléation des ruptures.

5.1 Principe de la mesure

Pour un mouvement de stick-slip idéal, les phases de stick correspondent à une séquence de chargement élastique de l'interface. Le PMMA ayant, à basse fréquence de sollicitation, un module d'Young constant, l'augmentation des déformations et des contraintes est linéaire avec le déplacement imposé au bloc. Dans nos expériences, ce chargement est effectué à vitesse constante, nous nous attendons donc à une augmentation linéaire de $\varepsilon_{xy}(x, t)$ et $\sigma_{xy}(x, t)$ en fonction du temps en tout point de l'interface. Si en revanche une portion de l'interface est découpée ($\phi < 1$) et donc en glissement lent, les contraintes qui lui sont appliquées sont partiellement relâchées pendant la phase de chargement. L'évolution de $\varepsilon_{xy}(x, t)$ en fonction du temps n'est alors plus linéaire, mais moindre, c'est-à-dire sous-linéaire. Grâce à l'acquisition lente (315 Hz) des signaux des jauge de déformation tout au long de nos expériences, nous pouvons observer les séquences de chargement entre chaque évènement et pour chaque jauge (Fig. 4.14). Ce faisant, nous pouvons déterminer si un chargement est linéaire ou sous-linéaire.

Cette détermination est effectuée manuellement pour chaque évènement et chaque jauge. Une automatisation de cette détection par un ajustement linéaire en temps de $\varepsilon_{xy}(x_i, t)$ est une perspective d'amélioration de la mesure.

5.2 Apparition de chargements sous-linéaires

Pour une expérience à vide, comme attendu, quasiment toutes les jauge montrent une évolution linéaire de leur signal durant toutes leurs séquences de chargement (Fig. 4.14c). L'interface à vide se comporte comme une interface solide-solide homogène. Pour les expériences granulaires, certaines jauge montrent un comportement sous-linéaire au cours d'une partie des séquences de chargement. L'augmentation du chargement cisaillant débute de manière linéaire tant que le couplage de l'interface est proche de $\phi = 1$, puis s'incurve lorsque $\phi < 1$ (Fig. 4.14b).

Dans l'exemple présenté, le comportement de deux points de mesure est explicité par des annotations, SL pour un chargement sous-linéaire, et L pour un chargement linéaire. Au sein d'une même expérience, une jauge peut avoir un comportement différent pour différents évènements, comme montré par la dernière jauge ($x = 135$ mm) de la Figure 4.14b. Cette évolution indique que la longueur du patch glissant évolue au cours de l'expérience, et l'étude de sa dynamique pourrait faire l'objet d'un approfondissement. Certaines jauge, comme la première ($x = 5$ mm) de la figure 4.14b, exhibent même un chargement plus rapide que linéaire. Ceci pourrait indiquer que la contrainte relâchée par le patch glissant s'accumule en ses coins.

À temps très court (moins de 500 ms après l'évènement) et même pour les jauge ayant dans l'ensemble une évolution linéaire, il est possible d'observer que le signal de ε_{xy} augmente logarithmiquement. Cette augmentation est due au vieillissement de l'interface à la fin d'une phase de glissement rapide, et est discutée dans le Chapitre 1 (Sec. 1 · 1.5.1).

Pour chaque expérience et pour chaque jauge, nous mesurons la proportion des séquences de chargement exhibant un comportement sous-linéaire, N_{SL}/N_{ev} . Une grande valeur de cette fraction indique que l'interface au niveau de la position de la jauge concernée est peu couplée, fréquemment en glissement inter-évenement. Cette mesure est représentée sous la forme d'un histogramme en fonction des valeurs de C_σ (Fig. 4.14c). La distribution ainsi représentée s'élargit lorsque C_σ augmente, indiquant que l'extension du patch glissant augmente avec le contraste de chargement.

5.3 Mesure de l'extension du patch glissant

L'extension spatiale de la distribution obtenue nous informe sur la longueur probable du patch glissant, pour une plage de C_σ donnée. Afin de quantifier cette extension nous pouvons déterminer par évènement la longueur ℓ_{patch} du patch glissant. Nous la calculons comme la distance entre la première et la dernière position mesurées comme sous-linéaires. Cette grandeur, moyennée par plage de C_σ , est bien une fonction croissante du contraste de chargement (Fig. 4.14). De plus ce résultat est cohérent avec la mesure de $\langle d_{nuc} \rangle$ effectuée précédemment, puisque les deux longueurs normalisées $\langle \ell_{patch} \rangle / \ell_{eye}$ et $\langle d_{nuc} \rangle / (\ell_{eye}/2)$ sont comparables, en particulier lorsque le patch n'est pas restreint à l'œil granulaire (Fig. 4.15).

Nous avons donc montré que le patch glissant s'étend au-delà de l'œil granulaire, et est caractérisé par un chargement sous-linéaire des mesures des déformations. Nous avons déterminé sa longueur par deux méthodes différentes donnant des résultats cohérents. La mesure de cette longueur nous apprend que l'augmentation de C_σ est responsable d'une augmentation de la longueur du patch en glissement. Le mécanisme sous-jacent est détaillé dans la section suivante.

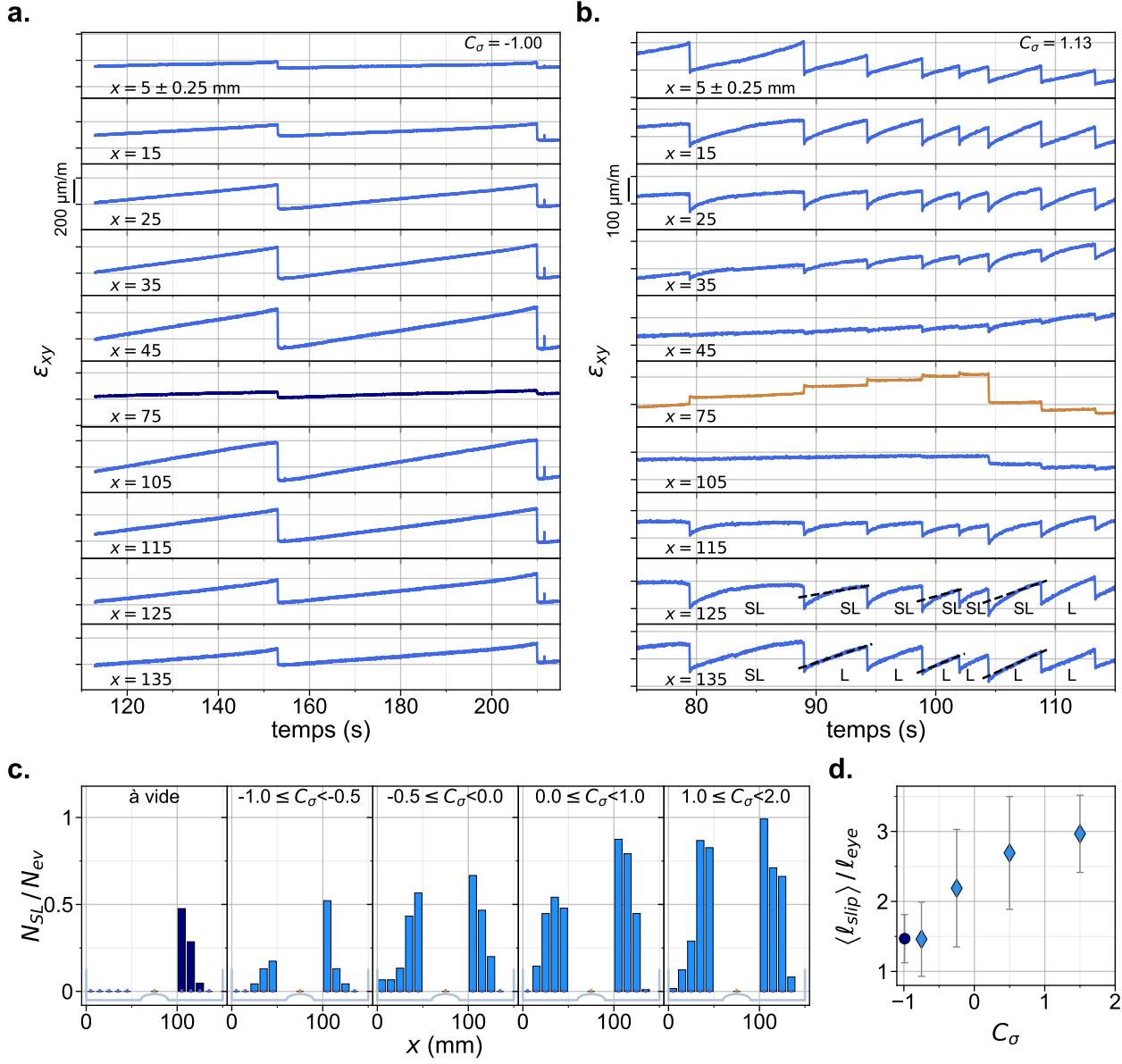


FIGURE 4.14 – Évolution de la longueur du patch glissant avec le contraste de chargement. Le code couleur est le même que pour Fig. 4.13. **a-b.** Évolution temporelle des déformations cisaillantes $\varepsilon_{xy}(x, t)$ à 315 Hz pour les 10 jauge de déformation, pour une expérience à vide (**a**) et une expérience granulaire à $C_\sigma = 1.13$ (**b**). Pour chaque phase inter-événement, chaque jauge est classée comme linéaire (L) ou sous-linéaire (SL). Les lignes noires en pointillés (**b**) sont un ajustement de ε_{xy} sur les derniers instants avant un évènement rapide. **c.** Compte de la proportion de phases inter-événement sous-linéaires par jauge N_{SL} , normalisé par le nombre total de ces phases N_{ev} , pour chaque plage de C_σ . **d.** Valeur moyenne de la longueur du patch glissant $\langle \ell_{slip} \rangle$, normalisée par la longueur de l'œil granulaire $\ell_{eye} = 30 \text{ mm}$.

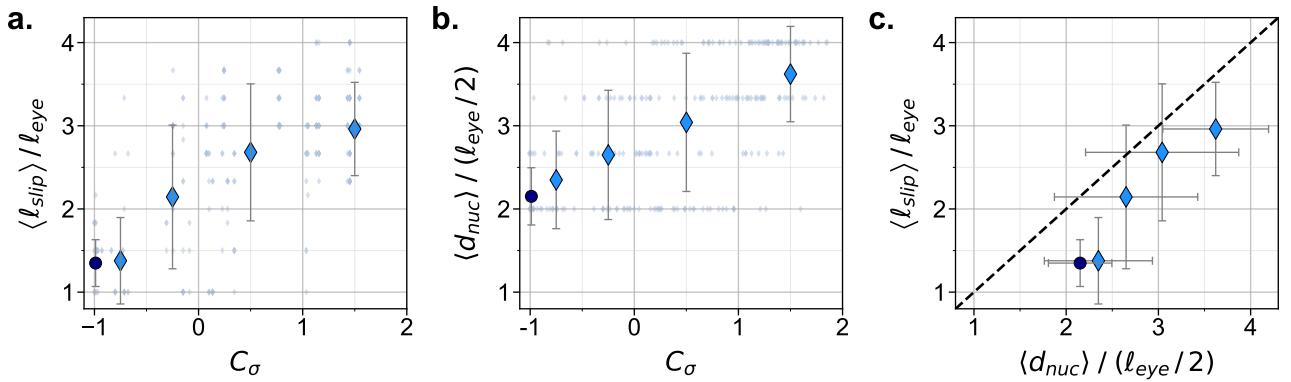


FIGURE 4.15 – Évolution de la taille du patch glissant en fonction du contraste de chargement. **a.** Mesure de la longueur du patch obtenue avec la détermination du point de nucléation moyen des ruptures. **b.** Mesure de la longueur du patch obtenue avec l’identification des jauge sous-linéaires. Les points en gris clair correspondent chacun à un évènement. **c.** Comparaison des deux méthodes.

6 Le patch en glissement joue le rôle d'un pré-crack

L'ensemble de nos mesures, en particulier la mesure conjointe de $\langle d_{\text{nuc}} \rangle$ et de $\langle l_{\text{patch}} \rangle$, montre que l'introduction d'une hétérogénéité consistant en un matériau granulaire induit un glissement lent localisé durant les périodes inter-événement du cycle de stick-slip. Lorsque le chargement porté par l'œil granulaire augmente, le patch glissant s'étend, passant de la taille de l'œil à presque toute la longueur de l'interface. Parallèlement à cela, la fréquence du stick-slip augmente, révélant que les initiations de ruptures deviennent plus fréquentes avec l'augmentation du chargement porté par le milieu granulaire (Fig. 4.5, 4.7 et 4.10b). Notre interprétation de ce comportement est que le patch glissant agit comme un précurseur de fracture, ou pré-crack, le long de l'interface.

Cette section détaille le mécanisme par lequel un pré-crack dans un milieu homogène se déstabilise et se propage en rupture dynamique. Nous y montrons le parallèle entre ce mécanisme et le système d'interface à œil granulaire, et présentons les limites de notre étude dans la caractérisation quantitative de ce parallèle.

6.1 Qu'est-ce qu'un pré-crack ?

Lorsqu'une contrainte σ est appliquée aux bords d'un matériau élastique isotrope, elle est transmise à l'intérieur de celui-ci selon la loi de Hooke. Si le milieu est homogène, chaque volume infinitésimal du matériau supporte la même contrainte, mais si un défaut apparaît, il est le siège d'une concentration de contrainte, ce qui en fait un point de faiblesse du matériau. Un pré-crack est un défaut du matériau consistant en une surface le long de laquelle les contraintes sont nulles.

Un exemple de pré-crack dans un matériau soumis à une contrainte d'extension (dite de mode I) est une déchirure dans une feuille fine que l'on étire (Fig. 4.16a). Lors de l'étirement de la feuille, la longueur de la déchirure ne supporte aucune contrainte σ_{yy} . Sa pointe en revanche accumule de plus grandes contraintes que le reste du matériau, ce qui mène à terme à sa propagation, et à la déchirure complète de la feuille. Le cas d'un mode de cisaillement (mode II) est similaire, la contrainte nulle le long du pré-crack étant la contrainte cisaillante σ_{xy} (Fig. 4.16b). Pour une interface frictionnelle, la situation est analogue, à ceci près que le pré-crack que constitue un patch glissant à l'interface entre deux blocs ne relâche pas l'entièreté des contraintes qui lui sont appliquées, puisqu'il est dans un régime de frottements dynamiques. La contrainte qu'il porte est alors la contrainte résiduelle σ_r (introduite Sec. 4.4.1).

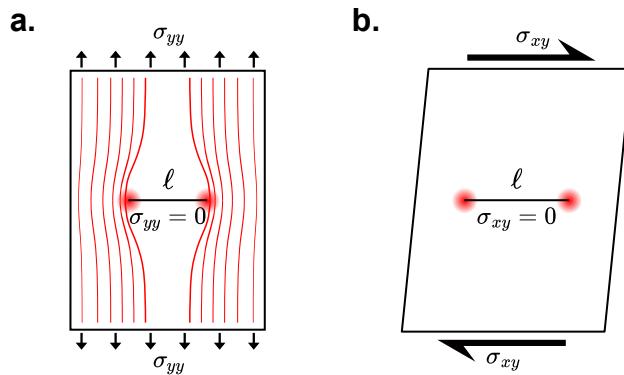


FIGURE 4.16 – Représentation schématique de deux pré-cracks. **a.** Pré-crack en mode I ou mode d’extension. Une contrainte d’étirement σ_{yy} homogène est appliquée au système. Les lignes rouges représentent les lignes de force dans le matériau. Une concentration des lignes de force indique une augmentation de la contrainte locale [48]. **b.** Pré-crack de longueur ℓ en mode II ou mode de cisaillement. Une contrainte de cisaillement σ_{xy} homogène est appliquée au système. Les cercles rouges indiquent une concentration des contraintes.

Notre hypothèse est que le patch glissant agit comme un pré-crack en mode de cisaillement pour l’interface en œil granulaire.

6.2 Critère de Griffith pour l’initiation d’une fracture

6.2.1 Expression du critère

Lorsque la contrainte appliquée à l’interface est suffisante, le pré-crack se déstabilise en rupture dynamique et se propage. Le critère d’initiation de cette propagation, nommé *critère de Griffith*, est que le taux de restitution d’énergie G , correspondant à l’énergie perdue par le relâchement des contraintes le long d’une fracture, est égal à l’énergie de fracture du matériau Γ , correspondant à l’énergie nécessaire à la création d’une unité de surface libre en son sein [47, 49] (Sec. 1.2). Dans le cas d’un solide infini sous chargement homogène en mode I, ce critère mène à une expression de la contrainte macroscopique limite σ_c pour laquelle une fissure de longueur ℓ donnée se déstabilise.

$$\sigma_c = \sqrt{\frac{\Gamma E}{(1 - \nu^2)\ell}} \quad (4.6)$$

Ainsi la contrainte nécessaire pour déstabiliser un pré-crack est une grandeur décroissante de la longueur de celui-ci. Dans le cas d’une interface frictionnelle, une fissure ne relâche que partiellement les contraintes à σ_r [55]. Étant donné que dans nos expériences le patch glissant est une ligne de relâchement des contraintes cisaillantes, il est raisonnable de penser qu’un critère similaire à celui de Griffith puisse s’appliquer, l’équation $G = \Gamma$ permettant alors de relier $\sigma_c - \sigma_r$ à ℓ .

6.2.2 Limites de notre dispositif

Afin de valider l’hypothèse selon laquelle le patch glissant agit comme un pré-crack en mode de cisaillement, il serait a priori possible de comparer nos résultats aux prédictions du modèle de pré-crack de Griffith, notamment par une évaluation de Γ par la mesure de $\sigma_{xy}^0 - \sigma_r$ au point de nucléation de la rupture. Cependant notre dispositif expérimental, ainsi que la nature de l’interface en œil granulaire, ne nous le permettent pas. En effet nous avons accès aux valeurs

de $\sigma_{xy}^0 - \sigma_{xy}^\infty$, où σ_{xy}^∞ correspond à la contrainte après le relâchement inertiel des contraintes par le glissement de l'interface, mais nous n'avons pas accès à σ_r [55]. De plus, la dépendance spatiale du chargement cisaillant due à l'hétérogénéité de composition, ainsi que le gradient de contrainte normale dû au contraste de chargement (Fig. 4.5), complexifient d'autant plus l'estimation quantitative de G , qui nécessite une mesure de σ_{xy}^0 d'une résolution spatiale que notre dispositif expérimental ne nous permet pas d'atteindre.

La valeur locale de l'énergie de fracture Γ affecte également σ_c . L'énergie de fracture dépend linéairement de la contrainte normale locale [112, 128], et en raison de la distribution très hétérogène de cette contrainte le long de notre interface, nous ne pouvons pas la déterminer précisément, mais seulement obtenir des informations indirectement. Cependant, le critère de Griffith doit être localement satisfait au point d'initiation de la rupture pour que celle-ci se propage. Ainsi une mesure de la contrainte normale au point de nucléation nous donne une indication de la variation de l'énergie de fracture avec le contraste de chargement. La Figure 4.17c montre l'évolution de la valeur moyenne de σ_{yy} au point de nucléation juste avant l'évènement de glissement rapide, $\langle \sigma_{yy}^0(x_{nuc}) \rangle$, en fonction de C_σ . Ce graphique montre une tendance décroissante, ainsi la variation de l'énergie de fracture Γ au point de nucléation pourrait jouer un rôle dans la réduction de la contrainte critique σ_c de déstabilisation de la rupture. Cet effet s'ajoute à celui de l'allongement du patch glissant, et les deux effets ne peuvent pas être contrôlés de manière indépendante. Cependant nous pouvons vérifier que le comportement du système en présence d'un patch glissant suit les mêmes tendances qu'en présence d'un pré-crack classique.

6.3 Mécanisme complet de déstabilisation de l'interface

En conclusion, l'œil granulaire crée un patch en glissement, qui agit comme un pré-crack réduisant σ_c , et provoquant une déstabilisation précoce de l'interface par rapport à une situation sans grains.

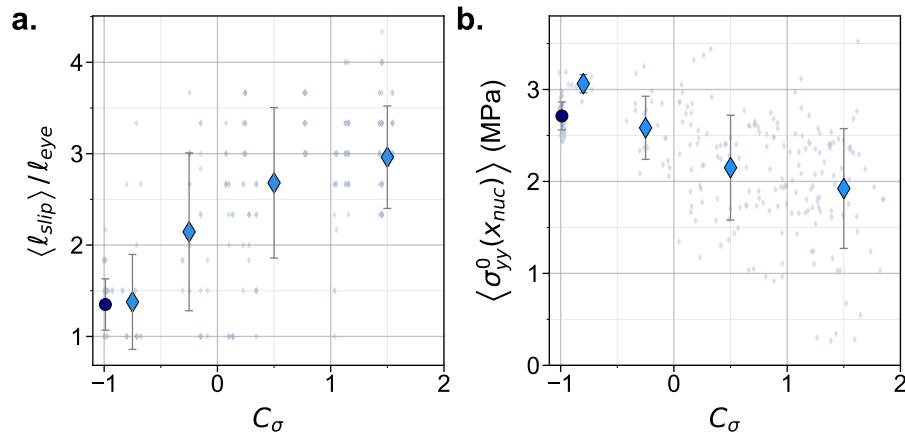


FIGURE 4.17 – Longueur du patch glissant et contrainte normale menant à la déstabilisation de la rupture. **a.** Évolution de la longueur du patch glissant normalisée $\langle \ell_{patch} \rangle / \ell_{eye}$ (Fig. 4.14c) en fonction de C_σ , pour les expériences à vide (cercle bleu sombre) et les expériences granulaires (diamants en bleu clair). Les barres d'erreur correspondent aux écarts types des distributions présentées en gris. Figure identique à Fig. 4.15a. **b.** Valeurs moyennes de $\sigma_{yy}^0(x_{nuc})$, la contrainte normale mesurée au point de nucléation x_{nuc} pour chaque évènement de glissement rapide, pour chaque plage de C_σ considérée. Les mesures de $\sigma_{yy}^0(x_{nuc})$ pour chaque évènement sont représentées en gris.

L’insertion d’une hétérogénéité de composition à l’interface sous forme d’un œil granulaire entraîne la formation d’un patch en glissement lent entre les évènements de rupture rapide. Ce patch en glissement lent n’est pas limité à l’œil granulaire, et s’étend au sein des portions solide-solide de l’interface, comme montré par la mesure de x_{nuc} (Fig. 4.13). Une augmentation du chargement porté par le milieu granulaire, donc de C_σ , entraîne une augmentation de la taille de ce patch, estimée par ℓ_{patch} (Fig. 4.17). Le patch en glissement lent agit comme un pré-crack, dans lequel les contraintes sont partiellement relâchées. Selon le critère de Griffith, plus la longueur ℓ_{patch} est grande, plus le chargement cisailant $\Delta\sigma = \sigma_c - \sigma_r$ nécessaire pour le déstabiliser en rupture dynamique est faible (Sec. 4 · 6.2). L’augmentation de C_σ entraîne également un deuxième effet, qui est la réduction de l’énergie de fracture Γ au point de nucléation (Fig. 4.17). L’effet de la diminution de Γ se cumule à celui de l’augmentation de ℓ_{patch} . Le patch en se déstabilisant donne naissance à une rupture dynamique se propageant à l’interface. Plus l’écart de contrainte $\Delta\sigma$ est faible, moins le temps de chargement à vitesse constante nécessaire pour l’atteindre est faible, et donc plus $\langle \Delta T \rangle$ est faible (Éq. 1.4).

Ce mécanisme d’extension d’un précurseur de fissure conduisant à une augmentation de la fréquence de stick-slip, ainsi qu’à une diminution locale de l’énergie de rupture, n’est pas trivial. Un scénario évident serait que le glissement lent de l’œil granulaire induit une concentration de contraintes à la jonction entre la zone découpée, c’est à dire l’œil, et la zone partiellement couplée, c’est à dire les sections solide-solide. Dans ce scénario, la surcharge aux coins du patch entraînerait la propagation dynamique de la rupture en atteignant la résistance au cisaillement des contacts, comme cela a été observé dans différents systèmes [133, 144]. Cependant, ce n’est pas ce que nous observons. Le glissement lent à l’intérieur du patch granulaire induit un glissement lent des contacts voisins plutôt qu’une rupture dynamique. Ainsi, la zone de glissement lent affecte la dynamique de rupture tout le long de l’interface en modifiant la nucléation de la rupture, plutôt qu’en agissant localement sur la distribution des contraintes. Ce résultat contraste avec d’autres études dans lesquelles les propriétés de frottement des hétérogénéités interfaciales évoluent avec l’histoire du glissement [130, 132, 144], ou dans lesquelles une fréquence accrue de stick-slip s’explique par la propagation de ruptures arrêtées par les hétérogénéités, qui agissent comme une barrière [125, 131, 175].

7 Discussion

Nous avons observé un mécanisme permettant à un patch glissant de déstabiliser une interface frictionnelle. Le patch, créé par l’insertion d’un milieu granulaire à l’interface, s’étend au-delà de l’œil dans lequel ce dernier est encapsulé. Quelle est le mécanisme derrière cette extension ?

7.1 Mécanismes du glissement lent

Pourquoi certaines portions d’interfaces glissent lentement alors que d’autres se rompent lors d’évènements rapides ? Deux mécanismes peuvent être invoqués pour répondre à cette question. Le premier mécanisme est celui du glissement lent des microcontacts, surchargés par l’œil granulaire, à des vitesses de l’ordre de quelques micromètres par seconde (Fig. 4.9d). Ce régime de glissement lent a été observé pour différents systèmes expérimentaux [43, 178]. Les phénomènes de vieillissement des contacts (Sec. 1 · 1.5.1), renforçant l’interface, agissent de concours avec les phénomènes de déformation plastique induits par le chargement cisailant lent de l’interface. Les échelles de temps des deux phénomènes sont comparables, et peuvent mener à un glissement lent plutôt qu’à une fracture dynamique. Le second mécanisme est la dilatance du milieu granulaire induite par son cisaillement. Un matériau granulaire se dilate lorsqu’il est cisillé, ce qui peut relâcher localement la contrainte normale portée par les portions solides d’interface à proximité, et mener à un glissement stable [55]. Dans nos expériences, nous observons

une réduction locale des contraintes aux bords de l’œil granulaire lorsque le chargement porté par celui-ci augmente, mais pas d’annulation (Fig. 4.5). Cette réduction locale de la contrainte normale pourrait expliquer la transition de stick-slip à glissement stable [179, 180]. Ce second mécanisme met en avant l’importance de la prise en compte du comportement mécanique des hétérogénéités dans les modèles théoriques et numériques.

7.2 Implications en mécanique des failles

L’influence des portions de failles asismiques et des séismes lents sur le comportement des portions sismiques bloquées est un sujet de recherche actif, et est encore mal comprise [67, 97-99, 144, 181]. Nos expériences permettent d’explorer la dynamique complexe de ces failles en contrôlant les ingrédients responsables de leur complexité. Nos observations peuvent par exemple correspondre à un scénario où un glissement lent induit des micro-séismes répétés [67] plutôt qu’une occurrence d’un évènement de magnitude élevée [182, 183]. Dans notre étude, l’amplitude de l’évènement, c’est-à-dire la chute de force, est contrôlée par la longueur du patch glissant plutôt que par la quantité de glissement lent. Cette étude soulève également la question des zones de failles à surveiller. Si la zone de glissement lent peut s’étendre le long d’une faille, comme le suggèrent nos résultats, il est important de surveiller l’évolution de cette zone pendant les phases intersismiques.

7.3 Perspectives

Notre étude met en évidence un mécanisme d’interaction entre une zone découpée, en glissement lent, et une zone couplée, verrouillée. Les frontières de la zone en glissement ne sont pas limitées à l’hétérogénéité de composition que constitue l’œil granulaire, mais s’étendent dans les portions solide-solide de l’interface. Le glissement lent que nous observons pourrait être une manifestation d’un front de nucléation, comme observé expérimentalement [115, 132, 133] et dans des modèles [184, 185] dans des études précédentes. La résolution temporelle de notre dispositif n’est cependant pas suffisante pour caractériser la dynamique de décrochage des contacts. Cette question, particulièrement pertinente dans la prévention des risques sismiques [181, 186], est laissée pour des études futures, qui devront élucider le mécanisme derrière l’extension de la zone de glissement lent. De plus, une estimation quantitative de Γ et G nous doterait d’un critère pour la propagation de la rupture, fournissant des informations sur la longueur de déstabilisation de la zone de glissement, pour des conditions de chargement connues. Cette mesure nous donnerait un pouvoir prédictif sur le comportement de l’interface. La modélisation de l’extension d’une zone de glissement lent peut fournir des résultats intéressants à cette fin.

8 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons étudié l’influence d’une hétérogénéité de composition au sein d’une interface frictionnelle. Cette interface est formée par deux blocs de PMMA mis en contact par une presse et cisaillés. Nous avons montré dans une première partie que l’inclusion d’une hétérogénéité sous la forme d’un œil contenant un milieu granulaire perturbe le mouvement de stick-slip de l’interface. Plus le milieu granulaire est dense, plus la période du stick est courte. Nous avons ensuite mis en évidence, grâce à des mesures optiques des déplacements à l’interface, l’existence d’un patch en glissement lent à l’interface, glissant d’autant plus que la densité du milieu granulaire, quantifiée par le contraste de chargement C_σ , augmente. Ce patch est centré sur l’œil granulaire mais ne se limite pas à celui-ci. En effet nous avons montré grâce aux mesures conjointes du tenseur des déformations à basse fréquence tout au long des expériences et par salves à haute fréquence lors des évènements rapides que lorsque C_σ augmente,

le patch s'étend dans les portions solide-solide de l'interface. Ce patch agit comme un crack de Griffith en mode II, dont la longueur augmente avec C_σ , déstabilisant l'interface.

En résumé, nous avons montré qu'une zone en glissement lent au sein d'une interface frictionnelle agit comme un précurseur de rupture, qui induit une déstabilisation précoce de l'interface entière en abaissant le niveau de contrainte auquel la fissure se propage, suivant la même tendance qu'un critère de Griffith dérivé de la mécanique de la rupture. Ce mécanisme entraîne une modification du cycle de stick-slip. Notre étude met en évidence une description basée sur la mécanique de la rupture de l'effet d'une hétérogénéité sur la dynamique de l'interface frictionnelle. Elle offre ainsi de nouvelles perspectives pour rendre compte de la complexité des failles dans les modèles et pour faire progresser la compréhension de la diversité du comportement des failles sismiques.

Chapitre 5

Conclusion et Perspectives

Contenu du chapitre 5

| | | |
|-----|--|-----|
| 1 | Résumé de cette thèse | 103 |
| 2 | Perspectives | 104 |
| 2.1 | Interface hétérogène | 104 |
| 2.2 | Dynamique d'une interface entièrement granulaire | 104 |
| 2.3 | Étude statistique par mesures acoustiques | 106 |
| 3 | Mot de la fin | 107 |

1 Résumé de cette thèse

L'objectif principal de cette thèse était de comprendre l'influence d'une couche de matériau granulaire le long d'une interface frictionnelle sur la dynamique de glissement d'une faille de laboratoire. Afin d'éclaircir cette problématique, nous l'avons introduite à l'aune de plusieurs domaines de la physique, la mécanique des frottements, la mécanique de la fracture et la mécanique des failles, ayant chacune leur approche et leur description des systèmes frictionnels désordonnés (Chap. 1).

Cette thèse s'inscrit dans une démarche expérimentale, portée par le développement au cours de notre étude d'un dispositif mécanique, électronique et optique polyvalent adapté à l'étude des interfaces frictionnelles, en particulier en présence de milieu granulaire (Chap. 3).

- Le dispositif mécanique est une presse motorisée polyvalente, réalisée en partenariat avec le Service d'Ingénierie Mécanique de l'ENS de Lyon, permettant de presser et cisailleur des plaques minces, formant une interface frictionnelle.
- Les blocs formant l'interface étudiée ont été densément équipés de capteurs de déformations. Ces capteurs permettent une mesure à 4 MHz du tenseur des déformations en 20 points le long de l'interface, et la détection de la propagation de ruptures frictionnelles lors de l'initiation du mouvement de glissement. Ces capteurs sont conditionnés électriquement par un amplificateur de précision réalisé durant la thèse en partenariat avec le Service d'Ingénierie Électronique du Laboratoire de Physique à l'ENS de Lyon.
- Les grains, marqués d'un motif reconnaissable, sont suivis par imagerie. Leur position est déterminée à une résolution micrométrique au moyen d'un algorithme de suivi sous-pixel par corrélation d'images.

Au moyen de ce dispositif nous avons pu effectuer un travail préliminaire sur les interfaces entièrement granulaires, et avons tout particulièrement approfondi l'étude de la dynamique d'une interface en œil granulaire (Chap. 4). Il s'agit d'une interface solide-solide perturbée par l'inclusion sur une portion de sa longueur d'un milieu granulaire dense, encapsulé dans les blocs sous la forme d'un œil. Nous avons étudié l'influence de la densité du milieu granulaire sur la dynamique macroscopique et locale du système, et avons abouti à l'établissement d'un mécanisme par lequel l'œil granulaire déstabilise l'interface et la mène à glisser prématurément en comparaison avec une interface solide-solide dans les mêmes conditions de chargement.

Le mécanisme que nous avons observé est le suivant :

- L’œil granulaire entraîne une augmentation de la fréquence de stick-slip de l’interface. Cette augmentation est d’autant plus grande que le milieu granulaire est dense
- Un patch glissant apparaît à l’interface. Ce patch s’étend et glisse entre les événements sismiques, d’autant plus que le milieu granulaire est dense.
- Le patch agit alors comme un crack de Griffith en mode de cisaillement, se déstabilisant à une contrainte cisaillante macroscopique d’autant plus faible que sa longueur est grande.

Ce mécanisme enrichi la diversité des phénomènes observés le long des interfaces fictionnelles hétérogènes (Chap. 2). Notre étude effectue un lien entre la mécanique de la fracture frictionnelle et la mécanique des failles, et participe à l’éclaircissement des mécanismes à l’origine des séismes lents, et de leurs interactions avec les zones sismiques. Elle met en particulier en évidence un mécanisme par lequel un patch glissant, pouvant être associé à une portion de faille au frottement renforcé par la vitesse, peut participer au déchargeement par des séismes de faible amplitude de portions de faille éloignées, affaiblies par la vitesse. L’évolution de l’extension spatiale de la zone en glissement lent pourrait être un facteur clé dans la compréhension des mécanismes de co-sismicité dans les failles réelles.

2 Perspectives

Notre étude et le développement du dispositif expérimental que nous présentons dans cette thèse ouvrent la voie à de nouvelles perspectives prometteuses pour l’étude d’interfaces granulaires cisaillées. En effet l’objectif initial de cette thèse était l’étude d’une interface entièrement granulaire, mais celle-ci s’est avérée nécessiter un équipement dont nous ne disposions pas alors. Munis de ce dispositif, et forts de ces résultats sur les interfaces hétérogènes, nous pouvons revenir à ces problématiques, et en aborder de nouvelles.

2.1 Interface hétérogène

L’interface en œil granulaire est un exemple d’interface hétérogène dans laquelle l’hétérogénéité agit comme une hétérogénéité de contrainte créant un patch glissant. Modifier la nature de l’hétérogénéité nous permettrait d’approfondir nos connaissances sur les mécanismes liés à ces interfaces. Dans le cas de l’œil, la fonction du milieu granulaire de créer un patch glissant pourrait être remplie par d’autres milieux, soit granulaires de propriétés différentes, soit solides sous la forme d’une inclusion d’un matériau différent ou de forme différente. Nous pourrions ainsi déterminer les contributions de chaque paramètre de l’étude indépendamment.

De plus le milieu granulaire choisi est particulièrement glissant, puisque la friction entre les grains de nylon est relativement faible en raison de leur état de surface créé par extrusion. L’augmentation de la rugosité de ceux-ci, l’utilisation de matériaux différents, ou de géométries de grains différentes, sont des développements envisagés pour le futur proche.

Enfin l’instrumentation électronique développée au cours de la thèse étant désormais opérationnelle, il serait possible d’instrumenter les blocs de manière plus dense et de répliquer cette étude avec une mesure plus fine du tenseur des déformations à l’interface.

Le développement électronique que nous avons effectué nous permet également de reprendre l’étude de l’interface entièrement granulaire.

2.2 Dynamique d’une interface entièrement granulaire

Lorsqu’une expérience de cisaillement est menée sur une interface entièrement granulaire, celle-ci peut exhiber différentes dynamiques macroscopiques. Lorsque la couche granulaire est épaisse de quelques grains, nous avons tout particulièrement observé un mouvement de glissement permanent, ponctué d’événements de glissement rapide (Fig. 5.1). Le glissement, rapide

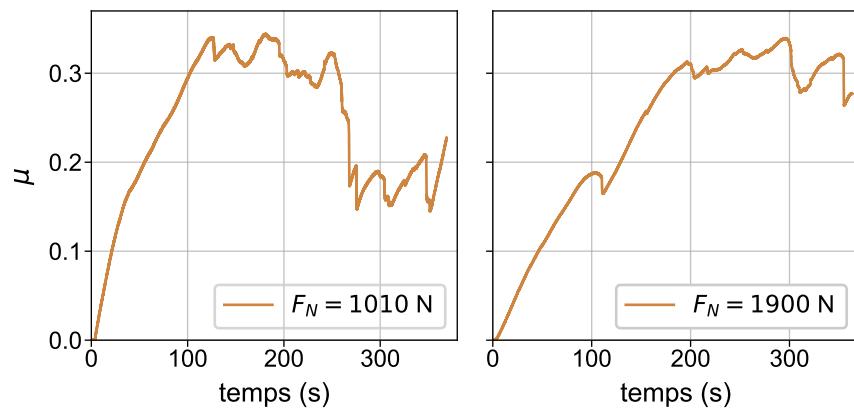


FIGURE 5.1 – Exemples d'évolution de $\mu = F_S/F_N$ lors de deux expériences entièrement granulaires. L'interface est alors en glissement permanent, ponctué d'événements rapides de relâchement des contraintes.

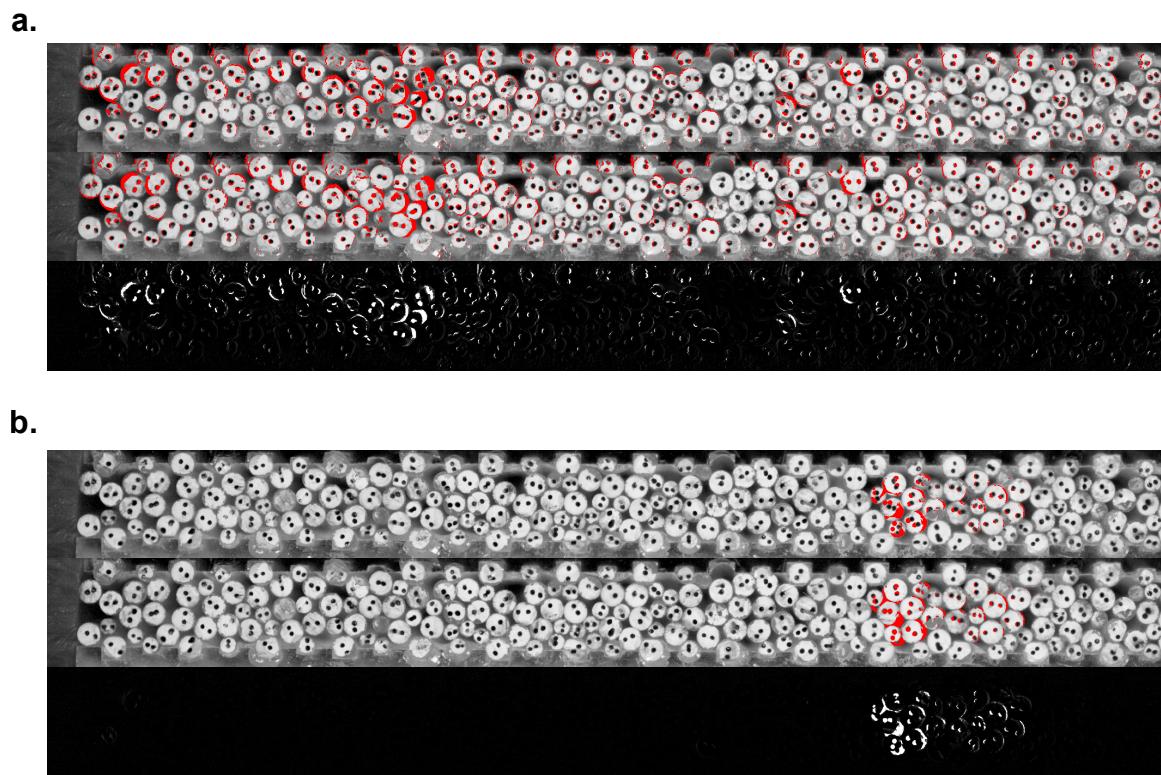


FIGURE 5.2 – Exemple d'évènements rapides dans une interface entièrement granulaire. Les trois images de chaque sous-figure correspondent respectivement à une image prise quelques millisecondes avant l'évènement, une image quelques millisecondes après l'évènement, et la différence entre les deux images. Les différences sont également signalées en rouge sur les images avant-après. **a.** Évènement de glissement total de l'interface. **b.** Évènement de réarrangement local des grains à l'interface.

ou lent, est associé à un réarrangement des grains. Lorsque le glissement est lent, ceux-ci glissent les uns sur les autres, et sont en frottement dynamique. Lorsque le réarrangement est rapide, l'interface est dans une configuration bloquée géométriquement, dans laquelle cisailler les grains nécessite de dilater le milieu granulaire, et donc d'augmenter l'énergie potentielle élastique des blocs. Cette énergie élastique est alors relâchée de manière brutale par un réarrangement rapide des grains (Fig. 5.2). Ces réarrangements peuvent être locaux ou généralisés.

Une hypothèse sur la dynamique de ces réarrangements est qu'ils sont initialement médiés par une rupture, mais que nous n'observons que les effets de la mise en glissement inertiel de l'interface. Ces ruptures peuvent de plus être arrêtées en raison de la forte hétérogénéité de la distribution des contraintes normales $\sigma_{yy}(x)$, et donc de l'énergie de fracture $\Gamma \propto \sigma_{yy}$. Une autre hypothèse serait que la zone de nucléation est plus grande que la taille de notre interface.

Notre objectif expérimental est désormais de trouver des conditions expérimentales permettant d'atteindre un mouvement de stick-slip. Les pistes que nous envisageons pour atteindre cet objectif sont soit d'augmenter la densité du milieu granulaire en ajoutant des cylindres plus fins pour combler les interstices, soit de jouer sur la géométrie des grains afin de les bloquer géométriquement.

Nous sommes maintenant équipés d'un dispositif de mesure alliant une grande densité de jauge de déformations et une imagerie rapide. Les jauge nous permettent de mesurer le passage du front de rupture, et d'étudier le déplacement associé. La caméra nous permet de suivre avec précision les grains à l'interface, d'autant que zoomer sur une portion de l'interface augmente la résolution du suivi et la vitesse d'acquisition.

2.3 Étude statistique par mesures acoustiques

L'étude des interfaces entièrement granulaires ne se limite pas à celle de leur dynamique locale, mais peut se rapprocher de celle d'une faille sismique réelle. En effet la disparité des tailles des événements de réarrangement rapide des grains nous laisse à penser que le système pourrait se comporter comme une faille réelle, et vérifier une loi de Gutenberg-Richter (Sec. 1.3). Cette hypothèse est renforcée par l'existence d'études montrant qu'un milieu granulaire cisaillé par des plaques infiniment rigides reproduit cette loi [151, 152, 158, 161] (Chap. 2).

Dans l'objectif d'étudier cette hypothèse, nous collaborons avec l'équipe de sismologie de Thomas Bodin, Stéphanie Durand, Blandine Gardonio et Marine Laporte au Laboratoire de Géologie de Lyon (LGLTPE), ainsi qu'Osvanny Ramos de l'Institut Lumière Matière de Lyon (ILM). L'objectif de cette collaboration est de faire le lien entre des observations sismiques de terrain et des expériences en laboratoire.

Les catalogues sismiques accumulés depuis le premier enregistrement de séisme en 1984 sont une manne d'informations importante, permettant de mieux comprendre les mécanismes de la sismicité. Leur étude a mené à l'élaboration de lois empiriques telles que la loi de Gutenberg-Richter, dont les paramètres a et b (Sec. 1.3.2.3) sont ajustés localement. La *b-value*, pente de cette loi, est utilisée pour cataloguer et cartographier les risques sismiques. Elle permet de définir des systèmes de failles partageant la même *b-value*. En étudiant son évolution au cours du temps dans un de ces systèmes de faille, elle permet de prévoir le risque sismique [187, 188], ce qui lui donne un intérêt tout particulier. Cependant la façon dont elle est actuellement estimée repose sur des *a priori* importants. L'équipe de Stéphanie Durand a développé une méthode statistique par approche bayésienne afin de déterminer les limites des systèmes de failles ainsi définis, ainsi que les changements dans le temps de la *b-value*.

L'objectif ambitieux de cette collaboration est de relier la *b-value* à des mécanismes physiques fondamentaux. Le rôle de notre dispositif et de celui d'Osvanny Ramos est de permettre la génération de données acoustiques afin d'établir un catalogue sismique des interfaces granulaires, comme s'il s'agissait de failles sismiques réelles. Dans notre dispositif, ce catalogage est couplé à des mesures de déformations et au suivi des grains, permettant de lier le point

de vue local et dynamique permis par notre dispositif au point de vue général et statistique permis par les mesures acoustiques. Ainsi des méthodes élaborées sur des données sismiques réelles pourront être testées sur des données synthétiques, et inversement, permettant d'éliminer les a priori cités plus haut. Les données ainsi récoltées seront analysées par Marine Laporte, post-doctorante au LGLTPE. En tant que stagiaire de recherche, Jules Le Bot a d'ores et déjà commencé à adapter notre dispositif expérimental à ce nouvel objectif, et à mener des expériences dans le cadre de cette collaboration.

3 Mot de la fin

Le travail de développement expérimental que nous avons mené a permis l'élaboration d'un dispositif qui permettra d'améliorer la compréhension des interfaces frictionnelles de la mécanique des failles. Notre contribution à la compréhension des mécanismes microscopiques responsables de la dynamique des failles, restreinte à une interface hétérogène avec patch en glissement, ouvre la voie à de nouvelles perspectives, portées vers des systèmes à la dynamique plus riche.

Table des figures

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | Schéma d'une zone de subduction | 7 |
| 1.2 | Complexité d'une interface réelle | 9 |
| 1.3 | Croquis de Léonard de Vinci | 10 |
| 1.4 | Référentiel utilisé pour les lois de Coulomb | 10 |
| 1.5 | Exemple de table de coefficients de frottement statique | 12 |
| 1.6 | Variabilité du coefficient de frottement | 12 |
| 1.7 | Mouvement de stick-slip sur un tapis roulant | 13 |
| 1.8 | Profil microscopique d'un bloc de PMMA | 14 |
| 1.9 | Limite de plasticité d'un matériau | 15 |
| 1.10 | Vieillissement d'une interface bloquée | 17 |
| 1.11 | Évolution de μ lors d'un saut de vitesse | 18 |
| 1.12 | Comportement du modèle Rate-and-State | 18 |
| 1.13 | Diagramme de stabilité d'un mouvement de stick-slip | 20 |
| 1.14 | Loi de Hooke pour un ressort | 21 |
| 1.15 | Concentration des contraintes en pointe de fissure | 24 |
| 1.16 | Coordonnées polaires | 25 |
| 1.17 | Modes de fracture | 27 |
| 1.18 | Caractéristiques de différents matériaux | 28 |
| 1.19 | Simulation d'une rupture dynamique en mode I | 28 |
| 1.20 | Types de failles | 32 |
| 1.21 | Structure interne de la Terre | 33 |
| 1.22 | Anatomie d'une faille | 34 |
| 1.23 | Observation directe du glissement dû à un séisme | 35 |
| 1.24 | Loi de Gutenberg-Richter | 37 |
| 2.1 | Deux types de presses mécaniques | 41 |
| 2.2 | Présentations des différentes mesures | 43 |
| 2.3 | Mesure des déformations associées à une rupture frictionnelle | 44 |
| 2.4 | Ruptures arrêtées | 46 |
| 2.5 | Effet d'une gouge hétérogène sur le stick-slip | 48 |
| 2.6 | Dispositif expérimental d'étude d'une interface granulaire | 50 |
| 3.1 | Schéma de la presse mécanique | 55 |
| 3.2 | Disposition des capteurs de force | 55 |
| 3.3 | Mesure de E | 56 |
| 3.4 | Profil moyen d'un bloc de PMMA | 57 |
| 3.5 | Schéma des interfaces granulaires | 58 |
| 3.6 | Jauge de déformation | 60 |
| 3.7 | Pont de Wheatstone | 61 |
| 3.8 | Boucle d'Anderson | 63 |
| 3.9 | Niveau de bruit dans nos dispositifs d'amplification | 65 |
| 3.10 | Reconstruction du tenseur des déformations | 66 |
| 3.11 | Système de déclenchement accélémétrique | 68 |

| | | |
|------|---|-----|
| 3.12 | Interface entièrement granulaire | 69 |
| 3.13 | Détection des grains par transformée de Hough | 69 |
| 3.14 | Détection des grains par PTV | 71 |
| 3.15 | Profil de corrélation | 71 |
| 3.16 | Suivi du mouvement d'un grain | 71 |
| 3.17 | Évaluation de la résolution de la PTV | 72 |
| 3.18 | Correction de la rotation de l'interface | 74 |
| 3.19 | Effet de la déformation des blocs | 75 |
| 3.20 | Définition de δ_{IE} et S | 76 |
| 4.1 | Types de failles | 79 |
| 4.2 | Faillie en glissement lent | 80 |
| 4.3 | Schéma de l'œil granulaire | 82 |
| 4.4 | Comparaison interface homogène – œil à vide | 84 |
| 4.5 | Contraste de chargement C_σ | 85 |
| 4.6 | Fréquence de stick-slip en fonction de C_σ | 86 |
| 4.7 | Fréquence du stick-slip en fonction de la contrainte normale | 86 |
| 4.8 | Exemple de mouvement scripté | 88 |
| 4.9 | Mesures du glissement interfacial | 88 |
| 4.10 | Mesures du glissement lent | 89 |
| 4.11 | Glissement inter-événement le long de l'interface | 90 |
| 4.12 | Nucléation et propagation – expérience à vide | 92 |
| 4.13 | Nucléation et propagation – œil granulaire | 93 |
| 4.14 | Chargements sous-linéaires et linéaires | 96 |
| 4.15 | Évolution de ℓ_{slip} et d_{nuc} en fonction de C_σ | 97 |
| 4.16 | Accumulation des contraintes en pointe de fissure | 98 |
| 4.17 | Déstabilisation de la rupture | 99 |
| 5.1 | Dynamique locale d'une interface entièrement granulaire | 105 |
| 5.2 | Dynamique locale d'une interface entièrement granulaire | 105 |

Table des symboles

Symboles mathématiques

| | |
|---|--|
| $\mathbf{G} = \mathcal{F}(g)$ | Transformée de Fourier de g |
| G^* | Complexe conjugué de G |
| $G \circ H$ | Produit de Hadamard G et H |
| $[x]$ | Tenseur dont les valeurs sont les x_{ij} |
| $\text{Tr}([x])$ | Trace du tenseur $[x]$ |
| \mathbf{I}_3 | Matrice identité d'ordre 3 |
| δ_{ij} | Symbole de Kronecker |
| $\Theta(x^n), \mathcal{O}(x^n), o(x^n)$ | Notations de Landau |
| \mathcal{C} | Chemin dans l'espace |
| $W_{\mathcal{C}}$ | Travail le long du chemin \mathcal{C} |
| $L_{\mathcal{C}}$ | Longueur du chemin \mathcal{C} |

Mécanique générale

| | |
|-----------------|--|
| F_N | Force normale |
| F_S | Force cisailante |
| F_f | Force de frottement |
| F_r | Force de réaction normale |
| μ_s | Coefficient de frottement statique |
| μ_d | Coefficient de frottement dynamique |
| μ | Coefficient de frottement |
| A | Aire de contact macroscopique |
| A_r | Aire réelle de contact |
| A_μ | Aide de contact d'un microcontact |
| f_n | Force normale sur un microcontact |
| f_s | Force cisailante sur un microcontact |
| $[\sigma]$ | Tenseur des contraintes |
| $[\varepsilon]$ | Tenseur des déformations |
| σ_Y | Contrainte limite d'élasticité (<i>yield stress</i>) |
| σ_r | Contrainte résiduelle – résistance au cisaillement |
| g | Accélération normale de la pesanteur terrestre |
| k | Constante de raideur d'un ressort |
| ω_0 | Pulsation |

Propriétés des matériaux

| | |
|----------------------|--|
| E | Module d'Young |
| ν | Coefficient de Poisson |
| $E^* = E/1 - \nu^2$ | Module d'Young réduit |
| $G_s = E/2(1 + \nu)$ | Module de cisaillement |
| $c_{r,s,p}$ | Vitesse des ondes de Rayleigh, cisaillement et compression |
| λ | Conductivité thermique |
| K_c | Ténacité |

Modèle Rate-and-State

| | |
|--------------------------|---|
| θ | Âge des contacts |
| θ_0 | Constante de normalisation de l'âge des contacts |
| $\tau = \theta/\theta_0$ | Temps de contact normalisé |
| V | Vitesse de glissement |
| V_0 | Constante de normalisation de la vitesse de glissement |
| D_c | Distance caractéristique de renouvellement des contacts |
| A et B | Paramètres du modèle Rate-and-State |

Mécanique de la fracture

| | |
|---------------------------------|--|
| W | Énergie élastique totale d'un système |
| U | Énergie nécessaire à la propagation d'une fracture |
| $G = -\partial W/\partial \ell$ | Taux de restitution d'énergie |
| Γ | Énergie de fracture |
| e_{el} | Densité d'énergie élastique |
| $f_{ij}(\theta)$ | Fonctions angulaires |
| $\Sigma_{ij}^M(\theta, v)$ | Fonctions angulaires dynamiques |
| K | Facteur d'intensité des contraintes |
| ℓ | Longueur d'une fracture |

Sismologie

| | |
|-------|-------------------------------|
| M_L | Magnitude locale |
| M_S | Magnitude d'ondes de surfaces |
| m_b | Magnitude d'ondes de volume |
| M_w | Magnitude de moment |
| M_0 | Moment sismique |

Dispositif expérimental

| | |
|------------------------|--|
| GF | Facteur de jauge |
| C_σ | Contraste de chargement |
| ℓ_{eye} | Longeur de l'œil granulaire |
| ℓ_{patch} | Longueur du patch glissant |
| t_k | Instant d'un évènement de glissement rapide |
| $t_k^+ = t_k + \tau^+$ | Temps limite d'un évènement de glissement rapide |
| $t_k^- = t_k - \tau^-$ | |
| δ_{tot} | Glissement total à l'interface |
| δ_{IE} | Glissement inter-événement cumulé |
| S | Glissement inter-événement cumulé normalisé |
| S_f | Glissement inter-événement cumulé normalisé convergé |
| d_{nuc} | Distance de nucléation |
| x_{nuc} | Position du point de nucléation |
| ϕ | Couplage d'une interface |

Bibliographie

- ¹W. F. BRACE et J. D. BYERLEE, « Stick-Slip as a Mechanism for Earthquakes », *Science* **153**, 990-992 (1966).
- ²G. ROGERS et H. DRAGERT, « Episodic tremor and slip on the Cascadia subduction zone : the chatter of silent slip », *Science* **300**, 1942-1943 (2003).
- ³H. MATSUKAWA et T. SAITO, « Friction, stick-slip motion and earthquake », in *Modelling critical and catastrophic phenomena in geoscience*, sous la dir. de P. BHATTACHARYYA et B. K. CHAKRABARTI, réd. par R. BEIG et al. (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2006), p. 169-189.
- ⁴F. P. BOWDEN, « Friction on snow and ice », *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* **217**, 462-478 (1953).
- ⁵I. M. HUTCHINGS, « Leonardo da Vinci's studies of friction », *Wear* **360-361**, 51-66 (2016).
- ⁶THÉMISTIUS et R. B. TODD, *On Aristotle "Physics"*, Ancient commentators on Aristotle (Duckworth, London, 2008).
- ⁷O. BEN-DAVID et J. FINEBERG, « Static friction coefficient is not a material constant », *Physical Review Letters* **106**, 254301 (2011).
- ⁸P. J. BLAU, « The significance and use of the friction coefficient », *Tribology International* **34**, 585-591 (2001).
- ⁹H. CZICHOS et al., « Multilaboratory tribotesting : results from the Versailles Advanced Materials and Standards Programme on wear test methods », *Wear* **114**, 109-130 (1987).
- ¹⁰H. MCKENNA et al., « Properties of rope », in *Handbook of fibre rope technology* (Elsevier, 2004), p. 101-140.
- ¹¹F. BOWDEN et D. TABOR, *The Friction and Lubrication of Solids*, International series of monographs on physics vol. 1 (1950).
- ¹²J. H. DIETERICH et B. D. KILGORE, « Direct observation of frictional contacts : new insights for state-dependent properties », *Pure and Applied Geophysics PAGEOPH* **143**, 283-302 (1994).
- ¹³J. A. GREENWOOD et J. P. WILLIAMSON, « Contact of nominally flat surfaces », *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and physical sciences* **295**, 300-319 (1966).
- ¹⁴B. DERJAGUIN et al., « Effect of contact deformations on the adhesion of particles », *Journal of Colloid and Interface Science* **53**, 314-326 (1975).
- ¹⁵K. L. JOHNSON et al., « Surface Energy and the Contact of Elastic Solids », *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* **324**, Publisher: The Royal Society, 301-313 (1971).
- ¹⁶D. MAUGIS, « Adhesion of spheres : the JKR-DMT transition using a Dugdale model », *Journal of Colloid and Interface Science* **150**, 243-269 (1992).
- ¹⁷B. N. J. PERSSON, « Theory of rubber friction and contact mechanics », *The Journal of Chemical Physics* **115**, 3840-3861 (2001).

- ¹⁸A. VAKIS et al., « Modeling and simulation in tribology across scales : an overview », *Tribology International* **125**, 169-199 (2018).
- ¹⁹H. HERTZ, « Ueber die Berührung fester elastischer Körper. », *Journal für die reine und angewandte Mathematik* **1882**, 156-171 (1882).
- ²⁰E. AVALLONE et al., *Marks' Standard Handbook for Mechanical Engineers*, Marks' Standard Handbook for Mechanical Engineers (Mcgraw-hill, 2006).
- ²¹S. M. RUBINSTEIN et al., « Crack-like processes governing the onset of frictional slip », *International Journal of Fracture* **140**, 201-212 (2006).
- ²²J. A. GREENWOOD, « Contact of Rough Surfaces », in *Fundamentals of Friction: Macroscopic and Microscopic Processes*, sous la dir. d'I. L. SINGER et H. M. POLLOCK (Springer Netherlands, Dordrecht, 1992), p. 37-56.
- ²³B. PERSSON, *Sliding Friction : Physical Principles and Applications* (Springer Berlin Heidelberg, 1998).
- ²⁴J. H. DIETERICH, « Modeling of rock friction : 1. experimental results and constitutive equations », *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **84**, 2161-2168 (1979).
- ²⁵T. BAUMBERGER, « Contact dynamics and friction at a solid-solid interface : material versus statistical aspects », *Solid State Communications* **102**, 175-185 (1997).
- ²⁶P. M. SARGENT et M. F. ASHBY, « Indentation creep », in *Mechanics of creep brittle materials 2*, sous la dir. d'A. C. F. COCKS et A. R. S. PONTER (Springer Netherlands, Dordrecht, 1991), p. 326-344.
- ²⁷T. BAUMBERGER et C. CAROLI, « Solid friction from stick-slip down to pinning and aging », *Advances in Physics* **55**, 279-348 (2006).
- ²⁸A. RUINA, « Slip instability and state variable friction laws », *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **88**, 10359-10370 (1983).
- ²⁹R. M. STESKY, « Mechanisms of high temperature frictional sliding in westerly granite », *Canadian Journal of Earth Sciences* **15**, 361-375 (1978).
- ³⁰M. L. BLANPIED et al., « Frictional behavior of granite at low and high sliding velocities », *Geophysical Research Letters* **14**, 554-557 (1987).
- ³¹F. ZHANG et al., « Frictional stability of Longmaxi shale gouges and its implication for deep seismic potential in the southeastern Sichuan Basin », *Deep Underground Science and Engineering* **1**, 10.1002/dug2.12013 (2022).
- ³²T. BAUMBERGER et al., « Physical analysis of the state- and rate-dependent friction law. II. dynamic friction », *Physical Review B* **60**, 3928-3939 (1999).
- ³³M. NAKATANI, « Conceptual and physical clarification of rate and state friction : frictional sliding as a thermally activated rheology », *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **106**, 13347-13380 (2001).
- ³⁴J. CHEN et al., « Microphysically derived expressions for rate-and-state friction parameters, a, b, and dc », *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **122**, 9627-9657 (2017).
- ³⁵Y. BAR-SINAI et al., « Slow rupture of frictional interfaces », *Geophysical Research Letters* **39**, 2011GL050554 (2012).
- ³⁶Y. BAR-SINAI et al., « On the velocity-strengthening behavior of dry friction », *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **119**, 1738-1748 (2014).
- ³⁷Y. BAR-SINAI et al., « Velocity-strengthening friction significantly affects interfacial dynamics, strength and dissipation », *Scientific Reports* **5**, 7841 (2015).

- ³⁸K. NAGATA et al., « A revised rate- and state-dependent friction law obtained by constraining constitutive and evolution laws separately with laboratory data », *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **117**, 2011JB008818 (2012).
- ³⁹E. AHARONOV et C. H. SCHOLZ, « A physics-based rock friction constitutive law : steady state friction », *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **123**, 1591-1614 (2018).
- ⁴⁰C. H. SCHOLZ, « Earthquakes and friction laws », *Nature* **391**, 37-42 (1998).
- ⁴¹J. R. RICE et A. L. RUINA, « Stability of steady frictional slipping », *Journal of Applied Mechanics* **50**, 343-349 (1983).
- ⁴²J.-C. GU et al., « Slip motion and stability of a single degree of freedom elastic system with rate and state dependent friction », *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* **32**, 167-196 (1984).
- ⁴³F. HESLOT et al., « Creep, stick-slip, and dry-friction dynamics : experiments and a heuristic model », *Physical Review E* **49**, 4973-4988 (1994).
- ⁴⁴I. SVETLIZKY et al., « Brittle fracture theory describes the onset of frictional motion », *Annual Review of Condensed Matter Physics* **10**, 253-273 (2019).
- ⁴⁵R. HOOKE, *de potentia restitutiva* (1674).
- ⁴⁶R. P. FEYNMAN, *The Feynman lectures on physics*, t. 2 (1963).
- ⁴⁷L. B. FREUND, *Dynamic Fracture Mechanics*, 1^{re} éd. (Cambridge University Press, 23 fév. 1990).
- ⁴⁸M. OHRING, *Engineering materials science* (Academic Press, San Diego, 1995).
- ⁴⁹A. A. GRIFFITH, « The phenomena of rupture and flow in solids », *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character* **221**, 163-198 (1921).
- ⁵⁰C. T. SUN et Z.-H. JIN, *Fracture mechanics* (Academic Press, Waltham, MA, 2012).
- ⁵¹G. R. IRWIN, « Analysis of stresses and strains near the end of a crack traversing a plate », *Journal of Applied Mechanics* **24**, 361-364 (1957).
- ⁵²M. L. WILLIAMS, « On the stress distribution at the base of a stationary crack », *Journal of Applied Mechanics* **24**, 109-114 (1957).
- ⁵³F. ERDOGAN, « Fracture mechanics », *International Journal of Solids and Structures* **37**, 171-183 (2000).
- ⁵⁴E. M. DUNHAM et al., « A supershear transition mechanism for cracks », *Science* **299**, 1557-1559 (2003).
- ⁵⁵I. SVETLIZKY et J. FINEBERG, « Classical shear cracks drive the onset of dry frictional motion », *Nature* **509**, 205-208 (2014).
- ⁵⁶C. H. SCHOLZ, « Evidence for a strong San Andreas fault », *Geology* **28**, 163-166 (2000).
- ⁵⁷J. CHOROWICZ, « The East African rift system », *Journal of African Earth Sciences, Phanerozoic Evolution of Africa* **43**, 379-410 (2005).
- ⁵⁸H. N. POLLACK et D. S. CHAPMAN, « On the regional variation of heat flow, geotherms, and lithospheric thickness », *Tectonophysics* **38**, 279-296 (1977).
- ⁵⁹L. M. CATHLES, *Viscosity of the Earth's Mantle* (Princeton University Press, 2015).
- ⁶⁰R. J. STERN, « Subduction zones », *Reviews of Geophysics* **40**, 10 . 1029 / 2001RG000108 (2002).
- ⁶¹C. HAWKESWORTH et al., « The generation and evolution of the continental crust », *Journal of the Geological Society* **167**, 229-248 (2010).

- ⁶²D. L. ANDERSON, « The San Andreas Fault », *Scientific American* **225**, 52-71 (1971).
- ⁶³P. G. OKUBO et K. AKI, « Fractal geometry in the san andreas fault system », *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **92**, 345-355 (1987).
- ⁶⁴M. D. ZOBACK et al., « New Evidence on the State of Stress of the San Andreas Fault System », *Science* **238**, 1105-1111 (1987).
- ⁶⁵R. E. POWELL et R. J. W. II, « Evolution of the san andreas fault », *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* **20**, 431-468 (1992).
- ⁶⁶A. T. LINDE et al., « A slow earthquake sequence on the san andreas fault », *Nature* **383**, 65-68 (1996).
- ⁶⁷Y. J. TAN et D. MARSAN, « Connecting a broad spectrum of transient slip on the san andreas fault », *Science Advances* **6**, eabb2489 (2020).
- ⁶⁸N. H. WOODCOCK et K. MORT, « Classification of fault breccias and related fault rocks », *Geological Magazine* **145**, 435-440 (2008).
- ⁶⁹C FROHLICH, « The nature of deep-focus earthquakes », *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* **17**, 227-254 (1989).
- ⁷⁰T. TREFFEISEN, « Fault Representation in Reservoir-Scale Hydro-Mechanical Finite Element Models », Publisher: [object Object], 10.26083/TUPRINTS-00017419 (2021).
- ⁷¹J. C. JAEGER, « The frictional properties of joints in rock », *Geofisica pura e applicata* **43**, 148-158 (1959).
- ⁷²R. J. UFFEN et A. M. JESSOP, « The stress release hypothesis of magma formation », *Bulletin of Volcanology* **26**, 57 (1963).
- ⁷³D. GRIGGS et J. HANDIN, « Observations on fracture and a hypothesis of earthquakes », *Geological Society of America Memoirs* **79**, 347-364 (1960).
- ⁷⁴H. REID, « Mechanics of the earthquake. », Carnegie Institution of Washington (1910).
- ⁷⁵T. RIKITAKE, « Earthquake prediction », *Earth-Science Reviews* **4**, 245-282 (1968).
- ⁷⁶K MOGI, « Earthquake prediction », (1985).
- ⁷⁷R. J. GELLER, « Earthquake prediction : a critical review », *Geophysical Journal International* **131**, 425-450 (1997).
- ⁷⁸H. KANAMORI, « Earthquake prediction : an overview », in *International geophysics* (Elsevier, 2003), p. 1205-1216.
- ⁷⁹R. MICHEL et al., « Measuring ground displacements from SAR amplitude images : application to the landers earthquake », *Geophysical Research Letters* **26**, 875-878 (1999).
- ⁸⁰P. SEGALL et J. L. DAVIS, « GPS applications for geodynamics and earthquake studies », *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* **25**, 301-336 (1997).
- ⁸¹C. PAGANI, « Quantification probabiliste des taux de déformation crustale par inversion bayésienne de données GPS », thèse de doct. (Université de Lyon, 2021).
- ⁸²C. F. RICHTER, « An instrumental earthquake magnitude scale », *Bulletin of the Seismological Society of America* **25**, 1-32 (1935).
- ⁸³B. GUTENBERG et C. F. RICHTER, « Magnitude and energy of earthquakes », *Science* **83**, 183-185 (1936).
- ⁸⁴B. GUTENBERG et C. F. RICHTER, « Earthquake magnitude, intensity, energy, and acceleration », *Bulletin of the Seismological Society of America* **46**, 105-145 (1956).
- ⁸⁵H. KANAMORI, « The energy release in great earthquakes », *Journal of Geophysical Research* **82**, 2981-2987 (1977).

- ⁸⁶B. F. HOWELL, « On the saturation of earthquake magnitudes », *Bulletin of the Seismological Society of America* **71**, 1401-1422 (1981).
- ⁸⁷T. C. HANKS et H. KANAMORI, « A moment magnitude scale », *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **84**, 2348-2350 (1979).
- ⁸⁸Y. Y. KAGAN, « 3-d rotation of double-couple earthquake sources », *Geophysical Journal International* **106**, 709-716 (1991).
- ⁸⁹H. KANAMORI, « Quantification of earthquakes », *Nature* **271**, 411-414 (1978).
- ⁹⁰S. RUIZ et R. MADARIAGA, « Historical and recent large megathrust earthquakes in chile », *Tectonophysics* **733**, 37-56 (2018).
- ⁹¹B. F. CHAO et R. S. GROSS, « Changes in the earth's rotation and low-degree gravitational field induced by earthquakes », *Geophysical Journal International* **91**, 569-596 (1987).
- ⁹²A. DE SANTIS et al., « The gutenberg-richter law and entropy of earthquakes : two case studies in central italy », *Bulletin of the Seismological Society of America* **101**, 1386-1395 (2011).
- ⁹³B. GUTENBERG et C. F. RICHTER, « Frequency of earthquakes in California », *Bulletin of the Seismological society of America* **34**, 185-188 (1944).
- ⁹⁴G. C. BEROZA et T. H. JORDAN, « Searching for slow and silent earthquakes using free oscillations », *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **95**, 2485-2510 (1990).
- ⁹⁵Z. LIU et al., « Recurrent slow slip event reveals the interaction with seismic slow earthquakes and disruption from large earthquake », *Geophysical Journal International* **202**, 1555-1565 (2015).
- ⁹⁶R. A. HARRIS, « Large earthquakes and creeping faults », *Reviews of Geophysics* **55**, 169-198 (2017).
- ⁹⁷M. RADIGUET et al., « Triggering of the 2014 mw7.3 papanoa earthquake by a slow slip event in guerrero, mexico », *Nature Geoscience* **9**, 829-833 (2016).
- ⁹⁸R. BÜRGMANN, « The geophysics, geology and mechanics of slow fault slip », *Earth and Planetary Science Letters* **495**, 112-134 (2018).
- ⁹⁹J. R. LEEMAN et al., « Frictional Mechanics of Slow Earthquakes », *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **123**, Publisher: John Wiley & Sons, Ltd, 7931-7949 (2018).
- ¹⁰⁰A. SCHUBNEL et al., « Photo-acoustic study of subshear and supershear ruptures in the laboratory », *Earth and Planetary Science Letters* **308**, 424-432 (2011).
- ¹⁰¹K. XIA et al., « Laboratory earthquakes : the sub-rayleigh-to-supershear rupture transition », *Science* **303**, 1859-1861 (2004).
- ¹⁰²S. NIELSEN et al., « Experimental observation of stick-slip instability fronts », *Geophysical Journal International* **180**, 697-702 (2010).
- ¹⁰³G. C. MCCLASKEY et B. D. KILGORE, « Foreshocks during the nucleation of stick-slip instability », *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **118**, 2982-2997 (2013).
- ¹⁰⁴V. RUBINO et al., « Understanding dynamic friction through spontaneously evolving laboratory earthquakes », *Nature Communications* **8**, Publisher: Nature Publishing Group, 15991 (2017).
- ¹⁰⁵F. X. PASSELÈGUE et al., « From sub-rayleigh to supershear ruptures during stick-slip experiments on crustal rocks », *Science* **340**, 1208-1211 (2013).
- ¹⁰⁶F. X. PASSELÈGUE et al., « Dynamic rupture processes inferred from laboratory microearthquakes », *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **121**, 4343-4365 (2016).

- ¹⁰⁷S. M. RUBINSTEIN et al., « Detachment fronts and the onset of dynamic friction », *Nature* **430**, 1005-1009 (2004).
- ¹⁰⁸S. M. RUBINSTEIN et al., « Dynamics of precursors to frictional sliding », *Physical Review Letters* **98**, 226103 (2007).
- ¹⁰⁹D. S. KAMMER et al., « On the propagation of slip fronts at frictional interfaces », *Tribology Letters* **48**, 27-32 (2012).
- ¹¹⁰D. S. KAMMER, « Slip Fronts at Frictional Interfaces : A Numerical and Theoretical Study », thèse de doct. (EPFL, Lausanne, 2014).
- ¹¹¹I. SVETLIZKY et al., « Brittle fracture theory predicts the equation of motion of frictional rupture fronts », *Physical Review Letters* **118**, 125501 (2017).
- ¹¹²E. BAYART et al., « Slippery but Tough : The Rapid Fracture of Lubricated Frictional Interfaces », *Physical Review Letters* **116**, 194301 (2016).
- ¹¹³A. J. ROSAKIS et al., « Intersonic shear crack growth along weak planes », *Material Research Innovations* **3**, 236-243 (2000).
- ¹¹⁴G. C. MCCLASKEY, « Earthquake initiation from laboratory observations and implications for foreshocks », *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **124**, 12882-12904 (2019).
- ¹¹⁵S. LATOUR et al., « Characterization of nucleation during laboratory earthquakes », *Geophysical Research Letters* **40**, 5064-5069 (2013).
- ¹¹⁶L. BUIJZE et al., « Nucleation of stick-slip instability within a large-scale experimental fault : effects of stress heterogeneities due to loading and gouge layer compaction », *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **125**, e2019JB018429 (2020).
- ¹¹⁷M. RADIGUET et al., « Survival of heterogeneous stress distributions created by precursory slip at frictional interfaces », *Physical Review Letters* **111**, 164302 (2013).
- ¹¹⁸F. BARRAS et al., « A study of frictional contact in dynamic fracture along bimaterial interfaces », *International Journal of Fracture* **189**, 149-162 (2014).
- ¹¹⁹J. K. TRØMBORG et al., « Slow slip and the transition from fast to slow fronts in the rupture of frictional interfaces », *Proceedings of the National Academy of Sciences* **111**, Publisher: *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 8764-8769 (2014).
- ¹²⁰D. S. AMUNDSEN et al., « Steady-state propagation speed of rupture fronts along one-dimensional frictional interfaces », *Physical Review E* **92**, Publisher: American Physical Society, 032406 (2015).
- ¹²¹K. THØGERSEN et al., « Minimal model for slow, sub-Rayleigh, supershear, and unsteady rupture propagation along homogeneously loaded frictional interfaces », *Physical Review E* **100**, Publisher: American Physical Society, 043004 (2019).
- ¹²²D. S. KAMMER et al., « The equation of motion for supershear frictional rupture fronts », *Science Advances* **4**, eaat5622 (2018).
- ¹²³I. SVETLIZKY et al., « Dynamic fields at the tip of sub-rayleigh and supershear frictional rupture fronts », *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* **137**, 103826 (2020).
- ¹²⁴D. S. KAMMER et al., « Linear elastic fracture mechanics predicts the propagation distance of frictional slip », *Tribology Letters* **57**, 23 (2015).
- ¹²⁵E. BAYART et al., « Rupture dynamics of heterogeneous frictional interfaces », *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **123**, 3828-3848 (2018).
- ¹²⁶J. SCHEIBERT et D. K. DYSTHE, « Role of friction-induced torque in stick-slip motion », *EPL (Europhysics Letters)* **92**, 54001 (2010).

- ¹²⁷A. TALONI et al., « Scalar model for frictional precursors dynamics », *Scientific Reports* **5**, 8086 (2015).
- ¹²⁸E. BAYART et al., « Fracture mechanics determine the lengths of interface ruptures that mediate frictional motion », *Nature Physics* **12**, 166-170 (2016).
- ¹²⁹A. GUDMUNDSSON et al., « Effects of internal structure and local stresses on fracture propagation, deflection, and arrest in fault zones », *Journal of Structural Geology* **32**, 1643-1655 (2010).
- ¹³⁰V. RUBINO et al., « Intermittent lab earthquakes in dynamically weakening fault gouge », *Nature* **606**, 922-929 (2022).
- ¹³¹L. BUIJZE et al., « Effects of heterogeneous gouge segments on the slip behavior of experimental faults at d_m scale », *Earth and Planetary Science Letters* **554**, 116652 (2021).
- ¹³²S. B. L. CEBRY et al., « Creep fronts and complexity in laboratory earthquake sequences illuminate delayed earthquake triggering », *Nature Communications* **13**, 6839 (2022).
- ¹³³S. GVIRTZMAN et J. FINEBERG, « Nucleation fronts ignite the interface rupture that initiates frictional motion », *Nature Physics* **17**, 1037-1042 (2021).
- ¹³⁴K. R. FELZER, « A common origin for aftershocks, foreshocks, and multiplets », *Bulletin of the Seismological Society of America* **94**, 88-98 (2004).
- ¹³⁵T. CHEN et N. LAPUSTA, « Scaling of small repeating earthquakes explained by interaction of seismic and aseismic slip in a rate and state fault model », *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **114**, 2008JB005749 (2009).
- ¹³⁶S. Y. SCHWARTZ et J. M. ROKOSKY, « Slow slip events and seismic tremor at circum-pacific subduction zones », *Reviews of Geophysics* **45**, 10.1029/2006RG000208 (2007).
- ¹³⁷H. NODA et N. LAPUSTA, « Stable creeping fault segments can become destructive as a result of dynamic weakening », *Nature* **493**, 518-521 (2013).
- ¹³⁸Z. PENG et J. GOMBERG, « An integrated perspective of the continuum between earthquakes and slow-slip phenomena », *Nature Geoscience* **3**, 599-607 (2010).
- ¹³⁹H. DRAGERT et al., « A silent slip event on the deeper Cascadia subduction interface », *Science* **292**, 1525-1528 (2001).
- ¹⁴⁰H. KANAMORI, « Mechanism of tsunami earthquakes », *Physics of the Earth and Planetary Interiors* **6**, 346-359 (1972).
- ¹⁴¹I. S. SACKS et al., « Slow earthquakes and stress redistribution », *Nature* **275**, Publisher: Nature Publishing Group, 599-602 (1978).
- ¹⁴²S. OZAWA et al., « Coseismic and postseismic slip of the 2011 magnitude-9 Tohoku-Oki earthquake », *Nature* **475**, 373-376 (2011).
- ¹⁴³P. M. BARNES et al., « Slow slip source characterized by lithological and geometric heterogeneity », *Science Advances* **6**, eaay3314 (2020).
- ¹⁴⁴J. D. BEDFORD et al., « Fault rock heterogeneity can produce fault weakness and reduce fault stability », *Nature Communications* **13**, 326 (2022).
- ¹⁴⁵B. M. KAPROTH et C. MARONE, « Slow Earthquakes, Preseismic Velocity Changes, and the Origin of Slow Frictional Stick-Slip », *Science* **341**, 1229-1232 (2013).
- ¹⁴⁶M. CHLIEH et al., « Coseismic Slip and Afterslip of the Great M_w 9.15 Sumatra-Andaman Earthquake of 2004 », *Bulletin of the Seismological Society of America* **97**, S152-S173 (2007).
- ¹⁴⁷S. K. Y. LUI et N. LAPUSTA, « Repeating microearthquake sequences interact predominantly through postseismic slip », *Nature Communications* **7**, 13020 (2016).

- ¹⁴⁸P. ROMANET et al., « Fast and slow slip events emerge due to fault geometrical complexity », *Geophysical Research Letters* **45**, 4809-4819 (2018).
- ¹⁴⁹Y. LIU et J. R. RICE, « Aseismic slip transients emerge spontaneously in three-dimensional rate and state modeling of subduction earthquake sequences », *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **110**, 10.1029/2004JB003424 (2005).
- ¹⁵⁰J. L. ANTHONY et C. MARONE, « Influence of particle characteristics on granular friction », *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **110**, 10.1029/2004JB003399 (2005).
- ¹⁵¹S. LHERMINIER et al., « Continuously sheared granular matter reproduces in detail seismicity laws », *Physical Review Letters* **122**, 218501 (2019).
- ¹⁵²D. HOUDOUX et al., « Micro-slips in an experimental granular shear band replicate the spatiotemporal characteristics of natural earthquakes », *Communications Earth & Environment* **2**, 90 (2021).
- ¹⁵³A. ABED ZADEH et al., « Seismicity in sheared granular matter », *Physical Review E* **99**, Publisher: American Physical Society, 052902 (2019).
- ¹⁵⁴C. K. C. LIEOU et al., « Simulating stick-slip failure in a sheared granular layer using a physics-based constitutive model », *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **122**, 295-307 (2017).
- ¹⁵⁵L. LAURENTI et al., « Deep learning for laboratory earthquake prediction and autoregressive forecasting of fault zone stress », *Earth and Planetary Science Letters* **598**, 117825 (2022).
- ¹⁵⁶K. E. DANIELS et al., « Photoelastic force measurements in granular materials », *Review of Scientific Instruments* **88**, 051808 (2017).
- ¹⁵⁷T. S. MAJMUDAR et R. P. BEHRINGER, « Contact force measurements and stress-induced anisotropy in granular materials », *Nature* **435**, 1079-1082 (2005).
- ¹⁵⁸O. RAMOS et al., « Avalanche Prediction in a Self-Organized Pile of Beads », *Physical Review Letters* **102**, 078701 (2009).
- ¹⁵⁹K. A. DAHMEN et al., « A simple analytic theory for the statistics of avalanches in sheared granular materials », *Nature Physics* **7**, 554-557 (2011).
- ¹⁶⁰J. BARÉS et al., « Local and global avalanches in a two-dimensional sheared granular medium », *Physical Review E* **96**, 052902 (2017).
- ¹⁶¹D. A. GELLER et al., « Stick-slip behavior in a continuum-granular experiment », *Physical Review E* **92**, 060201 (2015).
- ¹⁶²Y. ZHANG et al., « Two slip regimes in sheared granular fault », *Earth and Planetary Science Letters* **608**, 118086 (2023).
- ¹⁶³Z. RECHES et D. A. LOCKNER, « Fault weakening and earthquake instability by powder lubrication », *Nature* **467**, 452-455 (2010).
- ¹⁶⁴A. MULLIKEN et M. BOYCE, « Mechanics of the rate-dependent elastic-plastic deformation of glassy polymers from low to high strain rates », *International Journal of Solids and Structures* **43**, 1331-1356 (2006).
- ¹⁶⁵K. ANDERSON, « NASA's Anderson Loop », *IEEE Instrumentation & Measurement Magazine* **1**, 5-15, 30 (1998).
- ¹⁶⁶G. VAN ROSSUM et F. L. DRAKE, *Python 3 Reference Manual* (CreateSpace, Scotts Valley, CA, 2009).
- ¹⁶⁷C. R. HARRIS et al., « Array programming with NumPy », *Nature* **585**, 357-362 (2020).
- ¹⁶⁸J. D. HUNTER, « Matplotlib : A 2D graphics environment », *Computing in science & engineering* **9**, 90-95 (2007).

- ¹⁶⁹J. ILLINGWORTH et J. KITTNER, « A survey of the hough transform », *Computer Vision, Graphics, and Image Processing* **44**, 87-116 (1988).
- ¹⁷⁰M. RAFFEL et al., *Particle Image Velocimetry : A Practical Guide* (1^{er} jan. 2007).
- ¹⁷¹MATLAB, 9.5.0.1067069 (R2018b) (The MathWorks Inc., Natick, Massachusetts, 2018).
- ¹⁷²D. R. SHELLY et al., « Non-volcanic tremor and low-frequency earthquake swarms », *Nature* **446**, 305-307 (2007).
- ¹⁷³G. C. MCLASKEY et F. YAMASHITA, « Slow and fast ruptures on a laboratory fault controlled by loading characteristics », *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **122**, 3719-3738 (2017).
- ¹⁷⁴S. XU et al., « Strain rate effect on fault slip and rupture evolution : insight from meter-scale rock friction experiments », *Tectonophysics* **733**, 209-231 (2018).
- ¹⁷⁵S. MA et C. HE, « Period doubling as a result of slip complexities in sliding surfaces with strength heterogeneity », *Tectonophysics* **337**, 135-145 (2001).
- ¹⁷⁶F. X. PASSELÈGUE et al., « Frictional evolution, acoustic emissions activity, and off-fault damage in simulated faults sheared at seismic slip rates », *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **121**, 7490-7513 (2016).
- ¹⁷⁷D. R. CHRISTMAN, « Dynamic properties of poly (methylmethacrylate) », Defense Technical Information Center (1972).
- ¹⁷⁸E RABINOWICZ, « The Intrinsic Variables affecting the Stick-Slip Process », *Proceedings of the Physical Society* **71**, 668-675 (1958).
- ¹⁷⁹T BAUMBERGER et al., « Crossover from creep to inertial motion in friction dynamics », (1994).
- ¹⁸⁰J. R. LEEMAN et al., « Laboratory observations of slow earthquakes and the spectrum of tectonic fault slip modes », *Nature Communications* **7**, 11104 (2016).
- ¹⁸¹E. O. LINDSEY et al., « Slip rate deficit and earthquake potential on shallow megathrusts », *Nature Geoscience* **14**, 321-326 (2021).
- ¹⁸²A. K. S. ONG et al., « Factors affecting intention to prepare for mitigation of “the big one” earthquake in the philippines : integrating protection motivation theory and extended theory of planned behavior », *International Journal of Disaster Risk Reduction* **63**, 102467 (2021).
- ¹⁸³C. A. KIRCHER et al., « When the “big one” strikes again – estimated losses due to a repeat of the 1906 san francisco earthquake », *Earthquake Spectra* **22**, 297-339 (2006).
- ¹⁸⁴E. A. BRENER et al., « Unstable slip pulses and earthquake nucleation as a nonequilibrium first-order phase transition », *Physical Review Letters* **121**, 234302 (2018).
- ¹⁸⁵T. W. J. DE GEUS et al., « How collective asperity detachments nucleate slip at frictional interfaces », *Proceedings of the National Academy of Sciences* **116**, 23977-23983 (2019).
- ¹⁸⁶F. ROLANDONE, éd., *The seismic cycle : from observation to modeling* (ISTE Ltd / John Wiley et Sons Inc, Hoboken, 2022).
- ¹⁸⁷W. D. SMITH, « The b-value as an earthquake precursor », *Nature* **289**, Publisher: Nature Publishing Group, 136-139 (1981).
- ¹⁸⁸K. K. G. LAN et J. WITTES, « The B-Value : A Tool for Monitoring Data », *Biometrics* **44**, Publisher: [Wiley, International Biometric Society], 579-585 (1988).