



HAL
open science

Etude du cycle sismique sur une expérience analogique de zone de faille : caractérisation de la déformation par suivi micro-sismique

Cedric Lachaud

► **To cite this version:**

Cedric Lachaud. Etude du cycle sismique sur une expérience analogique de zone de faille : caractérisation de la déformation par suivi micro-sismique. Sciences de la Terre. Université Grenoble Alpes, 2019. Français. NNT : 2019GREAU002 . tel-02148192

HAL Id: tel-02148192

<https://theses.hal.science/tel-02148192>

Submitted on 5 Jun 2019

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

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



THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : Sciences de la Terre et de l'Univers et de
l'Environnement (CESTUE)

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Cédric LACHAUD

Thèse dirigée par **David MARSAN**, Professeur, USMB
et codirigée par **Maurine MONTAGNAT-RENTIER**, Directrice de
recherches, CNRS

préparée au sein du **Laboratoire Institut des Sciences de la
Terre**
dans l'**École Doctorale Terre, Univers, Environnement**

**Etude du cycle sismique sur une expérience
analogique de zone de faille : caractérisation
de la déformation par suivi micro-sismique**

**Study of the seismic cycle using a laboratory
analog of a fault zone: micro-sismique
monitoring of the deformation**

Thèse soutenue publiquement le **15 février 2019**,
devant le jury composé de :

Monsieur David MARSAN

Professeur, Université Savoie Mont-Blanc, Directeur de thèse

Madame Maurine MONTAGNAT-RENTIER

Directrice de Recherche, Université Grenoble Alpes, Co-directeur de
thèse

Madame Anne MANGENEY

Professeure, Institut de Physique du Globe de Paris, Rapporteur

Monsieur Stefan NIELSEN

Professeur, Durham University, Président

Madame Elsa BAYART

Chargée de Recherche, Ecole Normale Supérieure de Lyon, Examinateur

Monsieur François RENARD

Professeur, University of Oslo, Examinateur

Remerciements

Et voilà, trois ans (et quelques mois) ce sont écoulés depuis le début de ce travail. Pendant ces trois années, le temps s'écoule parfois très vite, parfois moins vite; au rythme de la thèse, des expériences et des résultats.

Maurine et David, je vous remercie de m'avoir accompagné tout du long et d'avoir eu confiance en moi. Maurine, c'est la deuxième fois que tu m'encadrais. Cette fois le sujet était un peu différent de ce que tu as l'habitude, mais grâce à ton soutien scientifique, technique et moral je suis allé jusqu'à la fin. Et oui, tu me l'avais bien dit.

David, merci de m'avoir poussé à donner le meilleur de moi-même et d'avoir su me remotiver quand il le fallait.

Je tiens également à remercier ici Jérôme et Florent qui ont toujours répondu présent pour discuter sciences, pour une relecture ou pour un conseil.

Je pense également à toutes les personnes qui m'ont permis d'en arriver là, d'avoir cru en moi et de m'avoir soutenu.

Merci aux amis, aux compagnons d'aventures et de montagne, pour tous les moments partagés autour d'un café, les pieds dans la neige, les mains sur le caillou ou la tête dans les étoiles : John, Greg, Tiphaine, Noélie, Isabel, Fanny, Véro, Olivier, Olaf, Faustine, Aurèle, Gabi, Maria, Julien, Sandrine, David, François ... et tous ceux que j'ai oubliés!

Merci à vous,

Résumé

Le cycle sismique résulte de la compétition entre des mécanismes de renforcement et d'endommagement. Le temps de récurrence entre les grands séismes fait qu'il est difficile d'observer des cycles complets. L'étude expérimentale des mécanismes de déformation et de nucléation des fractures a permis de mieux contraindre les processus à l'origine des séismes. Le rôle de la cicatrisation sur l'évolution de la résistance d'une faille soumise à une déformation stationnaire a été étudié expérimentalement par *Weiss et al.* (2016). Dans cette expérience, une faille est créée dans une plaque de glace par cisaillement. Les mécanismes de cicatrisation sont obtenus par le regel de l'eau présente dans la zone de déformation. Dans le cadre de cette thèse, ce dispositif expérimental a été étendu pour permettre le suivi micro-sismique de la déformation imposée. Les mécanismes de déformation fragile émettent des ondes élastiques détectables qui se propagent dans le milieu, nous permettant de les caractériser. En raison de la géométrie en plaque du milieu, on observe la propagation d'ondes guidées similaire aux modes de Lamb symétrique et anti-symétrique.

Les fractures de grandes tailles se distribuent selon une loi de puissance en 10^{-bm} similaire à ce qui est observé en sismologie. Cependant, lors des expériences de déformation stationnaires, la valeur de b est large ($b = 3$), et bien supérieure à ce qui est observée dans la croûte terrestre ($b = 1$). Une valeur de b aussi élevée traduit le fait que la déformation est principalement accommodée de façon asismique ou par des fractures trop petites pour être détectées par notre méthode. Lorsque le rôle de la cicatrisation est renforcée par rapport à l'endommagement, on observe une diminution de la valeur de b . Ce changement de distribution est probablement dû à la diminution des hétérogénéités de structure dans la faille et à une augmentation de sa capacité à accumuler une contrainte plus élevée avant la rupture, permettant aux fractures de se propager sur de plus longues distances. Une partie importante de la sismicité correspond à des multiplets qui semblent être des produits passifs de la déformation. Ce comportement est similaire à ce qui est observé pour les essaims de séismes déclenchés par des transitoires de déformation : valeur de b grande, absence de choc principal et peu de déclenchement de répliques. Pour des taux de déformation faibles, on observe une augmentation des chutes de couple avec la magnitude de la forme $\Delta\Gamma \sim M_0 \sim 10^{1.2m}$, similaire à ce qui est observé dans la croûte terrestre, $M_0 \sim 10^{1.5m}$. Il est donc possible que la relation observée en sismologie s'étende aux petites magnitudes observées ici. Une diminution du couplage sismique est observé avec l'augmentation du taux de glissement Ω . Pour finir, pour une fracture de magnitude donnée, on observe une diminution de la chute de couple avec l'augmentation de Ω . Ce comportement peut être expliqué par la diminution du couplage sismique et/ou une dépendance du taux de cicatrisation.

Abstract

The deformation observed along a seismic fault can be described as the succession of phases for which the fault accumulate stress imposed by the steady deformation of the surrounding regions, and phases of sudden sliding during which the stress is relaxed : the earthquakes. After the rupture, strengthening mechanisms are required to make possible the new accumulation of elastic stress. Therefore, the seismic cycle results in the steady competition between strengthening and damage. The aim of this study is to explore the role of cohesion-healing on the fault deformation dynamic, as well as to characterize the effect of slip rate on the seismicity. The experimental set-up designed by *Weiss et al.* (2016) has been extended in this study to carry out a micro-seismic monitoring of the deformation. This experiment consists in the shear deformation of a fault created in a thin ice plate overlying a water column. Cohesion-healing mechanisms are achieved through freezing of the water along the fault. The damage mechanisms and the spatial and temporal distribution of the deformation can be characterized thanks to the detectable elastic waves emitted by the fracturing. Because of the plate geometry and underlying water column, we observed guided waves similar to the Lambs symmetric and antisymmetric modes.

The largest fractures distribute according to a power law of the form 10^{-bm} that is similar to the one observed in seismology. At a constant sliding rate, we observe a large b value, ≈ 3 , which is much larger than the value observed in the Earth's crust ($b = 1$). This large b value indicates that the deformation is mainly accommodated aseismically or by small, undetected, fractures. During Slide-Hold-Slide experiment that corresponds to a case for which the cohesion-healing is enhanced compared to the damage, we observe a decrease in the b -value likely due to a decrease in fault heterogeneity and an increase of the fault ability to store more elastic stress before the rupture, allowing the fractures to grow larger. An important part of the fractures are multiplets, swarms of fractures, which seem to be passive by-products of the imposed deformation. This behaviour is similar to the one observed for swarm seismicity triggered by slip transient : high b -value, no identified mainshock, and very little triggering. For small driving rate Ω , we observe an increase in torque drop amplitude with magnitude, $\Delta\Gamma \sim M_0 \sim 10^{1.2m}$, similar to the relation observed in seismology, $M_0 \sim 10^{1.5m}$. Thus, the latter could be extended to small magnitudes observed in this study. A decrease of the seismic coupling is observed through the decrease in the number of fractures per unit of slip, and because in average a fracture behaves similarly at the different Ω tested. Finally, for a given magnitude interval, we observe a decrease in torque drop amplitude with the increase in Ω . This could be explained by the observed decrease in seismic coupling or by a decrease in strengthening rate with Ω that is not observed.

Contexte Général

Les mouvements tectoniques sont accommodés à la surface de la Terre par le glissement le long de failles pré-existantes. Ce glissement peut se faire de façon continue et sans changement brusque de vitesse ou bien de façon intermittente, avec l'alternance de longues phases pendant lesquelles la faille ne glisse pas et de courtes phases de glissement, ce sont les séismes. Le déplacement soudain le long d'une faille émet des ondes élastiques qui se propagent sur de longues distances à travers, et à la surface de la Terre.

La "taille" d'un séisme est quantifiée par le moment sismique libéré lors du glissement, il prend en compte à la fois la surface de la rupture et le déplacement accommodé. A partir du moment sismique, il est possible de calculer la magnitude de moment qui correspond à une échelle logarithmique de la taille des séismes. La magnitude est très souvent utilisée pour comparer les séismes entre eux mais est également applicable à d'autres phénomènes. Le plus gros séisme enregistré a eu lieu le 22 mai 1960 dans le sud du Chili, avec une magnitude de 9.5 (*Kanamori and Anderson, 1975*). A l'autre extrémité de l'échelle de magnitude, les petits séismes ne sont observés que de façon instrumentale car trop petits pour être ressentis. Ces séismes peuvent être causés par des mécanismes naturels comme les déformations tectoniques, le volcanismes ou bien être provoqués par des activités humaines telles que que l'exploitation minière ou l'excavation souterraine. Les plus petites magnitudes sont observées en laboratoire lors d'expériences de déformations de matériaux fragiles. Dans les deux cas, la déformation induite possède des similarités mécaniques ou statistiques avec les séismes crustaux (*Brace and Byerlee, 1966; Mogi, 1967; Scholz, 1968a; Dieterich, 1978; Ruina, 1983; Lockner, 1993; Lei and Ma, 2014*), permettant de justifier l'utilisation de modèles analogues pour étudier les mécanismes à l'origine des séismes.

L'objectif de ce travail de thèse a été de développer une méthode permettant de réaliser le suivi micro-sismique en laboratoire d'une zone de déformation. Une faille circulaire est créée dans une plaque de glace et un déplacement stationnaire est imposé. La présence d'eau sous la plaque permet, par le regel de l'eau, de modéliser les mécanismes de renforcement cohésif, i.e. la cicatrisation de la faille. Ce dispositif expérimental est similaire à celui utilisé par *Weiss et al. (2016)*. La mise en place d'une méthode permettant de réaliser le suivi micro-sismique de la déformation doit permettre de répondre à deux questions :

- Comment la déformation est accommodée le long de la faille? Quelles distributions spatio-temporelle et quels mécanismes sont observés?
- Comment la vitesse de glissement impacte-elle la sismicité et la déformation? Comment la cohésion impacte-elle la déformation?

Ce manuscrit se découpe en six parties. Le premier chapitre présente un bref état de l'art permettant de comprendre dans quel contexte cette thèse a été réalisée et quelles sont les

problématiques qui restent aujourd'hui débattues. Le second chapitre consiste en la présentation du dispositif expérimental utilisé, ainsi que du protocole de fabrication de la zone de faille. Les limites et améliorations possible du dispositif sont également décrites. La troisième partie, écrite sous la forme d'un article soumis à *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, présente la méthode utilisée pour réaliser le suivi micro-sismique de la déformation. La méthode est appliquée à une expérience et permet de décrire une partie des résultats qu'il est possible d'extraire de ce type de mesure. Dans la quatrième partie, différentes expériences sont comparées afin de caractériser l'impact de la vitesse de glissement imposée sur la sismicité et la déformation. Cette partie est également écrite sous la forme d'un article. Dans la cinquième partie, je m'intéresse plus particulièrement aux mécanismes associés aux essaims de séismes. Puis, dans une sixième partie, je présente les résultats préliminaires obtenus à partir d'une expérience pour laquelle le glissement est imposé de façon intermittente. Ce manuscrit se termine par un bilan de ce travail et des résultats obtenus.

Table des matières

Liste des symboles	1
1 Introduction	2
1.1 le Cycle Sismique	2
1.1.1 Une définition	2
1.1.2 Caractérisation de la sismicité	3
1.1.3 L'apport des études en laboratoire	5
1.2 Modélisation	6
1.2.1 Le critère de Mohr-Coulomb	6
1.2.2 Le modèle "Rate-and-State"	7
1.3 Glissement sismique et asismique	10
1.3.1 A l'échelle d'une aspérité	10
1.3.2 Le couplage sismique	10
1.3.3 Le cas particulier des transitoires de glissement asismique	13
1.4 Mécanismes de renforcements	15
1.4.1 Observations	15
1.4.2 Représentation en laboratoire	16
1.5 En résumé	20
2 Méthodes expérimentales	21
2.1 Dispositif expérimental	21
2.2 Formation de la faille : contrainte de cisaillement et taux de déformation .	23
2.3 Préparation de la plaque	24
2.3.1 Contrôle de la microstructure	24
2.3.2 Température et épaisseur de glace	26
2.4 Mesures micro-sismiques	26
2.4.1 Ondes guidées dans une plaque flottante	27
2.4.2 Suivi micro-sismique de la déformation	28
2.5 Limites et améliorations	31
2.5.1 Dispositif de cisaillement : limites et améliorations possible	31

2.5.2	Limites du système d'acquisition micro-sismique	35
2.5.3	Mesures additionnelles	36
2.6	En résumé	37
3	Micro-seismic monitoring of a floating ice plate to characterize its deformation	39
3.1	Résumé	39
3.2	Introduction	40
3.3	Methods	41
3.3.1	Experimental setup	41
3.3.2	Micro-seismic measurements	43
3.3.3	Quantifying seismic moment and magnitude	49
3.4	Results	51
3.4.1	Global torque and seismicity characteristics	51
3.4.2	Characterizing the fracture sizes distribution	53
3.4.3	Clustering in time and space, and triggering	55
3.4.4	Relation between torque drops and fracture magnitude	60
3.4.5	Seismic coupling coefficient and energy balance	62
3.5	Discussion	63
3.5.1	Large b-value : possible physical interpretations?	64
3.5.2	Implications for the deformation dynamics	64
3.5.3	Could one estimate a coupling coefficient?	65
3.5.4	Swarm-like behavior	67
3.6	Conclusion	67
4	Deformation and seismicity dependence upon slip-rate	69
4.1	Résumé	69
4.2	Introduction	70
4.3	Data and processing	71
4.4	Torque time series and dependence on driving rate	71
4.4.1	Fault weakening with slip rate	72
4.4.2	Driving rate dependence of the torque fluctuations	73
4.5	Impact of slip rate on seismicity	74
4.5.1	Characterizing the frequency-magnitude distributions	74
4.5.2	Evolution of the fracture rate and fault coupling with slip rate	76
4.6	Correlation between torque, fracture magnitude and slip rate	77
4.6.1	Scaling between change in torque and fracture magnitude	77
4.6.2	Torque drops dependence upon the slip rate	78
4.7	Discussion and conclusion	83
5	Caractérisation des multiplets : distribution et mécanismes	85
5.1	Introduction	85

5.2	Méthodes	86
5.3	Distribution spatiale	87
5.4	Organisation temporelle	88
5.5	Distribution des moments sismiques	91
5.6	Comportement individuel	92
5.6.1	Des aspérités qui résistent	94
5.6.2	Des fractures qui se propagent?	95
5.7	Discussion & Conclusion	95
6	Etude perspective : Une expérience de type "Slide-Hold-Slide"	98
6.1	Introduction	98
6.2	Méthodes	99
6.3	Couple et taux de fracturation	99
6.4	Distribution en magnitude	101
6.5	Distribution spatiale et temporelle	102
6.6	Discussion & conclusion	104
7	Conclusion	108
7.1	Mise en place du suivi micro-sismique	108
7.2	Comment la déformation est-elle accommodée?	109
7.3	Comment la vitesse de chargement impacte-elle la déformation?	111
7.4	Perspectives	112
A	Caractérisation expérimentale de l'épaisseur et des propriétés élastiques d'une plaque de glace par mesure des ondes guidées.	126

Liste des symboles

Une liste des symboles les plus utilisés est donnée ci-dessous, les lettres Grecque en premier puis les lettres Latine. Un même symbole peu avoir deux significations et vis versa. Le sens est dans la plupart des cas rappelé dans le texte.

- χ Coefficient de couplage sismique
- Δc_m Chute de couple associée à chaque fracture de magnitude m
- Γ Couple
- γ Déformation
- $\dot{\gamma}$ Taux de déformation
- κ Kurtosis
- λ Largeur caractéristique de la faille
- Ω Taux de glissement imposé, s^{-1}
- μ Rigidité de la glace, 3.52 GPa
- μ_s Coefficient de friction statique
- μ_d Coefficient de friction dynamique
- σ_n Contrainte normale
- $\Delta\sigma$ Chute de contrainte
- τ Contrainte de cisaillement
- θ Fonction d'état dans les lois de friction
- θ Position angulaire d'un capteur
- ζ Coefficient d'asymétrie ("Skewness")
- A Surface de rupture
- a Paramètre de friction quantifiant l'"effet direct"
- b Paramètre de friction à l'état stationnaire
- c_v Coefficient de variation
- $h(t)$ Épaisseur de la plaque de glace, varie au court du temps, $dh/dt \sim 1\text{mm/h}$
- M_0 Moment sismique
- M_w Magnitude de moment
- m Magnitude de moment
- P Longueur de la faille, $2\pi r \sim 1.38\text{m}$
- R Distance entre les accéléromètres et le centre de la faille, $R = 0.45\text{ m}$
- r Rayon de la faille, $r = 0.22\text{ m}$
- S_0 Terme de renforcement
- U Déplacement mesuré lors d'une fracture
- U_0 Déplacement imposé numériquement
- $U_{z,r}$ Déplacement verticale mesuré numériquement
- \dot{u} Vitesse de glissement imposée numériquement
- V_r Vitesse de rupture, 1675 m/s
- v Vitesse de glissement imposée sur la faille
- W Largeur d'une fracture

Introduction

1.1 le Cycle Sismique

1.1.1 Une définition

La majorité des grands séismes a lieu sur des failles pré-existantes, qui cèdent de façon répétitive au cours du temps. Une faille ne glisse pas librement en réponse à la déformation imposée, mais résiste, accumule de la contrainte et lâche. La résistance de la faille est contrôlée par la compétition entre le glissement imposé et les mécanismes de renforcement associés à la résistance frictionnelle et cohésive. Lorsque la résistance en cisaillement de l'interface est atteinte, la contrainte accumulée est relâchée par un épisode de glissement brusque et court. Lorsque le glissement s'arrête, l'accumulation de contrainte recommence. Cette description du cycle sismique correspond à la théorie développée par H. F. Reid (1910) ("Elastic Rebound Theory"). Dans ce modèle, le cycle sismique est donc composé de deux phases : i) une période dite "inter-sismique" pendant laquelle la faille est bloquée et accumule de la contrainte en réponse au chargement imposé à grande échelle ; ii) une période dite "cosismique", qui correspond à la relaxation soudaine de la contrainte lorsque la résistance en cisaillement du matériau est atteinte.

Si le modèle de Reid était vérifié, le temps de récurrence entre deux séismes devrait être périodique et les chutes de contrainte d'amplitudes toujours égales. En pratique, le cycle de déformation de la croûte est complexe. L'amélioration des observations géodésiques et sismologiques a permis de développer une vision plus détaillée du cycle sismique. Quatre phases ont été identifiées : 1) inter-sismique, 2) pré-sismique, 3) cosismique et 4) post-sismique (voir *Lay and Wallace* (1995) et *Scholz* (2002))

La période pré-sismique est caractérisée par une augmentation de la sismicité avant le séisme principal ("mainshock"). En laboratoire, la présence de fractures précurseurs de la rupture macroscopique de l'échantillon est souvent observée. Dans un échantillon initia-

lement intact on observe lors de la phase de nucléation de la rupture les micro-fractures s'organiser jusqu'à créer une faille qui ensuite se déforme. Dans ce cas, l'ensemble de l'échantillon subi une déformation importante, un volume conséquent est donc impliqué dans la nucléation de la rupture ce qui rend les fractures précurseurs de la macro-rupture facilement identifiables. En sismologie, la zone de nucléation de la rupture est petite par rapport à la taille de la faille ce qui rend difficile l'identification de séismes comme précurseurs (*Johnston et al.*, 1987). Ces séismes précurseurs ont pour la première fois été identifiés et utilisés en 1965 pour anticiper le séisme de Haicheng (M7.3) (*Raleigh*, 1977). Cependant, tous les séismes de grandes tailles ne semblent pas être précédés de précurseurs, et lorsqu'une augmentation de la sismicité est observée, les séismes peuvent être identifiés comme précurseurs uniquement à posteriori.

Durant la phase post-sismique, une phase de glissement asismique associée à des processus de relaxation visco-élastiques est observée. Le changement de l'état de contrainte peut conduire au déclenchement d'autres séismes en relation avec le premier, ce sont les répliques. Presque tous les séismes de grande magnitude sont suivis par une séquence de répliques qui débute immédiatement après le choc principal. La fréquence des séismes décroît ensuite de façon exponentielle avec le temps (*Utsu*, 1961).

La vitesse des mouvements tectoniques est faible, en général de l'ordre de 1-10 cm/an. Il est donc difficile d'observer un cycle sismique complet, associé à la relaxation complète de la contrainte. Par exemple, le cycle sismique dans la zone du séisme de Tohoku-oki (2011, $M_w = 9.0$) est d'environ 1000 ans. La modélisation de la dynamique des failles est donc nécessaire pour explorer la nucléation des séismes et la variabilité des processus observés.

1.1.2 Caractérisation de la sismicité

Les propriétés statistiques de la sismicité à la surface de la Terre peuvent être décrites par plusieurs lois puissances. Deux d'entre elles, utilisées par la suite, sont décrites ci-après.

Relation fréquence-magnitude des séismes : la relation de Gutenberg-Richter

Le distribution fréquence-magnitude des séismes, également connue sous le nom de loi (ou distribution) de Gutenberg-Richter (*Gutenberg and Richter*, 1954) permet de décrire la probabilité d'occurrence d'un séismes en fonction de sa magnitude. Cette relation s'écrit :

$$\log_{10}N = a - bm, \quad (1.1)$$

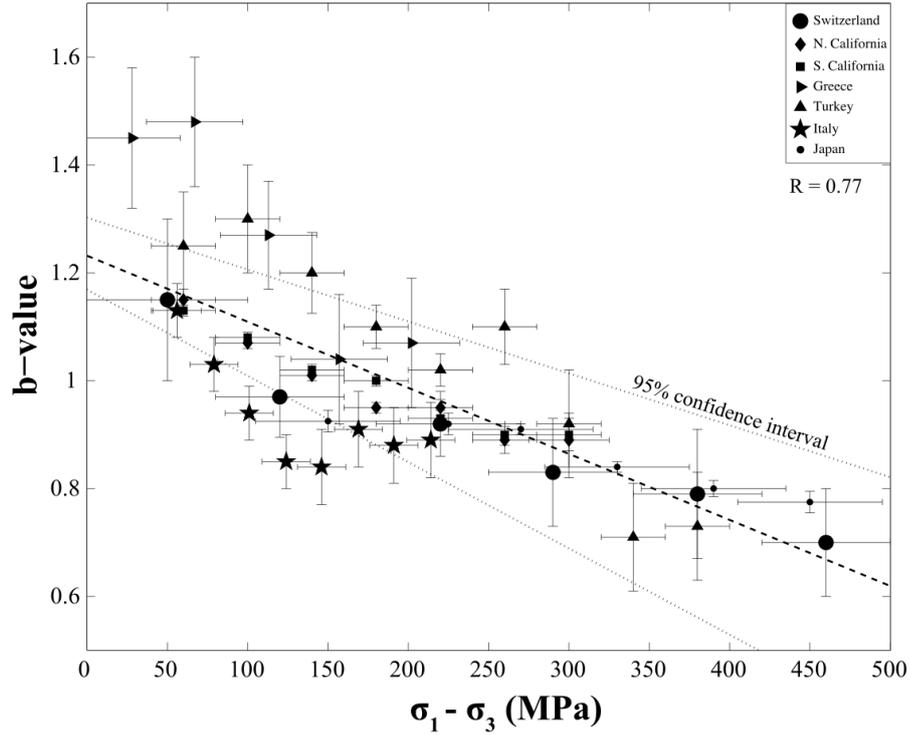


FIGURE 1.1 – Valeurs de b en fonction de la contrainte ($\sigma_1 - \sigma_3$) (Scholz, 2015).

avec N le nombre de séismes de magnitude m , et a et b des constantes. La valeur de b décrit la pente de la décroissance en loi puissance de la distribution de Gutenberg-Richter, au dessus de la magnitude de complétude (magnitude au-dessus de laquelle la probabilité de détection est de 100%). A l'échelle de la Terre, la valeur de b est généralement admise comme étant proche de 1 (Utsu, 2002).

Des variations des b sont observées, attribuées à des différences de mécanismes aux foyer, de profondeur, ou de d'homogénéités des failles (Mori and Abercrombie, 1997). Récemment, Scholz (2015) a proposé d'expliquer les variations de b observées en fonction du contexte tectonique par une dépendance de sa valeur avec la pression de confinement, $b = 1.23 \pm 0.06 - (0.0012 \pm 0.0003)(\sigma_1 - \sigma_3)$, avec ($\sigma_1 - \sigma_3$) en MPa (figure 1.1).

Distribution spatiale et temporelle des séismes

Les distributions spatiales et temporelles des fractures peuvent être caractérisées par une intégrale de corrélation. Cet outil est une fonction statistique qui permet de déterminer la dimension fractale D de la série de données. Cette dimension permet de décrire la façon dont une variable est distribuée par rapport à sa dimension topologique. Cette fonction s'écrit (Grassberger and Procaccia, 1983) :

$$C(r) = \frac{1}{N(N-1)} N_p(R < r) \quad (1.2)$$

avec $C(r)$ l'intégrale de corrélation, N le nombre d'éléments dans le jeu de données, et $N_p(R < r)$ le nombre de paires séparées par une distance R plus petite que r . Dans le cas où l'intégrale de corrélation peut être approximée par $C(r) \sim r^D$, alors la distribution suit une structure fractale, auto-similaire. Si D est égale au nombre de degrés de liberté du système, c'est à dire la dimension topologique du système (trois pour un volume), alors on considère la variable comme uniformément distribuée dans le système.

A partir de catalogues globaux et locaux, *Kagan and Knopoff* (1980) ont montré que jusqu'à des distances de 2000 km la distribution spatiale des séismes est fractale. La valeur de D est proche de 2 pour les séismes superficiels et de 1.5 pour les séismes profonds. La distribution des séismes est donc équivalente à une distribution uniforme sur un plan. Dix ans plus tard, *Kagan* (1991) propose une dimension fractale de 2.2 pour l'ensemble des mécanismes de fracturation des roches. Dans les deux cas, l'augmentation de D avec la durée du catalogue a été observée. Au delà d'une décennie, D tends vers une valeur asymptotique.

L'intégrale de corrélation peut également être utilisée pour caractériser la distribution temporelle de la variable d'intérêt, ici le temps de récurrence des séismes. Un exposant $D = 1$ signifiant que le temps de récurrence entre séismes suit une distribution de Poisson, i.e. distribution exponentielle des temps de récurrences définie par une taux de fracture moyen et indépendamment du temps depuis le dernier séisme. Des valeurs de $D < 1$ traduisant un amassement temporel des fractures.

1.1.3 L'apport des études en laboratoire

Les temps caractéristiques associés aux séismes et la difficile observation des mécanismes liés à l'initiation des ruptures font qu'il est indispensable d'étudier ces mécanismes en laboratoire. Cependant, on peut se demander dans quelle mesure ces études reproduisent les mécanismes crustaux.

De façon identique à ce qui est observée en sismologie, la rupture fragile des échantillons émet des ondes élastiques à hautes fréquences qui se propagent dans le volume. Le suivi acoustique de la déformation fragile des roches est utilisé depuis les années 1960 pour caractériser les processus de rupture, de nucléation du glissement et leurs dépendances aux conditions de chargement. La détection des fractures permet de les compter, déterminer leur temps d'occurrence, magnitudes, distribution spatiale et temporelle et les mécanismes à la source. Ces informations permettent d'explorer la relation entre l'activité acoustique et les conditions de déformation.

Aujourd'hui, il est globalement accepté que les séismes crustaux et les essais de déformation fragile des matériaux (micro-fracturation ou friction) partagent des propriétés mécaniques et statistiques permettant de considérer ses derniers comme des analogues

de séismes (*Mogi, 1962; Mogi, 1967; Scholz, 1968b; Lockner et al., 1991; Lockner, 1993; Ponomarev et al., 1997; Lei and Ma, 2014; Goebel et al., 2015, 2017*). Les essais en laboratoires sont utilisés pour caractériser les processus liés aux séismes sous un large éventail de conditions : contrainte normale, pression interstitielle, présence de fluide, température, hétérogénéités etc... Ces études ont montré que la micro-fracturation peut être décrite, de façon statistique, par des loi puissances similaires à celles observées pour la sismicité crustale.

1.2 Modélisation

L'étude des mécanismes à l'origine des séismes a bénéficié des essais en laboratoire. La rupture d'un matériau sain peut être modélisée par le critère de Mohr-Coulomb (*Handin, 1969; Weiss and Schulson, 2009*), tandis que les mécanismes de nucléation des séismes sont, en général, modélisés par les loi dites "Rate-and-State" (*Marone, 1998*).

1.2.1 Le critère de Mohr-Coulomb

Bien que la physique derrière le critère de Mohr-Coulomb reste mal connue, il permet d'expliquer de façon convaincante, bien qu'imparfaite, les observations faites en mécaniques des solides.

Le critère de Mohr-Coulomb peut s'appliquer à deux cas distincts, la rupture d'un échantillon initialement intact et le glissement frictionnel le long d'une interface pré-existante. Dans ce modèle, la contrainte de cisaillement est reliée à la résistance du matériau :

$$\tau = C + \mu(\sigma_n - p) \quad (1.3)$$

avec τ la contrainte de cisaillement, C la cohésion du matériau, μ le coefficient de friction, σ_n la contrainte normale, et p la pression interstitielle. La contrainte de cisaillement appliquée dans un plan donnée est la combinaison de la cohésion du matériau et d'une contrainte proportionnelle à la contrainte normale. Pour un matériau sain, μ correspond au coefficient de friction interne, et la macro-rupture apparaît le long du plan où $|\tau| - \mu(\sigma_n - p)$ est maximal et supérieure à la cohésion du matériau (*Handin, 1969; Savage et al., 1996*). Dans un matériau intact, le coefficient de friction interne est un concept mal défini puisque le glissement macroscopique est nul ou négligeable avant la rupture. Il peut être vu comme la pente de l'enveloppe de rupture ($\tan(\phi)$). Une fois la macro-rupture formée, C est négligeable. Dans ce cas, le critère de Coulomb se réduit à la deuxième loi d'Amonton : $\tau = \mu(\sigma_n - p)$, μ étant le coefficient de friction le long de l'interface nouvellement créée.

Le critère de Mohr-Coulomb (équation 1.3) représente la résistance en cisaillement en fonction de la cohésion du matériau et de la contrainte normale. Bien qu'il soit possible de modéliser le glissement instable le long de l'interface, les mécanismes en jeu ne sont pas observés lors du glissement instable le long des failles. De plus, aucune dépendance à la vitesse de déformation, au temps ou au glissement n'est prise en compte. Ce modèle n'est donc pas capable d'expliquer les mécanismes à l'origine des séismes : glissement aismique et nucléation de la rupture.

1.2.2 Le modèle "Rate-and-State"

En supposant que les séismes correspondent uniquement à un glissement le long d'une faille pré-existante, les mécanismes d'instabilité frictionnelle sont pertinents pour caractériser les mécanismes de nucléation des séismes. Dans le modèle Rate-and-State, l'instabilité du glissement s'explique par le fait que, lorsque la résistance de la faille est atteinte, l'incrément de vitesse associé à la rupture et à l'initiation du glissement réduit la résistance de la faille plus vite que la contrainte disponible pour cisailier. Le glissement peut donc accélérer et se propager (Byerlee, 1970; Dieterich, 1979a,b).

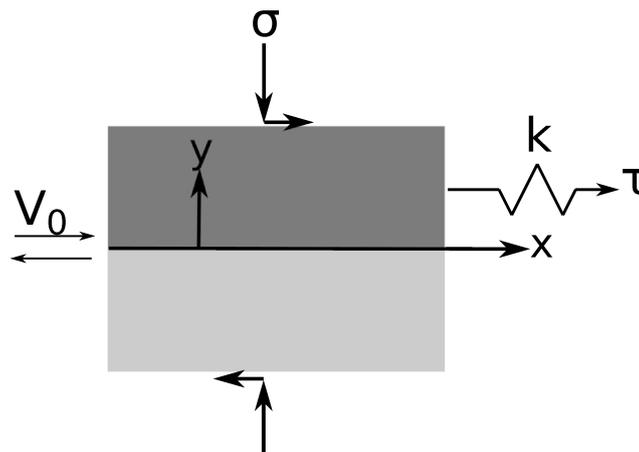


FIGURE 1.2 – Description schématique du modèle patin-ressort utilisé de façon classique pour modéliser les instabilités de glissement. Les lois dites "Rate-and-State" sont basées sur ce modèle mécanique.

A partir d'expériences de type "patin-ressort" (figure 1.2), *Brace and Byerlee* (1966) ont montré qu'un séisme, plutôt que d'être dû à l'initiation et la propagation d'une fracture, correspondrait au glissement soudain le long d'une faille pré-existante où la friction joue un rôle important. Ces expériences consistent à étudier le mouvement de deux blocs (au autre) de roche mis en contact et glissant l'un contre l'autre sous différentes conditions de chargement. Dans ce modèle, comprendre l'évolution de la friction est essentiel pour modéliser les mécanismes qui contrôlent la dynamique des failles, puisque la résistance au glissement est contrôlée par les propriétés de friction de l'interface.

A la suite des travaux originaux de *Brace and Byerlee* (1966), Dieterich a réalisé de nom-

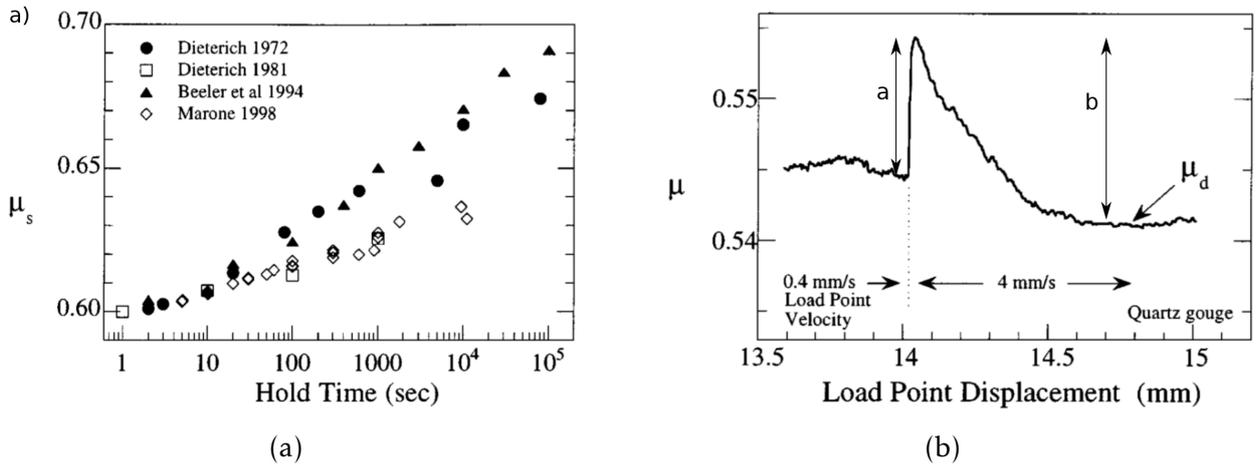


FIGURE 1.3 – a) Variation relative du coefficient de friction statique en fonction du temps d'attente entre deux glissements consécutifs en présence de gouge (symboles ouverts) et en l'absence de gouge (symboles fermés). b) Variation du coefficient de friction en réponse à un changement de la vitesse imposée en présence de gouge mettant en évidence l'"effet direct" mis en avant par Dieterich (Marone, 1998).

breuses nouvelles expériences (Dieterich, 1972, 1978, 1979a,b) pour lesquelles la résistance au glissement est contrôlée par le coefficient de friction μ , ratio entre la résistance en cisaillement τ et la contrainte normale σ . Le coefficient de friction statique, μ_s , correspondant à la valeur maximale du coefficient de friction mesuré lors d'un changement de vitesse, μ_d correspondant à la valeur du coefficient de friction lors du glissement. Il a ainsi montré que : 1) μ_s est supérieur au coefficient de friction dynamique, μ_d ; 2) μ_s augmente de façon logarithmique avec le temps entre deux glissements imposés (Dieterich, 1972) (figure 1.3.a) ; 3) lors d'un changement de vitesse, en réponse à une augmentation (resp. une diminution) de la vitesse de glissement, μ_s augmente (resp. décroît) avant d'atteindre un nouvel état d'équilibre caractérisé par une nouvelle vitesse de glissement constante (Dieterich, 1978, 1979a,b) (figure 1.3.b). Ce comportement est appelé "effet direct" et varie avec le logarithme de la différence de vitesse.

Ces expériences ont permis de développer un nouveau cadre théorique utilisé pour modéliser la nucléation des séismes. Ces relations décrivant les variation de résistance de l'interface sont basées sur l'évolution du coefficient de friction et définissent le modèle "Rate-and-Sate" (RS) (Dieterich, 1979a,b; Ruina, 1983) :

$$\tau = \left[\mu_0 + a \ln \left(\frac{V}{V_0} \right) + b \ln \left(\frac{V_0 \theta}{D_c} \right) \right] \sigma \quad (1.4)$$

où μ_0 est une constante, V_0 la vitesse de glissement imposée, V la vitesse de glissement frictionnelle, a et b sont des constantes déterminées empiriquement décrivant la stabilité de l'interface (figure 1.3.b), D_c est considéré comme la distance nécessaire pour renouveler les contacts, et θ est la fonction d'état dont la forme dépend du modèle utilisé. La fonction d'état θ permet de prendre en compte les changements de friction dus aux renouvellement des contacts. En fonction de la dépendance en temps ou en glissement de

θ différentes fonctions ont été identifiées. Les deux fonctions d'état les plus classiques sont présentées ci-après. Dans le premier cas, le nombre de contacts est principalement contrôlé par le temps :

$$\dot{\theta} = 1 - \frac{V\theta}{D_c} \quad (1.5)$$

Dans le deuxième cas, le nombre de contacts est contrôlé principalement par la vitesse et le glissement (Ruina, 1983) :

$$\dot{\theta} = -\frac{V\theta}{D_c} \ln\left(\frac{V\theta}{D_c}\right) \quad (1.6)$$

Quand on se place en régime stationnaire $\dot{\theta} = 0$, les deux fonctions d'état conduisent à la même expression notée $\theta_{ss}(v) = D_c/v$. La résistance en cisaillement s'écrit alors :

$$\tau_{ss} = \left[\mu_0 + (a-b) \ln\left(\frac{v}{v_0}\right) \right] \sigma \quad (1.7)$$

Il est important de noter que, dans le cadre du modèle RS, la cohésion est considérée comme nulle et la résistance de la faille n'est dépendante que du coefficient de friction.

Lors des expériences, deux types de glissements différents ont été observés en fonction des conditions de chargement imposées. Le premier, correspondant au glissement uniforme le long de l'interface est caractérisé par une vitesse de glissement constante en réponse au chargement imposé. Ce type de comportement est observé dans le cas où le coefficient de friction dynamique augmente avec la vitesse imposée. Dans ce régime, une fracture ne peut ni s'initier ni se propager, le glissement est accommodé de façon aperiodique. Le second correspond à un glissement saccadé, intermittent le long de l'interface. Ce type de glissement est observé lorsque que le coefficient de friction dynamique diminue avec la vitesse de glissement imposée. Dans ce régime, une fracture peut s'initier et se propager, il est donc un bon candidat pour modéliser la nucléation des séismes.

Le type de glissement observé est contrôlé par trois paramètres, $(a-b)$, D_c et k (la rigidité du système). Dans le cas où $(a-b) \geq 0$, μ_d augmente avec la vitesse imposée, le glissement est stable. A l'inverse, lorsque $(a-b) < 0$, μ_d diminue avec la vitesse. Dans ce cas, deux différents régimes sont observés, le régime instable et le régime conditionnellement stable. La transition entre l'un est l'autre est contrôlée par la valeur de la contrainte normale. Considérant un modèle de type patin-ressort, la contrainte seuil σ_{th} est dépendante de la rigidité du système k , D_c et $(a-b)$:

$$\sigma_{th} = \frac{kD_c}{-(a-b)} \quad (1.8)$$

Si $\sigma_n > \sigma_{th}$ alors le glissement est instable. Si $\sigma_n < \sigma_{th}$ le glissement est conditionnellement

stable : stable lorsque le glissement est quasi-statique ou bien que le changement de vitesse est inférieur à une valeur limite ; instable si le changement de vitesse est supérieur à cette limite.

Un séisme ne peut s'initier que dans une zone instable, peut se propager dans une zone instable ou conditionnellement stable (sous conditions). Un séisme qui se propage dans une zone stable sera stoppé.

1.3 Glissement sismique et asismique

1.3.1 A l'échelle d'une aspérité

Une faille est modélisée comme un plan 2D dans lequel les propriétés de stabilité varient. Des zones résistent au glissement imposé puis cassent, i.e. les aspérités, alors que d'autres glissent librement. Ces aspérités sont incluses dans un milieu qui glisse librement, de façon stable (asismique), en réponse au chargement imposé. A l'interface entre les deux zones, il existe une zone où le glissement est conditionnellement stable (figure 1.4.a).

A l'échelle d'une aspérité, pendant la période inter-sismique, le glissement asismique dans la zone stable et conditionnellement stable impose une déformation sur l'aspérité. Lorsque la contrainte accumulée est trop importante par rapport à la résistance de l'aspérité, celle-ci casse, le glissement s'initie et se propage dans la zone instable et conditionnellement stable. Cela correspond au glissement cosismique associé aux séismes. Une fois le glissement terminé, l'aspérité se renforce, lui permettant d'accumuler à nouveau de la contrainte. Le changement de l'état de contrainte induit par le glissement de l'aspérité peut conduire à la rupture d'autres aspérités situées à proximités.

Dieterich (1972, 1978) puis *Dieterich and Kilgore* (1994) ont montrés expérimentalement que la résistance de l'interface augmente avec le logarithme du temps entre deux glissements. Le renforcement est associé au fluage des aspérités qui augmentent la surface de contact et la résistance frictionnelle de l'interface.

1.3.2 Le couplage sismique

A l'échelle d'une faille, le glissement imposé peut être accommodé soit par un glissement asismique, soit par un glissement sismique. Le ratio entre les deux est quantifié par le coefficient de couplage $\chi = \frac{\dot{M}_0^s}{\dot{M}_0^t}$ (ou $\chi = U_s/U_t$). Le moment sismique libéré sur le plan de glissement \dot{M}_0^s est comparé au moment sismique imposé par le chargement tectonique \dot{M}_0^t . Lorsque l'ensemble du glissement imposé est libéré de façon sismique $\chi = 1$, la faille

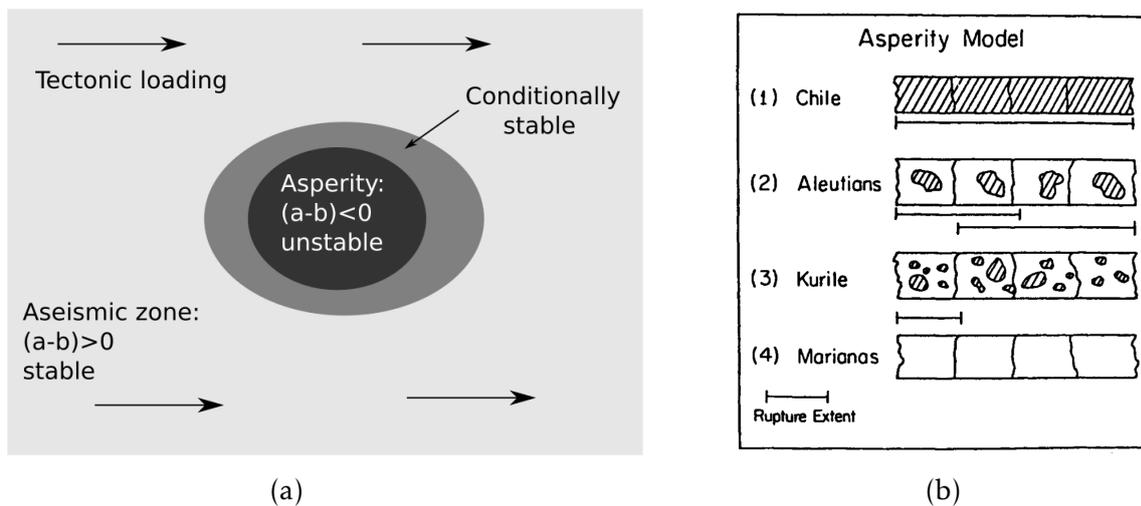


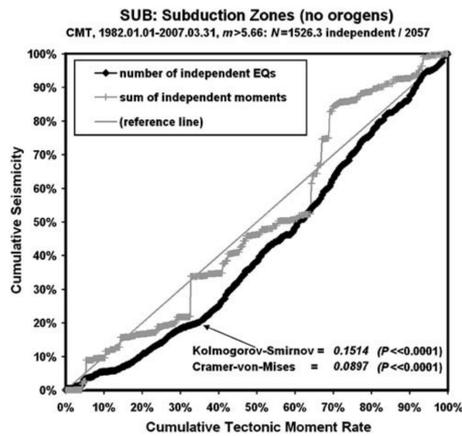
FIGURE 1.4 – a) Description schématique d’une aspérité montrant les zones stable, instable et conditionnellement stable. La déformation induite par le chargement tectonique dans la zone asismique impose une déformation sur l’aspérité qui est fortement couplé. b) Description schématique du la proportion d’aspérités sur une surface en fonction du couplage sismique pour différentes zones de subduction d’après *Lay and Kanamori (1981)*. La zone de subduction au large du Chili présente un couplage proche de $\chi = 1$, presque l’ensemble de sa surface correspond à une aspérité. A l’inverse, la subduction des Mariannes a un coefficient de couplage proche de 0, le glissement est essentiellement asismique.

est complètement couplée. Lorsque que $\chi < 1$, il existe un déficit entre le glissement imposé et le glissement libéré de façon sismique, $1 - \chi$ du chargement tectonique est accommodé de façon asismique. Si $\chi = 0$, la faille est complètement découplée, le chargement tectonique est accommodé de façon purement asismique.

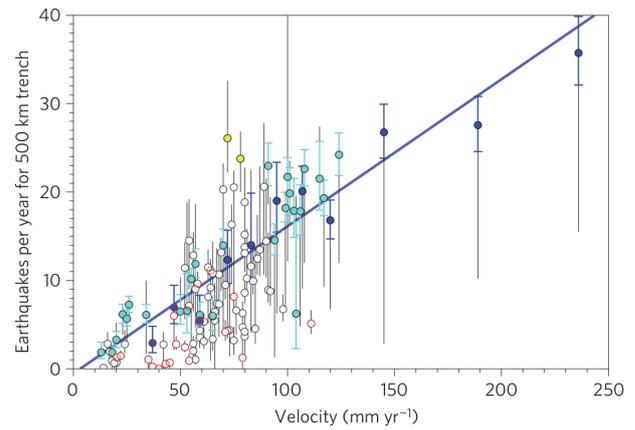
Les failles intra-plaque présentent presque toutes un couplage proche de 1. Dans les zones de subduction, le coefficient de couplage varie fortement avec $\chi \approx 1$ dans la région du sud du Chili, et $\chi \approx 0$ dans l’arc des Mariannes. De façon globale, χ varie entre $\approx 10 - 30\%$ (avec d’importante variations spatiales et temporelles), une proportion importante du glissement est donc accommodée de façon asismique dans les zones de subduction (*Pacheco et al., 1993; Nishimura et al., 2000; Uchida et al., 2003*). Le segment de Parkfield de la faille de San Andreas est connu pour être un exemple de faille qui glisse très majoritairement de façon asismique. De la même façon, certains rifts océaniques présentent un couplage très faible avec $\chi \approx 1\%$ (*Cowie et al., 1993*).

L’interface d’une zone fortement couplée a une part importante de sa surface couverte par des aspérités. Dans cette zone, le glissement va être essentiellement accommodé par des séismes de grande magnitude. A l’inverse, une zone faiblement couplée, ou découplée, a une faible part de sa surface couverte par des aspérités. Celle-ci glisse essentiellement de manière asismique et les séismes enregistrés sont de petites tailles (figure 1.4.b).

Connaître le couplage sismique d’une zone est nécessaire pour mesurer le déficit de glissement et donc estimer la magnitude du plus gros séisme possible dans la zone. Cependant le concept de couplage sismique et le lien entre la taille des plus gros séismes ob-



(a)



(b)

FIGURE 1.5 – a) Nombre cumulé de séismes indépendants (diamants noirs) et somme du moment sismique libéré (croix) pour les zones de subduction, calculés à partir du catalogue CMT sur la période 192-2007 (*Bird et al.*, 2009). L'impact des gros séismes sur l'estimation du couplage et la relation entre sismicité et vitesse de convergence est mis en avant. b) Relation entre le nombre de séismes indépendants dans les zones de subduction en fonction de la vitesse de convergence (*Ide*, 2013).

servables sur la zone restent qualitatif. Notamment, l'estimation du couplage sismique peut souffrir d'un important biais d'échantillonnage. En effet, le moment sismique libéré (ou le glissement sismique) estimé sur une période donnée est fortement dépendant de la présence ou non de séismes de grande tailles dans la zone étudiée. Par exemple, avant le séismes de Tohoku-oki (2011), le déficit de glissement estimé ne correspondait pas à la sismicité observée. Dans cette zone, le temps de retour d'un séisme de magnitude M9 était estimé à 200-300 ans. Cependant, aucun séisme de cette taille avait été constaté dans les siècles précédent. Des études paléosismologiques ont permis de déterminer que le dernier séisme de magnitude M9 avait eu lieu environ au neuvième siècle. Depuis, le cycle sismique est achevé, et le glissement libéré par le séisme de 2011 permet d'expliquer le déficit de glissement qui était observé.

Pour limiter ce biais, lors de l'étude de la relation entre sismicité et vitesse de chargement, des études récentes utilisent la sismicité de fond, qui correspond au taux de séismes après avoir enlevé les répliques, pour étudier le liens entre sismicité et vitesse de chargement. *Bird et al.* (2009) avancent qu'il existe une relation non linéaire entre la sismicité (en nombre de séismes) et la vitesse de convergence (figure 1.5.a). Plus récemment, *Ide* (2013) soutient l'existence d'une corrélation positive entre la vitesse de convergence et la sismicité de fond, la force de la corrélation étant variable d'une zone de subduction à une autre (figure 1.5.b).

Les relations observées dans les zones de subduction ne sont pas valides de façon globale. On observe une variabilité importante de ce lien en fonction des types de failles ou des zones géographiques étudiées. Quelques exemples non-exhaustifs sont données ci-après. Le long des dorsales océaniques, la sismicité apparaît comme négativement cor-

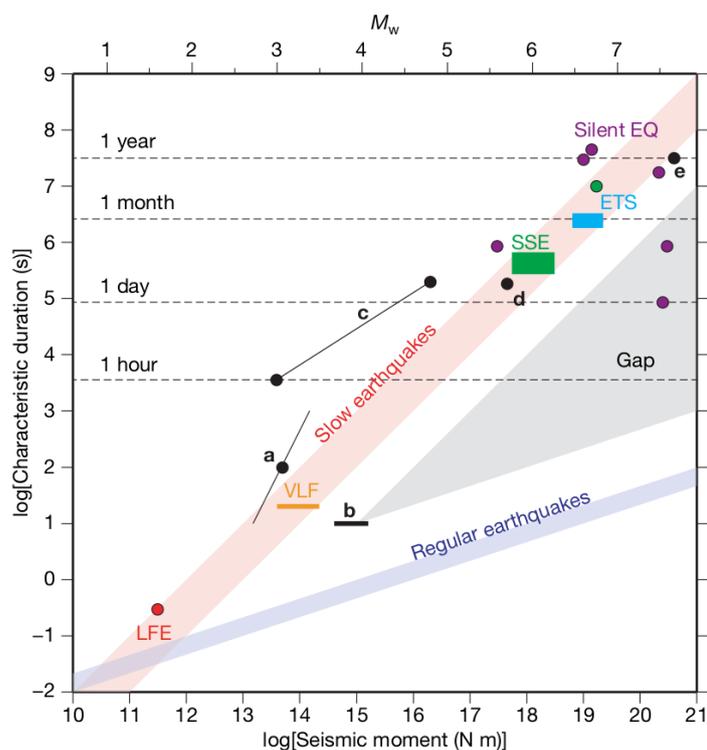


FIGURE 1.6 – Comparaison entre la durée et le moment sismique pour les séismes normaux et lents. SSEs, LFE, VLF et ETS correspondent à "Slow Slip Event", "Low Frequency Earthquake", "Very Low Frequency earthquake" et "Episodic Tremor and Slip", respectivement. (*Ide et al., 2007*).

rélee avec la vitesse de glissement (*Bird et al., 2002; Bird and Kagan, 2003*). *Sobolev and Rundquist (1999)* ont mis en avant une diminution du moment sismique libéré le long des rifts avec l'augmentation de la vitesse d'ouverture. Une augmentation de la sismicité avec l'augmentation transitoire du taux de glissement le long du segment de Parkfield de la faille de San Andreas a été observée par *Nadeau and McEvilly (1999)*. Le couplage sismique observé semble donc être dépendant également des mécanismes à l'origine des séismes.

1.3.3 Le cas particulier des transitoires de glissement asismique

Les "Slow Slip Events" (SSEs) ou "séismes silencieux" sont des épisodes de glissement asismique transitoire qui peuvent durer plusieurs heures ou jours. Les durées, les vitesses et le moment sismique relaxé sont différents des séismes habituellement rencontrés (figure 1.6). Le changement de l'état de contrainte de la zone environnante peut déclencher des séismes tant que le SSE a lieu dans une zone sismiquement active.

L'augmentation de la sismicité en lien avec les SSEs a été observée dans de nombreuses zones de subduction (*Ozawa et al., 2003; Delahaye et al., 2009; Vidale et al., 2011; Vallée et al., 2013; Hirose et al., 2014; Reverso et al., 2016; Gardonio et al., 2018*). Une relation linéaire entre le taux de séismes et le glissement asismique a également été mise en évidence par *Reverso et al. (2016)* dans la région de Boso, Japon.

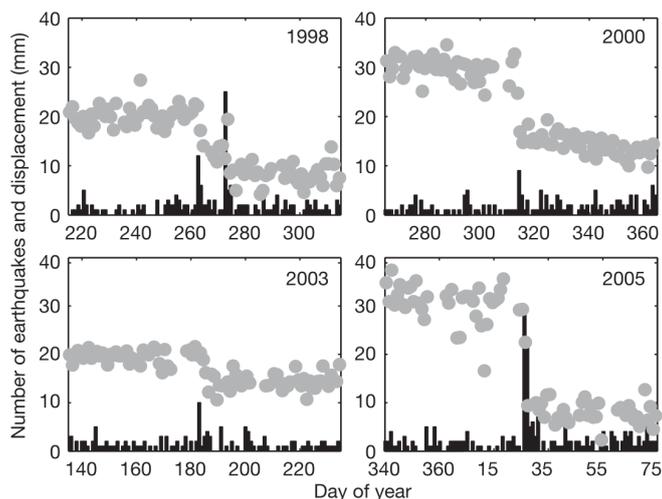


FIGURE 1.7 – Nombre de séismes et déplacement observés lors de SSEs sur le Kilauea (*Segall et al.*, 2006) montrant l'augmentation de la sismicité en lien avec les transitoires de déplacement aiséismique.

Dans le cas du Japon, plusieurs épisodes de glissement ont été détectés en utilisant les essaims sismiques comme des marqueurs du glissement (*Hirose et al.*, 2014). Ces essaims sont dans certains cas associés à la rupture de la même zone sismique (*Ozawa et al.*, 2003; *Hirose et al.*, 2014). La rupture répétée d'une même aspérité peut être détectée en cherchant les séismes ayant des formes d'ondes similaires. En effet, chaque aspérité possède des propriétés uniques qui permettent de l'identifier. La rupture répétée d'une aspérité et d'aspérités proches va générer un essaim de séismes ayant tous une forme d'onde fortement similaire. Un tel groupe de fractures est appelé multiplet. Lorsque l'ensemble des séismes sont générés par une seule aspérité, on parle de séismes répétitifs ou "repeaters". *Gardonio et al.* (2018) ont utilisé des repeaters dans la zone de Boso, Japon, pour caractériser deux épisodes de glissement lents auparavant inconnus. A des échelles plus petites, des multiplets sont parfois détectés sous les glaciers et sont associés à la rupture successive d'une aspérité due au glissement du glacier sur le socle rocheux (*Helmstetter et al.*, 2015; *Allstadt and Malone*, 2014). En laboratoire, les multiplets ont été utilisés pour suivre la propagation de ruptures dans des essais mécaniques dans des métaux (*Deschanel et al.*, 2017).

Dans un contexte volcanique, des séismes déclenchés par des épisodes de glissement transitoires ont été observés sur le flanc sud du Kilauea, Hawaii (*Segall et al.*, 2006; *Montgomery-Brown et al.*, 2009, 2013). *Segall et al.* (2006) ont montré que l'augmentation de la sismicité associée aux épisodes de glissements transitoires (figure 1.7) peut être expliquée par un changement du taux de contrainte.

Dans le cas du Kilauea, les SSEs semblent survenir dans la zone de transition entre une région sujette aux séismes et une région aiséismique. *Liu and Rice* (2005) ont montré numériquement qu'en appliquant un modèle Rate-and-State à une zone de subduction modélisée en 3D, des augmentations transitoires de la vitesse de chargement sont observées

entre la zone de glissement instable et la zone de glissement stable.

1.4 Mécanismes de renforcements

L'existence du cycle sismique nécessite que la faille ait la possibilité de se consolider/-renforcer après une rupture. En effet, l'accumulation de contrainte ne peut se faire que si la faille a la capacité de résister à la déformation imposée par le chargement tectonique. Cette phase de renforcement des failles est observée dans le cas de séismes crustaux et a été explorée en laboratoire.

1.4.1 Observations

Li et al. (1998) ont montré lors de deux campagnes de mesures (1994 et 1996) que les vitesses des ondes P et S avaient varié après le séisme de Landers (1992). La différence de temps d'arrivée mesurée entre deux réseaux déployés de part et d'autre de la faille a diminué entre 1994 et 1996. Cette augmentation de la vitesse des ondes P et S a été attribuée à la fermeture des fractures qui avaient été ouvertes par le séisme de 1992. En analysant le fractionnement des ondes S, *Tadokoro et al.* (1999); *Tadokoro and Ando* (2002), ont mis en évidence la cicatrisation rapide (dans les 3 ans) des fractures qui se sont ouvertes lors du séisme de Kyogo-gen Nanbu (1995, zone de faille de Nojima). Après la rupture, les ondes de cisaillement les plus rapides étaient orientées parallèlement à la faille, indiquant que les fractures orientées selon cet axe étaient majoritaires dans la zone de déformation. Après une période de 33 à 45 mois, l'étude de l'anisotropie des ondes S indiquait que les ondes polarisées les plus rapides étaient parallèles à la direction du maximum de contrainte normale (figure 1.8). Ce changement d'orientation avec le temps indique que les fractures qui ont été ouvertes lors du séismes se sont refermées durant cette période. A partir de forages réalisés dans la zone de faille de Nojima, il a été montré que la fermeture progressive des fissures était associée à des processus de précipitation et céméntation (*Moore et al.*, 1999).

Le renforcement d'une faille pendant la période inter-sismique est dépendant du temps et est associé à des processus de cohésion en plus des renforcement liés aux propriétés de friction de l'interface. Le temps de récurrence entre deux séismes va donc jouer un rôle essentiel dans la capacité de la faille à résister au chargement tectonique et sur l'amplitude de la chute de contrainte associée à la rupture. L'augmentation de la résistance de la faille avec le temps de récurrence a été mis en évidence à partir de séismes de grandes tailles (*Kanamori and Allen*, 1986), de la différence entre les séismes inter-plaque et intra-plaque (*Scholz et al.*, 1986), ainsi qu'à partir de petits séismes répétitifs (multiplets) (*Vidale et al.*, 1994; *Marone et al.*, 1995). Une augmentation de la chute de contrainte de l'ordre de 1 à 4

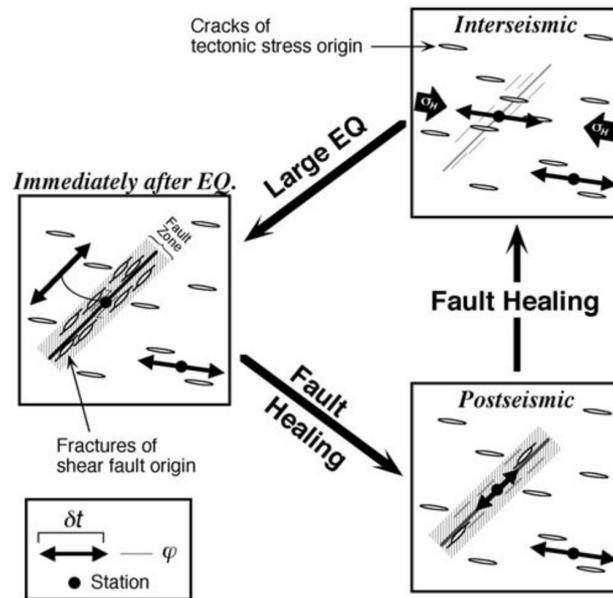


FIGURE 1.8 – Illustration de la méthode utilisée par *Tadokoro et al.* (1999) et *Tadokoro and Ando* (2002) pour caractériser la cicatrisation de la zone de faille de Nojima après le séisme de Kyogogen Nanbu de 1995.

MPa par décade a été observée par *Kanamori and Allen* (1986) et *Marone et al.* (1995).

1.4.2 Représentation en laboratoire

Les mécanismes de renforcement des failles observés durant la période inter-sismique ont été testés en laboratoire. A travers les différentes études réalisées, deux types de mécanisme sont étudiés. D'un côté le renforcement dû à l'évolution des propriétés de friction ("frictional healing"), et de l'autre le gain de cohésion le long de l'interface ("cohesion healing"). Ces deux mécanismes conduisent donc à deux processus différents, friction et rupture, les expériences de friction ayant conduit au modèle Rate-and-State.

Renforcement des propriétés de friction

Les expériences de type patin-ressort, utilisées pour développer le modèle Rate-and-State, consistent dans la plupart des cas en des expériences de friction sèche, sur une zone de glissement préparée expérimentalement, avec dans certains cas la présence de gouge dans le plan de glissement. L'impact du temps de récurrence sur la résistance de la faille est classiquement étudié par des expériences dite "Slide-Hold-Slide" qui consistent à imposer un glissement à une vitesse donnée, puis le stopper pendant une certaine durée avant de recommencer un nouveau cycle. Dans ce cas, le temps de récurrence entre deux ruptures n'est pas contrôlé par la compétition entre le chargement et la cicatrisation, il est imposé. Durant cette phase, aucun glissement n'est imposé, ce qui correspond à l'absence de déplacement observé sur une aspérité qui résiste. Dans le modèle Rate

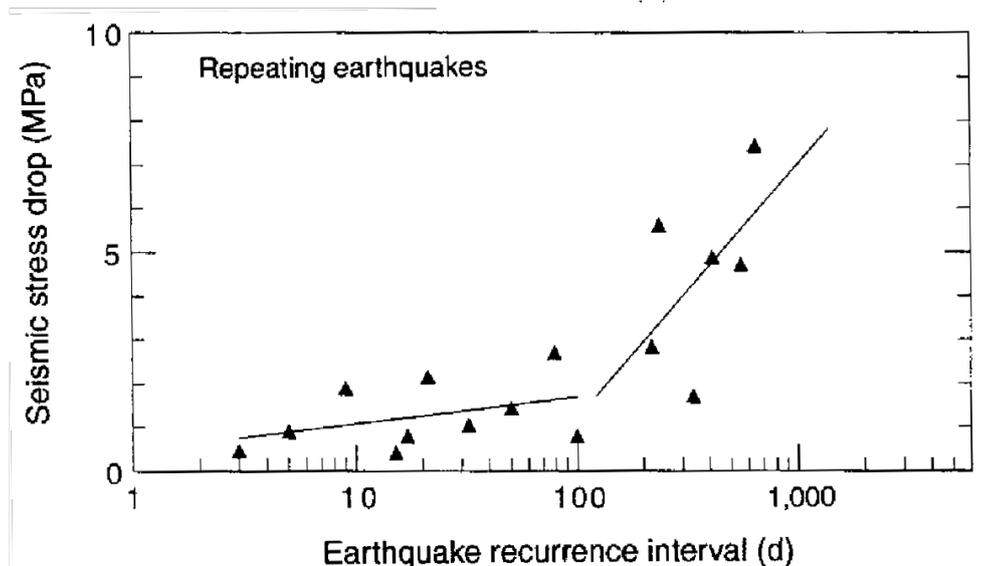


FIGURE 1.9 – Variation de la chute de contrainte avec le temps de récurrence entre des séismes répétitifs observés sur la faille de Calaveras (*Marone, 1998*).

and State, le renforcement de la faille après une rupture est considéré comme étant dû à l'augmentation de la surface de contact à cause du fluage des aspérités (*Dieterich, 1972; Dieterich and Kilgore, 1994*). L'augmentation du coefficient de friction statique observé est généralement entre 5% et 10% par décade.

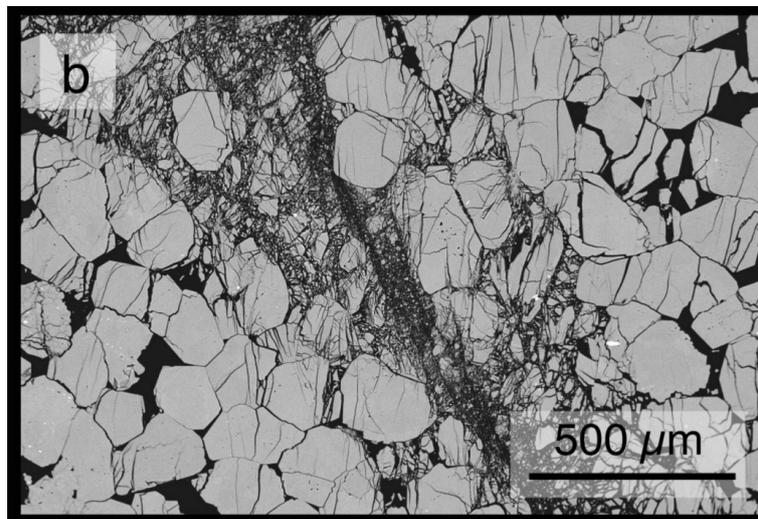
Une dépendance de l'évolution du coefficient de friction statique, i.e., du renforcement, à la vitesse de chargement a été mise en évidence par *Marone (1998)*. Une augmentation de la vitesse d'un ordre de grandeur a un effet similaire à l'allongement du temps de récurrence d'un ordre de grandeur. De plus, en modélisant la rupture en utilisant des vitesses sismiques et tectoniques similaires à celles observées en sismologie, le comportement est proche de ce qui est observé à partir des séismes répétitifs (figure 1.9). Le retard dans l'augmentation du coefficient de friction dans le modèle est comparable à ce qui est observé dans la croûte, le glissement post-sismique entrant en compétition avec les mécanismes de renforcement (frictionnels ou cohésifs).

Mécanismes de cohésion

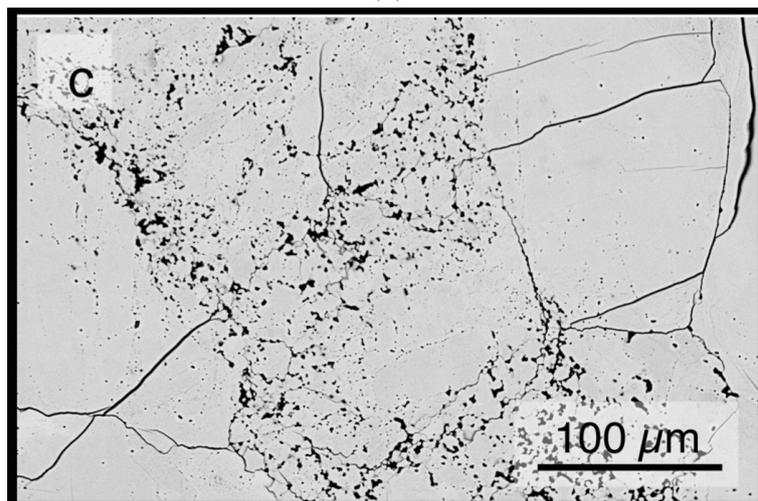
Nous avons vu jusqu'à maintenant que les séismes sont généralement considérés comme un glissement instable le long d'une faille dont les variations de résistance sont modélisées par des changements du coefficient de friction. Alors que le modèle Rate-and-State permet de modéliser les caractéristiques de la nucléation des séismes et le cycle sismique, les changements du coefficient de friction statique mis en évidence par les expériences de Slide-Hold-Slide ne permettent pas d'expliquer les variations observées de la résistance des failles (*Scholz et al., 1986; Marone et al., 1995; Scholz, 2002*).

Pour mimer les processus de cicatrisation observés dans les zones de déformation après

un séisme, des expériences de friction avec gouge, en absence ou en présence d'eau, ont été réalisées. En introduisant de la gouge (quartz et gypse) dans le plan de faille, *Karner et al. (1997)*; *Muhuri et al. (2003)* ont étudié l'impact de la cohésion sur l'évolution de la résistance au cisaillement. En plus de l'augmentation de la surface de contact associée au fluage des aspérités, les réactions chimiques permises par la présence d'eau conduisent à l'augmentation de la cohésion de l'interface par des processus de recristallisation, frittage et lithification. Ces processus sont absents dans le cas d'expériences de friction sur gouge sèche. *Muhuri et al. (2003)* observent une augmentation en $\ln(t)$ de la cohésion avec le temps de récurrence (en supposant un coefficient de friction constant). Les variations des propriétés de friction ne sont donc pas les seules responsables du renforcement d'une faille durant la période inter-sismique.



(a)



(b)

FIGURE 1.10 – Images par microscopie électronique à balayage de la zone de cisaillement avant et après la cicatrisation induite par la présence d'eau et les hautes températures (6 heures à 927°C) (*Tenthorey and Cox, 2006*). La gouge s'est consolidée et les fractures ont en parti cicatrisé. Les fissures visibles sur l'image à droite sont dues à la décompression de l'échantillon.

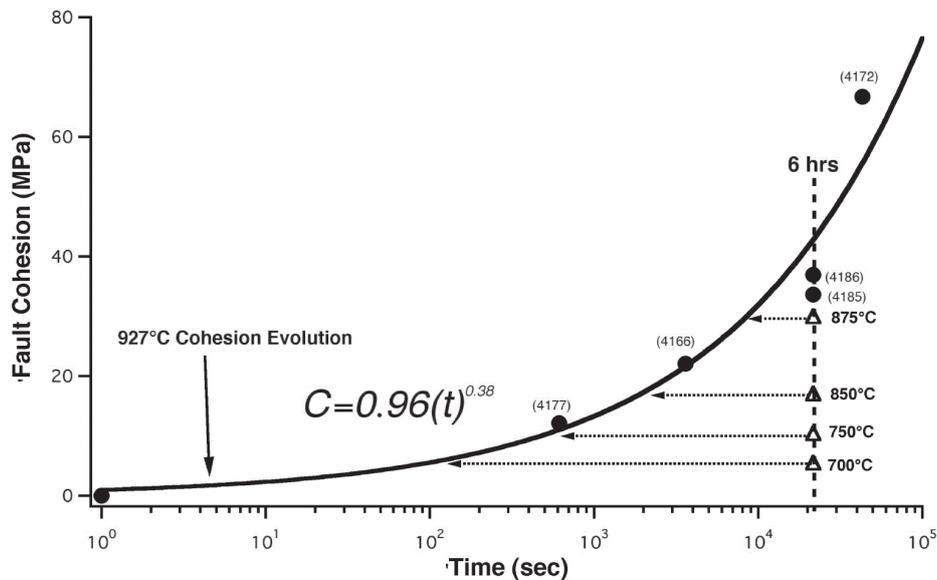


FIGURE 1.11 – Évolution de la cohésion et de la chute de contrainte avec le temps de récurrence lors d'expériences étudiant le rôle de la cohésion sur le renforcement des zones de faille par *Tenthorey and Cox* (2006).

Tenthorey and Cox (2006) ont étudié l'impact de la cohésion induite lors de réactions hydrothermales sur des échantillons préalablement fracturés lors d'essais de compressions. Les propriétés de la fractures sont donc proches d'une fracture naturelle. Les mécanismes de cicatrisation obtenus permettent de reproduire la fermeture des fractures observée dans la croûte terrestre (e.g. avant et après cicatrisation, figure 1.10). L'augmentation de la cohésion mesurée lors de ces expériences montre une dépendance en loi puissance avec le temps (figure 1.11). Cette relation est différente de ce qui est classiquement observé dans les mécanismes de *frictional healing*. En réutilisant les données de *Kanamori and Allen* (1986), les auteurs proposent également que l'augmentation de l'amplitude de la chute de contrainte, donc de la résistance de la faille, avec le temps soit modélisée par une loi puissance, de façon similaire à ce qu'ils observent pour la cohésion. Cependant, dans l'étude menée par *Tenthorey and Cox* (2006) la résistance obtenue est supérieure à ce qui est observée.

Ces études montrent que la cohésion peut jouer un rôle significatif dans le renforcement des zones de faille durant la période inter-sismique, et permet notamment d'expliquer les différences de résistance observées par rapport à celles mesurées dans le cas où seule la friction est prise en compte. Les processus de cicatrisation font que l'initiation du glissement requiert la fracture d'un milieu cicatrisé (figure 1.10.b). Par conséquent, une représentation appropriée des mécanismes de nucléation des séismes doit également prendre en compte la rupture d'un matériau sain.

Le rôle de la cohésion dans l'évolution des propriétés mécaniques d'une zone de faille a été exploré par *Weiss et al.* (2016). Dans cette étude, un chargement stationnaire est imposé le long d'une faille formée dans une plaque de glace et la cohésion est obtenue

par le regel de l'eau. L'évolution de la résistance de la faille avec le temps résulte dans ce cas de la compétition entre les processus de cicatrisation et la vitesse imposée qui contrôle l'endommagement. Cette situation diffère donc de ce qui est classiquement fait lors des expériences Slide-Hold-Slide, qu'il y ait ou non de la cohésion. De façon similaire à ce qui est observé dans la croûte terrestre, plus la vitesse de chargement est lente, plus l'amplitude des chutes de contrainte est grande. L'amplitude des chutes de contrainte, ainsi que la résistance moyenne de la zone de faille, décroît en loi puissance avec la vitesse de chargement imposée. Ce type de comportement ressemble à ce qui est observé par *Muhuri et al.* (2003); *Tenthorey and Cox* (2006) dans le cas d'expérience de type Slide-Hold-Slide où la cicatrisation de l'interface est modélisées.

1.5 En résumé

Durant la période inter-sismique, des processus de cicatrisation ont lieu dans le plan de faille, lui permettant d'accumuler à nouveau de la contrainte. Un séisme doit donc être décrit par une phase de rupture puis de glissement instable. Actuellement, le modèle Rate-and-State (théorie et expériences) est l'outil principalement utilisé pour décrire l'initiation du glissement relatif à la phase co-sismique. Dans la plupart des cas, les taux de cicatrisations obtenus par le modèle sont plus faibles que ce qui est observé pour les séismes. Dans le cas d'expériences de friction du type patin-ressort, le renforcement de la faille pendant la période asismique augmente de façon logarithmique avec le temps de récurrence. Ce renforcement est dû au fluage des aspérités qui, augmentant la surface de contact, augmentent la résistance frictionnelle avec le temps. Lorsque le renforcement de la faille pendant la période inter-sismique est obtenue par des mécanismes cohésifs, la résistance de la faille est supérieure aux observations. La cohésion augmente en loi puissance du temps de récurrence. On peut donc considérer ces deux cas comme des cas limites de ce qui peut se passer, une situation réelle se situant probablement entre les deux extrêmes que sont la friction pure et la cicatrisation complète de l'aspérité.

Lors de ces expériences, le renforcement de la faille pendant la période inter-sismique est caractérisé par des expériences dites Rate-and-State. Lors de ces expériences, le glissement imposé est intermittent et entre-coupé de phases de repos pendant lesquelles le renforcement est obtenu en absence de tout glissement. Ceci est différent de ce qui est observé en sismologie où le chargement, d'origine tectonique, est constant au cours du temps. Les temps de récurrence sont contrôlés par la compétition entre l'endommagement imposé et le renforcement. Dans ce cas, la vitesse de chargement, en plus de potentiellement contrôler la stabilité de l'interface, modifie la sismicité et le temps de récurrence entre les séismes et donc la résistance de la faille. L'étude réalisée par *Weiss et al.* (2016), pour laquelle la cohésion et l'endommagement entrent en compétition dans le cas où la vitesse imposée est constante, permet d'étudier ces mécanismes.

Méthodes expérimentales

Le dispositif expérimental utilisé dans cette étude a été développé dans le but de caractériser les processus de déformation se produisant le long d'une faille, naturellement formée, lorsqu'un glissement est imposé.

Une faille circulaire est créée dans une fine plaque de glace en appliquant une contrainte de cisaillement par l'intermédiaire d'un disque pris dans la glace lors de sa formation. La plaque de glace est formée à la surface d'une cuve circulaire remplie d'eau. La géométrie de la faille permet d'imposer un glissement sans limite de distance. L'endommagement est contrôlé par la vitesse de glissement imposée. La cicatrisation, dépendante de la température de l'air, est obtenue par le regel de l'eau présente sous la plaque. Cette expérience est similaire à celle décrite par *Weiss et al.* (2016). L'originalité de cette expérience vient du fait que la compétition entre les processus de déformation et de cicatrisation peut se faire en régime stationnaire, à la différence des expériences de Slide-Hold-Slide, où les deux processus sont découplés.

Le couple nécessaire pour maintenir la vitesse de glissement imposée est mesuré et utilisé comme un estimateur de la résistance de la faille. Les processus d'endommagement sont caractérisés en utilisant des mesures micro-sismiques.

Une description détaillée du dispositif expérimental, ainsi que les limites et possible améliorations, est faite dans ce chapitre. La description du suivi micro-sismique est quant à elle disponible dans la section 3.3.2.

2.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental (figures 2.1 et 2.2.a) consiste en une cuve cylindrique de 40 cm de haut et de 1 m de diamètre. La paroi est constituée de deux couches de polycarbonate séparées par 4 cm de mousse isolante rigide. Sur la partie supérieure et interne de la cuve,

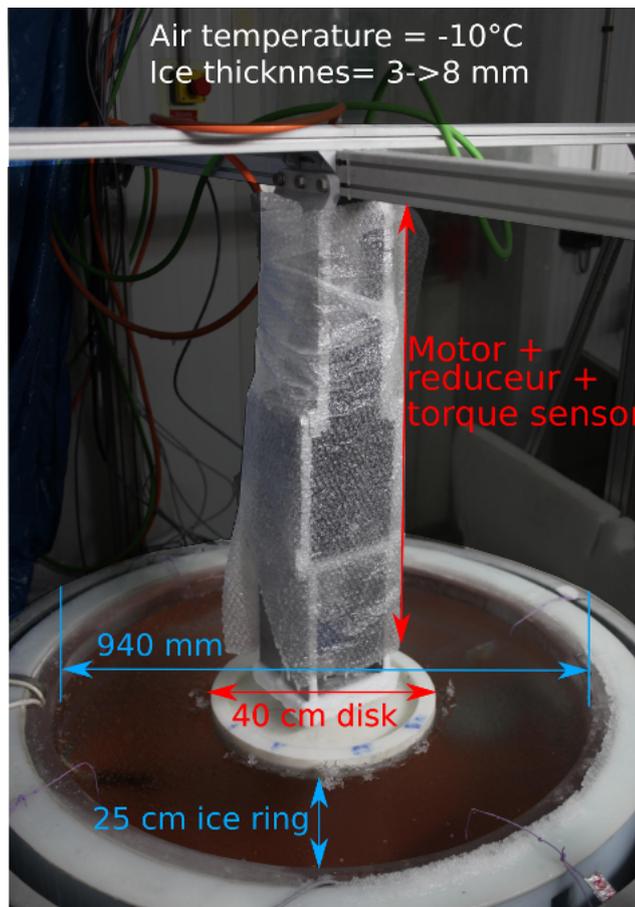
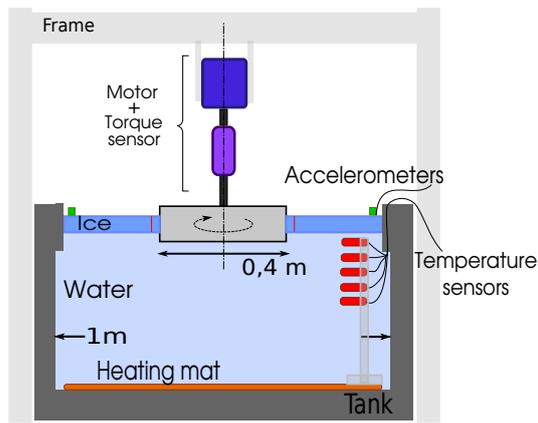


FIGURE 2.1 – Photo du dispositif expérimental monté en chambre froide. Le schéma figure 2.2.a donne des informations complémentaires.

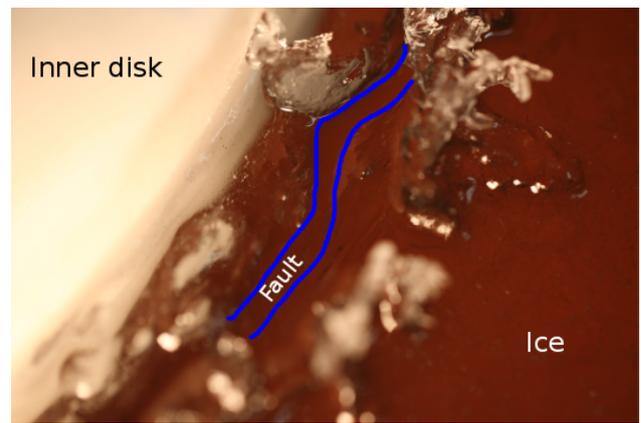
un anneau de polycarbonate de 30 cm de haut et 3 cm de large, percé de 4 ouvertures (8×2 cm) permet de faire passer des câbles sans altérer la résistance mécanique de la plaque.

La déformation de la glace, i.e. formation de la faille et glissement, est imposée par un disque de polypropylène en rotation (diamètre = 40 cm, épaisseur = 4 cm). La rotation du disque est contrôlée par un servomoteur brushless (Parvex NX310ETP) connecté à un réducteur de vitesse planétaire (ratio 1/1000) résistant à un couple maximum de 640 N.m (Gudel-Sumer SR140). Ce système permet d'imposer en théorie des vitesses de glissement entre 0.069 rpd et 2880 rpd. Cependant, sous 1 rpd le moteur rencontre des difficultés à imposer la vitesse consigne. La boucle de régulation du moteur opère avec une fréquence de 5 Hz. Le couple appliqué par le moteur pour imposer la consigne de vitesse est mesurée par un couple-mètre rotatif ayant une précision de 1 N.m (Scaime DR1-1000Nm) avec une fréquence d'échantillonnage de 10 Hz.

Le dispositif de cisaillement est tenu verticalement au centre de la cuve par une structure métallique rigide en aluminium. Après la rupture initiale, la rigidité de la structure est plusieurs ordres de grandeurs au dessus de la rigidité de la faille (Weiss *et al.*, 2016). Toutes les surfaces de contacts entre la structure et la glace ont été dépolies pour favoriser



(a)



(b)

FIGURE 2.2 – a) Vue latérale de l'expérience montrant les dimensions et la disposition du système imposant la déformation. Les échelles ne sont pas respectées. b) Photo de l'expérience montrant la faille et la formation de gouge.

son adhérence.

2.2 Formation de la faille : contrainte de cisaillement et taux de déformation

La rotation du disque crée une contrainte de cisaillement qui conduit à la formation d'une faille circulaire (figure 2.2.b). La contrainte de cisaillement imposée s'écrit :

$$\tau(r) = \frac{\Gamma(t)}{2\pi r^2 h} \quad (2.1)$$

avec Γ le couple imposé, h l'épaisseur de la plaque et r le rayon sur lequel la contrainte est calculée. La contrainte de cisaillement décroît en $1/r^2$ ce qui implique qu'elle est sensée être maximale à l'interface entre le disque et la glace dans le cas où l'épaisseur de glace est constante. Cependant, un ménisque se forme à l'interface. La sur-épaisseur décale le maximum de contrainte de quelques centimètres dans la plaque et définit le rayon sur lequel la contrainte se concentre. Une fois la faille formée, sa résistance en cisaillement émerge des interactions entre aspérités, qui créent localement de la friction, et de la cohésion obtenue par regel de l'eau.

On souhaite caractériser la déformation fragile de la faille. Il est donc nécessaire de s'assurer que le taux de déformation appliqué est suffisant. La production de gouge au cours des expériences tend à confirmer que les vitesses de déformation imposées sont assez élevées pour garantir des processus fragiles. Une approche plus quantitative est développée ci après. La présence de la faille ne permet pas de considérer le milieu comme élastique et isotrope. On utilise donc l'approche développée pour les milieux granulaires. En sup-

posant un gradient de vitesse linéaire dans la zone déformée, le taux de déformation peut être estimé par (GDRMidi, 2004) :

$$\dot{\gamma} = \frac{\Omega r}{\lambda} \quad (2.2)$$

avec Ω le taux de glissement imposé ($rad.s^{-1}$), r le rayon (m) et λ la largeur caractéristique de la faille (m). Des variations parfois importantes de la largeur de la faille ont été observées, on teste deux valeurs de λ qui correspondent aux limites inférieure et supérieures de la largeur de la faille : 1 mm et 20 mm. Les taux de déformations estimés sont $\dot{\gamma} \simeq 1.45 \times 10^{-2} s^{-1}$ et $\dot{\gamma} \simeq 3.90 \times 10^{-3} s^{-1}$. Aucune valeur de taux de déformation associée à la transition ductile-fragile en cisaillement n'a été trouvée pour la glace. Par conséquent, on compare le taux de déformation calculé avec les taux de déformation des transitions ductile-fragile observés en traction $\epsilon_{D/B} = 4 \times 10^{-7} s^{-1}$ (pour des cristaux de 1 mm) (Schulson *et al.*, 1984) et en compression $\epsilon_{D/B} = 5 \times 10^{-5} s^{-1}$ (pour des cristaux de 6 mm) (Schulson and Duval, 2009). Pour le scénario le moins favorable ($\lambda = 20$ mm), le taux de déformation estimé est deux ordres de grandeurs au dessus de $\epsilon_{D/B}$ en compression, ce qui tend à confirmer notre hypothèse de départ, macroscopiquement la faille se déforme essentiellement de façon fragile.

2.3 Préparation de la plaque

2.3.1 Contrôle de la microstructure

Pour favoriser un comportement mécanique isotrope de la plaque de glace et la répétitivité des expériences, sa fabrication se fait en suivant une procédure spécifique, décrite ci-dessous.

Une température extérieure constante de $-10^{\circ}C$ est imposée dans la chambre froide où est réalisée l'expérience. La paroi et le fond de la cuve sont constitués d'une mousse isolante qui limite les transferts de chaleurs entre l'eau et l'air extérieur. Par conséquent, l'eau est essentiellement refroidie par la dessus. Le maximum de densité de l'eau pure se trouve, à pression atmosphérique, pour une température de $3.98^{\circ}C$. Lorsque l'eau se refroidit, sa densité augmente et la couche de surface coule et est remplacée par de l'eau plus chaude. Ce processus n'est pas homogène spatialement, ce qui crée des différences de température à la surface de l'eau. Lorsque que l'ensemble de la colonne d'eau atteint un température de $3.98^{\circ}C$, l'eau en surface ne peut plus plonger. La couche de surface continue donc à se refroidir, ce qui conduit à la stratification en température de la colonne d'eau. Lorsque la température de surface atteint $0^{\circ}C$, l'eau commence à geler. De façon similaire à ce qui est observé à la surface des lacs, ou de l'océan, les cristaux de glace qui apparaissent ont une forme d'aiguille, pouvant mesurer plusieurs centimètres de long (figure 2.3) et sont orientés de façon préférentielle. L'orientation des grains est définie par rapport à l'axe de

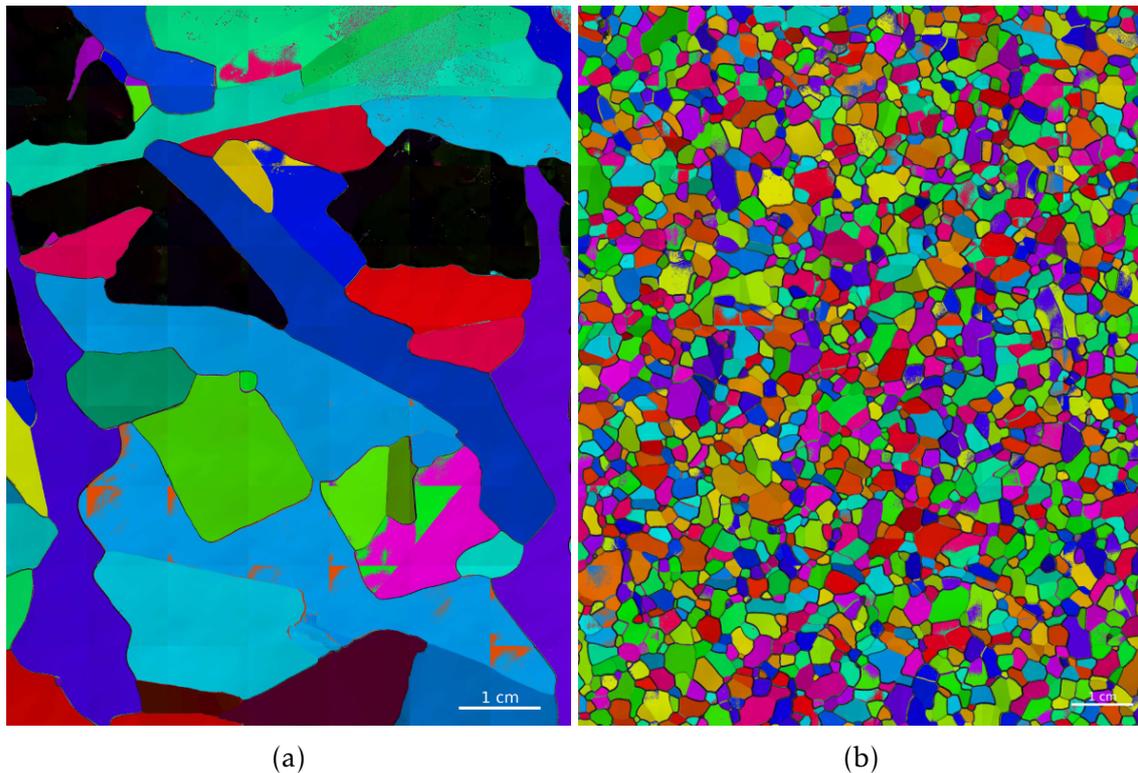


FIGURE 2.3 – Lames minces observé par AITA montrant la microstructure de la plaque de glace lorsque les cristaux se forment naturellement (gauche), et lorsque la taille des grains est contrôlée (droite). Chaque couleur de pixel représente l'orientation de l'axe-c. La température de l'air est de -10°C .

symétrie principal de la structure cristalline hexagonale, cet axe est aussi appelé axe-c, ou axe optique. Progressivement, les cristaux forment par coalescence une plaque qui va par la suite croître verticalement. La glace (rencontrée dans des conditions de pression et température "normales") a des propriétés plastique et élastique anisotropes (*Duval et al.*, 1983; *Gammon et al.*, 1983). Les cristaux étant de grande taille par rapport aux dimensions de l'expérience, l'anisotropie mécanique ne peut être négligée.

Pour favoriser le comportement le plus isotrope possible de la plaque de glace, une méthode a été mise en place pour réduire la taille des grains et limiter l'orientation préférentielle de l'axe-c. Le gradient vertical de température est mesuré par 5 sondes (PT100 1/10DIN) placées à différentes hauteur dans la cuve. Lorsque la stratification thermique est obtenue, et que la température de surface atteint 0°C , de l'eau également à 0°C est pulvérisée sur la surface. Les gouttes d'eau gèlent lors de leur passage dans l'air de la chambre froide et vont servir de sites de nucléation orientés de façon aléatoire une fois à la surface de la plaque. Cette méthode permet de réduire la taille des grains et de limiter leur orientation préférentielle afin de minimiser l'impact de l'anisotropie de la glace. La figure 2.3 permet de se rendre compte de la différence de microstructure entre, à gauche, une plaque de glace formée de façon naturelle et à droite, une plaque de glace dont la micro-structure est artificiellement contrôlée par la pulvérisation.

Avec le temps, l'épaisseur de la couche de glace augmente progressivement. Les expé-

riences débutent 3 heures après la fin de la création de la plaque, ce qui correspond à une épaisseur de 3 mm. Cette épaisseur est proche de l'épaisseur maximale possible afin d'obtenir la rupture initiale avec le système de déformation actuel.

2.3.2 Température et épaisseur de glace

Ainsi que nous l'avons vu précédemment, l'épaisseur de glace augmente au cours du temps. Les changements de résistance de la faille associés à cette variation d'épaisseur viennent se superposer aux changements de résistances associés aux processus d'endommagement et de cohésion que l'on souhaite mesurer. On veut donc limiter l'épaississement de la plaque de glace au cours du temps. La méthode retenue consiste à apporter de la chaleur par le bas de la colonne d'eau. On maintient ainsi la température au fond de la cuve à 3.98°C. Une température plus haute entraîne la formation de cellules de convection qui brisent la stratification thermique et conduisent à des variations spatiales d'épaisseur. L'apport de chaleur est effectué par deux tapis chauffants (demi-cercles de rayon 0.495 m recouverts de silicone) ayant une puissance cumulée de 1000 W (température de peau de $\approx 90^\circ\text{C}$ dans une atmosphère à 20°C). La régulation en température est réalisée par un régulateur PID qui alimente les tapis chauffants lorsque la température au fond de la cuve passe sous 3.9°C . La température est mesurée par deux sondes (contrôle et secours) placées sous les tapis.

L'apport de chaleur n'est pas suffisant pour stopper la croissance de la plaque de glace. La vitesse à laquelle la plaque s'épaissit a été mesurée lors d'expériences dédiées. Une plaque de glace est fabriquée et l'épaisseur de la glace est mesurée toute les heures par perçage de la plaque. La vitesse moyenne d'épaississement est de 1 mm/h pour une température extérieure de -10°C . Ce taux de croissance est en accord avec les résultats, expérimentaux et théoriques, obtenue par *Weiss et al.* (2016) sur le même dispositif. Il est important de noter que cette croissance linéaire est valide uniquement à distance de la faille, et ne correspond pas à l'épaisseur de glace qui résiste. Dans la faille, les processus thermodynamique et l'endommagement modifient cette épaisseur.

2.4 Mesures micro-sismiques

En complément de la mesure du couple, des mesures micro-sismiques ont été réalisées pour 1) caractériser la propagation des ondes élastiques dans la plaque, 2) faire un suivi de la déformation dans la faille. Les différentes expériences ont été réalisées avec 2 géométries de réseaux sismiques différents (figure 2.5).

La propagation des ondes est mesurée par des accéléromètres *Bruël and Kjør type 4393-V* (fréquences utiles 0.1-16500 Hz, fréquence de résonance à 75 kHz, sensibilité de $316 \pm$

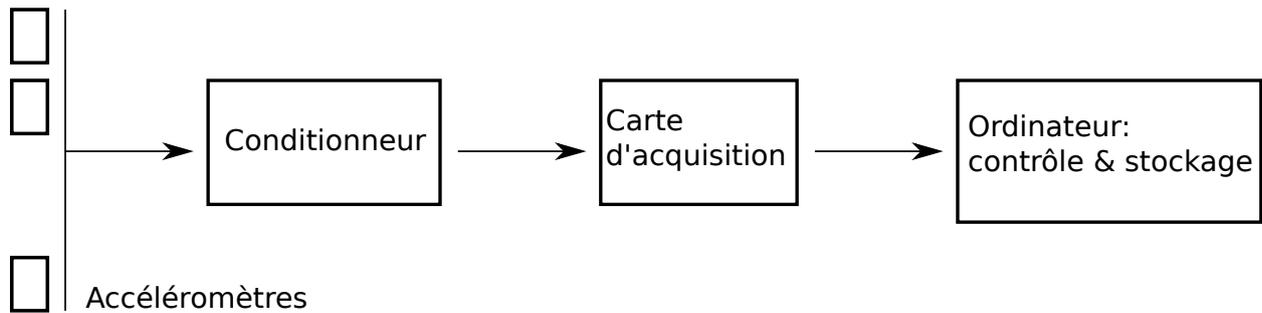


FIGURE 2.4 – Description schématique du système d'acquisition micro-sismique. Le nombre d'accéléromètres et de conditionneurs n'a pas toujours été le même. Les données acquises sont transmises en temps réel de la carte d'acquisition à un disque dur externe via l'ordinateur qui contrôle l'acquisition. La fréquence d'échantillonnage est de 500kHz.

15% $fC/m.s^{-2}$). Ces accéléromètres sont connectés à des dispositifs de conditionnement et d'amplification du signal *Bruël and Kjær Nexus type 2692-0S4* (4 voies). L'acquisition est réalisée par une carte *General Standard PCI-Express 66-16AISSA0*. Le contrôle de l'acquisition est fait par ordinateur et les données sont stockées en temps réel sur un disque dur externe relié à l'ordinateur. L'ensemble du dispositif micro-sismique est schématisé par la figure 2.4. Le signal est acquis avec une fréquence d'échantillonnage de 500 kHz et filtré entre 1 kHz et 65 kHz pour s'affranchir des effets de résonance.

Les accéléromètres sont fixés sur la plaque par "collage" avec de l'eau liquide à 0 °C. Cette solution permet dans la plupart des cas un couplage robuste et durable sur la durée de l'expérience. Cependant, la première rupture étant violente, il arrive que certains accéléromètres se décollent à ce moment-là. Dans ce cas, les capteurs sont immédiatement récollés. La perte d'information est relativement faible car l'endommagement important fait qu'il n'y a pas, ou peu, de fractures induites par la déformation juste après la première macro-rupture.

Des tests préliminaires ont été réalisés avec des capteurs *BK* pré-amplifiés, mais le petit apport de chaleur dû à la pré-amplification suffit à faire fondre la glace localement.

2.4.1 Ondes guidées dans une plaque flottante

Les ondes élastiques qui se propagent dans la plaque ont une longueur d'onde supérieure à l'épaisseur de la glace ; par conséquent, les modes observés correspondent aux ondes de Lamb (aussi appelées ondes guidées ou ondes de plaque). Une description détaillée de ces ondes et de leur propagation dans notre plaque de glace est effectuée dans la section 3.3.2, ainsi que dans l'étude réalisée par *Moreau et al. (2017)*, disponible en annexe. Un résumé en est donné ci-dessous.

La propagation des ondes de plaque 2D dans le vide a été théorisée par *Rayleigh (1888)* et *Lamb (1917)*. Aux fréquences mesurées dans cette étude, trois modes fondamentaux ont été identifiés : un mode symétrique (S_0), un mode anti-symétrique (A_0) et un mode sy-

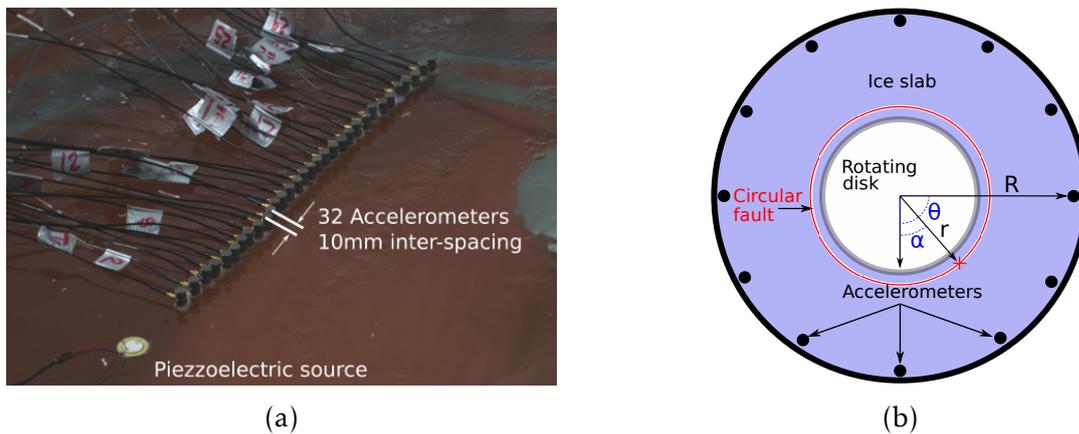


FIGURE 2.5 – a) Dispositif expérimental utilisé par *Moreau et al.* (2017) pour caractériser la propagation des ondes guidées dans la plaque de glace. Un réseau similaire, a été utilisé lors des expériences additionnelles réalisées (section 3.3.2). b) Schéma du réseau micro-sismique utilisé lors des expériences de déformations.

métrique transverse (SH). Lorsque la plaque n'est plus dans le vide mais flotte à la surface d'un fluide, les modes de propagation ne correspondent plus à ces modes fondamentaux à cause de l'asymétrie de la situation. Cependant, *Press and Ewing* (1951) ont montré, en remplaçant l'air par du vide et en négligeant la gravité, que des modes de propagation proches existent. Leur propagation dans une plaque de glace flottante a été caractérisée par *Moreau et al.* (2017) en utilisant 32 accéléromètres alignés avec un espacement de 10 mm et une source active (figure 2.5.a) dans le but de mesurer les propriétés élastiques et l'épaisseur de la plaque. Les modes de propagations théorisés par *Press and Ewing* (1951) ont bien été retrouvés et sont désignés comme quasi-symétrique (QS0) et quasi-anti-symétrique (QA0) par la suite, pour reprendre la notation de *Moreau et al.* (2017). En complément, de nouvelles expériences ont été réalisées pour mesurer les vitesses de propagations et l'atténuation de ces modes. On a montré que la propagation du mode QA0 est impactée par la présence d'eau sous la plaque alors que le mode QS0 n'est que peu affecté, car il résulte d'un déplacement principalement dans le plan.

2.4.2 Suivi micro-sismique de la déformation

Le suivi micro-sismique de la déformation de la faille permet d'avoir une vision complémentaire et plus fine que ce qui est obtenu par la mesure du couple (mais aussi plus indirecte). Les accéléromètres ont été disposés en un cercle de 45 cm de rayon le long de la faille (figure 2.5.b). Les méthodes de détection et de caractérisation des fractures ont été adaptées de méthodes utilisées en sismologie. Les détails des méthodes sont données dans les sections 3.3.2 et 3.3.3. Un résumé de ces méthodes est fait ci-dessous.

L'activité micro-sismique est enregistrée en continu pendant cinq heures avec une fréquence d'échantillonnage de 500 kHz. A partir de ce signal, les fractures sont détectées à posteriori en utilisant un algorithme de type STA/LTA (*Allen*, 1982). Cette méthode

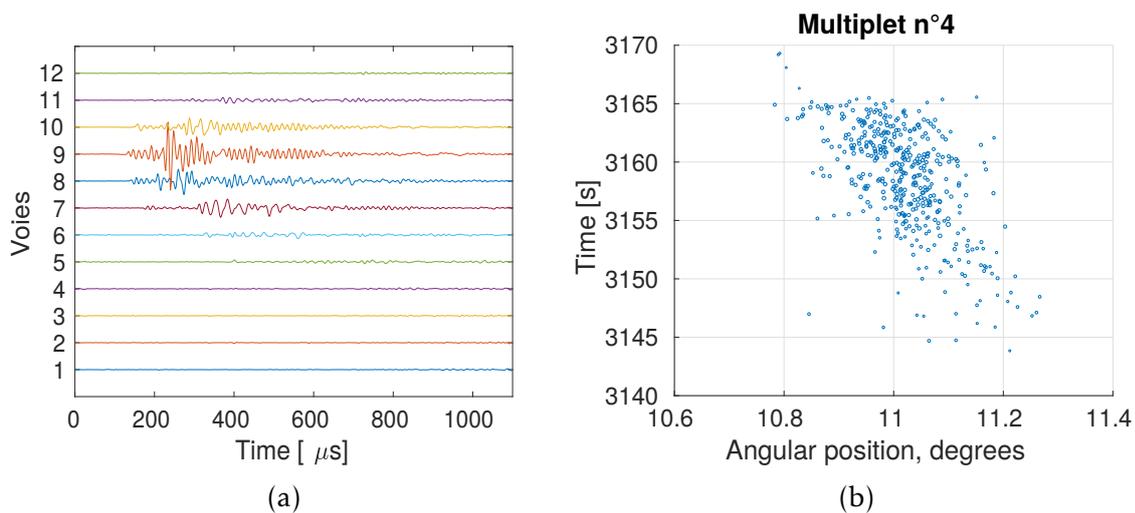


FIGURE 2.6 – a) Exemple d’une fracture détectée par le réseau micro-sismique. La voie n°9 étant la première à voir arriver une onde, les délais entre les voies 8-9 et 9-10 sont utilisés pour la triangulation. b) Exemple de multiplet détecté constitué de 430 fractures relocalisé par double différence. La taille des cercles correspond à l’amplitude maximale de l’enveloppe du signal.

consiste à comparer l’amplitude moyenne du signal calculée sur une courte période de temps (STA = Short Term Average), à l’amplitude moyenne calculée sur une fenêtre de temps longue correspondant à l’amplitude du signal de fond (LTA = Long Term Average). Lorsque une onde liée à une fracture arrive, le STA augmente plus rapidement que le LTA, le ratio STA/LTA augmente. Lorsque le ratio STA/LTA dépasse une valeur seuil, le signal est isolé et stocké.

Lorsque que c’est possible, les fractures sont localisées par triangulation et double-différence (Got *et al.*, 1994). La localisation par triangulation se base sur la différence des temps d’arrivée d’un signal sur deux paires d’accéléromètres adjacentes. L’arrivée de l’onde est déterminée en utilisant le kurtosis du signal calculé sur une fenêtre glissante. Le kurtosis mesure la différence entre la distribution du signal enregistré et une distribution gaussienne caractéristique du bruit de fond. La méthode de localisation par double-différence permet de relocaliser les fractures avec une précision accrue par rapport à la triangulation. Cette méthode se base sur l’estimation des délais entre deux fractures ayant des formes d’onde similaires mesurées sur deux capteurs différents par corrélation et cohérence. La similarité des formes d’onde implique que les fractures appartiennent à des groupes, appelés multipliets, au sein desquels elles sont en théorie générées par la même source ou une source adjacente. La relocalisation des fractures par double différence permet d’obtenir une précision relative de 0.075° au sein d’un multiplet. Un exemple est donnée figure 2.6.

La localisation des fractures obtenues par cette méthode est montrée figure 2.7. La caractérisation de la distribution spatiale est revue plus en détails dans la section 3.4.3.

Le moment sismique d’une fracture, qui caractérise sa "taille", est $M_0 = \mu ULW$ et s’exprime en N.m (Aki, 1966; Kanamori and Anderson, 1975), avec μ le module de cisaillement

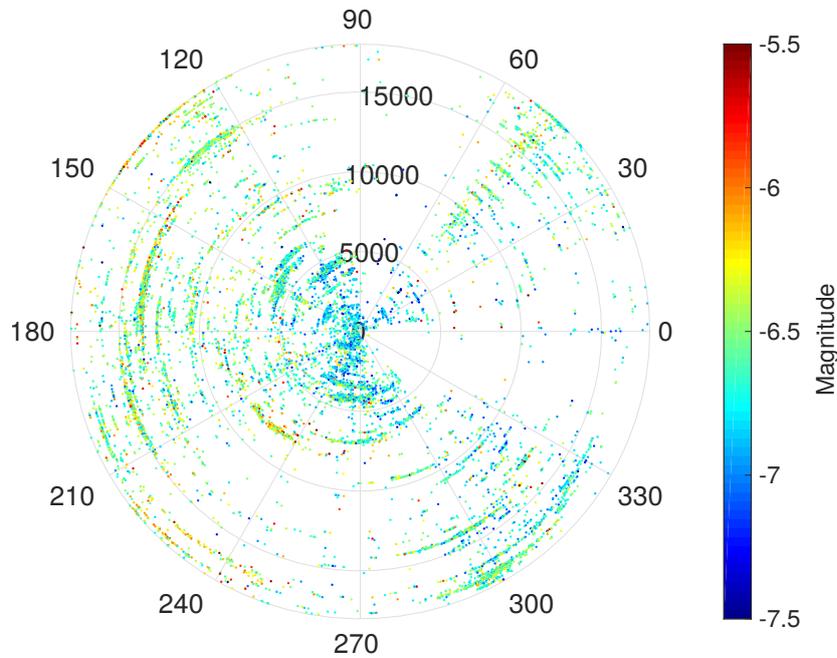


FIGURE 2.7 – Représentation polaire de la distribution spatiale des fractures détectées lors de l’expérience réalisée à 10 rpd. Le rayon représente le temps (en seconde), l’angle, la position angulaire des fractures par rapport au premier accéléromètre du réseau.

du matériau (3.52 GPa pour la glace (*Schulson and Duval, 2009*)), U , L et W le glissement moyen, la longueur, et la largeur de la fracture. Dans cette étude, le moment sismique des fractures est calculé en utilisant les propriétés du mode QS0 : sa demi-période et son amplitude maximale. La propagation du mode QS0 dans une plaque de glace a été modélisée numériquement avec le logiciel COMSOL (www.comsol.com). La source est modélisée comme un déplacement brusque de deux surfaces, très proches l’une de l’autre, dans des directions opposées. Le glissement imposé suit une fonction rampe. La durée du glissement est définie par la longueur de la fracture modélisée divisée par la vitesse de rupture V_r , définie comme $V_r = 0.9V_{Rayleigh}$, avec $V_{Rayleigh}$ la vitesse des ondes de Rayleigh (*Madariaga, 1976; Heaton, 1990*). Le glissement accommodé U_0 est fonction de la durée de rupture et de la vitesse de glissement imposée, $\dot{u} = 0.1$ m/s. L’amplitude et la durée du pulse créé étant proportionnelles à la taille de la fracture, les relations de proportionnalité obtenues numériquement ont été utilisées pour déterminer les valeurs de U et L expérimentales. Pour prendre en compte les effets de directivité, l’amplitude utilisée correspond à l’amplitude moyenne calculée en prenant trois points séparés de la distance inter-accéléromètres lors des expériences.

A partir du moment sismique, la magnitude de moment est calculée. La magnitude correspond à une échelle logarithmique de la taille des fractures facilitant la comparaison entre différents événements. La magnitude de moment plutôt que le moment sismique est préférentiellement utilisée dans la suite.

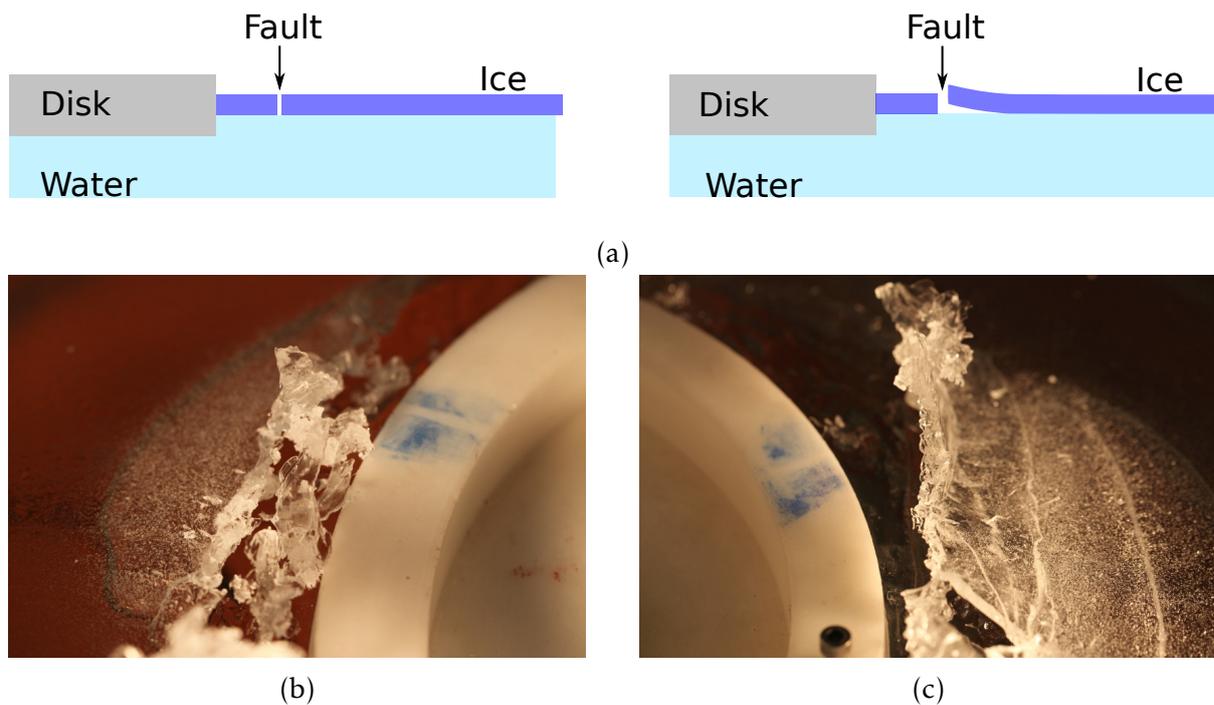


FIGURE 2.8 – a) Schéma représentant une vue latérale de la plaque de glace lorsque le chevauchement de la faille est observé. b) et c) Photos montrant le chevauchement possible de la faille lors de la déformation, ici pendant une expérience réalisée à 1 rpd.

2.5 Limites et améliorations

L'expérience acquise lors de cette étude permet de pointer les limites et proposer de possibles améliorations au dispositif expérimental.

2.5.1 Dispositif de cisaillement : limites et améliorations possible

Le chevauchement de l'interface, un problème non résolu

Avec l'augmentation de l'épaisseur de la plaque, le chevauchement des deux bords de la faille est souvent observé. Dans ces cas, la sismicité et la résistance de la faille mesurée sont biaisées. En effet, des parties de la faille ne sont plus en contact et sa longueur ne correspond plus à la longueur initiale. La figure 2.8 montre un exemple de façon la configuration de la faille lorsque cela se produit. Le mouvement hors-plan de la plaque de glace se traduit par la formation d'un vide sous la plaque. Lorsqu'un chevauchement est observé, l'expérience est considérée comme inutilisable. Aucune solution n'a été trouvée pour contrer ce phénomène.

Une illustration de l'évolution de la faille avec la déformation et le chevauchement de l'interface est présentée figure 2.9. La vitesse de glissement imposée est de 10 rpd, la température de l'air de -10°C . Les six photos représentent une durée de 120 minutes. Sur la première photo, prise peu de temps après la formation de la fracture circulaire, la

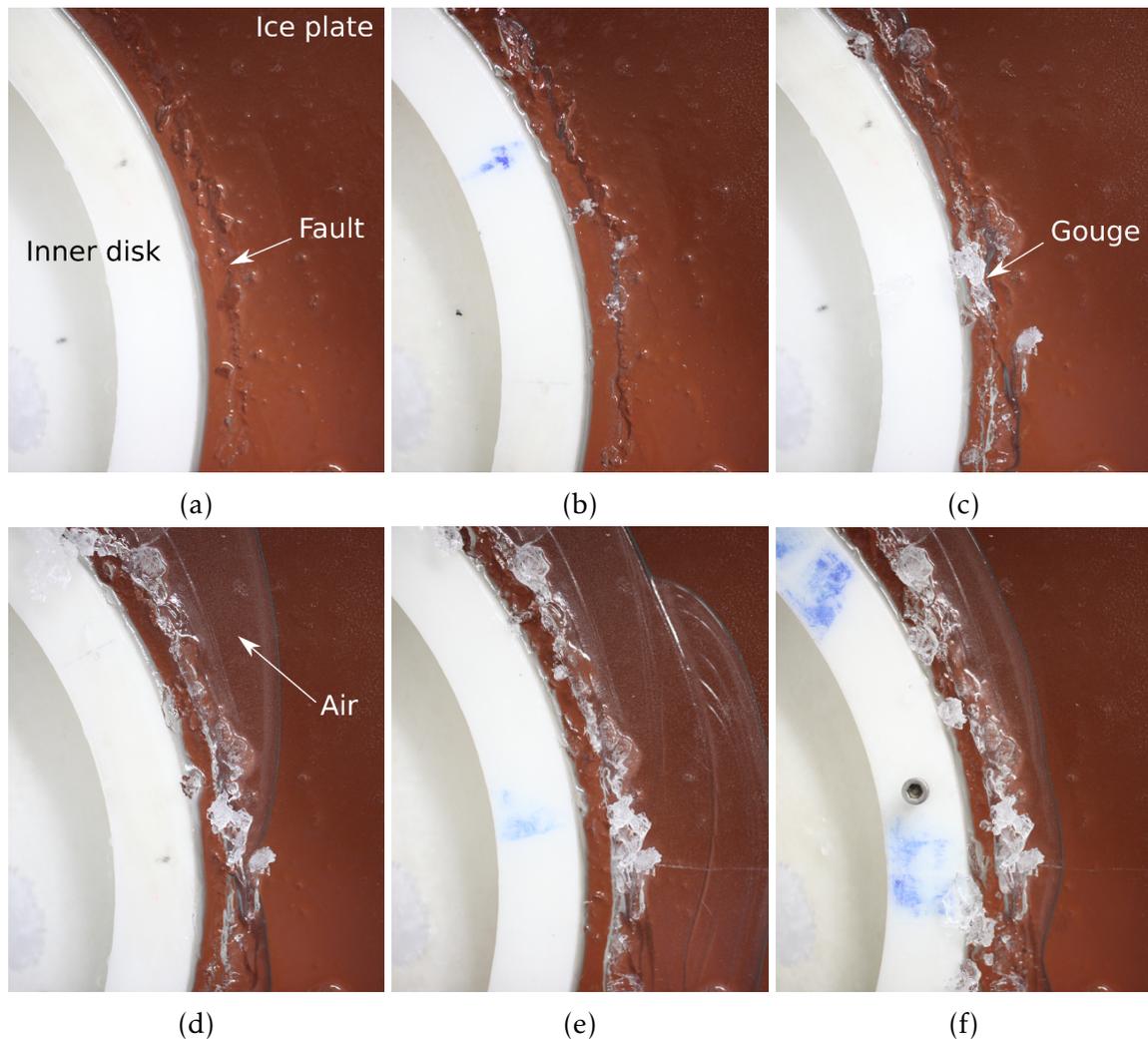


FIGURE 2.9 – Photos montrant l'évolution possible de la faille lors d'une expérience réalisée à $\Omega = 10$ rpd, et avec une température de l'air de -10°C . De haut en bas et de gauche à droite les photos correspondent aux temps t_0 , $t_0 + 20$, $t_0 + 60$, $t_0 + 70$, $t_0 + 100$, et $t_0 + 120$ min. La formation progressive de gouge et le chevauchement de la faille sont clairement visible.

déformation est initialement concentrée le long de la faille, qui s'est formée à quelques centimètres du disque central comme attendu (photo 2.9.1, t_0). A $t_0 + 20$ minutes (photo 2.9.2), la faille a glissé de 0.19 m. On observe l'apparition de gouge et le développement d'une rugosité qui n'était pas visible initialement. Peu d'autres changements sont visibles par ailleurs. Quarante minutes plus tard (photo 2.9.3), à $t_0 + 60$ min, 0.57 m ont été parcourus par la faille. La formation de gouge avec le glissement apparaît très nettement. Puis en dix minutes (photo 2.9.4), $t_0 + 70$ min, on observe le décollement (rendu visible par la présence d'air sous la glace) de la partie extérieure de la plaque qui vient chevaucher la partie intérieure. Le chevauchement persiste ensuite dans le temps (visible sur les photos 2.9.5 et 2.9.6, correspondant à $t_0 + 100$ min et $t_0 + 120$ min). La longueur de la faille affectée peut varier dans le temps. A $t_0 + 100$ min, en même temps que l'augmentation du décollement de la faille, on observe également la propagation d'une fissure radiale qui peut traduire une contrainte localement importante.



FIGURE 2.10 – Vue latérale de la plaque de glace à la fin d’une expérience montrant l’amincissement progressif vers la faille.

Quelle épaisseur de glace dans la faille ?

Au cours des expériences, l’épaisseur de la plaque de glace varie entre 3 mm et 8 mm environ, pour une durée de 5 heures. Cet épaissement est dû au déséquilibre entre l’apport de chaleur fait au bas de la colonne d’eau et le froid apporté par l’air dans la chambre froide. Pour obtenir une épaisseur la plus homogène possible, il a été décidé de ne réaliser les expériences que lorsque la stratification thermique de l’eau était atteinte. Cette condition impose une température de 3.98°C au fond de la cuve, ce qui ne permet pas de contrebalancer l’apport de froid à la surface. Une augmentation de la résistance de la faille au cours du temps a été observée. *Weiss et al.* (2016) ont utilisé l’épaisseur de la plaque de glace (variant au cours du temps) pour calculer la contrainte de cisaillement et corriger de la variation d’épaisseur. Des tests ont été réalisés pour essayer de maintenir une épaisseur de glace constante en augmentant la température et en créant du mélange à l’aide d’une pompe placée au fond de la cuve. Cette méthode permet de maintenir une épaisseur moyenne à peu près constante, mais d’importantes variations d’épaisseur étaient parfois observées. Les tests réalisés n’ont pas permis d’entériner cette solution pour la suite de nos expériences.

Dans ce travail de thèse, j’ai décidé de ne pas calculer la contrainte de cisaillement, car l’épaisseur de la glace dans la faille est différente de l’épaisseur de la plaque. A la fin des l’expériences, on observe que la plaque de glace est amincie à proximité de la faille, avec une diminution de l’épaisseur d’environ 50% (figure 2.10). Les processus thermodynamiques et d’endommagement modifient l’épaisseur de la faille au cours du temps. Par conséquent, sa valeur n’est pas connue. Au lieu d’utiliser la contrainte de cisaillement, j’utilise uniquement le couple mesuré qui ne nécessite pas d’hypothèse sur l’épaisseur. Pour le calcul du moment sismique et donc de la magnitude, j’ai utilisé une épaisseur constante égale à l’épaisseur moyenne de la plaque de glace sur les 5 heures que durent les expériences, soit $W = 6 \text{ mm}$. Cette solution a de fortes chances d’induire une surestimation de la magnitude des fractures dans la première partie de l’expérience et une

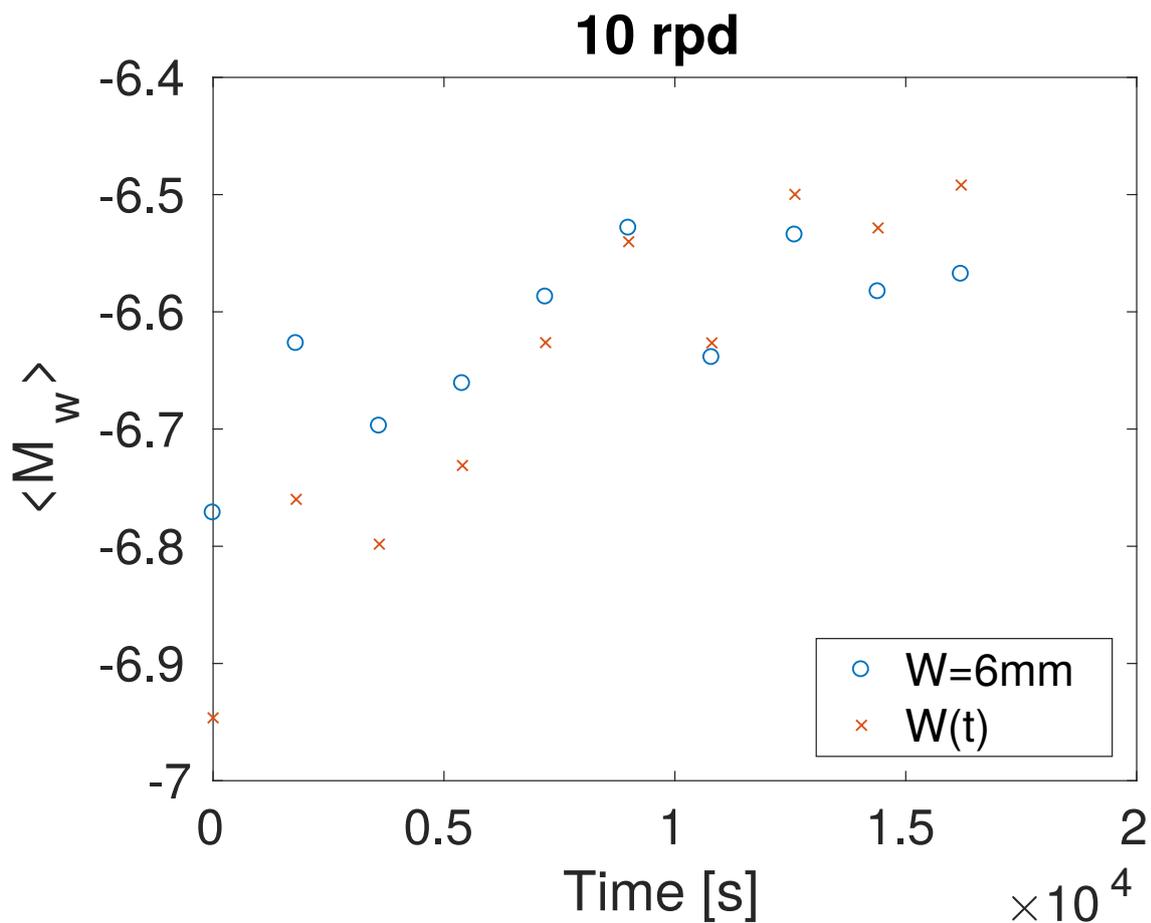


FIGURE 2.11 – Évolution de la médiane de la magnitude de moment au cours du temps (calculée sur des fenêtres de 1800s). La magnitude est calculée en supposant une épaisseur constante (cercle) et une épaisseur qui augmente linéairement au cours du temps (croix).

sous-estimation dans la seconde mais doit permettre de représenter correctement la distribution des fractures sur l'ensemble de l'expérience. Il est très probable que l'épaisseur globale de la plaque modifie également la taille des fractures ce qui peut expliquer l'augmentation de la valeur médiane de la magnitude de moment au cours de l'expérience (figure 2.11). L'utilisation d'une épaisseur variable ne peut également pas d'expliquer la variation observée.

Au maximum, l'épaisseur de glace dans la faille correspond à l'épaisseur de la plaque de glace, qui croît linéairement au cours du temps et varie entre 3 mm et 8 mm lors des essais présentés dans cette étude. Il est difficile de mesurer de façon non-destructive l'épaisseur au cours de l'expérience. Des tests ont été réalisés en utilisant une caméra infra-rouge (FLIR T335). L'idée était de mesurer le changement de température dans la faille comme un indicateur des changements d'épaisseur de la glace. La température de la faille étant proportionnelle à l'épaisseur de glace présente. Des tests supplémentaires nécessaires pour développer une méthode robuste n'ont pas pu être poursuivis en raison de l'indisponibilité de la caméra infra-rouge.

2.5.2 Limites du système d'acquisition micro-sismique

Des accéléromètres mal adaptés pour les mécanismes observés

Le système d'acquisition (carte d'acquisition et ordinateur) permet de faire une acquisition en continu sur 16 voies pendant cinq heures à 500 kHz. En théorie, le signal jusqu'à 250 kHz peut être utilisé. La gamme de fréquence et la fréquence de résonance des accéléromètres sont respectivement de 0.1-16500 Hz et 75 kHz. Au dessus de cette fréquence, les fréquences sont rapidement atténuées. Le signal a été filtré entre 1 et 65 kHz. Un calcul rapide montre qu'avec une fréquence maximale de 75 kHz et une vitesse de rupture de 1675 m/s, seules les fractures ayant une taille supérieure à $L \simeq 2.2$ cm sont bien caractérisées. La fréquence maximale utilisable est environ deux ordres de grandeurs plus petite que les fréquences utilisées classiquement en émission acoustique pour suivre des processus d'endommagement, qui sont de l'ordre du MHz. Les hautes fréquences seront également plus sensibles à l'atténuation inélastique associée à la présence d'eau sous la plaque. L'amélioration de la fréquence d'échantillonnage de l'acquisition n'est pertinente que si des capteurs ayant une bande de fréquence utile plus haute et plus large sont utilisés.

Une possible amélioration de la précision de la localisation

La résolution spatiale du suivi micro-sismique peut être améliorée en utilisant plus d'accéléromètres. Seize capteurs sont disponibles, mais uniquement trois conditionneurs NEXUS au maximum ont été fonctionnels au cours de cette thèse (uniquement deux l'ont été pendant plusieurs mois) ce qui limite le nombre de capteurs utilisables à douze (ou huit lorsque uniquement deux NEXUS étaient disponible). Un nombre plus important d'accéléromètres peut permettre un gain de précision important dans l'estimation de la différence de temps d'arrivée nécessaire pour l'étape de triangulation (voir section 2.4.2). Actuellement, les temps d'arrivée sont estimés par le pointage de l'onde sur chaque voie. L'estimation de la différence de temps par corrélation et/ou cohérence donnant de mauvais résultats à cause de la trop grande distance entre deux capteurs, les deux formes d'ondes étant trop différentes. Lorsqu'il est possible de les utiliser, ces méthodes permettent un gain important de précision. A 500 kHz, une erreur de 1 échantillon peut conduire à une erreur de 7 mm (1.8°). Toute amélioration à ce niveau peut significativement accroître la précision de la localisation des fractures. La méthode de détection par STA/LTA tend à détecter en retard l'arrivée de l'onde dans le cas de signaux basses fréquences ou émergents. L'utilisation du kurtosis limite partiellement cet effet.

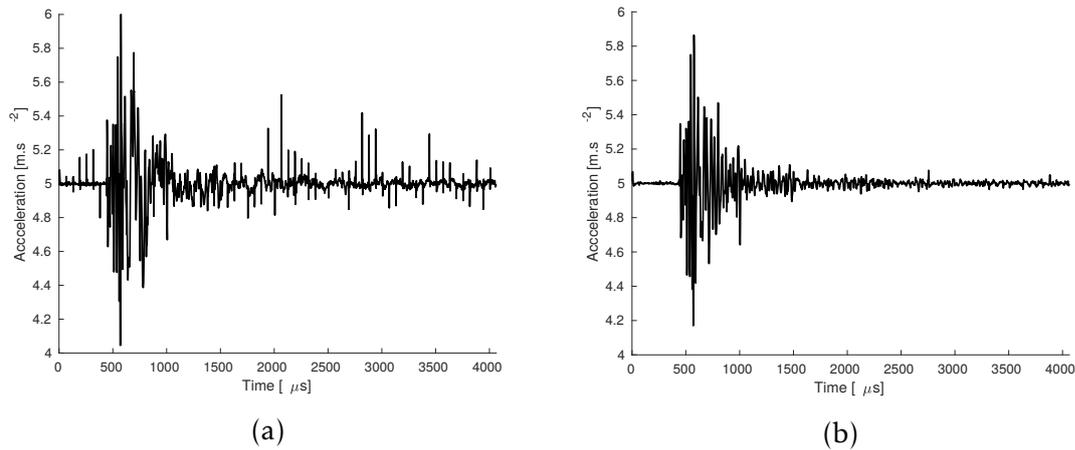


FIGURE 2.12 – Exemples de signal non filtré (gauche) et filtré (droite) acquis lors d’une expérience de déformation à vitesse constante. Le bruit électromagnétique est visible sur le signal brut.

Un bruit électromagnétique important

Pour finir, le moteur induit un important bruit électromagnétique centré sur 16 kHz caractérisé par des pics ayant une amplitude environ comprise entre 2 m.s^{-2} et 10 m.s^{-2} et affectant entre 3 et 5 échantillons. La figure 2.12 montre un exemple de signal non-filtré et filtré. Le signal est filtré en entre 1 kHz et 65 kHz, puis un filtre médian (fenêtre glissante de $22 \mu\text{s}$, soit 11 échantillons) est appliqué pour éliminer les derniers points aberrants. Une interpolation linéaire est utilisée pour remplacer les valeurs enlevées. L’utilisation de câbles blindés, ainsi que la mise à la terre de la structure métallique, peuvent limiter ce bruit d’origine électromagnétique. Si il est décidé de continuer à travailler avec des équipements Brüel and Kjær, pour des raisons de compatibilités, les câbles blindés AO-1381 peuvent être testés.

2.5.3 Mesures additionnelles

Caractérisation de l’évolution de la microstructure avec le glissement

Montagnat and Schulson (2003) ont montré que de la recristallisation dynamique est observée lors d’un frottement glace/glace. Il peut être intéressant de regarder la microstructure de la faille après le glissement pour caractériser un possible impact du frottement et de la cicatrisation sur la microstructure. J’ai essayé d’extraire un morceau de glace autour de la faille mais la glace à l’intérieur de la faille est extrêmement fragile et la plaque irrégulière ce qui rend difficile l’extraction en un seul morceau et la réalisation des lames minces nécessaires à cette analyse.

Des pistes pour mesurer la contrainte normale

En complément de la mesure de la résistance au cisaillement, la caractérisation de la déformation le long de la faille pourrait être mieux contrainte en mettant en place des mesures supplémentaires de la déformation. Si ces solutions sont envisagées, il est important de faire en sorte d'améliorer l'ergonomie de l'expérience (gestion des différents systèmes de pilotage et d'acquisition etc ...). En raison de la géométrie de l'expérience, il n'y a pas de contrainte normale appliquée à travers la faille. Cependant, localement une contrainte peut être créée par l'interaction entre aspérités. Le champ de contrainte est donc hétérogène et intermittent. Connaître la contrainte normale peut permettre de mieux caractériser la déformation et la variation de résistance de la faille, ainsi que les mécanismes en jeu. Deux approches complémentaires peuvent être mises en place, l'utilisation de jauge de déformation et la corrélation d'images (Digital Image Correlation ou DIC). Les jauges de déformations permettent de mesurer la déformation de façon continue, et de calculer la contrainte normale sous l'hypothèse d'un milieu élastique, et donc d'observer l'intermittence de la déformation. Cependant, une jauge donne une mesure ponctuelle de la déformation, qui ne permet pas d'observer la variabilité spatiale du champ de contrainte. A l'inverse, le suivi photo de la déformation et l'utilisation de la corrélation d'images permettent de mesurer le champ de déformation entre deux instants donnés. La DIC peut être utilisée pour caractériser l'accumulation et la relaxation des contraintes de cisaillement. Cependant, la contrainte normale n'étant créée que par l'interaction entre aspérités, il y a de fortes chances qu'elle soit faible et difficilement mesurable par DIC, qui permet pour l'instant sur la glace une résolution en déformation de l'ordre de 0.2% à 1% avec une résolution spatiale de 0.2 et 0.5 mm/pixel (*Chauve et al.*, 2015).

2.6 En résumé

Le dispositif expérimental a été conçu dans le but de créer une faille circulaire sur laquelle il est possible d'imposer un glissement constant de sorte que les processus d'endommagement et de cohésion entrent en compétition en régime stationnaire. Le rôle de la vitesse sur la sismicité et l'évolution de la résistance de la faille peuvent également être explorés.

L'évolution de la résistance de la faille au cours du temps et en fonction des conditions expérimentales a été étudiée en utilisant le couple et le suivi micro-sismique. La caractérisation des variations de résistance de la faille, mesuré par le couple, en fonction de la vitesse a été faite en détails par *Weiss et al.* (2016) sur le même dispositif expérimental.

Les données de quatre essais de déformation sont présentées dans cette étude. Elles ont

Nom	1 rpd	10 rpd	30 rpd	SHS
Taux de déformation (s^{-1})	$7.3 \times 10^{-5} s^{-1}$	$7.3 \times 10^{-4} s^{-1}$	$2.2 \times 10^{-3} s^{-1}$	$7.3 \times 10^{-4} s^{-1}$
Vitesse (mm/s)	0.016	0.16	0.48	0.16
Température (°)	-10	-10	-10	-10
Durée (h)	5	5	5	5
Épaisseur (mm)	3-9	3-8	3-7	1-8
Nombre d'accéléromètres	8	12	8	12
Localisation	Non	Oui	Non	Oui

TABLE 2.1 – Récapitulatif des expériences analysées et des conditions testées lors de cette étude.

été obtenues dans des conditions de chargement différentes, le tableau 2.1 en résume les caractéristiques.

Dans le chapitre suivant, je présente le développement de la méthode permettant le suivi micro-sismique de la déformation puis son application à un des essais afin d'apporter une caractérisation plus complète de ce type de faille dans le cas de la glace.

Micro-seismic monitoring of a floating ice plate to characterize its deformation

3.1 Résumé

Dans ce chapitre je présente la méthode utilisée pour le suivi micro-sismique de la déformation et son application à une des expériences. Le travail présenté ici a été soumis au *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*.

On caractérise la déformation d'une faille circulaire formée dans une plaque de glace flottante à la surface d'eau en chambre froide. Un glissement stationnaire est appliqué par l'intermédiaire d'un disque pris dans la glace. Lors de cette expérience, les mécanismes de cohésion, obtenu par le regel de l'eau et d'endommagement, obtenu par le glissement, entre en compétition. Du fait de la géométrie du chargement, le dispositif expérimental n'applique pas de contrainte normale à travers le plan de faille. Cependant, une contrainte normale peut apparaître à cause de la résistance frictionnelle. Les taux de déformations utilisés impliquent que la déformation est essentiellement fragile comme en témoigne la formation de gouge au cours de l'expérience.

La résistance de la faille, moyennée sur sa longueur, est mesurée par l'intermédiaire du couple nécessaire pour imposer le taux de glissement souhaité. La dépendance du couple aux conditions expérimentales (température et vitesse) a été caractérisé en détails par *Weiss et al.* (2016). Le suivi micro-sismique développé pendant ce travail de thèse permet d'explorer la dynamique de la déformation à des échelles temporelles et spatiales plus fines que celles accessibles par la mesure du couple. Les méthodes utilisées ont été inspirées par ce qui est fait en sismologie et adaptées à l'expérience. Le moment sismique des fractures, et la magnitude de moment, a été estimé en utilisant les caractéristiques du mode QS0 à partir de relations obtenues par modélisation numérique.

La distribution fréquence-magnitude des fractures, montre que la déformation de la faille

est principalement asismique ou par des fractures trop petites pour être détectées par notre méthode. Ce comportement, très différent de ce qui est en général observé dans la croûte terrestre, ne permet pas d'estimer le ratio entre glissement sismique et asismique.

La majorité des fractures détectées sont incluses dans des essais sismiques pour lesquels il n'a pas de fracture principale identifiée et pas de déclenchement de post-fracture. Ceci laisse à penser que la sismicité observée n'est qu'un produit passif de la déformation imposée. Dans la croûte terrestre, ce type de comportement n'est observé que dans des cas particuliers, dans des contextes à fort flux géothermique, le long de failles transformantes et lors des épisodes de glissement asismique rapides.

Pour finir, en combinant la mesure du couple et les données micro-sismique, nous observons une relation entre les chutes de couple et la magnitude des fractures. Cette relation est étudiée plus en détails dans le chapitre 4.

Abstract

We investigate how a naturally-formed circular fault in an ice plate overlying a water column accommodates an imposed slow rotational displacement. Temporal changes in shear strength or resistance of the fault as a whole are monitored by the torque required to impose a constant displacement rate. In such setting, we investigate how fault-averaged resistance (torque) and micro-fractures relate to each other through micro-seismic monitoring. In strong contrast to the typical brittle dynamics of crustal faults, we obtain a deformation regime in which small, undetected fractures control the slip budget. Most of the detected fractures occur with very little "after-shock" triggering, suggesting that fractures are only a passive by-product of slip, similarly to earthquake swarms in high geothermal gradients or during fast deformation transients.

3.2 Introduction

Laboratory rock friction experiments have provided key understandings about earthquake nucleation. Two different slip behaviors have been observed, stable sliding and stick-slip, occurring under different loading conditions. Stable sliding is characterized by a smooth displacement along the fault with no sudden change in slip rate, and is observed for high temperature and low confining stress. In contrast, stick-slip occurs through sudden changes in slip rate. The accumulated stress is released during very short slip transients. From laboratory-based experiments, velocity or slip dependent friction laws, have been proposed to model seismic nucleation (*Dieterich, 1978; Ruina, 1983; Marone,*

1998). To investigate the evolution of a fault subjected to a stationary load over long distances and the role of cohesion-healing on fractures distribution, *Weiss et al.* (2016) have designed a new kind of experiment. Its main characteristics are :

1. A circular fault is created by shear failure within an initially undamaged material. This circular geometry allows imposing arbitrary large slip during which fault roughness evolves freely with time.
2. The ice plate thickness is two orders of magnitude smaller than its horizontal extent, such that deformation is localized on a well identified circular fault that can be considered as a 1D object.
3. Cohesion-healing/damage competition is tuned through varying the imposed rotational rate and temperature.
4. No macroscopic normal stress is imposed perpendicular to the fault due to the Couette-like geometry of the experiment, although normal stress naturally arises from geometrical mismatch along the fault. Consequently, shear resistance is caused by cohesion and the interlocking of asperities.

The study of *Weiss et al.* (2016) leads to two main conclusions. First, fault strength is mainly controlled by the balance between cohesion-healing and damage. A clear temperature- and velocity-controlled weakening is observed. Second, when cohesion is negligible compared to damage, torque fluctuations are statistically symmetrical by time reversal, when cohesion becomes important an asymmetrical regime develops along with a power-law distribution for torque drops.

We investigate how deformation is accommodated along a shear fault on which healing occurs and no normal stress is applied. Small cracking events arise from deformation along the fault, which radiates elastic waves similarly to earthquakes. We use micro-seismic monitoring to characterize the spatial and temporal distributions of the micro-fractures. Methods originally developed in seismology are used to characterize the space and time distributions of fracture properties and energies, and we compare these observations with torque statistics.

3.3 Methods

3.3.1 Experimental setup

Shear deformation rig

The experimental device used in this study is described in details in (*Weiss et al.*, 2016). Here, we recall the main characteristics of the experiment. The shear deformation setup

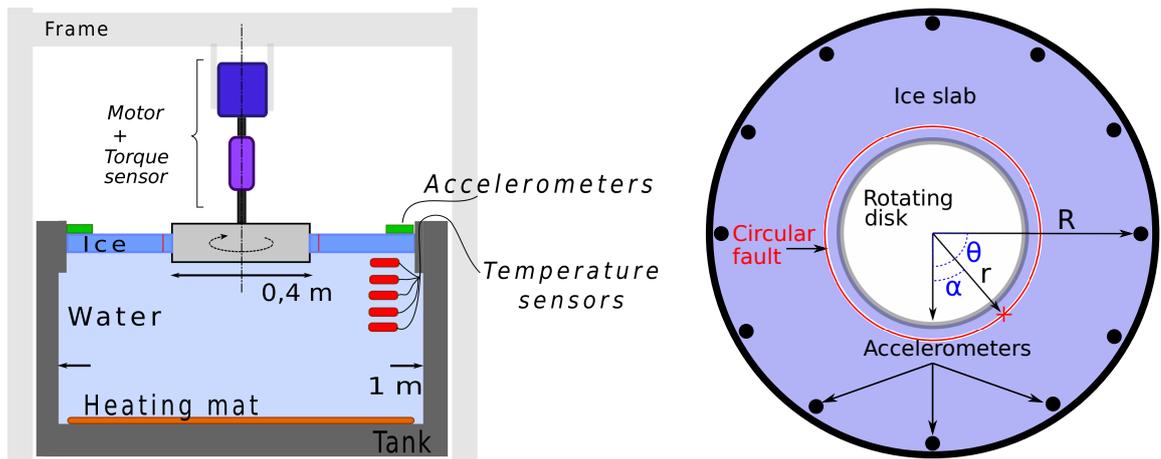


FIGURE 3.1 – Schematic a) Side-view and b) top-view, of the experimental setup. The fault and accelerometers circle radii are denoted r and R , respectively. α and θ represent a fracture and an accelerometer angular positions.

is built in two parts (figure 3.1) : i) a water tank where the ice plate is formed and ii) a shear torsion device at the center of the tank.

The circular tank of diameter 0.94 m and height 0.40 m is filled with fresh water. The wall is in polycarbonate and is insulated with foam. A circular heating mat (diameter = 990 mm, thickness 3 mm, power = 1 kW, 230 V) is placed at the bottom and 6 temperature probes (PT100 1/10Din) are used to control the water temperature profile. The regulation of temperature is performed with a PID controller to maintain 3.98°C in the bottom of the tank. The whole setup is placed in a cold room where the temperature is fixed to $-10 \pm 0.6^{\circ}\text{C}$.

Deformation of the ice-plate is induced by the rotation of a polyoxymethylene disk (diameter = 0.40 m) driven by a brushless servomotor linked to a planetary gear reducer of ratio 1000 and maximal torque 640 N.m. Torque imposed to the ice is measured by a rotary torquemeter (Scaime DR1 1000 Nm) with a precision of 1 N.m. We impose a constant rotation rate of 10 rotations per day (r.p.d.). Servomotor regulation operates at 5 Hz and torque sampling frequency is 10 Hz.

The rotation of the inner disk creates a circular fault in the ice. Due to enhanced heat exchange through the inner disk, a small meniscus appears at the ice/disk interface which shifts the maximum of shear stress a few centimeters outward. Consequently, a circular crack is created at about two centimeters from the inner disk, and deformation is accommodated through intermittent slip events.

Ice preparation and characteristics

The ice plate is prepared in order to obtain a spatially uniform thickness of 3 mm before the initiation of the crack. A water temperature of 3.98°C is imposed at the bottom of the water column to get a thermal stratification of the water column. To favor isotropy of ice

polycrystals, water droplets at 0°C are sprayed above the entire surface, creating small nucleation cores reducing the average crystal size (*Weiss et al.*, 2016).

While thermal stratification is necessary to favor homogeneous thickness, the associated water cooling causes the thickening of the ice plate. The thickening rate observed for an air temperature of -10°C is $\simeq 1$ mm/hour and is constant throughout the experiment duration. This growth rate is consistent with the 1D thickening model used by *Weiss et al.* (2016).

3.3.2 Micro-seismic measurements

We use an array of 12 vertical accelerometers (Bruël and Kjaer type 4393-v, mounted resonance frequency of 75 kHz) to perform two types of experiments. First, we measure speed and attenuation of the waves propagating in the ice sheet by setting the sensors in line on an undeformed ice sheet. Then, we set the accelerometers with regular spacing along a circle around the fault to monitor ice fracture (figure 3.1). These accelerometers are connected to conditioning and amplifier devices (Bruël and Kjaer Nexus type 2692-0S4), and acquisition is carried out by a General Standard card PCI-express 66-16AISSA0. A full-waveform acquisition is performed at a sampling frequency of 500 kHz. The signal is band-pass filtered between 1 kHz and 65 kHz, hence avoiding spurious effect related to the resonance frequency at 75 kHz of the sensors.

Waves and attenuation

Propagation of elastic waves in plates have been first theorized by *Rayleigh* (1888) and *Lamb* (1917). For a 2D plate in a vacuum, three fundamental modes of propagation have been identified : a symmetric mode, referred to as S0, an antisymmetric mode, referred to as A0, and a symmetric transverse SH mode. For frequencies typically less than 100 kHz, for a minimum ice thickness of 3 mm, the S0 mode is essentially non dispersive, and corresponds to longitudinal waves with mostly radial displacement propagating at $V_L = 2\frac{\beta}{\alpha}\sqrt{\alpha^2 - \beta^2}$, where α and β are the velocities of P and S waves in the ice. Unlike this S0 mode, the A0 mode is always dispersive, even at low frequencies, i.e. for f on the order of at most a few kHz (still for a minimum ice thickness of 3 mm). In that case, the group velocity V_G , can be described as $V_G = 2 \times 3^{-1/4} \sqrt{\pi H V_L f}$ where H is the ice thickness. Hence, V_G goes to zero when f goes to zero. Finally, the SH mode is simply a transverse horizontal displacement propagating non-dispersively with velocity β . Other, higher, modes exist, but are expected to only affect high frequencies, typically greater than 100 kHz for $H = 3$ mm. Since we filter out these high frequencies, these modes will be ignored.

This work was further extended by *Press and Ewing* (1951) who described the various

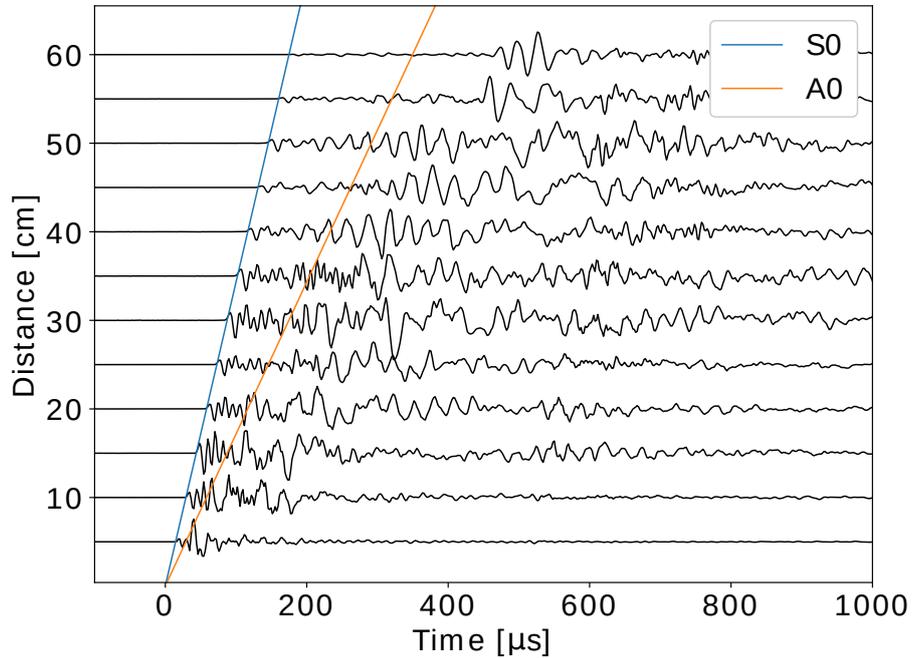
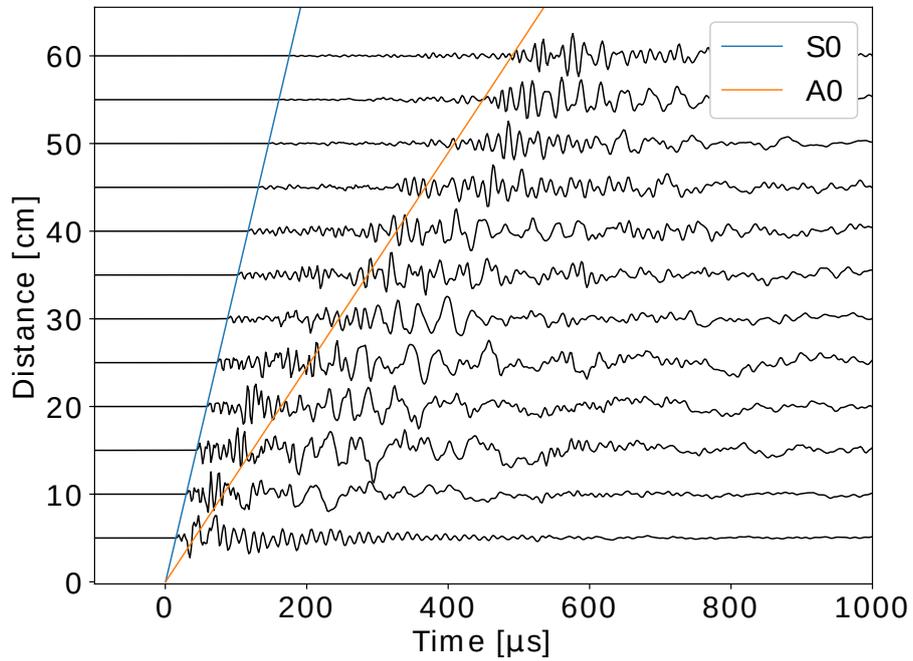


FIGURE 3.2 – Normalized waveforms recorded at different distances from the source for a floating ice plate of thickness a) 3 mm and b) 9 mm. The source is of Nielsen-Hsu type, which is commonly used in acoustic-emission testing. Lines refer to the theoretical S0 (blue) and A0 (orange) speed modes in vacuum. The origin time $t = 0$ s is the time of the source.

modes of propagation of elastic waves in a floating ice sheet. Neglecting gravity and replacing atmosphere by vacuum, they showed that solutions cannot be reduced to the classical symmetric and antisymmetric modes, as expected given the non-symmetrical geometry of the problem. Yet, compared to Lamb's modes, related modes exist, and in what follows we will refer to these as quasi-symmetric, QS0, and quasi-antisymmetric, QA0. Previous experimental work on wave propagation modes, using the very same setup and accelerometers, demonstrated that QS0 and QA0 modes are found as expected, on top of a slower Stoneley (or quasi-Scholte) propagating along the ice-water surface (Moreau *et al.*, 2017). The SH mode is absent likely owing to the fact that we record vertical acceleration only.

In addition to the work done by Moreau *et al.* (2017), we conducted new experiments to characterize the propagation velocities and attenuation of these modes for the specific needs of the present study. Accelerometers were linearly arranged and spaced by 5 cm away from each other. We use Hsu-Nielsen sources (pencil-lead break) as experimental sources, which are commonly used for calibration in acoustic emission testing. Figure 3.2 shows the waveforms recorded at several distances from the source for a 3 mm and 9 mm thick ice plate. The velocity of the observed QS0 mode is similar to that predicted neglecting the presence of water underneath. For both a 3 mm and a 9 mm thick ice plate in vacuum, S0 theoretical wave velocities are $3427 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ and $3428 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (blue vertical lines on figure 3.2), while experimentally-estimated velocities of QS0 are $3387 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ and $3399 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ for 3 mm and 9 mm respectively. The flexural mode is, as expected, significantly affected by the presence of water. The predicted A0 wave group velocities are $1432 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ and $1849 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ for 3 mm and 9 mm ice plates, respectively, while the measured group velocities are $1202 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ and $1275 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, respectively.

We manually picked the amplitude of the QS0 mode using the envelope maximum in the time interval defined between the QS0 and QA0 arrivals. At the distances and frequency investigated here, the amplitude of QS0 scales as $A(x) \sim x^{-m}$ with x the distance from the source (\sim is used to mark the proportionality), cf figure 3.3. Attenuation is observed to increase with ice thickening, likely due to an increase in anelastic attenuation. For a 3 mm thick ice plate the linear regression gives $m = 0.98$, while it gives $m = 1.46$ for a 9 mm thick plate. For an elastic plate in vacuum, with only a 2D geometrical attenuation of the signal, a value of $m = 1$ is expected.

We will thereafter use the QS0 phase to characterize the micro-fractures, since it is (1) the first phase to reach the sensors, (2) non-dispersive, and (3) of lower amplitude than the QA0 phase, enabling us to quantify the wave amplitude even during the largest sources for which the QA0 phase saturates.

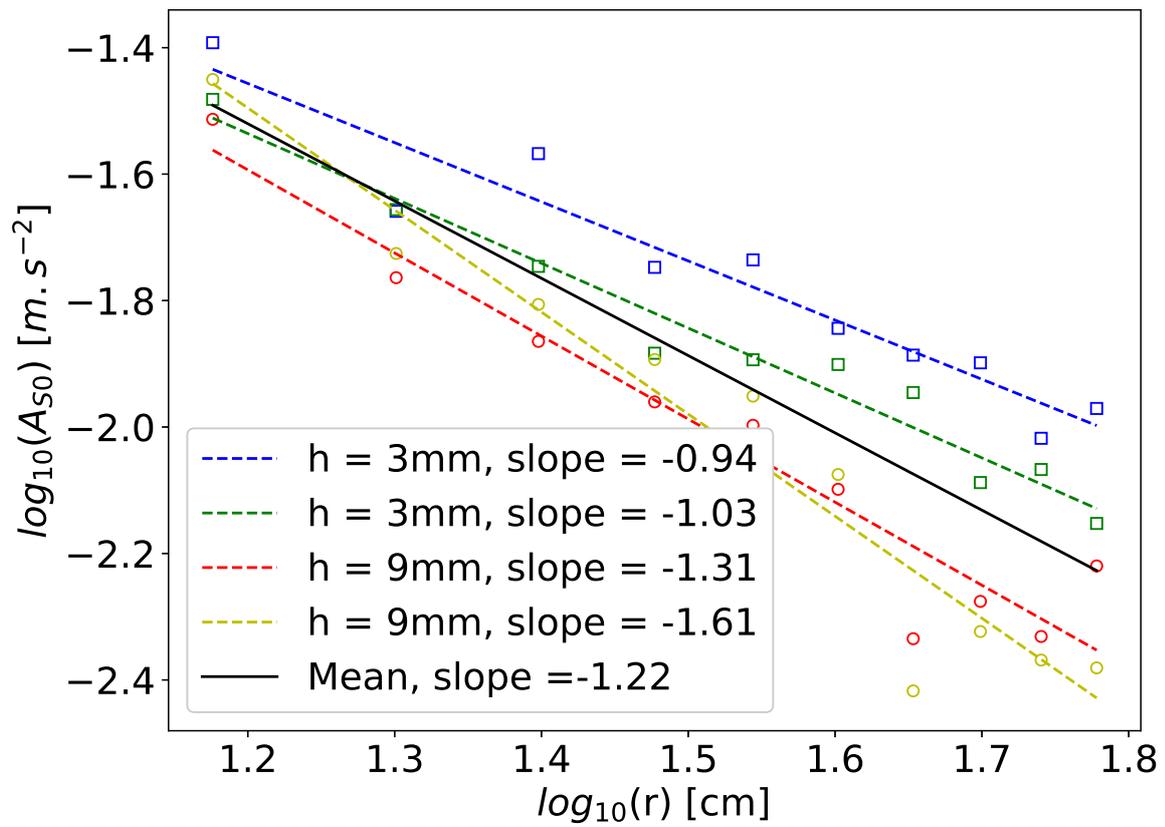


FIGURE 3.3 – Maximum amplitude of the QS0 mode as observed experimentally as a function of the distance to the source, for a 3 mm(squares) and 9 mm (circles) thick ice. Dashed-lines are the best linear fits for each data-set and the solid line is the best fit of all data-points.

Micro-seismic monitoring

Deformation is imposed by rotation of the inner disk which causes the formation of a circular crack about two centimeters away from the inner disk (hence at 22 cm from the center). This crack hosts fracturing events of various sizes that we monitor using 12 accelerometers (see section 3.3.2 for accelerometer characteristics) deployed in a 45 cm-radius circle with regular spacing of 30° . We describe hereafter how fractures are detected and localized based on seismological techniques that we adapt to our experimental scale and geometry.

Event detection is performed automatically by using a STA/LTA algorithm first introduced by *Allen* (1982). This method compares the average amplitude computed over a short time-window, referred to as STA, with the average amplitude computed over a long time-window, referred to as LTA and representing the background amplitude. The STA and LTA durations have been empirically determined in order to maximize the sensitivity to the targeted seismic signals while minimizing the number of false detections; we use $20 \mu\text{s}$ and $200 \mu\text{s}$ for the STA and LTA, respectively. The best threshold, $\text{STA}/\text{LTA}=8$, has been estimated in order to get zero false triggering on a set of 20 events randomly chosen in a set of 100 detections. The *classic-sta-lta* algorithm of the Python *obspy* library (*Beyreuther et al.*, 2010) has been used. Once detection is achieved, picking is performed based on the Kurtosis, K , of the signal (*Saragiotis et al.*, 2002). The Kurtosis is computed over a running window of length 0.2 ms shifted sample by sample. When K exceeds a threshold value of 10 the corresponding time is taken as the arrival time of the QS0 mode.

Given that only a single circular fault of 22 cm-radius forms, we assume that all the detected fractures are localized in or very close to the fault, such that event location only requires solving for the angular position. To locate the fractures, we used a two-step method. In the first step, location is obtained through the time-delay difference between the two closest pairs of accelerometers. In the second step, we relocate fractures using the first location and the time delays estimated for two different, but similar waveforms at the same accelerometer. This method is referred as a Double Difference Method (*Got et al.*, 1994).

We define a multiplet as a group of fractures that have at least 95% coherency with each other at least at two accelerometers. Relocation is performed with respect to the multiplet barycenter, calculated using the initial position estimate (angle α , see above). For this relocation, relative time delays between two waveforms at the same accelerometer were computed both using cross-correlation and coherency on 1 ms long windows. To avoid outliers, we discard these two estimates when the difference is larger than $5 \mu\text{s}$ (corresponding to an error of 17 mm for waves propagating at $3400 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$). If both estimates lead to similar results (i.e. their difference is less than $5 \mu\text{s}$), then we take the average of those. Assuming that the multiplet size is small compared to its distance to the accelerometer,

the distances of each event in the multiplet to this accelerometer are nearly identical. We estimate the position of the fractures relative to the barycentre through linearization procedure, which allows writing the relation between the time delays and the relative position as a system of linear equations.

Recalling that r and R are respectively the radii of the fault and of the circle of accelerometers, α_A the angular position of fracture A , $\alpha_A + \phi$ (with $\phi \ll 1$) the angular position of fracture B and θ_i the angular position of an accelerometer i , the distances of A and B to the accelerometer are

$$d_B = d_A + \frac{Rr\phi}{d_A} \sin(\alpha_A - \theta_i). \quad (3.1)$$

The difference in travel times is then

$$\Delta t_i = \frac{Rr \sin(\alpha_A - \theta_i)}{V d_A} \phi = \tau_i \phi, \quad (3.2)$$

where time τ_i is a parameter that can be approximated for the whole multiplet as $\tau = \frac{Rr \sin(\bar{\alpha} - \theta_i)}{v \bar{d}}$ where $\bar{\alpha}$ and \bar{d} relate to the barycentre position of the multiplet. So, still for events A and B and accelerometer i and j , the experimental double difference of travel time, denoted $\Delta t_{i,j}^{(A,B)}$ writes :

$$\Delta t_{i,j}^{(A,B)} = \Delta t_j^{(A,B)} - \Delta t_i^{(A,B)} = (\tau_j - \tau_i)(\phi_B - \phi_A) \quad (3.3)$$

with $\phi_A = \bar{\alpha} - \alpha_A$ and $\phi_B = \bar{\alpha} - \alpha_B$ known from the cross-correlation and coherence analyses. The deviation, ϕ , of each fracture position with respect to the mean position of the cluster is thus computed by minimizing the quadratic cost function :

$$J = \sum_{\substack{i,j \\ A,B}} \left((\tau_j - \tau_i)(\phi_B - \phi_A) - \Delta t_{i,j}^{(A,B)} \right)^2 \quad (3.4)$$

For each event A in a multiplet, we look at all the other events B, C, \dots , that share at least two time delays $(\tau_j - \tau_i)$ at different sensors, i.e., there exists at least two such delays at at least two sensors estimated by cross-correlation and coherency that passed the $5 \mu s$ criterion. We then define for each pair AB, AC, \dots , the sets S_{AB}, S_{BC}, \dots , of sensors that relate to these time delays. Finally, we define S_A, \dots , as $S_A = \{S_{AB}, S_{AC}, \dots\}$, a list of (possibly repeating) sensor indexes. For example, if A and B share time delays at sensors 1, 2 and 3, and A and C at sensors 2 and 3, then :

$$\begin{aligned} S_{AB} &= \{1, 2, 3\}, \\ S_{AC} &= \{2, 3\}, \\ S_A &= \{1, 2, 2, 3, 3\}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Minimizing J with respect to $\underline{\phi} = {}^t(\phi_A \phi_B \dots)$ then leads to the solution :

$$\underline{\phi} = \underline{\underline{M}}^{-1} \underline{\Delta} \quad (3.6)$$

where $\underline{\Delta}$ is the column-vector with all the time differences, e.g., $\underline{\Delta}t = {}^t(\Delta t_{1,2}^{A,B}, \Delta t_{2,3}^{A,B}, \Delta t_{2,3}^{A,C})$ in our example just above, and $\underline{\underline{M}}$ is a symmetric matrix $\underline{\underline{M}} = \{M_{AB}\}$ such that :

$$\begin{aligned} M_{AA} &= - \sum_{S_A} (\tau_j - \tau_i)^2 \\ M_{AB} &= - \sum_{S_{AB}} (\tau_j - \tau_i)^2 \end{aligned} \quad (3.7)$$

For a multiplet with N fractures, it can be shown that $\underline{\underline{M}}$ has a rank equal to $N - 1$. We therefore estimate $\underline{\phi}$ using equation (3.3.2) for $N - 1$ events and relocate the last event by imposing that the mean of all N deviations angles ϕ is zero (this amounts to constraining the barycenter of all the relocated fractures to be effectively located at angular position α).

3.3.3 Quantifying seismic moment and magnitude

To characterize the fracture size distribution, we aim at computing its moment magnitude, M_w , through the estimation of the seismic moment $M_0 = \mu ULW$ (Aki, 1966; Kanamori and Anderson, 1975), where μ is the shear modulus of ice, equal to 3.52 GPa (Schulson and Duval, 2009), U the average displacement (slip) along the fracture, L and W the fracture length and width, respectively.

Our approach consists in (i) determining L directly from calculating temporal characteristics of the recorded signal (i.e., first zero-crossing time; and/or duration of the source time function), and (ii) estimating U , a horizontal displacement, from the vertical maximum displacement at the sensors using a finite element method (COMSOL software).

The COMSOL software (www.comsol.fr) is used to model the displacement field induced by a sudden displacement on a rectangular dislocation. The fracture is modeled as a displacement U_0 between two parallel surfaces, of length L and width W ; we fix W equal to the plate thickness. The rupture velocity for earthquakes typically ranges between 0.6 and 0.9 times the shear wave velocity (Madariaga, 1976; Heaton, 1990). Therefore, here, we define the "rupture" velocity as $V_r = 0.9V_{Rayleigh} = 1675 \text{ m.s}^{-1}$. We stress that V_r is not a true rupture velocity, since the dislocation slips at once (so effectively at an infinite rupture velocity); however, V_r is used directly to determine the rupture duration $t_r = L/V_r$.

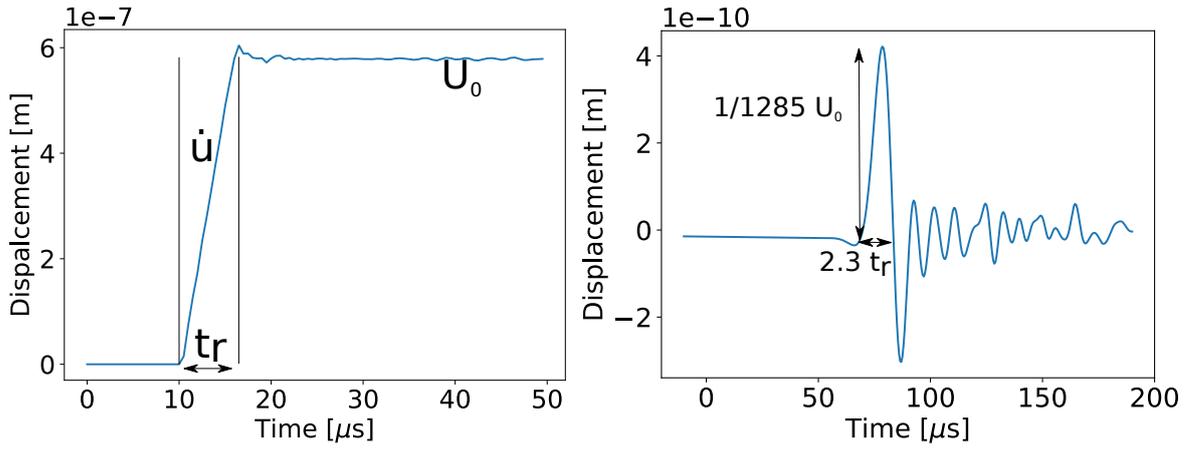


FIGURE 3.4 – Far-field displacement due to a shear dislocation modelled using the COMSOL software. a) Horizontal displacement imposed on the dislocation defines as a 1 cm \times 1 cm fracture, with rupture velocity $V_r = 1675 \text{ m.s}^{-1}$, sliding velocity $\dot{u} = 0.1 \text{ m.s}^{-1}$ and fracture duration t_r . b) Vertical displacement modeled at a distance $r = 0.25 \text{ m}$ from the source.

We do not model the fracture growth and propagation : we use a ramp function to model the displacement at all points of the dislocation, as $u(t) = \dot{u}t$ for $t_0 < t < t_0 + t_r$, with \dot{u} the sliding velocity, t_0 the time of fracture onset and t_r the duration of the fracture. Figure 3.4.a shows the observed horizontal source displacement as a function of time resulting from this parameterization. Then, at any time $\delta t = t - t_0$ during the rupture, the total moment is $M_0(t) = \mu u(t)LW = \mu \dot{u} \delta t LW$. The total displacement is $U_0 = \dot{u} \frac{L}{V_r}$, related to the moment rate $\dot{M}_0 = \mu \dot{u} LW = \mu U_0 \frac{W}{V_r}$. For given μ , W and V_r , our model considers that \dot{M}_0 is directly proportional to U_0 . From the duration and peak amplitude of the first QS0 pulse we are able to estimate both the fracture length and the displacement, as we now detail.

In our analysis, we used the QS0 half-period, noted as $T_{1/2}$, as a proxy for the QS0 pulse duration to estimate the fracture length which is proportional to the fracture duration. Since the QS0 mode can be considered as non-dispersive at the studied frequencies, QS0 half-period is proportional to the duration of the first displacement pulse. Numerically we find that the pulse duration can be approximated as $t_r = 0.43 T_{1/2}$ (the pre-factor varying from 0.41 to 0.45), figure 3.4.b. Consequently, the estimated fracture lengths are in the 7×10^{-2} to $3.9 \times 10^{-1} \text{ m}$ range, with an average length of $6.9 \times 10^{-2} \text{ m}$. We note that $L > W$ so that our assumption that the fracture breaks the whole thickness appears as reasonable.

Numerical modeling yields a constant ratio between the horizontal displacement at the source and the vertical displacement at distance $r = 0.25 \text{ m}$ averaged over 3 sensors equal to $U_0/U_{z,r} = 1285 \pm 64$, figure 3.4.b. Using this proportionality we estimate the source displacement to vary between $9.4 \times 10^{-10} \text{ m}$ and $1.9 \times 10^{-5} \text{ m}$.

We validate the method by comparing the seismic moment imposed ($M_{0,imposed} = 0.208 \text{ N.m}$) and the model seismic moment for 20 positions similar to those of the sensors \tilde{M}_0 without addition of noise and with addition of 1, 2, 5, and 10% of noise on the filtered signal. For these five cases, model seismic moments vary between 0.189 Nm and 0.215 Nm.

At the end, we find seismic moments ranging from $1.7 \times 10^{-3} \text{ N.m}$ and $3.5 \times 10^1 \text{ N.m}$, corresponding to moment magnitudes between -7.9 and -5.0. We will discuss these values in section 3.4.2 in reference to the Gutenberg-Richter law.

3.4 Results

Our aim is to analyze how the numerous brittle fractures contribute to the overall deformation of the ice plate, and how these fractures are distributed in space, time and energy.

3.4.1 Global torque and seismicity characteristics

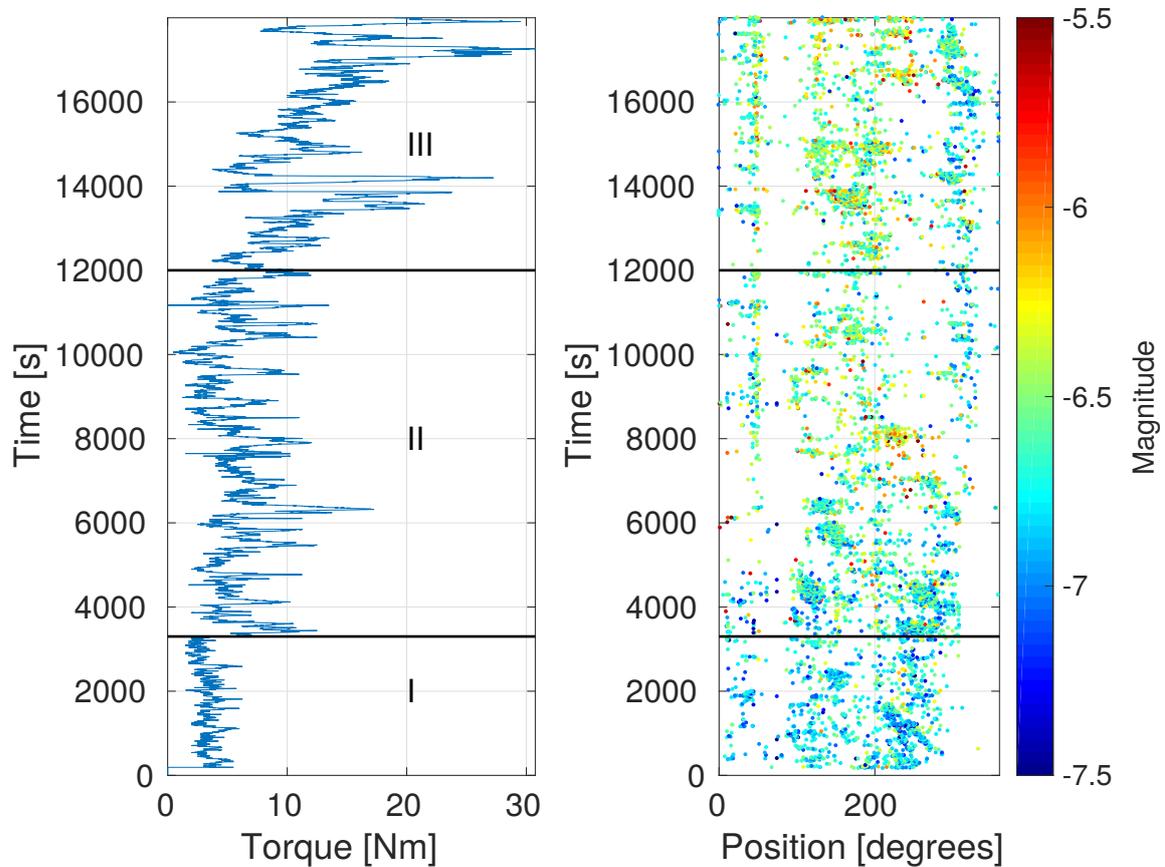


FIGURE 3.5 – Left : Torque measured for the imposed velocity of $1.6 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$ at -10°C . The initial fracture is not shown, t_0 represents the time immediately after this fracture. Right : Space and time distribution of the detected fractures. The color scale represents the magnitude.

Phase	I	II	III
Average Torque (N.m)	3.1 ± 1.1	5.9 ± 2.5	12.5 ± 5.2
$\sigma(\Gamma)/\langle \Gamma \rangle$	0.37	0.43	0.41

TABLE 3.1 – Average torque and coefficient of variation for the three different phases in the torque time series.

We first investigate the links between torque and seismicity. The torque time series is shown in figure 3.5.a, over the time period selected after the initial macro-rupture that creates the circular fault. The initial ice plate strength is much larger (just before the rupture, the torque reaches its maximum value (around 400 N.m (Weiss *et al.*, 2016)) than the fault strength for which the maximum torque value is $\Gamma = 31$ N.m. Spring-slider experiments typically display either stick-slip or stable sliding, i.e., all interface asperities collectively accumulate stress or fail together. In the absence of an imposed normal stress at the plate scale, the equivalent interface shear stiffness in our experiment is too weak to produce this simple stick-slip kinematics. Instead, we observe a complex mix of local fractures and local recovery / stress accumulation, akin to the complex behavior of the fault system. We observe an overall positive trend of the torque with time associated with a thickening of the ice plate. Based on average torque, we distinguish three different phases, from 0 to 3000 s, 3000 s to 12000 s and 12000 s to the end of the experiment. Average torque and normalized standard deviation $\sigma(\Gamma)/\langle \Gamma \rangle$ (i.e., coefficient of variation) are shown in table 3.1. The fluctuations simply scale with $\langle \Gamma \rangle$ (i.e., constant coefficient of variation throughout the phases).

We compare the torque and seismicity time series by synchronizing the seismic times with the torque time based on time delays between the 10 largest torque drops and the 10 largest fractures. We detected 24938 fractures after the initial crack, with 1381 multiplets which represent 71% of all fractures. All multiplets have been relocated using the double difference method described above (section 3.3.2). Figure 3.5.b shows the space-time distribution of the fractures. We observe a clustering of the fractures both in space and time. The fracture rate varies from 0 to 63 fracture per second, cf figure 3.6. The fracture rate is intermittent, and, in comparison to the torque time series, does not show clear changes in behaviour over time, i.e., phases I to III observed in figure 3.5 are absent in figure 3.6. The cross-correlation between torque drops and fracture rate to be extremely small (value=0.025). Yet, computing a cross-correlation on 500 s-long time windows shifted sample by sample, we observe an average cross-correlation of 0.05, further increasing in phase III with cross-correlation values up to 0.35 associated to the large torque drops.

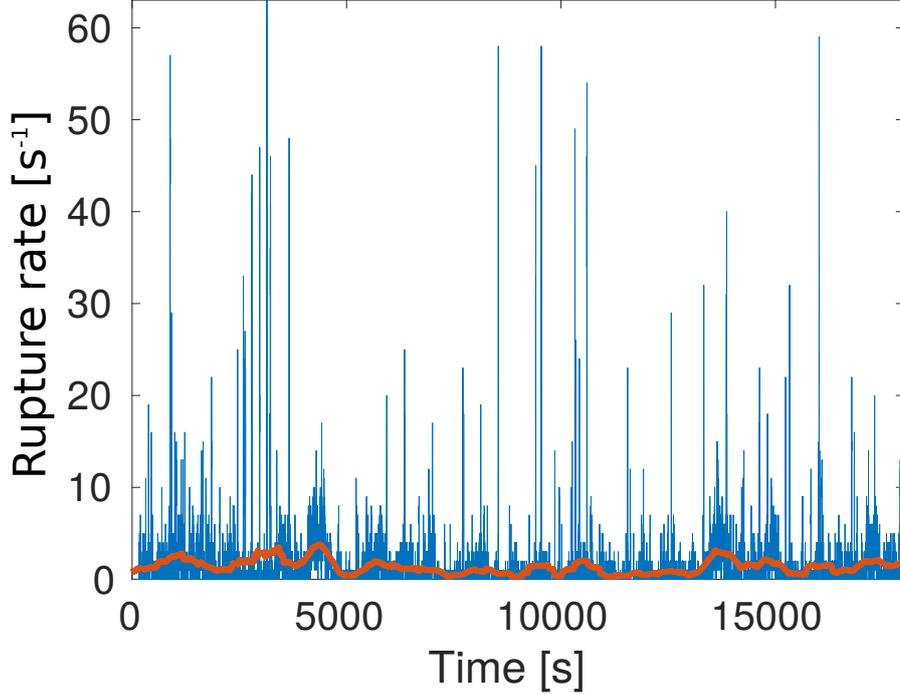


FIGURE 3.6 – Fracture rate function of time computed at a 1 s time step. The orange curve is the 600 s-long moving average.

3.4.2 Characterizing the fracture sizes distribution

We investigate the frequency-magnitude distribution of fractures. The ice thickness along the fault is unknown, consequently, we assume a constant ice thickness of 6 mm, that corresponds to the average plate thickness rounded to the nearest millimetre.

The moment magnitudes of the detected fractures vary between -8 and -5 with an average value $\bar{M}_w = -6.6$. We investigate the moment magnitude distribution of the fractures by considering three different populations, taking into account i) all fractures, ii) only multiplets and iii) only fractures not included in a multiplet (see figure 3.7). Multiplets represent 71% of all fractures, which explains why the first two PDFs are similar. For the three populations, the density are maximum near $M_w = -6.6$. We check that a less sensitive detection, i.e., with higher STA/LTA threshold, shifts this mode to higher values; we estimated that the completeness magnitude of our detection method is $M_w = -6.4$. For higher magnitudes, we observe a power law decrease of the density of fractures with magnitude, $f(M_w) = 10^{a-bm}$. The PDF decreases as $f(M_w) \propto 10^{-3.0M_w}$ when considering all fractures, $f(M_w) \propto 10^{-3.6M_w}$ when considering multiplets, and $f(M_w) \propto 10^{-2.3M_w}$ when considering only isolated fractures. In the three cases, the b -value is observed to be much higher than crustal earthquakes, with b generally close to 1 (*Utsu, 2002*).

To get a more detailed view of the multiplet population, we analyze the variability in fracture moments of the 100 larger multiplets. These groups contain between 30 and 765 fractures for a total of 10259 fractures (41% of all the fractures and 58% of the multi-

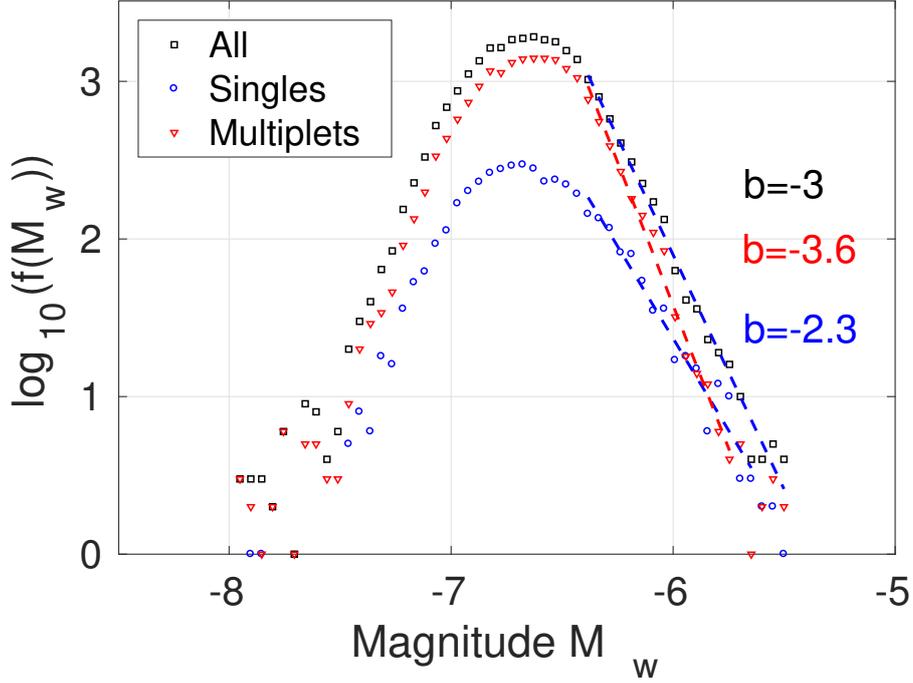


FIGURE 3.7 – Probability density function of the relative magnitude(symbols) and the best linear fits (dashed lines) taking into account all the fractures (black), fractures not included in a multiplet only (blue) and fractures in a multiplet only (red).

plets). Multiplets display different size statistics than non-multiplets, the distribution of the normalized seismic moment of non-multiplet fractures and the average distribution of the seismic moment within individual multiplet are shown in figure 3.8. Since multiplets correspond to the rapid occurrence of close-by or even repeating fractures, it could be expected that the magnitudes of the cracks within a multiplet tend to be characteristic (i.e., repeated breaking of a limited set of asperities). The standard deviation of the seismic moment of fractures not included in a multiplet and the average standard deviation of the seismic moment of each individual multiplet are $\sigma(M_0) = 1.3$ and $\sigma(M_0) = 0.21$, respectively. To compare the distributions with respect to a Gaussian distribution we compute the skewness ζ and Kurtosis K . The skewness measures the distribution tails asymmetry, while the kurtosis quantified the excess of outliers compared to the normal distribution. The average of the skewness and kurtosis of each individual multiplet seismic moment distribution are 2 and 5. This indicates that fracture size in a multiplet tends to be characteristic since the distribution of the normalized seismic moment is close to a Gaussian distribution for which the skewness is 0 and Kurtosis is 3 (figure 3.8). For fractures not included in a multiplet, the seismic moment distribution departs significantly from a Gaussian distribution (skewness equal 1.5×10^1 and kurtosis equal 2.8×10^2) as expected according to the Gutenberg-Richter law.

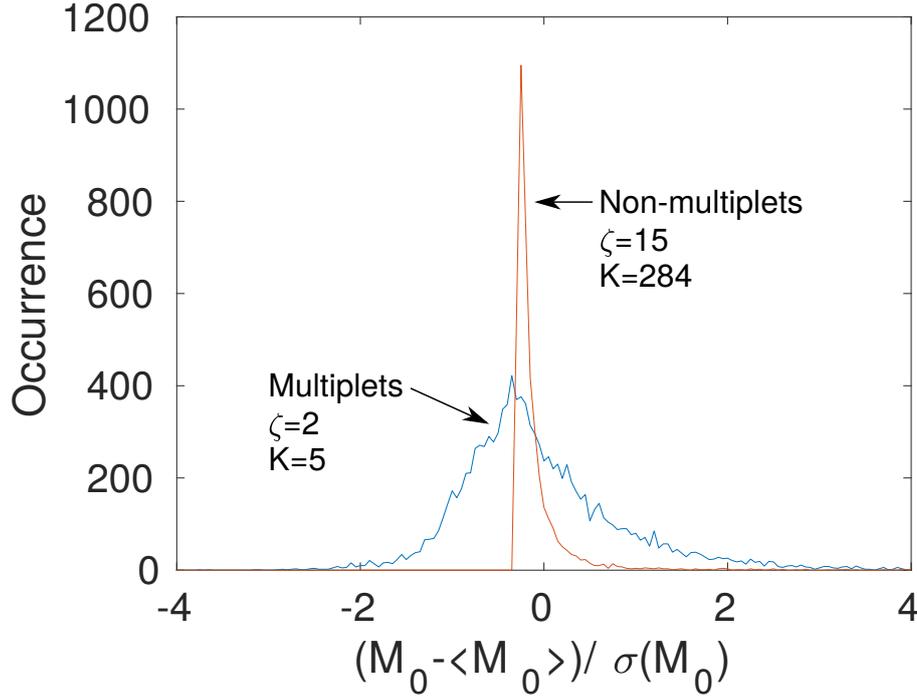


FIGURE 3.8 – Histograms of fracture moments normalized by the mean and standard deviation. For fractures not included in a multiplet (red), the mean $\langle M_0 \rangle$ and standard deviation $\sigma(M_0)$ are calculated over all events. For fractures included in multiplets (blue), the mean and standard deviation are computed individually for each multiplet.

3.4.3 Clustering in time and space, and triggering

We quantify fracture clustering by using correlation integrals (*Grassberger and Procaccia, 1983*), define in time as :

$$C(\Delta t) = \frac{2}{N(N-1)} N(\delta t < \Delta t) \quad (3.8)$$

where N is the number of fractures, δt the time separation between two fractures and Δt the time lag. Figure 3.9.a shows the time correlation integral $C(\Delta t)$. Two different regimes are observed; for time differences less than a few seconds the power-law exponent of the correlation integral, i.e. the correlation dimension δ , is close to $\delta = 1$, meaning that fractures are randomly distributed. This regime is not caused by a lack of resolution since the detection method allows for fractures to be separated from each other down to $\Delta t_{min} \simeq 4$ ms. Within multiplets, we observe that the fractures are randomly distributed in time. Therefore, for time lags smaller than the multiplet duration (the median duration of multiplets is 6.4 s) the correlation dimension is controlled by the organization of the fractures within the multiplets, thus $\delta \simeq 1$ at time scales less than $\simeq 10$ s. The homogeneous distribution at time scales less than $\simeq 10$ s suggests that the fractures do not trigger one another, as this would imply some clustering as is typically observed with mainshock-aftershock sequence in the crust. At longer time scales we observe that $\delta = 0.8$, hence clustering in time, e.g., damage is intermittent. To explore the clustering beyond the simple short-term homogeneity within multiplets, we consider multiplet as a single

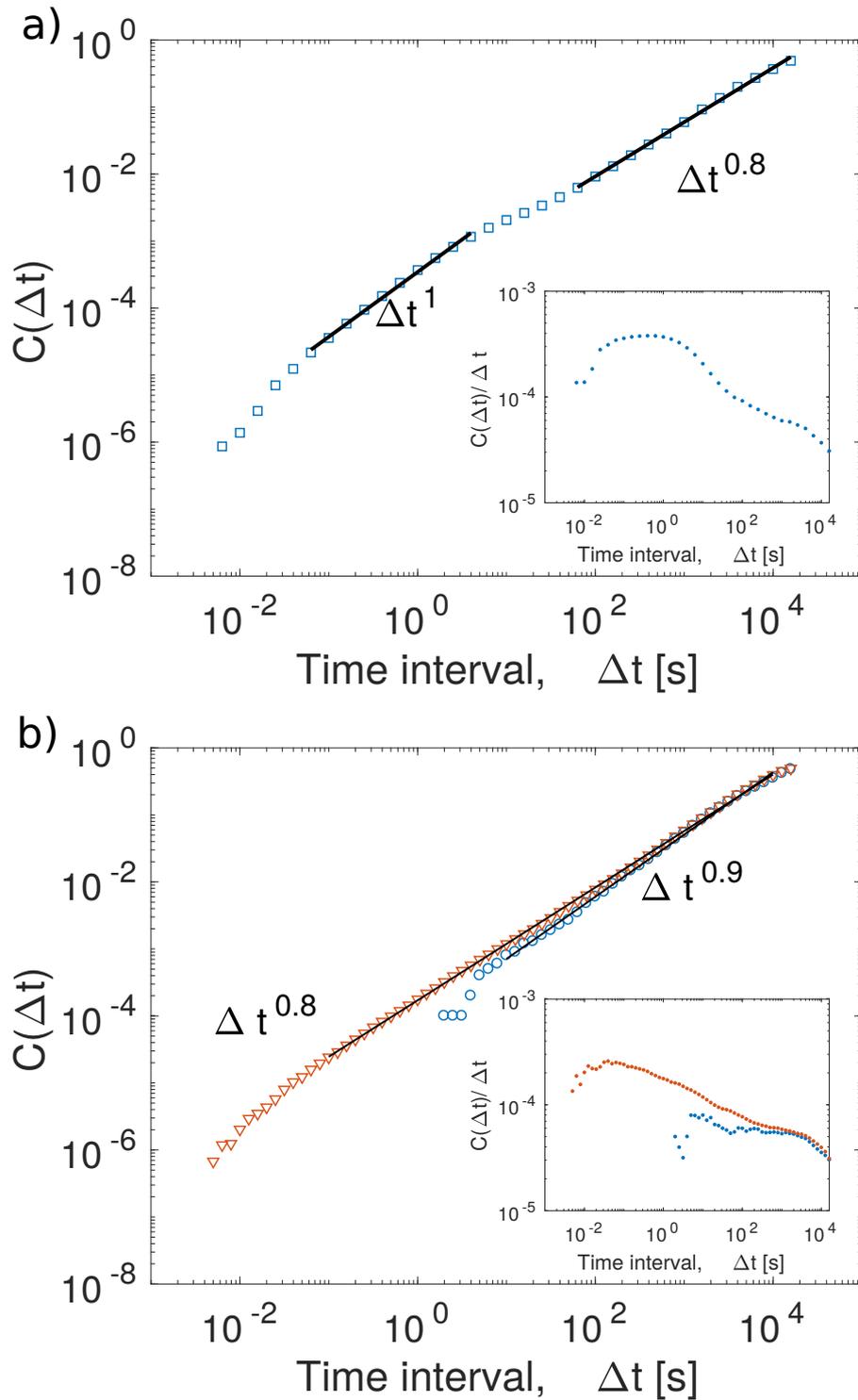


FIGURE 3.9 – Correlation integral in time computed by considering a) all the detected fractures, b) each multiplets as a single event, taking the mean occurrence time as the occurrence time of the multiplet. Taking into account only the multiplets events (blue) and (orange) taking into account independent fractures and multiplets. The time resolution of the detection is 3.6 ms and the duration of the experiment is 5 hours. The insets show $C(\Delta t)/\Delta t$.

event and define its occurrence time as the mean of the occurrence times of the fractures included in the multiplet. The correlation integrals (figure 3.9.b) show that : 1) taking into account only the multiplets, a power-law develops from a few seconds (median duration of the multiplets) to the duration of the experiment, with a correlation dimension equal to 0.9 meaning that fractures are close to a Poisson process although a weak clustering persists; 2) taking into account multiplets and the independent fractures, we recover the power-law regime with $\delta=0.8$, that now extends down to small time scales. This shows that the time series is made of two superposed components : weak clustering from the time resolution to the integral scale, and occurrence times homogeneously distributed within multiplets that dominate the correlation integral up to the typical duration of multiplets (about 10 s).

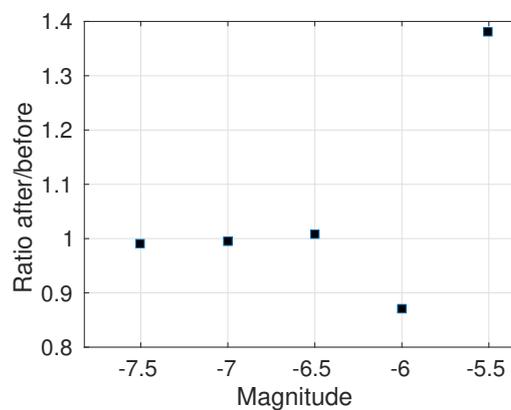


FIGURE 3.10 – Ratio of the average number of fractures after the main fracture by the average number of fractures before (± 1 s).

We thus analyze triggering by grouping fractures in magnitude intervals, from -7.5 to -5.5 . We show in figure 3.10 the ratio of the average number of fractures occurring after any given crack, the "main fracture"(as in "mainshock"), to the average number of fractures occurring before, for a time interval of ± 1 s. For the largest magnitude interval $[-5.5, -5]$, we observe 38% more fracture occurring after than before the main-fracture, implying that they are triggering a small number of "after" fractures. For main fractures of magnitude $M_w \in [-7.5, -5.5]$, the ratio only weakly departs from the value of 1, implying no triggering.

We complement this analysis by computing the rate of fracture in a ± 2 s interval around any given "main" fracture for the different magnitude intervals (figure 3.11). For main fractures with magnitude less than -5.5 , we do not observe any increase in fracture rate. For the largest magnitudes $M_w \in [-5.5, -5]$, we observe triggering as shown by the higher fracture rate observed after the "main-fracture". A more detailed view of fracture rate evolution for the largest magnitude is obtained by looking at the cumulative number of fracture around the main-fracture (figure 3.11.f). We observe that within the few tenth of second there is an increase in the fracture rate, from about 3.7 fractures per second to 11.5 fractures per second. In addition, we observe that within the time interval investigated,

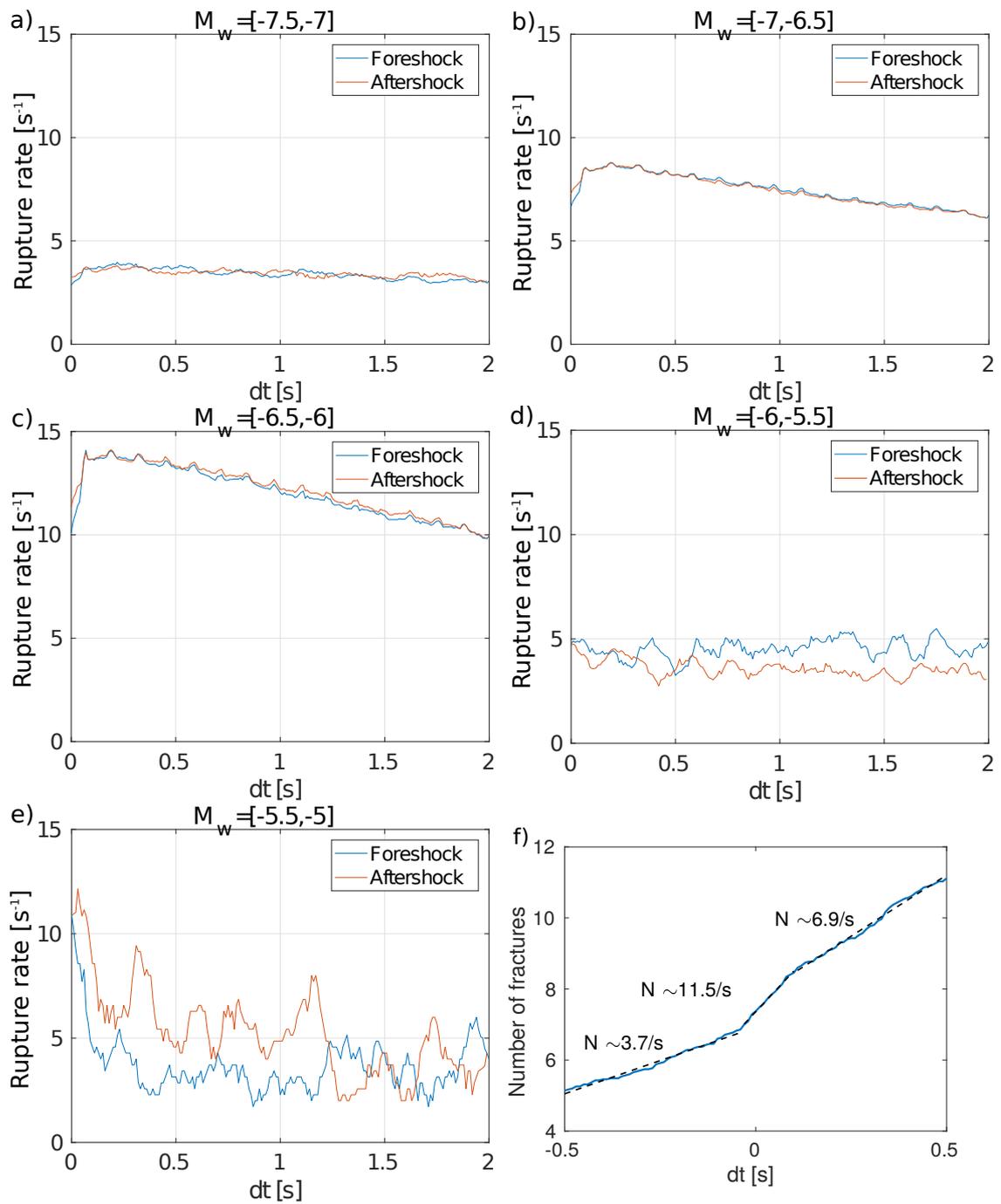


FIGURE 3.11 – Graphs a) to e) show the average fracture rate for each main fracture sorted according to its magnitude. Figure f) represents the average cumulative number of fractures for magnitude $M_w \in [-5.5, -5]$. Dashed black lines are the best linear fits on selected time intervals. The time $t=0$ s is the time of the "main-fracture".

the post fracture rate is higher than the pre-fracture rate. The lack of triggering at small magnitudes ($M_w < 5.5$, which correspond to 99.9% of the fractures) along with the homogeneously distributed occurrence times within multiplets argue for a mostly passive role of the detected cracks during the deformation.

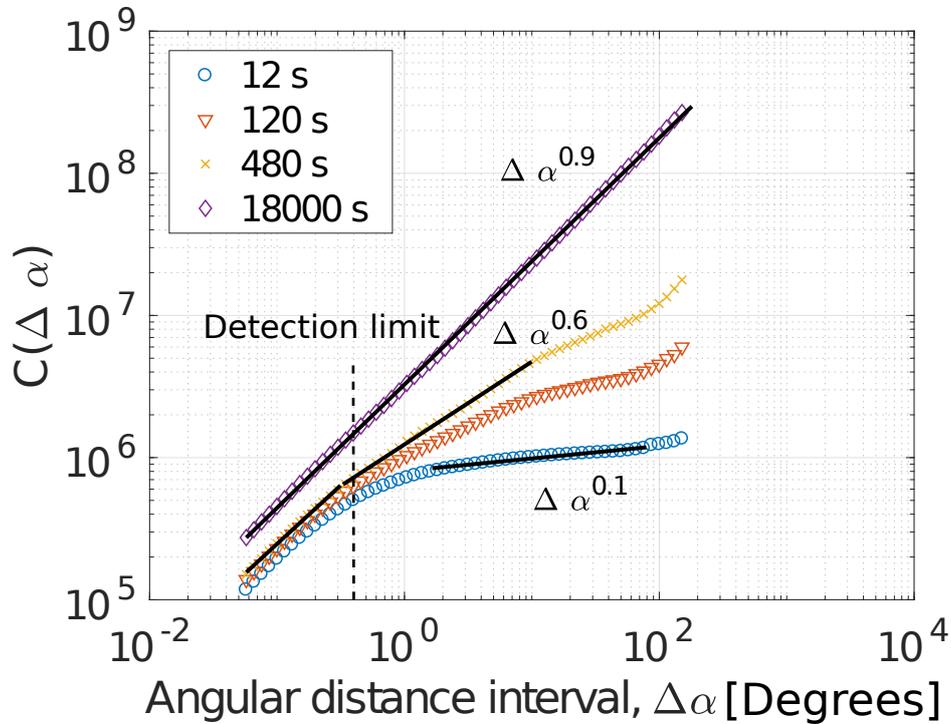


FIGURE 3.12 – Correlation integral in space under several time interval conditions. The black lines show the power-laws with exponents as labelled.

We investigate spatial correlations between events with respect to their locations by computing the same correlation integral as before (equation 3.8), but in space. We consider all pairs of fractures separated by an angular separation less than $\Delta\alpha$, with $\Delta\alpha = \alpha_i - \alpha_j$ (figure 3.12). The slip impacts the spatial distribution of the fractures, as asperities move with time. This explains why the correlation integral exhibits a simple $C(\Delta\alpha) \sim \Delta\alpha^1$ regime, indicative of a uniform density of asperities along the fault over long time scales (about two full revolutions are accomplished during this 5 hour long experiment).

Limiting the correlation integral to pairs separated in time by at maximum 12 s, 120 s or 480 s (corresponding to imposed rotation angles of 0.5° , 5° , and 20°) we find that a power law regime develops for angular intervals above 0.3° . This lower cut-off is related to the resolution of our estimated angular positions obtained by the double difference method that leads to sub-sample resolution. Above this cut-off, we observe different regimes according to the time separation limits imposed. For short time scales (up to 12 s), the correlation dimension δ is 0.1. At this time scale, which is similar to the average multiplet duration, we observe very few pairs of fractures belonging to distinct multiplets. For longer time scales, the correlation dimension increases to $\delta = 0.6$ for a maximum separation of 420 s (corresponding to a rotation of 20°). This regime is for angle separations

between 0.3° and 14° ($= 53$ mm), and corresponds to pairs with fractures belonging to different multiplets.

This power-law regime is thus the signature of the spatial clustering of multiplets, hence of resisting asperities, up to a distance of few centimeters.

3.4.4 Relation between torque drops and fracture magnitude

We showed in section 3.4.1 that the detected seismicity and torque are not correlated. Now, we investigate the relationship between fracture magnitudes and the coincidental torque fluctuations. To do so, we look at the torque drops related to individual fractures of a given magnitude. We define several magnitude intervals, and, for the fractures within a given interval, we average the recorded torque within ± 2 s of the fracture occurrence time, see figure 3.13. This method is inspired by the work of *Frank et al.* (2015). For the smallest magnitudes $M_w \leq -6.0$, that corresponds to about 98% of the fractures, we observe a smooth torque release over several seconds with no sharp torque drop. For fractures in the magnitude ranges $M_w \in [-6.0, -5.5]$ and $M_w \in [-5.5, -5.0]$, the torque is released more suddenly (within a few 1/10th of a second) by $\Delta\Gamma = 0.32$ N.m and $\Delta\Gamma = 1.19$ N.m, respectively.

We design a simple linear model, using the fracture magnitudes to fit the torque increments time series, $\delta\Gamma_t$ calculated over 0.1s time-step. In this model, at any given time step, the torque increment is the sum of a strengthening parameter S_0 , and magnitude related torque drops, Δc_m , caused by the fractures occurring in the same time step (time step of 0.1 s) :

$$\delta\Gamma_t = S_0 - \sum_m \Delta c_m n_{m,t} \quad (3.9)$$

where $n_{m,t}$ is the number of fractures in this 0.1 s-long time step, and in the magnitude interval of index m . The torque drop related to each magnitude interval, Δc_m , is computed by minimizing the quadratic cost function J :

$$J = \sum_t (S_0 - \sum_m \Delta c_m n_{m,t} - \delta\Gamma_t)^2 \quad (3.10)$$

Minimizing J leads to the solution $\underline{C} = \underline{A}^{-1} \underline{\Delta C}$, with $\underline{C} = {}^t(S_0, \Delta c_1, \Delta c_2, \dots)$ the column-vector that contains the strengthening parameter and torque drops associated with each magnitude bin, $\underline{\Delta C} = {}^t(\sum_t \delta\Gamma_t, \sum_t n_{1,t} \delta\Gamma_t, \sum_t n_{2,t} \delta\Gamma_t, \dots)$ the column-vector containing the torque increment information, and \underline{A} defined as :

$$\underline{A} = \begin{pmatrix} T & -N_1 & -N_2 & \dots \\ N1 & -M_{11} & -M_{12} & \dots \\ N2 & -M_{21} & -M_{22} & \dots \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

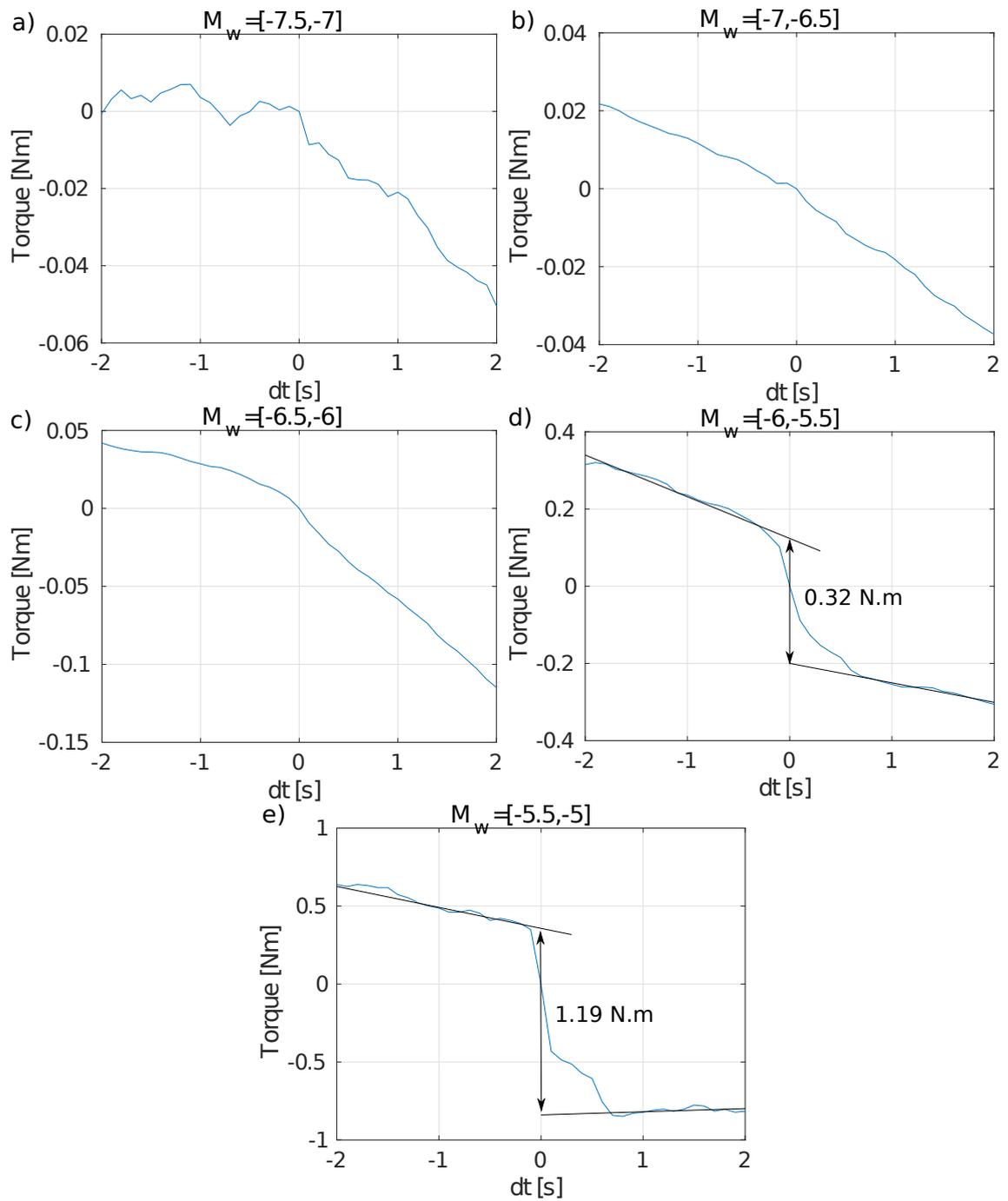


FIGURE 3.13 – Average torque drops related to each main fracture sorted according to its magnitude. Solid lines are the best linear fits before and after the sudden torque drops.

with T the number of time steps, N_m the number of fractures within each magnitude interval and $M_{ij} = \sum N_{i,t} N_{j,t}$.

Based on figure 3.13, we define 3 magnitude bins $m_1 \in [-8, -6]$, $m_2 \in [-6, -5.5]$ and $m_3 \in [-5.5, -5]$. We obtain a strengthening rate $S_0 = 7.0 \times 10^{-3} \text{ N.m.s}^{-1}$, and torque drops per time step (0.1 s) $\Delta c_1 = 3.0 \times 10^{-3} \text{ N.m}$, $\Delta c_2 = 7.5 \times 10^{-2} \text{ N.m}$ and $\Delta c_3 = 3.2 \times 10^{-1} \text{ N.m}$.

The total torque drops related to each magnitude class are $N_1 \Delta c_1 = 66 \text{ N.m}$, $N_2 \Delta c_2 = 25 \text{ N.m}$ and $N_3 \Delta c_3 = 12 \text{ N.m}$. All the magnitude intervals thus significantly contribute to the total torque drops. This is in strong contrast with crustal deformation, for which only the biggest earthquakes are needed to estimate the long-term moment release rate (*Brune, 1968; Scholz, 1972; Scholz and Cowie, 1990; Shen et al., 1994; Marsan, 2005*): typically, one does only consider the earthquakes down to magnitude $M_{max} - 1.5$ or $M_{max} - 2$, with M_{max} the maximum historical magnitude of the known earthquakes in the area, to get convergence of this estimate. This owes to the fact that the number of earthquakes (in 10^{-bm}) cannot compensate the rapid decay of the seismic moment (in $10^{1.5m}$) at small magnitude, as b is typically close to 1. The torque drop associated to a crack of length L and slip U is :

$$\Delta \Gamma = r \frac{\mu U}{L} L W \frac{L}{2\pi r} = \frac{1}{2\pi} \mu U L W = \frac{M_0}{2\pi} \quad (3.12)$$

hence, $\Delta \Gamma$ is directly proportional to M_0 . The relatively large number of small cracks then compensates for the decay of seismic moment (or torque drop), resulting in this apparent stationarity of $N_i \Delta c_i$ with magnitude. As a consequence, convergence of the moment (or torque) release rate cannot be reached, as one would need to know all the cracks down to an a priori unknown cut-off magnitude to allow for a meaningful estimate. We develop in section 3.5.3 a method to infer this unknown lower magnitude cut-off.

3.4.5 Seismic coupling coefficient and energy balance

To characterize the deformation we determine the proportion of seismic slip, as well as the energy budget of the fault. We define the seismic coupling coefficient χ as the ratio between the cumulative seismic slip U_s and the imposed slip U_{imp} . Seismic slip is $U_s = \frac{1}{\mu 2\pi r W} \sum_i M_{0,i}$, where $2\pi r$ is the fault length, and W the fault width (*Brune, 1968*). Assuming a constant ice thickness of 6 mm, we obtain $U_s = 2.1 \times 10^{-4} \text{ m}$ at the end of the experiment. The total imposed slip is $U_{tot} = 2.88 \text{ m}$ (i.e. 5 hours at 10 r.p.d.), yielding $\chi = 7 \times 10^{-5}$. We emphasize the fact that this is an underestimation : the contribution from small, undetected cracks is expected to be significant (see discussion above).

The observed seismic coupling is very low compared to what is generally observed for a fault. The combination of the presence of liquid water within the fault, a very high temperature ($T \simeq 0.96 T_{melt}$) and a low normal stress could explain this behavior. Furthermore, it was shown in *Weiss et al. (2016)* that slower rotation rates cause the fault motion

to be more stick-slip, with a significant asymmetry between torque slow build-ups and rapid drops. It could thus be expected that these slower rotation rates would also result in higher seismic coupling.

To estimate the energy budget of the fault we consider a $L \times W$ asperity sliding by U , for which the release of potential energy is $E_T = \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2)ULW$, with σ_1 and σ_2 the stress when slip begins and ends (Kanamori and Rivera, 2006). We assume that i) the initial stress required to initiate slip is equal to the shear strength of ice τ_{ice} ($= 4.1 \times 10^5$ Pa (Weiss *et al.*, 2016)); ii) when slip ends, locally all the stress has been released, thus $\sigma_2 = 0$. The released energy is then $E_{T,i} = \frac{\tau_{ice}}{2\mu}M_{0,i}$. The total energy released by cracking $\frac{\tau_{ice}}{2\mu} \sum M_{0,i}$ is compared to the energy given to the system $W_{fault} = \Omega \int \Gamma(t)dt$: at the end of the experiment, the energy released by the fractures represents 3.5% of the energy given to the fault by the imposed rotation. As for our estimate of seismic coupling, this is an underestimated value, as we here ignore the significant contribution of smaller, undetected fractures. In any case, the observed seismic release of energy is small, implying that either (i) most of the energy is released aseismically, (ii) or it is released by creating new surface, hence competing against refreezing, (iii) or very small cracks contribute efficiently to this release, in which case we could extend the "aseismic" terminology to "seismicity too small to be detected". We here again emphasize that (iii) is at odd with crustal deformation, where large fractures control the deformation.

Stick-slip behavior is a well observed property of crustal faults, implying that $\chi \rightarrow 1$, so sliding is unstable and most of the strain is released seismically. In a subduction zone, the seismic coupling can be much lower even at shallow depths, e.g., $\chi \simeq 10 - 30\%$, so that a significant proportion of strain can be released through stable sliding (Pacheco *et al.*, 1993; Nishimura *et al.*, 2000; Uchida *et al.*, 2003). Locally, the seismic coupling coefficient can be very low, as for example in the creeping part of the San Andreas, or along fast spreading Mid-ocean ridges where $\chi \simeq 1\%$ (Cowie *et al.*, 1993). From laboratory experiments, it has been shown that at low normal stress, and high temperature, the coupling coefficient weakens and stable sliding becomes predominant (Blanpied *et al.*, 1991; Scholz, 1988). Our observed value $\chi = 7 \times 10^{-5}$, although likely under-estimated, thus suggests than the prevailing conditions $T = -10^\circ\text{C}$ and $\Omega = 10$ r.p.d. cause the fault to be a lab analog of a quickly deforming fault in a crust with strong heat flow and low normal stress.

3.5 Discussion

We observe a Gutenberg-Richter distribution with a b-value of 3.0 (based on 12195 fractures with $M_w > -6.6$). These estimated b-value is 3 times higher than those typically observed for earthquakes (Kanamori, 1977; Hanks and Kanamori, 1979), although large values up to $b \simeq 2$ are sometimes found, for example in the context of volcanic systems (Wiemer

et al., 1998; *Wiemer and Wyss*, 2002; *Wiemer and Katsumata*, 1999; *Mori and Abercrombie*, 1997; *Gerstenberger et al.*, 2001). We proposed some possible explanations for such a high b -value and discuss the implications.

3.5.1 Large b -value : possible physical interpretations?

A b -value close to one is generally accepted for global seismology, yet significant departures from this value have been observed in the crust and in laboratory experiments. In particular, a decrease of the b -value is observed with confining pressure both on earthquakes and laboratory experiments (*Scholz*, 2002; *Wiemer and Wyss*, 2002; *Schorlemmer et al.*, 2005). *Amitrano* (2003) showed that changes in the b -value could arise from a change in deformation mechanism, brittle deformation leading to high b -values while ductile deformation is related to low b -values. In addition, he showed that the internal friction angle decreases with the pressure increases, allowing fractures become larger.

A b -value dependence on the fault roughness has been experimentally observed by *Goebel et al.* (2017) who carried out stick-slip experiments to investigate the role of the surface roughness on the fracture size distribution. They observed b -values in range 0.7 to 1.2, with confining pressure of several MPa : b increases with the fault roughness, likely due to the fact that the stress field becomes more heterogeneous, therefore limiting the fault growth and propagation.

We think of several explanations that could explain for the especially large value of b observed in our experiment. First, since no normal stress is imposed across the fault, it only arises from interface mismatches and cohesion. The small equivalent interface shear stiffness prevents the asperities to accumulate stress and to fail collectively. In addition, the low normal stress prevents the accumulation of large shear stress, hence limits the stress drop amplitude. Second, our fault is naturally formed, so its roughness is likely larger than pre-cut samples put in contact in friction experiments. This leads to a spatially more heterogeneous stress field which limits the fracture propagation (*Goebel et al.*, 2017). Cohesion-healing mechanisms might prevent the b -value from decreasing with slip by preserving the fault roughness. Finally, the relatively simple setting and geometry imply that the fracture can grow horizontally but is vertically limited by the ice thickness, the topology of the rupture switches from 2D to 1D. Limiting barriers (e.g. patches of the fault that are nearly stress free) cannot then be bypassed and will dump the rupture.

3.5.2 Implications for the deformation dynamics

We argue that, because small undetected fractures controls the deformation, χ is underestimated by our seismic monitoring ; the possibility that most of the slip along the fault

is accommodated by pure brittle failure, but at very small scale, cannot be dismissed. This situation would correspond to an "apparent" aseismic motion, instead of an effective aseismic motion implying plasticity and/or stable sliding.

Given the scaling relation between seismic moment and moment magnitude $M_0 \sim 10^{1.5m}$ (Kanamori and Anderson, 1975) and between the number of cracks and the magnitude, $N(m) \sim 10^{-bm}$ (Gutenberg and Richter, 1954), the total seismic moment is proportional to :

$$\int_{m_{min}}^{m_{max}} dm 10^{(1.5-b)m}, \quad (3.13)$$

hence to $\left[10^{km}\right]_{m_{min}}^{m_{max}}$, where $k = 1.5 - b$. In the case where $b < 1.5$, $k > 0$, this integral is dominated by the upper cut-off, in $10^{km_{max}}$; then, knowing m_{max} allows a proper estimation of the total seismic moment, and hence on the seismic coupling (Scholz and Campos, 2012). Conversely, for $b > 1.5$, the dominant term is $10^{km_{min}}$, as $k < 0$, and computation of the total seismic moment requires knowing m_{min} : undetected small cracks contribute to the total slip, and cannot be dismissed from the slip budget. This is in strong contrast with what is typically observed in seismology, where 90% of the tectonic slip is accommodated by the largest earthquakes, of magnitude greater than $m_{max} - 2$ (Marsan, 2005).

This could also explain the relatively low correlation between the detected fracture rate and the torque time series : partial release of the fault shear strength, evidenced by a decrease in torque, could be fully accommodated by cracking made of fractures too small to be detected. This is strengthened by the observation that most (71%) cracks belong to multiplets, and that these multiplets occur in swarms of finite, short duration and are made of events with a characteristic size (figure 3.8) : if extrapolated to sizes below our detection threshold, then rapid fluctuations (decreases) in torque could be indeed caused by undetected fracturing.

Comparing the energy released by all fractures to the work given to the fault by the imposed slip, we estimate that 3.5% of the incoming energy is released through (detected) brittle fracturing. Once again, convergence of this estimate is very doubtful, as it requires also summing over all individual seismic moments.

3.5.3 Could one estimate a coupling coefficient ?

We demonstrated (section 3.5.2) that we cannot estimate the coupling coefficient with the present acquisition setup. What is the minimal fracture size to be measured obtain a physically relevant value ?

Fractures are detected down to a moment magnitude $M_w = -8$, but clear departure from the Gutenberg-Richter law occurs at $M_w < -6.4$. Our detection algorithm is thus parameterized in a way that $M_w < -6.4$ fractures are not detected with certainty. The extent

to which the true Gutenberg-Richter law remains valid is unknown, at least given our detection method.

However, since we estimate the b -value to be significantly greater than 1.5, we now demonstrate that the lower physical cut-off of the Gutenberg-Richter law can be inferred from simple arguments, that are similar to those evoked in crustal-seismo-tectonics to evaluate the upper limit (or maximum magnitude) of the Gutenberg-Richter law (e.g; *Avouac* (2015) for a review). The fault accumulates seismic moment according to the rate :

$$\dot{M}_{0,\Sigma} = \mu v \chi 2\pi r W \quad (3.14)$$

with v the imposed velocity ($v = 1.6 \times 10^{-4}$ m.s $^{-1}$), μ the ice stiffness ($\mu = 3.52 \times 10^9$ Pa), $2\pi r H = 8.3 \times 10^{-3}$ m 2 , and χ the coupling coefficient, which is largely unknown ($7 \times 10^{-5} < \chi < 1$, see discussion in section 3.5.2). This accumulated moment is released according to a Gutenberg-Richter law with probability density in $f(m) \sim e^{-\beta m}$ ($\beta = b \ln 10$) for $m_{min} \leq m \leq m_{max}$, and a rate \dot{N}_0 known at magnitude $m \geq m_0$. Here, we find that $m_{max} = -5.5$, and the rate is $\dot{N}_0 = 0.28$ s $^{-1}$ for $m \geq -6.4$ fractures (we used -6.4 as m_0 as the detection is completes above this magnitude). The goal is to estimate m_{min} .

The average seismic moment released by a crack of random magnitude as distributed according to the density $f(m) = \frac{\beta e^{-\beta m}}{e^{-\beta m_{min}} - e^{-\beta m_{max}}}$ is $\bar{M}_0 = \int_{m_{min}}^{m_{max}} dm f(m) M_0(m) = \frac{\beta}{\beta - \gamma} M_{0,min}$, where we used the fact that $M_0(m) \sim e^{\gamma m}$ with $\gamma = 1.5 \ln 10$, and assumed that $\beta > \gamma$ since $b > 1.5$.

The rate of release is thus $\dot{M}_{0,\Sigma} = \dot{N}_0 e^{-\beta(m_{min}-m_0)} \bar{M}_0$ where the term $\dot{N}_0 e^{-\beta(m_{min}-m_0)}$ is the fracture rate extrapolated down to magnitude m_{min} . This can be rewritten as

$$\dot{M}_{0,\Sigma} = \frac{\dot{N}_0 \beta}{\beta - \gamma} M_0 e^{(\beta-\gamma)(m_0-m_{min})} \quad (3.15)$$

where M_0 is here the seismic moment at magnitude m_0 . Over long time scales, the accumulation and release of seismic moment must be equal to one another, imposing that

$$\mu v \chi 2\pi r H = \frac{\dot{N}_0 \beta}{\beta - \gamma} M_0 e^{(\beta-\gamma)(m_0-m_{min})}. \quad (3.16)$$

Only χ and m_{min} are unknown here. We can thus infer m_{min} for a specific (guessed) values of χ . The two limit cases are (1) $\chi = 7 \times 10^{-5}$, which yield $m_{min} = -6.6$ and (2) $\chi = 1$, giving $m_{min} = -9.2$. We detect cracks down to a magnitude -8, but the detection is complete only for $M_w > -6.4$. Our simplified model assumes a sharp cut-off of the Gutenberg-Richter law at m_{min} . Smoother cut-offs of the Gutenberg-Richter law would result in lower \bar{M}_0 values, hence lower m_{min} . It is therefore difficult to effectively determine m_{min} based on figure 3.7 : the lack of resolution below the completeness magnitude -6.4 does not allow to probe m_{min} . In any case, the interval $-9.2 < m_{min} < -6.6$ can be considered as a weak

constraint on the minimum (physical) cut-off magnitude of the power-law distribution. We moreover notice that a change in the Gutenberg-Richter law is likely to occur for $L < W$, i.e., a change in regime equivalent to a change in b -value at small magnitudes, which we have not accounted for.

3.5.4 Swarm-like behavior

In our experiment, about 70% of the detected fractures are part of a multiplet. We identify this groups of fractures as swarm-like seismicity. On the Earth's surface, oceanic transform faults characterized by strike-slip faulting, strong thermal gradient, and small crust thickness are in many ways similar to our experiment. Earthquake swarms often observed along mid-ocean ridges are also characterized by large values of b , with low dispersion in earthquake magnitudes (Sykes, 1970).

Homogeneous temporal distribution up to few seconds and clustering at longer time scale (figure 3.9) together with weak triggering (figures 3.11) are features that our experiment share with seismicity swarms in the crust (although the later are generally observed at longer times scales), e.g. *Traversa and Grasso* (2009) in the case of volcanic swarms. The cracks during these swarms are thus simple by-products of an on-going, mostly silent (given our monitoring network and detection method) slip process.

An even closer analogy can be drawn with oceanic transform faults : these are known to be characterized by large b -values and low dispersion in earthquake magnitudes (Sykes, 1970), by hosting weak aftershock sequences - hence, weak triggering - but remarkable foreshock activity -hence a swarm-like behavior (McGuire, 2003; McGuire *et al.*, 2005; Roland and McGuire, 2009; Boettcher and Jordan, 2001), and obviously by strike-slip mechanism and high thermal gradient, as with our laboratory fault.

3.6 Conclusion

During this experiment, we explore the behavior of a quasi-stationary fault that accommodates the imposed slip by brittle deformation. We observe no link between seismicity rate and torque fluctuations, but an increase of the torque drops amplitude with the fracture magnitude for the largest cracks. This relation is further evidenced by a model that links torque increments to fractures. The largest magnitudes are distributed according to a Gutenberg-Richter law with a b -value of 3.0. This large value, being remarkably greater than the critical 1.5 value, implies that contrary to what is observed for crustal earthquakes, at the explored sliding rate and temperature, the deformation is controlled by the smallest (non-detectable) fractures, down to a minimum magnitude in the range -9.2 (if $\chi = 1$) $< M_w < -6.6$ (if $\chi = 7 \times 10^{-5}$, the observed coupling value). The fault thus

potentially accommodates all the imposed deformation through fracturing, but in a regime for which the bulk of the brittle process is not directly accessible to measure by our acquisition set-up. Multiplets contain about 70% of the detected activity, and correspond to slip episodes lasting about 10 s (on average) during which a resisting asperity fails repeatedly. Very little triggering (i.e., fractures causally triggering the occurrence of subsequent fractures) is observed during these episodes, the micro-fractures being passive by-products of the asperity failure. This brittle deformation regime is remarkably different from what is observed within crustal faults, although swarm-like crustal earthquake activity, either in areas with high geothermal gradient or during rapid deformation transients (e.g., magmatic or fluid intrusions, and slow slip events), share some of these characteristics (high b -value; multiplet activity; reduced triggering).

Aknowledgment

This work was supported by a grant from the Université Savoie Mont-Blanc, by INP-Grenoble and the Université Grenoble Alpes in the frame of a proposal called "Grenoble Innovation Recherche AGIR". It benefited from the financial support from the French "Agence Nationale de la Recherche" (project AtypicSSE). Data are available from authors. Data are available on GitHub : <https://github.com/lachaudc/Micro-seismic-monitoring-of-a-floating-ice-plate>

Deformation and seismicity dependence upon slip-rate

4.1 Résumé

Dans ce chapitre, l'expérience décrite précédemment est comparée à deux autres essais effectués à des vitesses différentes. L'objectif est d'étudier la dépendance de la déformation et de la sismicité au taux de glissement imposé pour répondre à la question suivante : comment le taux de fracturation et les chutes de contrainte varient avec le taux de glissement ? Dans la croûte terrestre des variations de la sismicité et du couplage ont été observées (*Bird et al.*, 2009; *Ide*, 2013). De façon similaire, une dépendance de la chute de contrainte au temps de récurrence entre deux séismes est observée (*Kanamori and Anderson*, 1975; *Kanamori and Allen*, 1986; *Ide and Beroza*, 2001). *Weiss et al.* (2016) ont testé l'effet du taux de glissement sur la résistance au cisaillement d'une faille lorsque les mécanismes de cohésion sont en compétition avec les mécanismes d'endommagement en régime stationnaire. Nous complétons cette étude par la caractérisation de la dépendance du taux de fracturation et des chutes de couple au taux de glissement imposé. Nous observons une augmentation du taux de fracturation avec le taux de glissement, associée à l'augmentation de la distance parcourue par la faille. A l'inverse, le nombre de fractures par unité de glissement décroît en loi puissance du taux de glissement. Cette dernière observation est expliquée par la diminution du couplage sismique avec l'augmentation de la vitesse de glissement. De plus, on observe une augmentation de l'amplitude des chutes de couple avec à la magnitude des fractures enregistrées au même moment en $M_0 \sim 10^{1.2m}$. La relation obtenue est similaire à celle observée en sismologie, $M_0 \sim 10^{1.5m}$. Par conséquent, il est possible que cette relation s'étende aux magnitudes observées dans cette étude. Pour finir, pour un intervalle de magnitude donnée, nous observons une diminution de l'amplitude des chutes de couple avec le taux de glissement. Cette diminution, n'est pour l'instant que partiellement expliquée et pourrait être due à la diminution du

couplage sismique ou une diminution du taux de renforcement avec l'augmentation du taux de glissement.

4.2 Introduction

We look at the dependence of the deformation dynamic and damage processes, within a fault or a deformation zone, on the loading rate. The main question is : how the fracture rate and the stress drop depend on the slip rate for inter-plate earthquakes ?

A dependence of the seismicity rate on the slip rate has been found in many regions of the Earth, with a dependence upon the faulting regime (*Burr and Solomon, 1978; Solomon and Burr, 1979; Bird et al., 2002; Bird et al., 2009; Ide, 2013*). In crustal seismology, the stress drop is approximately constant with magnitude, i.e. typically falling in the range of 0.1-10 MPa (*Kanamori and Anderson, 1975; Hanks, 1977; Abercrombie, 1995; Allmann and Shearer, 2009*). Yet, it has been showed that : i) systematic regional variations of the stress drops exist, likely because of the differences in faulting mechanisms, e.g. strike-slip faulting exhibits the largest stress-drops while normal faulting is associated with low stress drops (*Allmann and Shearer, 2009*); ii) stress drops seems to be anti-correlated with rupture velocity (*Causse et al., 2014*); iii) an increase in fault shear resistance, hence stress drop is observed with the logarithm of the recurrence intervals from both seismic data (*Kanamori and Anderson, 1975; Kanamori and Allen, 1986; Lay and Wallace, 1995; Marone et al., 1995; Ide and Beroza, 2001*) and slide-hold-slide experiments (*Dieterich, 1972; Dieterich and Kilgore, 1994; Marone, 1998*).

Weiss et al. (2016) tested the impact of imposed slip rate on fault shear resistance on a laboratory ice fault, when cohesion-healing and damage compete in a stationary regime. They observed a power law decrease of the average shear strength, measured through the required torque to impose slip, with the increase in slip rate. On the same experimental device, we here test the impact of the shear loading rate on the fault strength, micro-seismicity, and deformation statistics by comparing several slip rates.

The study of *Lachaud et al. (2019)* completed the set-up of *Weiss et al. (2016)* by adding a micro-seismic monitoring that allow to explore the role of the slip rate on the seismicity. The experiment presented in *Lachaud et al. (2019)* is here extended for different slip rates. We first look at the impact of the driving rate on the torque times series and the fracture rate. Then we use both data sets to investigate the dependence of the torque drop, given a magnitude intervals, on the imposed driving rate. Finally, these results are discussed in the framework of the model described in *Lachaud et al. (2019)* that links torque change and fracture torque drops.

4.3 Data and processing

We compare the experiment described in *Lachaud et al. (2019)*, with two other similar experiments carried out at driving rates, $\Omega = v/r$, of 1 and 30rpm, corresponding to $1.6 \times 10^{-5} \text{ m.s}^{-1}$ and $4.8 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$, respectively. As in *Lachaud et al. (2019)*, the imposed air temperature is -10°C . The duration of the experiments (after the creation of the fault) at 1rpm, 10rpm, and 30rpm are 16780 s, 17808 s and 17930 s, respectively. The cumulative slips are 0.269 m, 2.849 m and 8.606 m. The initial ice thickness is 3 mm. We recall that the loading rate, estimated using the granular media framework, $\dot{\gamma} = v/\lambda$ with λ the characteristic fault width (*GDRMidi, 2004*), is high enough to ensure brittle deformation of the fault for all these loading rates.

For these two new experiments, only 8 sensors (vertical accelerometers Bruël and Kjær type 4393-v, sensitivity of 316 fC/m.s^{-2} , flat response in the 0.1-16500 Hz frequency range, mounted resonance frequency of 75 kHz) were used. The sampling frequency is 500 kHz and the signal is bandpass-filtered between 1 kHz and 65 kHz to avoid resonance. Fractures are detected using a STA/LTA algorithm (*Allen, 1982*), with STA and LTA durations of $20 \mu\text{s}$ and $200 \mu\text{s}$, and a STA/LTA threshold equal to 10.

We recall that guided modes are the predominant modes of propagation in this set-up. For a floating plate, propagating modes are related to fundamental symmetric, S0, and anti-symmetric, A0, Lamb's modes, characteristics of a plate in vacuum. In our set-up, the observed modes are referred to as quasi-symmetric, QS0, and quasi-anti-symmetric, QA0, due to the presence of an underlying water column. Fracture length L , and sliding length U have been estimated using QS0 mode properties, based on the maximum amplitude of the waveform envelope and the half of its dominant period, and the scaling proposed in *Lachaud et al. (2019)*. Assuming a rupture velocity $V_r = 0.9V_{\text{Rayleigh}}$, we find that : 1) fracture sliding is 1285 ± 64 times the QS0 maximum amplitude; 2) rupture duration is 0.43 ± 0.2 the half period of QS0. Similarly to the experiment described in *Lachaud et al. (2019)*, the ice thickens with time at a constant rate of 1 mm/hour from an initial thickness of 3 mm growing to 8 mm by the end of the experiments (we recall that the air temperature is the same for all runs). The ice thickness in the fault is unknown and possibly different from the ice plate thickness. Consequently, we assume a constant ice thickness of 6 mm, which corresponds to the average ice plate thickness rounded at the upper closest millimeter.

4.4 Torque time series and dependence on driving rate

From the torque time series (figure 4.1), it is observed that the average torque value, i.e. fault strength, and torque fluctuations are dependent upon the sliding rate.

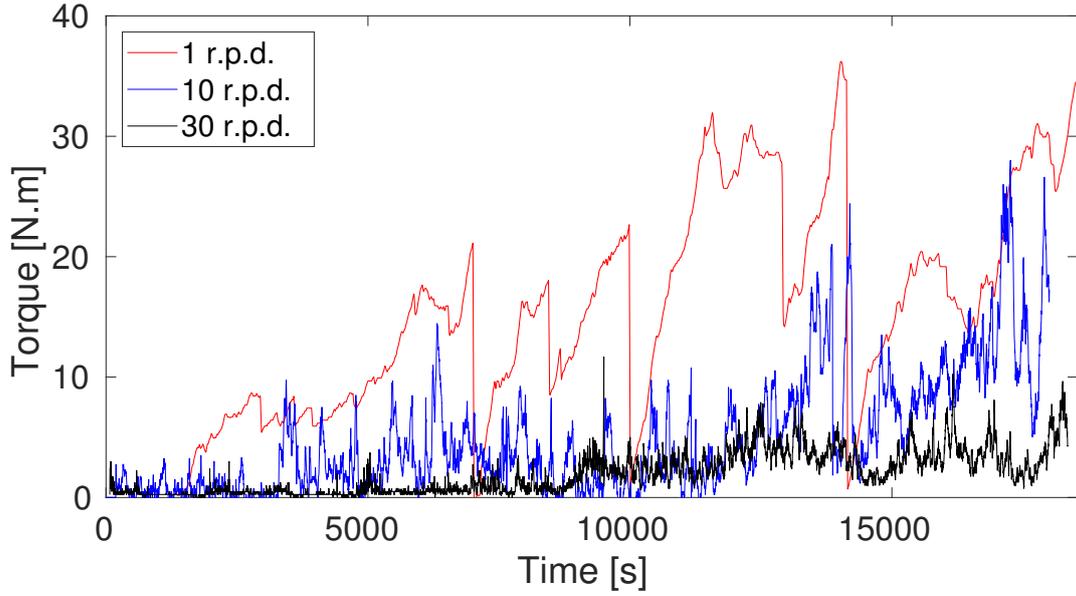


FIGURE 4.1 – Torque time series selected for a period after the main macro-rupture that creates the fault.

4.4.1 Fault weakening with slip rate

Average torque values $\langle \Gamma \rangle$ are 15.7 N.m, 7.56 N.m and 1.97 N.m for 1 rpd, 10 rpd and 30 rpd, respectively. At 1rpd, fault strengthening is more important than at 30 as evidenced by the higher average torque observed. The decrease of the average shear resistance can be described by a power law of the form $\langle \Gamma \rangle \sim \Omega^{-0.65}$, with \sim used to mark the proportionality (figure 4.3.a). A similar decrease was observed by *Weiss et al.* (2016) for the shear stress. Based on the torque value, shear stress writes :

$$\tau(t) = \frac{\Gamma(t)}{2\pi r h(t)}$$

with r the radius of the fault, and $h(t)$ the ice thickness. To compare our results with those of *Weiss et al.* (2016) we assume a linearly increasing ice thickness identical to the thickening of the ice plate. To compare with the data acquired at a temperature of -15°C , we use the t^* defined as $t^* = t_{heal}/t_{strain}$ with t_{heal} the time to grow a 4 mm thick ice plate, and t_{strain} the time needed to apply a shear strain of 1 (*Weiss et al.*, 2016). The shear strain rate is computed using the granular media framework : $\dot{\gamma} = \lambda/v$ with λ the characteristic fault (= 5 mm to agreed with *Weiss et al.* (2016) scaling) width and v the slip rate (*GDRMidi*, 2004). t_{heal} is only set by air temperature, conversely, t_{strain} is set by the imposed rotation rate. Therefore, t^* varies in Ω only. Using both data-sets (figure 4.3.b), a power law decrease in $\Omega^{-0.66}$ is observed.

The decrease of $\langle \Gamma \rangle$ and $\langle \tau \rangle$ with the slip rate indicates that the fault strength is rate-weakening. Rate weakening has been observed in ice (*Fortt and Schulson*, 2009) and in friction experiments (see *Marone* (1998) for a review).

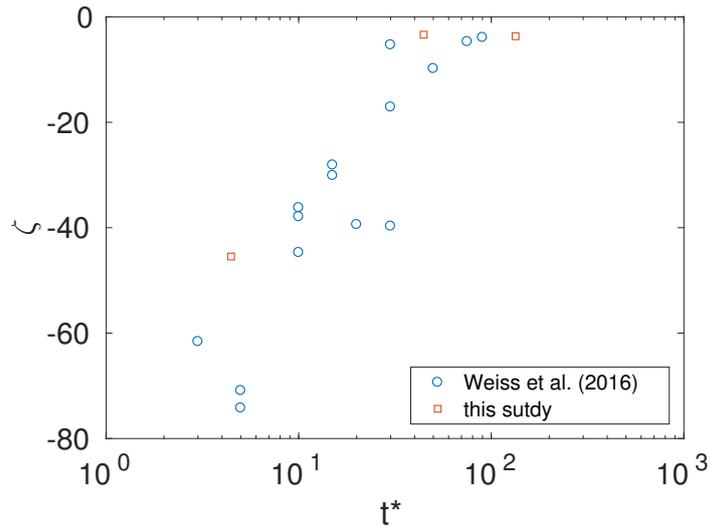


FIGURE 4.2 – Skewness ζ of the distribution of the shear stress increments sampled at 0.5 Hz function of the adimensionalized time t^* .

Since the imposed total slip is different for the three experiments, the average torque dependence upon the velocity could hide slip-weakening mechanisms. However, the torque time series (figure 4.1) display no obvious evidence of a decrease in fault strength with slip over the duration of the experiments. For example, at 30 rpd, $\langle \Gamma \rangle$ is small at all times, even when only a small slip has been accommodated.

4.4.2 Driving rate dependence of the torque fluctuations

We use the coefficient of variation $c_v = \sigma(\Gamma)/\bar{\Gamma}$ to compare the torque variability independently of its average value. We observe that c_v is slowly increasing with the driving rate, from 0.55 (1rpd) to 0.66 (10rpd) and 0.89 (30rpd). Yet, the difference between c_v values are small, although the imposed slip rate increases by a factor 30. This suggests that the amplitude of the torque fluctuations is mainly controlled by the average fault strength.

The distributions of torque drops and torque rises as function of the driving rate are investigated : the skewness ζ (which measures the distribution tail asymmetry) of the torque increments is computed for a sampling rate of 0.5 Hz (figure 4.2). At 1rpd we find $\zeta = -45$, while at 30rpd $\zeta = -4$. Highly negative skewness reflects that slow increases in torque are released through sudden and large relaxations. With the increase in driving rate, the torque time series become more symmetrical by time reversal. Similar results have been found by *Weiss et al.* (2016).

Both rate weakening and torque fluctuations observed in this study are comparable with the findings of *Weiss et al.* (2016). Due to the geometry of the fault, no normal stress is applied across the fault, limiting the amplitude of the frictional strength. Fault resistance

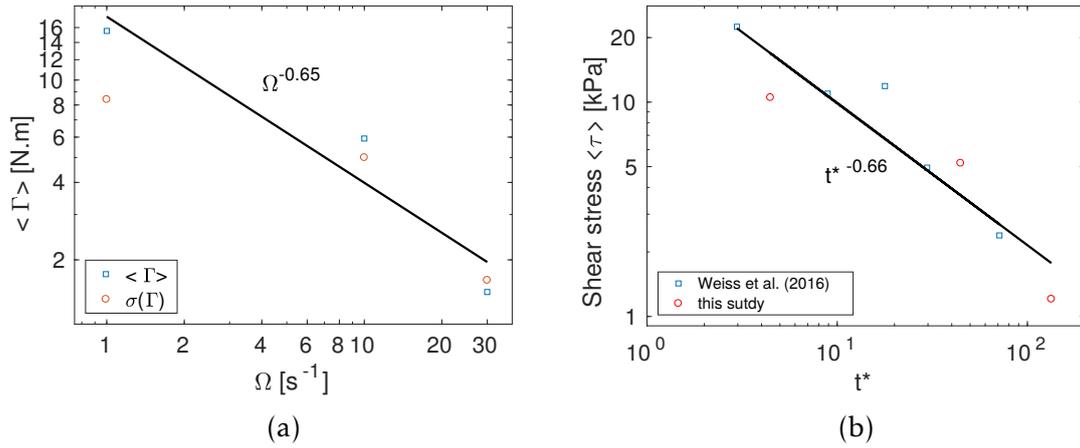


FIGURE 4.3 – a) Mean torque $\langle \Gamma \rangle$, and standard deviation $\sigma(\Gamma)$ vs the rotation rate. b) Mean of the shear stress observed by Weiss *et al.* (2016) and in this study with respect to the adimensionalized time $t^* = t_{heal}/t_{strain}$.

is likely driven by cohesion healing mechanisms that is achieved through water refreezing. They observed temperature- and rate weakening of the fault. Temperature weakening points out to the fact that asperities creep, which would favour fault interlocking and increases the frictional strength, is not a dominant mechanism in this case. Hence, cohesion-healing is expected to be the mechanism that controls the fault strength. This conclusion explains the rate-weakening observed in this study and by Weiss *et al.* (2016). Indeed, cohesion-healing is negatively correlated with slip rate. With an increase in slip rate, fault strength is more and more dependent on the frictional strength that is limited by the loading conditions. Therefore, the fault strength decrease with slip rate.

4.5 Impact of slip rate on seismicity

4.5.1 Characterizing the frequency-magnitude distributions

Moment magnitude varies between -7.9 to -5.1 with a similar average value of -6.6/-6.7 for all the experiments (figure 4.4). We showed in Lachaud *et al.* (2019) that for a driving rate of 10rpd the largest magnitudes follow a power law decrease similar to a Gutenberg-Richter law, i.e. $f(m) = 10^{a-bm}$. Figure 4.4, represents the number of fractures function of the magnitude for the three tested driving rates. The model used to fit the data takes into account all the available fractures, including those with a magnitude smaller than the magnitude of completeness, and rely on the parametrization of the probability of detection by the accelerometer network (Daniel *et al.*, 2008).

To determine the b -value, which characterizes the power law decrease at large magnitude, we first compute the best fit for each experiment individually and compare it to the best fit computed by imposing the same value of b for the three experiments, with a possibly

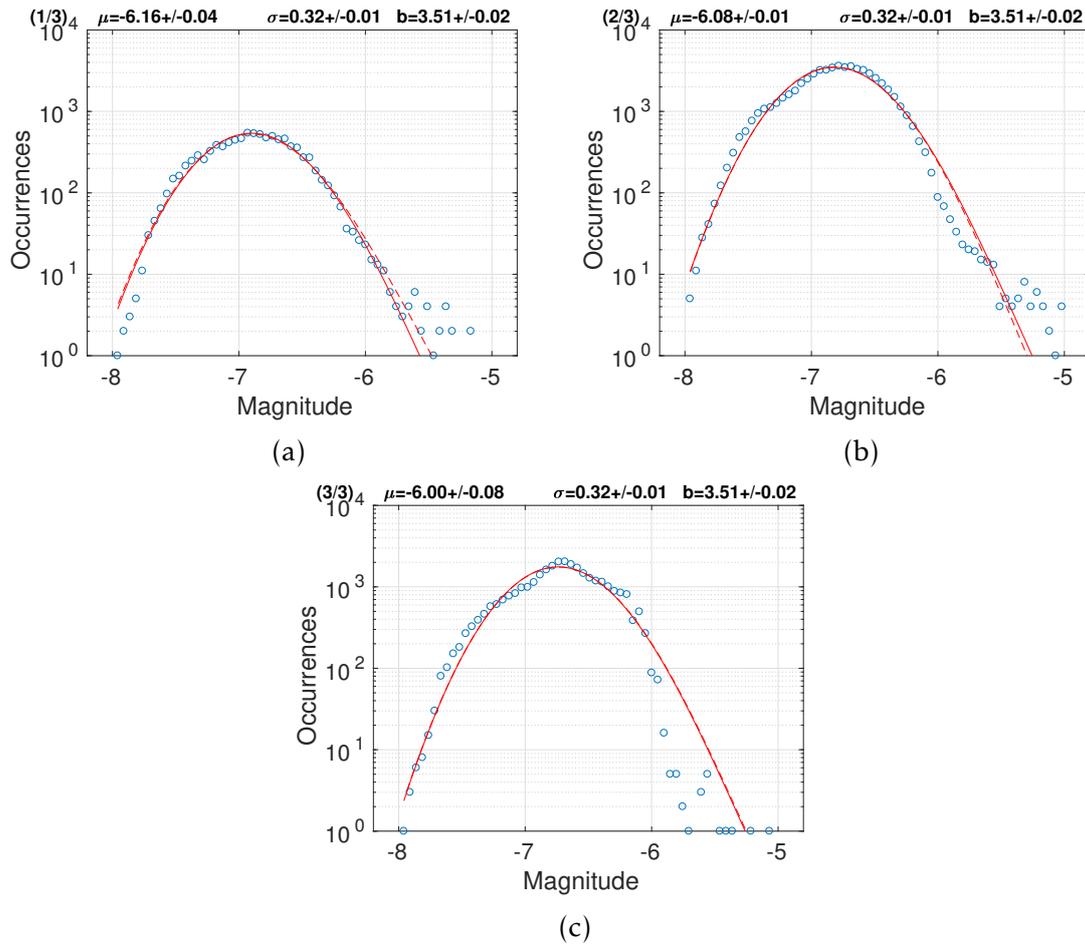


FIGURE 4.4 – Distribution of the number of fractures function of the magnitude for the 1 rpd, 10 rpd, and 30 rpd experiments. The dashed lines represent the best fits determined using only the data at one driving rate. The solid lines represent the best fit inverted jointly using the three experiments and assuming a single b -value, but different magnitudes of completeness

varying completeness magnitude. The b -values are 2.86 ± 0.02 , 3.78 ± 0.04 , 3.48 ± 1.26 for 1 rpd, 10 rpd and 30 rpd, and 3.51 ± 0.02 when imposing the same value of b . In all cases, as already discussed in *Lachaud et al.* (2019), the b -value is very large, and significantly larger than the critical 1.5 value.

For a driving rate of 1 rpd (figure 4.4.a), the model fits the fracture distribution properly. At 10 rpd (figure 4.4.b), a discrepancy between the model and the data is observed, with an apparent lack of large fractures. For the highest driving rate (figure 4.4.c) the model is less efficient at fitting the magnitude distribution since an important deviation from the power-law expected at large magnitudes is clearly observed. This is particularly well evidenced by the large uncertainty on the individual b -value for this experiment (36%). This lack of large fractures at large slip rates can be explained by a progressive decrease in interface stiffness that prevents fractures to propagate. Alternatively, enhanced heterogeneity of the roughness and/or stress field could cause this; this would then also translate into a larger b -value at large slip-rates.

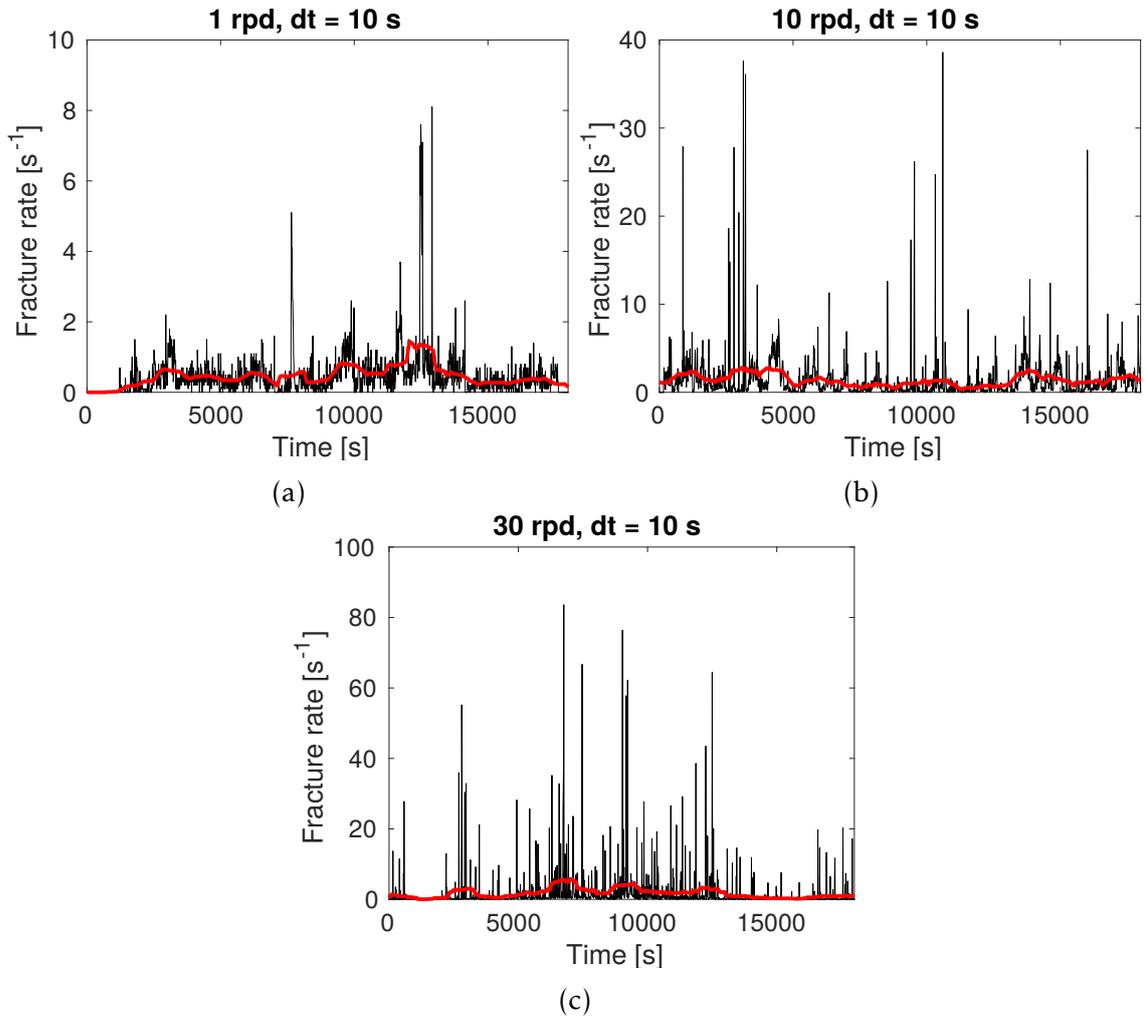


FIGURE 4.5 – Fracture rate time series computed over 10 s-long time windows (black lines) and their moving average computed with a 100 s-long smoothing (red lines).

4.5.2 Evolution of the fracture rate and fault coupling with slip rate

Hereafter, we explore the impact of the loading rate on the seismicity rate. For similar experiment durations, an increase in the number of fractures with driving rate is observed (figure 4.6.a). This increase is expected since larger slip is accommodated at high driving rate in the same time interval. Assuming a power-law relationship of the form $N_t \sim \Omega^\alpha$, we obtain a value of $\alpha = 0.36$. The increase in fracture rate with speed is clearly visible on the time series (figure 4.1). The coefficient of variation increases by a factor 2.5 between the 1 rpd and 30 rpd fracture rates (1.4 to 3.5 respectively).

The average number of fractures per unit of slip N_d is used to account for the difference of total slip in the three experiments (figure 4.6.b). A power law decrease of N_d with Ω is inferred, $N_d \sim \Omega^{-0.64}$: when correcting for the difference of cumulative slip in the different experiments, the seismicity and driving rates are thus found negatively correlated. In the conditions tested, on average a fracture releases the same seismic moment independently of the driving rate, since the frequency-magnitude distributions are similar. Thus, the decrease in fracture rate per unit of slip indicates a lowering of the seismic coupling

with increasing slip rate. The lack of large fracture at 30 rpd reinforce this statement, and can leads to a larger decrease in seismic coupling than expected by the decrease in the number of fractures.

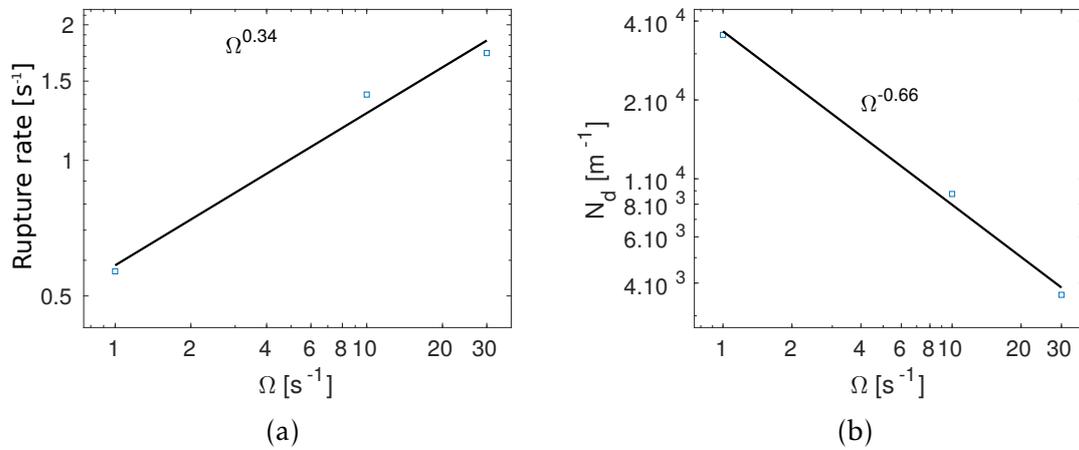


FIGURE 4.6 – a) Fracture rate per unit of time (s^{-1}); b) Fracture rate per unit slip (m^{-1})

4.6 Correlation between torque, fracture magnitude and slip rate

Stacking and averaging the change in torque recorded at the time of a fracture given its magnitude, we are able to estimate the fracture related torque drops. We emphasize the fact that the torque is sampled at 10 Hz, while the occurrence times of fractures are resolved at 4 ms. The change in torque over 0.1 s is therefore observed concomitantly to the potential occurrence of several distinct fractures. The stacking performed here is thus equivalent to a correlation between torque and fracture rate, conditioned on the magnitude of the fractures. It is clearly different in essence to the causal model described in section 3.4.4, for which we attribute a change in torque individually to each fracture. The results are summarized in figure 4.7.

4.6.1 Scaling between change in torque and fracture magnitude

At the slowest driving rate; i.e. 1 rpd, the amplitude of the torque drops increases with the magnitude, from 0.15 N.m to 20 N.m between magnitude -7 to -5. At 10 rpd and 30 rpd, although sudden torque drops are visible for magnitudes higher than -6 only, we also observe an increase in torque release amplitude with magnitude. At the lowest driving rate, we observe an increase in torque drop with fracture magnitude (figures 4.8, 4.9 and 4.10).

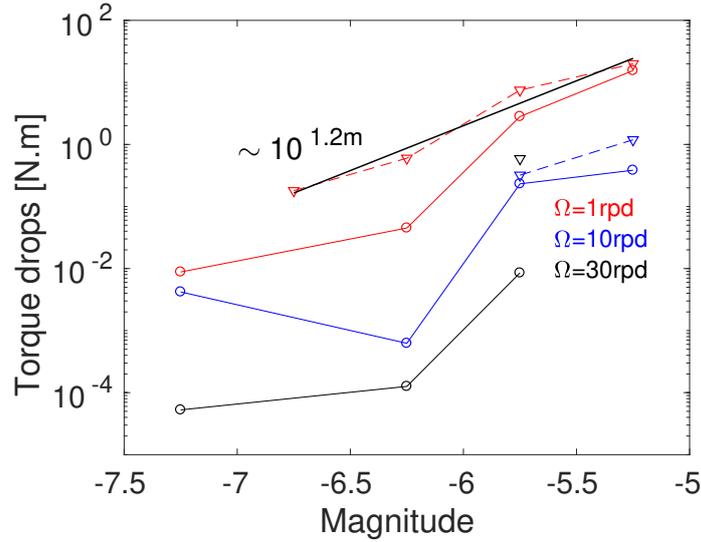


FIGURE 4.7 – Measured, dashed lines and triangle, and modeled, solid lines and circle, average torque drops related to fractures within a given magnitude interval. For the observed torque drops, a value is plotted only when a well defined drop is visible (figures 4.8 to 4.10).

Based on the observed torque drops, we estimate a scaling law $\Delta\Gamma \sim 10^{1.2m}$ (figure 4.7). The observed scaling $10^{1.2m}$ is close to the expected $\Delta\Gamma = \frac{M_0}{2\pi} \sim 10^{1.5m}$ scaling (*Hanks and Kanamori, 1979*), obtained as $\Delta\Gamma = \Delta\sigma LW r \frac{LW}{2\pi r W} = \frac{1}{2\pi} \Delta\sigma L^2 W$ and since $\Delta\sigma = \mu \frac{u}{L}$.

4.6.2 Torque drops dependence upon the slip rate

In addition to the dependence of torque drops with magnitude, we also observe a dependence of the change in torque with the driving rate Ω at least at 1 rpd and 10 rpd. Assuming that the dependence with Ω is the same for all magnitudes we observe a decrease by a ratio of 20 of the torque drops for an increase by a ratio of 10 of the driving rate, which corresponds to a dependence in $\Omega^{-1.3}$.

The observed torque increments at time t , $\Delta\Gamma_t$, are now compared with the mean torque increments expected from the seismicity. We use the model developed in *Lachaud et al. (2019)* to compute the torque drops related to each magnitude interval. In this model, at a given time, the torque increment over the time δt , $\Delta\hat{\Gamma}_t$, is modelled as the sum of a strengthening parameter, $S_0 = \dot{S}_0 \delta t$, and the magnitude related torque drop, Δc_m , caused by the fractures occurring in the same time step :

$$\hat{\Gamma}(t + \delta t) - \hat{\Gamma}(t) = \Delta\hat{\Gamma}_t = S_0 - \sum_m \Delta c_m n_{m,t} \quad (4.1)$$

where $n_{m,t}$ is the number of fractures in the time step, and in the magnitude interval of index m . The torque drops related to each magnitude interval, Δc_m , is computed by

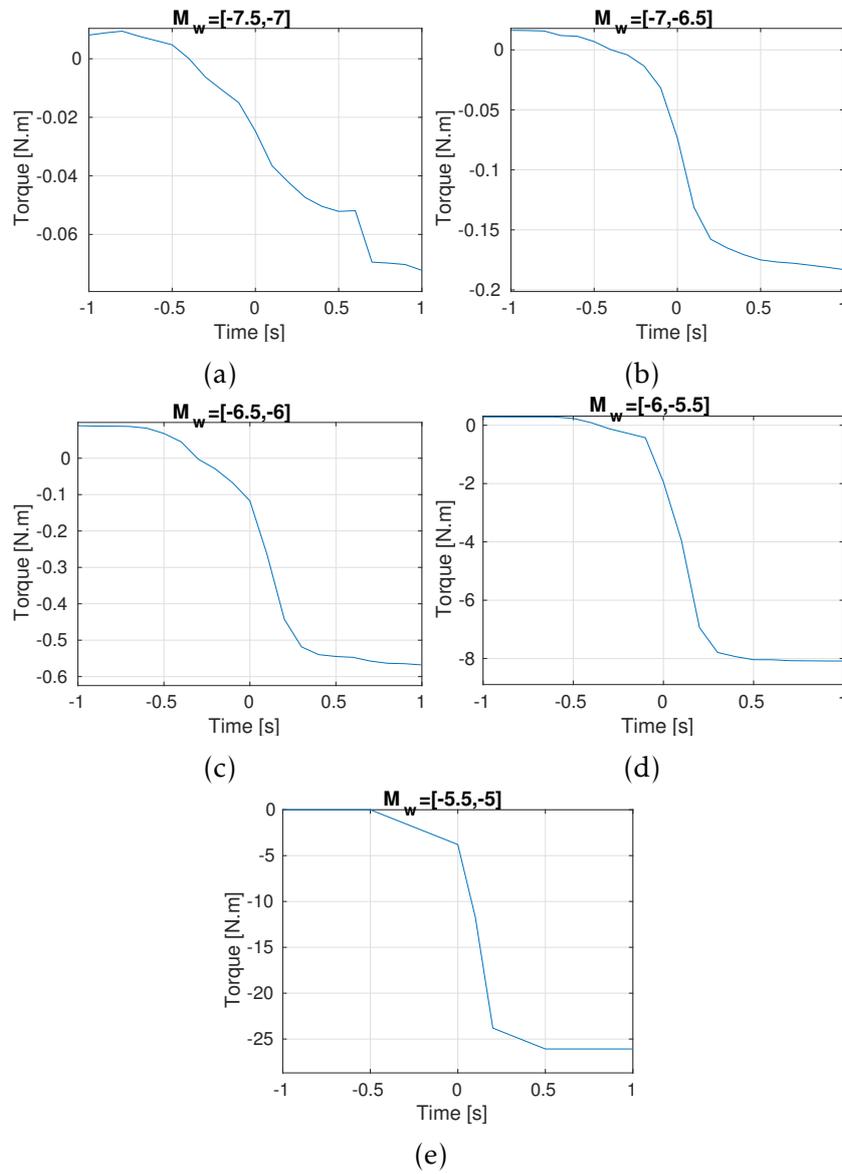


FIGURE 4.8 – Average torque drops related to each main fracture sorted according to its magnitude for the 1 rpd experiment.

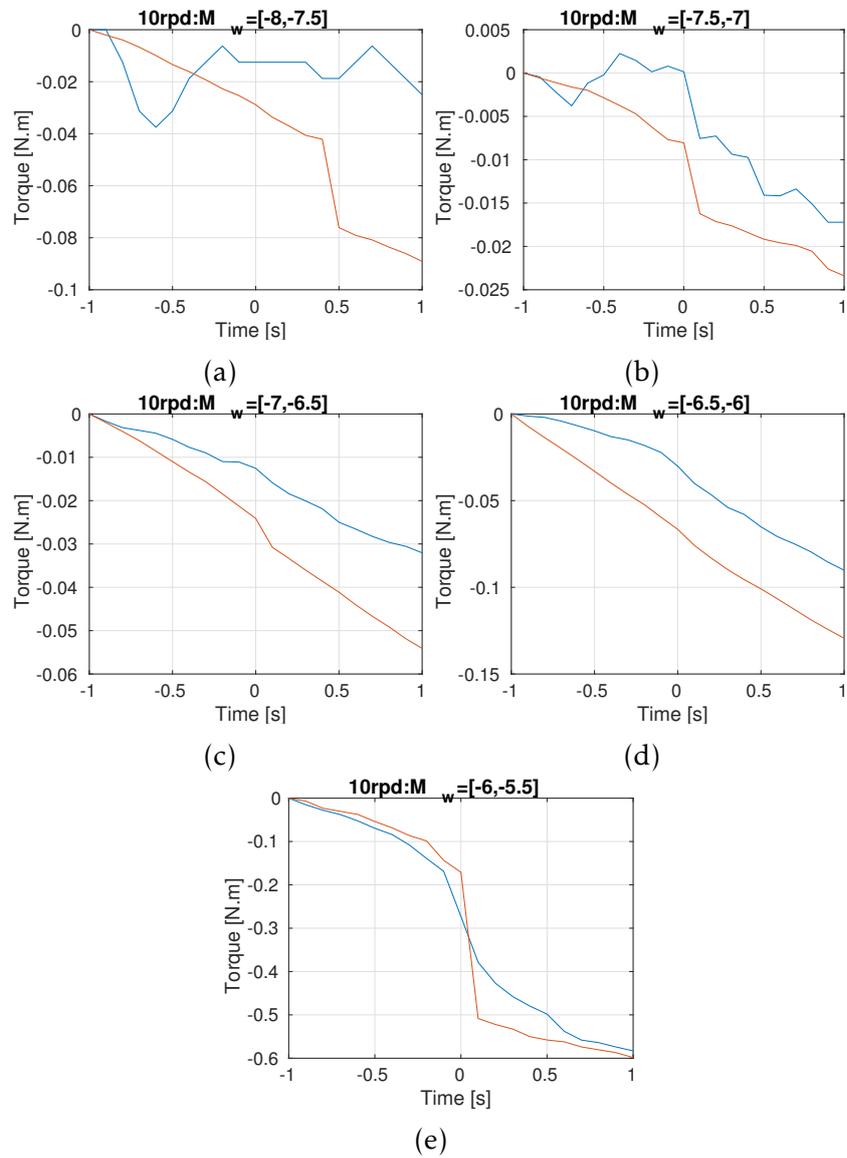


FIGURE 4.9 – Average torque drops related to each main fracture sorted according to its magnitude for the 10 rpd experiment.

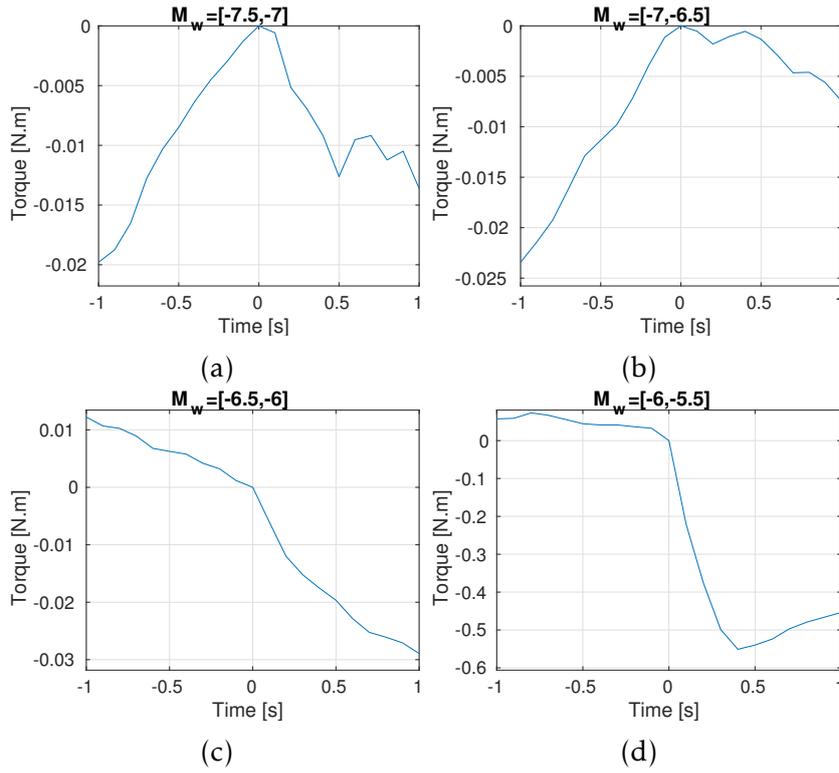


FIGURE 4.10 – Average torque drops related to each main fracture sorted according to its magnitude for the 30 rpd experiment.

minimizing the quadratic cost function J :

$$J = \sum_t (S_0 - \sum_m \Delta c_m n_{m,t} - \Delta \Gamma_t)^2.$$

	Δc_1	Δc_2	Δc_3	Δc_4	\dot{S}_0
1 rpd	8.80×10^{-3}	4.50×10^{-2}	2.82	15.5	0.0106
10 rpd	4.20×10^{-3}	6.24×10^{-4}	2.32×10^{-1}	3.84×10^{-1}	0.0079
30 rpd	5.27×10^{-5}	1.26×10^{-4}	8.5×10^{-3}	No fracture	0.0004

TABLE 4.1 – Modelled torque drops in N.m and strengthening rate in N.m/s for magnitude intervals $[-8.0, -6.5]$, $[-6.5, -6.0]$, $[-6.0, -5.5]$ and $[-5.5, -5.0]$.

To estimate the strengthening rate \dot{S}_0 and the torque drops for the given magnitude intervals we take the average of the values computed for different δt , between 1 s and 100 s. For the 1 rpd and 10 rpd driving rates, the strengthening rate and the torque drops are well constrained, while at 30 rpd both \dot{S}_0 and the Δc_m are badly estimated (figure 4.11). This explains i) why we do not observe any variance reduction at 30 rpd, and ii) the weak correlation observed between the observed and model torque drops time series as it is showed in table 4.2. Consequently, the computed Δc at 30 rpd must be taken with precaution. In addition, we notice that for the lowest magnitudes the estimates of Δc at 10 rpd are not robust. The results are shown figure 4.7.

$\delta t = 1s$	$\sigma(\Delta\Gamma)$	$\sigma(\Delta\Gamma) - \Delta\hat{\Gamma}$	$\delta t = 10s$	$\sigma(\Delta\Gamma)$	$\sigma(\Delta\Gamma - \Delta\hat{\Gamma})$	$\delta t = 20s$	$\sigma(\Delta\Gamma)$	$\sigma(\Delta\Gamma - \Delta\hat{\Gamma})$
1	0.36	0.25	1	0.122	0.84	1	1.73	1.25
10	0.26	0.26	10	1.17	1.09	10	1.74	1.60
30	0.21	0.21	30	0.61	0.61	30	0.76	0.76

TABLE 4.2 – Variance reduction between observed and model torque increments at 1 rpd, 10 rpd and 30 rpd for time step δt of 1 s, 10 s and 20 s.

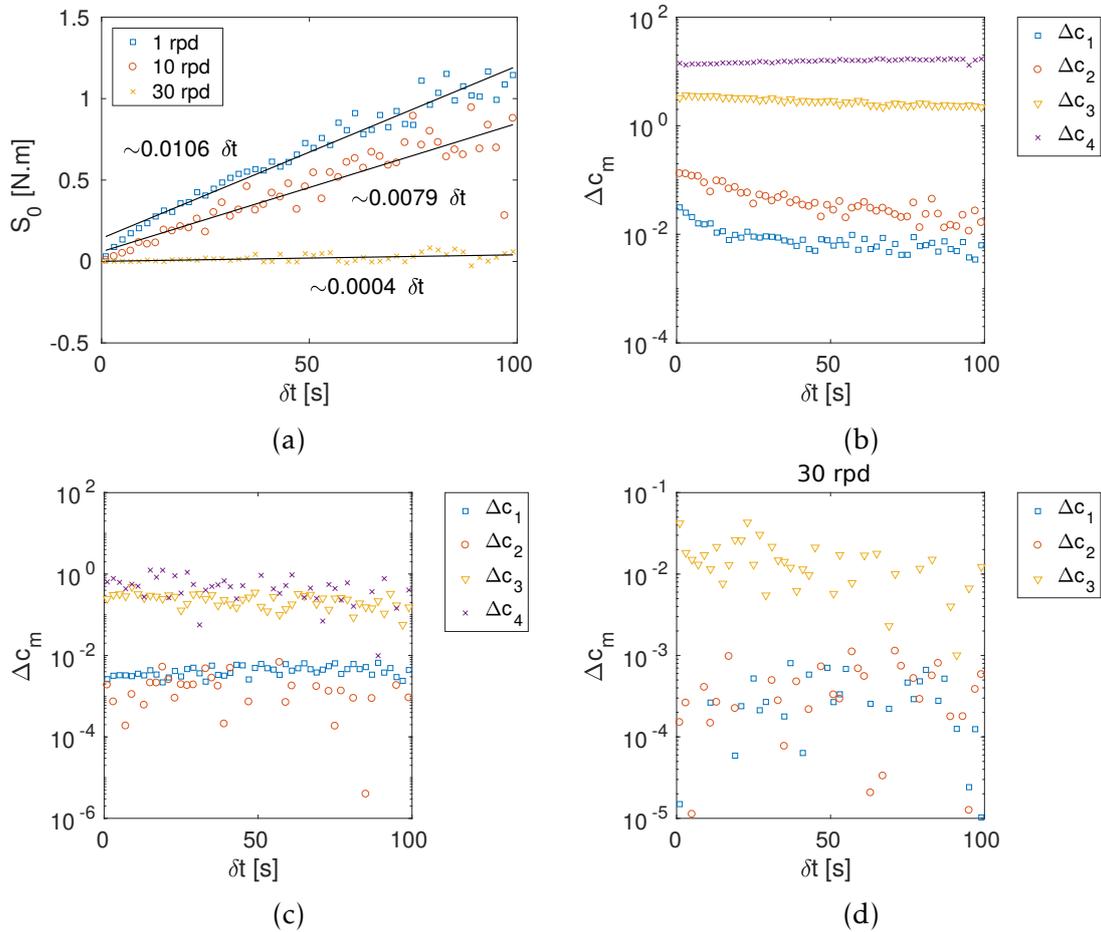


FIGURE 4.11 – a) Strengthening parameter S_0 estimated for time step δt between 1 s and 100 s at 1 rpd, 10 rpd and 30 rpd. The strengthening rate \dot{S}_0 in N.m.s^{-1} is given by the slope of the best linear fit (in black). Modelled Δc_m (N.m) at different time steps δt between 1 s and 100 s at b) 1 rpd, c) 10 rpd and d) 30 rpd. At 30 rpd, there is no fracture in the largest magnitude interval.

4.7 Discussion and conclusion

We now develop a model to explain the Ω -dependence of the torque drop (figure 4.7). We observe that the torque drop amplitude increases with fracture magnitude (m) and decreases with slip rate (Ω).

We showed that the strengthening rate and the model change in torque Δc_m are independent upon the chosen time step δt (figure 4.11). Considering a time step equal to the inverse of the fracture rate $\delta t = 1/\dot{N}$ leads to a value of n_m that is, on average, independent of t and Ω . Assuming that the dependence of Δc_m on Ω is the same for all magnitude intervals we can decouple the Ω and m dependences : $\Delta c_m = f_m g(\Omega)$. Then, $\sum_m \Delta c_m \bar{n}_m = g(\Omega) \sum_m f_m \bar{n}_m$. Therefore, equation 4.1 can be rewritten as :

$$g(\Omega) \sum_m f_m \bar{n}_m = \dot{S}_0 \delta t - \Delta \hat{\Gamma} \quad (4.2)$$

Thus, the dependence of the change in torque with driving rate $g(\Omega)$ scales as \dot{S}_0 and $\Delta \hat{\Gamma}$.

The small variation of \dot{S}_0 estimated with the model between 1 rpd and 10 rpd does not allow to estimate a dependence robust upon Ω (table 4.1). Thus, we assume that \dot{S}_0 is constant; this is equivalent to assuming that the healing rate is mainly driven by the air temperature. Hence, $g(\Omega)$ scales as $\Delta \hat{\Gamma}$ only, At 1 rpd and 10 rpd, the modelled and observed torque fluctuations are well correlated (table 4.2), thus we obtain that $\Delta \hat{\Gamma} \sim \Delta \Gamma$, which scales as $\Omega^{-2/3}$ (figure 4.3).

We notice that the scaling expected from this model, $\Omega^{-2/3}$ is different from the observed scaling, $\Omega^{-1.3}$. Thus we are only able to explain half of the change in torque due to an increase in driving rate. The difference might be due to a dependence of the strengthening rate with Ω that is not reproduced here. In the case of \dot{S}_0 is not only dependent on the healing rate but also on the fault roughness, a Ω -dependence might be expected. In any case, other runs would be needed to robustly determine the dependence of the torque drops due to the fractures with Ω . In addition, the observed decrease in seismic coupling imply a decrease in fracture slip with Ω , hence a lower change in torque since $\Delta \Gamma \sim M_0$.

In conclusion, we monitor how the fault strength and the seismicity rate evolve, for different slip rates. We observe a slip-rate weakening of the fault, as the average torque decreases with $\Omega^{-2/3}$, in coherence with *Weiss et al.* (2016). An increase in fracture rate is observed with the driving rate, yet, correcting for the difference in cumulative slip, the number of fracture per unit of slip decreases with increasing slip-rate. Finally we notice

both an increase in torque drop amplitude with magnitude, and a decrease in torque drop for a given magnitude interval at increasing driving rate. The torque drop (averaged over the whole fault) for a fracture magnitude m is $\Delta\Gamma = \frac{M_0}{2\pi}$ (section 4.6.1), which explains well the dependence on magnitude : we expect $\Delta\Gamma \sim 10^{1.5m}$, and observe $\Delta\Gamma \sim 10^{1.2m}$, although this last estimate is done on one experiment and for a limited number of magnitude intervals. The dependence of torque drops $\Delta\Gamma$ with the imposed rate Ω is not as yet fully explained : we observe a $\Omega^{-1.3}$ dependence, which is only partially explained by a simple scaling argument (for which we would expect $\Omega^{-2/3}$). It can be further expected that, as Ω increases, and the coupling decreases (i.e, the fault weakens), a fracture would slip less at large Ω than at low Ω , hence a lower stress drop and a lower change in torque.

Caractérisation des multiplets : distribution et mécanismes

5.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à un groupe particulier de fractures, les multiplets. Nous avons vu dans le chapitre 3 qu'ils représentent environ 70% des fractures détectées lors de l'expérience à 10 rpd. Les multiplets sont identifiés à partir de la ressemblance des formes d'onde entre les différentes fractures. Cette ressemblance est quantifiée par corrélation-croisée et/ou cohérence (Vidale *et al.*, 1994; Nadeau *et al.*, 1994; Marone *et al.*, 1995; Got *et al.*, 1994; Lengliné and Marsan, 2009). Aucun critère de localisation ou de magnitude n'est utilisé. Les multiplets peuvent contenir un groupe particulier de fractures, les séismes répétitifs, ou "repeaters". Les repeaters sont des groupes constitués de séismes caractérisés par Nadeau *et al.* (1995) : 1) des formes d'onde pratiquement identiques ; 2) des magnitudes qui varient peu ; 3) des positions très proches et présentant un recouvrement de leur surfaces de rupture (Nadeau *et al.*, 1995; Nadeau and Johnson, 1998).

Les multiplets constituent des essaims de séismes dont le déclenchement est contrôlé par le glissement asismique environnant la source (Segall *et al.*, 2006; Delahaye *et al.*, 2009; Reverso *et al.*, 2016). De nombreuses observations de séismes lents ont été réalisées dans les zones de subduction . Dans ce contexte, Liu and Rice (2005) ont montré que les séismes lents peuvent se produire à l'interface entre la zone de glissement instable et la zone de glissement stable. Dans le cas des séismes lents observés sur le volcan Kilauea à Hawaii, les essaims de fractures sont effectivement localisés à la limite entre les domaines de glissement instable et stable.

Les multiplets ont également été identifiés sur des glaciers et ont été utilisés pour caractériser des changements de vitesse au cours du temps ainsi que le glissement basal

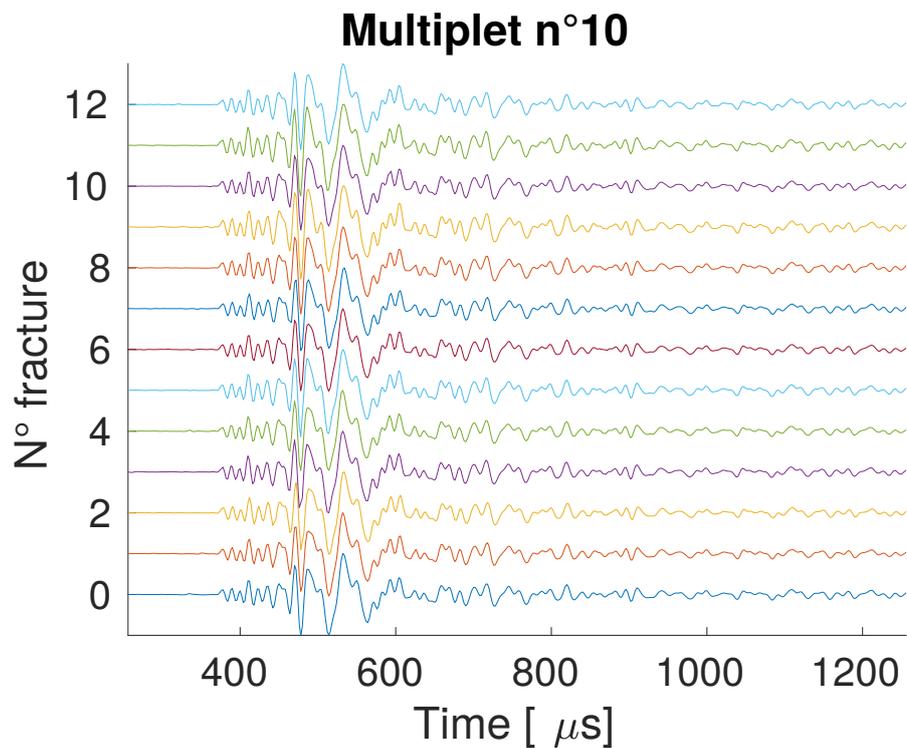


FIGURE 5.1 – Exemple de formes d’onde extraites d’un multiplet observé pendant l’expérience réalisée à 10 rpd ($T_{air} = -10^{\circ}\text{C}$) et normalisée par leur amplitude maximale, illustrant la similarité du signal mesuré pour chaque fracture, le coefficient de corrélation par rapport à la première fracture étant supérieur à 0.95.

(Thelen *et al.*, 2013; Allstadt and Malone, 2014; Helmstetter *et al.*, 2015). Dans un contexte très différent, Deschanel *et al.* (2017) ont observé des multiplets associés à la propagation de ruptures de fatigue dans les métaux.

Le suivi micro-sismique de la dynamique de la déformation réalisé lors de cette thèse a permis de détecter un grand nombre de multiplets, par exemple 70% des fractures lors de l’expérience réalisée à 10 rpd. Dans le chapitre 3, nous nous sommes essentiellement intéressés à la distribution temporelle de l’ensemble des fractures et aux interactions entre les fractures indépendantes et les multiplets. Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser aux multiplets seuls. D’abord en détaillant certaines de leurs caractéristiques statistiques, puis en nous penchant sur le comportement de quelques unes de ces séquences qui ont un comportement remarquable.

5.2 Méthodes

Dans la suite, nous appelons "multiplets" les groupes de fractures qui possèdent des formes d’onde similaires, sans faire la distinction entre repeaters et les séismes adjacents. La méthode d’identification et relocalisation des multiplets développée par Got *et al.* (1994) puis Lengliné and Marsan (2009) a été adaptée et utilisée dans cette étude. Cette méthode consiste à calculer la corrélation-croisée ainsi que la cohérence entre les

formes d'onde, mesurées sur l'ensemble du réseau, et pour l'ensemble des fractures, dans la bande de fréquences 10 kHz-80 kHz sur des fenêtres longues de $256 \mu s$ centrées sur l'arrivée du mode QS0.

Trois conditions sont nécessaires pour que des fractures soient incluses dans un même multiplet : 1) un coefficient de corrélation et une cohérence supérieurs à 0.95; 2) une différence inférieure à $5 \mu s$ (2.5 échantillons) dans les délais obtenus par cohérence et corrélation-croisée entre fractures différentes à un même accéléromètre. Une différence de $5 \mu s$ correspond à une erreur de 0.017 m pour une vitesse de propagation de 3400 m/s (vitesse du mode QS0); 3) les deux conditions précédentes doivent être vérifiées pour au moins deux des accéléromètres du réseau. Nous n'imposons pas de condition sur le moment sismique des fractures, la localisation ou le temps d'occurrence. Une fracture est incluse dans un multiplet si elle satisfait aux conditions présentées ci-dessus vis-à-vis d'au moins une fracture déjà incluse dans le multiplet. Par exemple, pour deux fractures *A* et *B* appartenant à un même multiplet, la fracture *C*, considérée comme similaire à *B*, appartient au multiplet contenant *A* et *B* même si les conditions d'inclusion n'ont pas été validées entre *A* et *C*. La figure 5.1 montre un exemple des formes d'ondes issues d'un multiplet. Pour ces 12 fractures, le coefficient de corrélation calculé par rapport à la première fracture est supérieur à 0.95.

L'étape de relocalisation permet de calculer les positions relative des fractures par rapport au barycentre des positions déterminées par triangulation. L'incertitude moyenne de la méthode de relocalisation dans la géométrie de l'expérience, estimée par la méthode de Monte-Carlo, est de $0.075^\circ \pm 0.004^\circ$ (deux écart-types) soit $0.3 \text{ mm} \pm 0.003 \text{ mm}$. L'identification et la localisation des multiplets n'ont été réalisées que dans l'expérience à 10 rpd.

5.3 Distribution spatiale

La figure 5.2 montre la distribution spatiale et temporelle de l'ensemble des multiplets détectés contenant plus de 10 fractures. Un amassement spatial des multiplets est visible et plusieurs semblent être alignés, dont certains avec des pentes compatibles avec la vitesse imposée (figure 5.2). Dans le chapitre 3 (figure 3.12), nous avons montré que lorsque la rotation imposée est prise en compte, la distribution spatiale des fractures est caractérisée par une dimension fractale faible, variant entre 0.1 et 0.6, et est dominée par les multiplets pour les intervalles de temps courts.

On calcule la distance sur laquelle un multiplet s'étend en prenant la différence de position entre les deux fractures les plus éloignées. Le multiplet le plus petit s'étend sur 0.8 mm alors que le plus grand occupe 71.7 cm. Si on suppose que l'étendue des multiplets correspond à la taille caractéristique des aspérités qui résistent (on ne prend pas

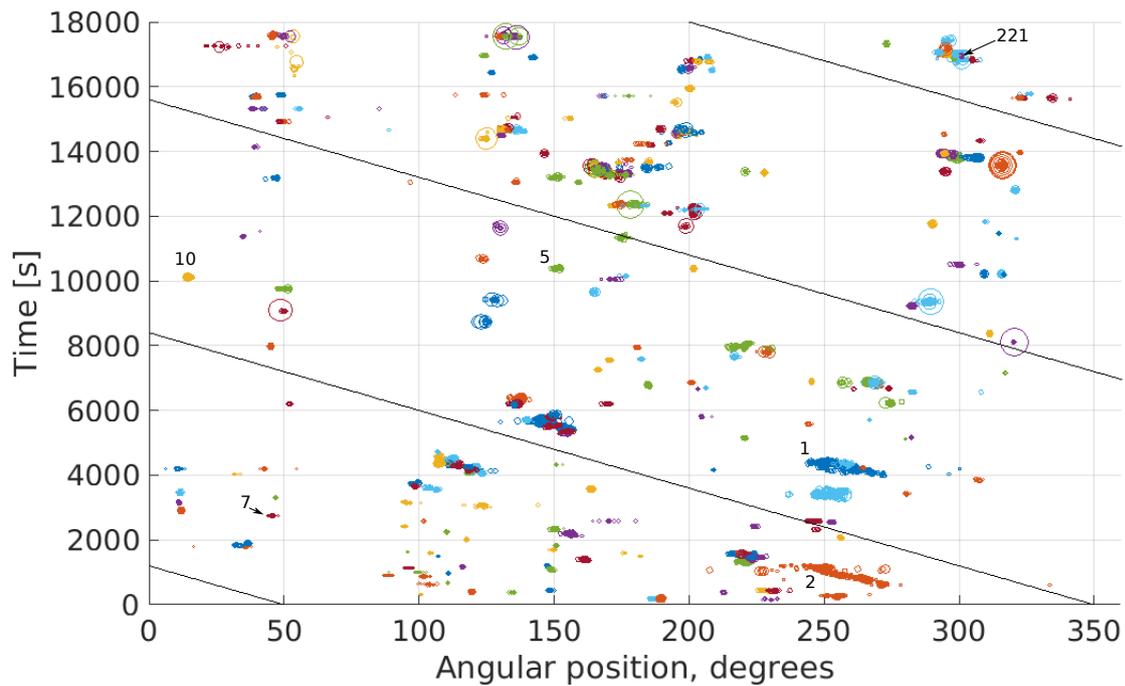


FIGURE 5.2 – Distribution spatiale et temporelle de l’ensemble des multiplets contenant plus de 10 fractures. La taille du cercle représente l’amplitude maximale de la fracture calculée en prenant la moyenne des amplitudes maximales des 3 formes d’onde sur les premiers capteurs touchés. Les lignes noires représentent la vitesse de glissement imposée par la rotation du disque. Les différentes couleurs représentent différentes famille, une même couleur peut être utilisée plusieurs fois.

en compte ceux qui migrent à la vitesse imposée), alors la taille des aspérités se distribue selon une loi de puissance de la forme $\Delta x^{-1.7}$ entre 3.6 cm et 31.6 cm.

5.4 Organisation temporelle

Dans une séquence sismique, les événements peuvent être distribués de façon périodique, quasi-périodique, Poissonienne ou amassée (organisés en clusters). Pour les séismes de taille importante, les temps de récurrence entre chocs principaux (précurseurs et répliques supprimés) se distribuent selon une loi de Poisson (*Gardner and Knopoff, 1974*) : la probabilité d’un événement suit une distribution exponentielle des temps de récurrence entre deux séismes. Chaque séisme se produit de façon indépendante du précédent en fonction d’un taux de fracturation moyen.

Une méthode pour caractériser le type de distribution temporelle des fractures consiste à calculer le coefficient de variation des temps de récurrence au sein d’une séquence, i.e. l’écart-type des temps de récurrence divisé par la moyenne (*Kagan and Jackson, 1991*). Un coefficient de variation égal à 0 correspond à une distribution périodique des fractures ; pour une valeur comprise entre 0 et 1, la distribution est quasi-périodique. Pour un coefficient de variation de 1, les temps de récurrence suivent une loi de Poisson. Lorsque

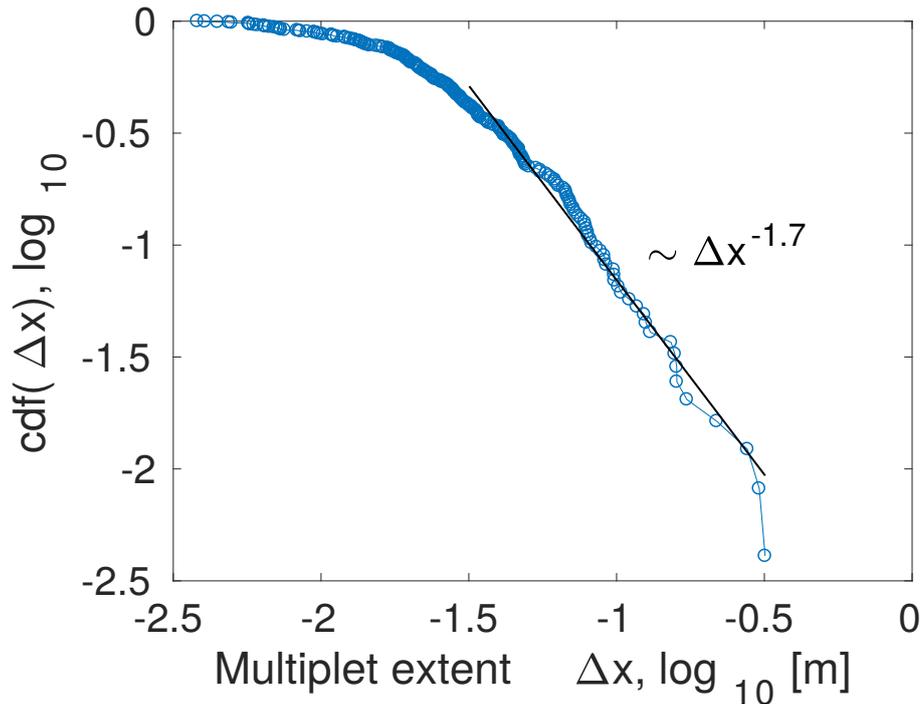


FIGURE 5.3 – Fonction de probabilité cumulée de l'étendue des multiplets de plus de 10 fractures.

les valeurs sont supérieures à 1, un amassement des fractures existe, c'est-à-dire que des temps de récurrence parfois très longs sont observés entre les amas, alors que la plupart des temps de récurrence au sein des amas sont petits.

Pour les multiplets détectés, deux types de comportements sont observés (figure 5.4) : i) une partie des fractures se distribue selon un processus proche d'une loi de Poisson, $c_v \simeq 1$; ii) l'autre partie est caractérisée par de l'amassement temporel, $c_v > 1$. Par comparaison, le coefficient de variation calculé sur l'ensemble du catalogue (en prenant l'ensemble des fractures détectées) est de 3.10. La fracturation globale est caractérisée par un amassement en temps des fractures : au sein des multiplets les fractures tendent à être distribuées de façon aléatoire. De plus, nous n'observons pas de multiplet avec une distribution périodique des fractures, ce qui est différent de ce qui est attendu dans le cas d'une aspérité qui résiste avec un comportement de type "stick-slip" pur.

Nous nous intéressons maintenant à l'organisation temporelle des fractures en calculant l'intégrale de corrélation en temps (*Grassberger and Procaccia, 1983*). Cette méthode vient compléter la caractérisation de la distribution en temps des fractures faite à partir du coefficient de variation du temps de récurrence. Comme mentionné dans le chapitre 3, à 10 rpd, deux régimes sont identifiables, le premier pour des intervalles de temps courts, dominé par les multiplets, et le second pour des intervalles de temps longs, dominé par les fractures indépendantes (figure 5.5).

A 30 rpd, le nombre de paires évolue en Δt^1 , indiquant qu'il n'existe pas de corrélation entre les fractures pour ces intervalles de temps. Le nombre cumulé de fractures séparées

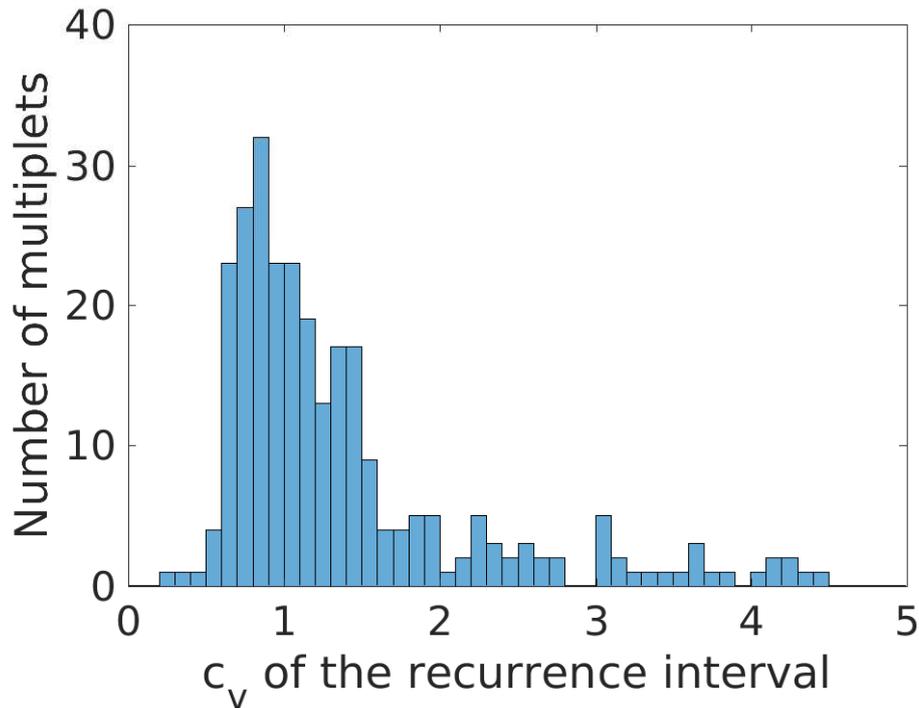


FIGURE 5.4 – Coefficient de variation des temps de récurrence pour les 275 séquences de multiplets de plus de 10 fractures. $c_v = 1$ signifie que les temps d’occurrence des fractures dans la séquence suivent une distribution de Poisson donc sont aléatoires (sans mémoire), $c_v = 0$ signifie que les temps d’occurrence sont périodiques. 98.6% des multiplets ont une valeur de $c_v \leq 5$.

par une durée inférieure à Δt est proportionnel au temps, il n’y a pas d’amasement temporel et les fractures surviennent de façon aléatoire dans le temps. Ce régime dominé par les multiplets se développe pour des intervalles de temps inférieurs à la seconde, ce qui correspond à l’ordre de grandeur de la durée moyenne des multiplets à cette vitesse. Pour un taux de glissement de 10 rpd, ce régime se développe jusqu’à environ 10 s. Cette loi puissance est cohérente avec les valeurs du coefficient de variation proches de 1 calculées pour les multiplets seuls à 10 rpd. A 1 rpd, nous n’observons pas le développement d’un régime dominé par les multiplets. Une dépendance du nombre de multiplets et de leur durée par rapport à la vitesse peut donc exister.

Pour des intervalles de temps plus longs que la durée moyenne des multiplets, une loi de puissance de dimension fractale 0.8 est visible pour l’ensemble des vitesses testées. Nous avons montré dans le chapitre 3 que lorsqu’on prend en compte les multiplets comme une seule fracture, la loi puissance en $\Delta t^{0.8}$ se développe sur un intervalle de temps allant de 1s à 18000 s (lorsqu’on ne prend pas en compte les multiplets, la dimension fractale est de 0.9). Il est donc probable que la déformation soit intermittente sur l’ensemble des délais pour les trois vitesses testées. On note également que la dimension fractale de la distribution temporelle des fractures est similaire à celle observée pour les séismes dans la croûte terrestre, i.e. 0.8-0.9 (*Kagan and Jackson, 1991*).

Les multiplets semblent être plus fréquents lorsque la vitesse de glissement imposée aug-

mente. Les essais sismiques sont connus pour être présents dans les zones faiblement couplées de la croûte terrestre, telles que les failles transformantes observées à proximités des rifts océaniques (Roland and McGuire, 2009). Des essais sismiques peuvent également être déclenchés par des épisodes de glissement asismique (Delahaye et al., 2009; Segall et al., 2006). Par conséquent, l'augmentation de la fréquence des multiplets avec la vitesse imposée peut être considérée comme un marqueur de l'augmentation de la part de glissement asismique lors de la déformation de la faille.

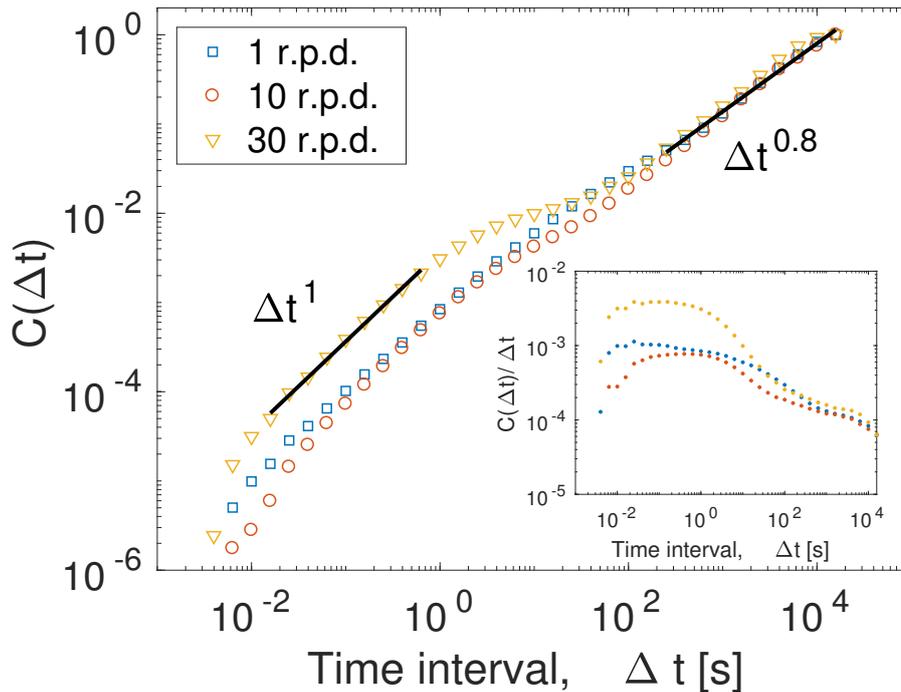


FIGURE 5.5 – Intégrale de corrélation $C(\Delta t)$ calculée pour des délais compris entre 4 ms et 18000 s pour les trois taux de glissement testés, 1 rpd, 10 rpd et 30 rpd. L'encart montre la variation de $C(\Delta t)/\Delta t$, correspondant à l'écart par rapport à une pente de 1.

5.5 Distribution des moments sismiques

Nous nous intéressons maintenant à la distribution en taille des fractures au sein des multiplets détectés. En étendant le calcul au multiplets de plus de 10 fractures (contre 30 fractures dans le chapitre 3), nous observons peu de dispersion dans les moments sismiques au sein des multiplets (figure 5.6.a). On compare la distribution du moment sismique par rapport à une distribution Gaussienne en calculant le kurtosis κ , et le coefficient d'asymétrie ζ . Pour une distribution Gaussienne, $\kappa = 3$ et $\zeta = 0$. Le kurtosis et le coefficient d'asymétrie des moments sismiques sont $\kappa = 4.2$ et $\zeta = 1.4$ pour les multiplets de plus de 10 fractures. Lorsque l'on prend en compte l'ensemble des fractures, $\kappa = 284$ et $\zeta = 15$ (section 3.4.3), la distribution des moments sismiques est fortement non Gaussien. Au sein de chaque multiplet, en moyenne, la distribution des moments sismiques

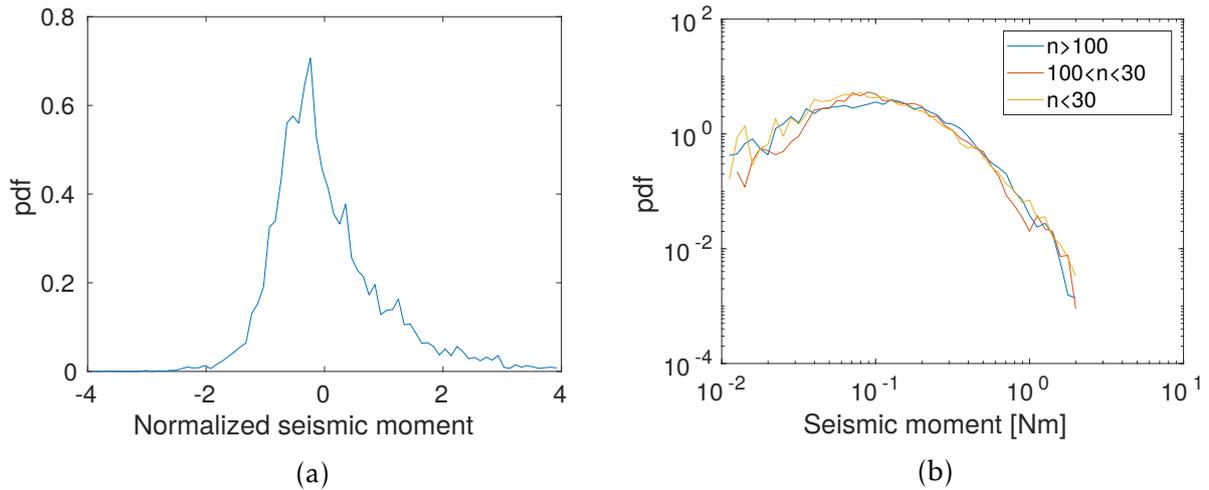


FIGURE 5.6 – a) Densité de probabilité (PDF) moyenne du moment sismique normalisé par la valeur moyenne et l'écart-type de chaque multiplet. b) PDF du moment sismique en fonction de la taille des multiplets.

est proche d'une distribution Gaussienne. De plus, nous n'observons pas de différence dans la distribution des moments sismiques en fonction du nombre de fractures dans les multiplets (figure 5.6.b).

Nous nous sommes également intéressés au moment sismique moyen libéré pour un temps de récurrence donné. On observe une relation en loi puissance entre la durée des multiplets T , et la moyenne de la somme des moments sismiques sur un multiplet pour une durée donnée, $\langle \sum M_0 \rangle \sim T^p$, avec $p = 0.5$ ($R^2 = 0.83$) (figure 5.7). L'exposant observé est plus faible que ceux observés pour les séismes lents et pour les séismes "classiques", $M_0 \sim T^1$ et $M_0 \sim T^3$ respectivement (*Ide et al., 2007*). Cependant, les incertitudes sur les valeurs moyennes sont larges, et une dépendance en T^1 ne peut être exclue.

Pour les conditions testées, nous n'observons pas de relation entre le moment sismique moyenné et le temps de récurrence entre les fractures (figure 5.8).

5.6 Comportement individuel

Le taux de glissement imposé est de $7.27 \times 10^{-4} \text{ rad.s}^{-1}$ ($0.042^\circ.\text{s}^{-1}$), soit une vitesse de glissement d'environ $1.6 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$ sur la faille (pour $r \simeq 0.22 \text{ m}$).

On observe une migration de certains multiplets au cours du temps, parfois sur plusieurs dizaines de degrés (multiplets 1 et 2 sur la figure 5.2). Certains essais de fractures, séparés en plusieurs multiplets, semblent également se propager à une vitesse proche de la vitesse imposée. Dans d'autres cas, les vitesses de propagation sont plus élevées (figure 5.2). Les exemples présentés ci-après montrent différents mécanismes observés.

Les vitesses de migration des multiplets sont estimées par régression linéaire. Lorsque

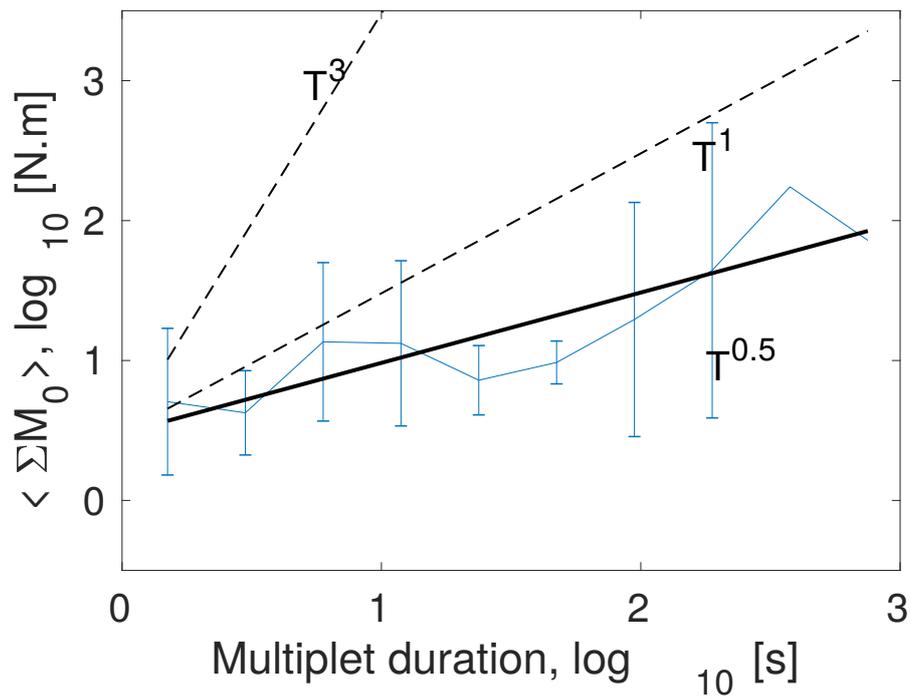


FIGURE 5.7 – Somme des moments sismiques des fractures incluses dans un multiplet, moyennée sur l'ensemble des multipléts dont la durée est dans un intervalle donné. Les barres d'erreur correspondent à l'erreur standard calculée pour chaque intervalle de temps. Les lignes tiretés correspondent aux relations observées pour les séismes lents et les séismes classiques, $M_0 \sim T^1$ et $M_0 \sim T^3$ (Ide et al., 2007).

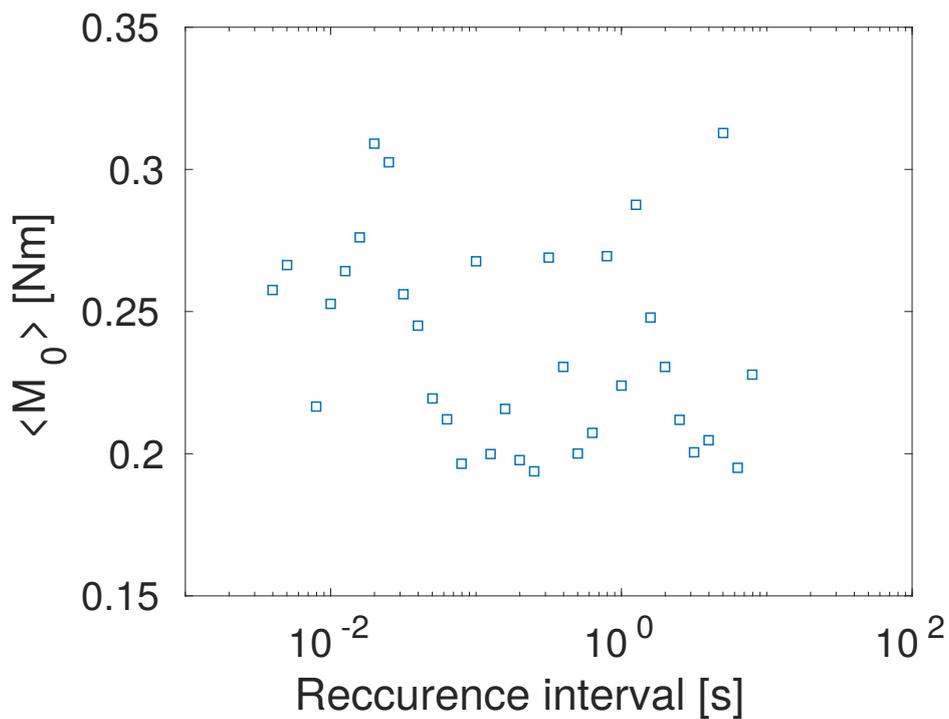


FIGURE 5.8 – Moyenne des moments sismique par intervalle de temps de récurrence.

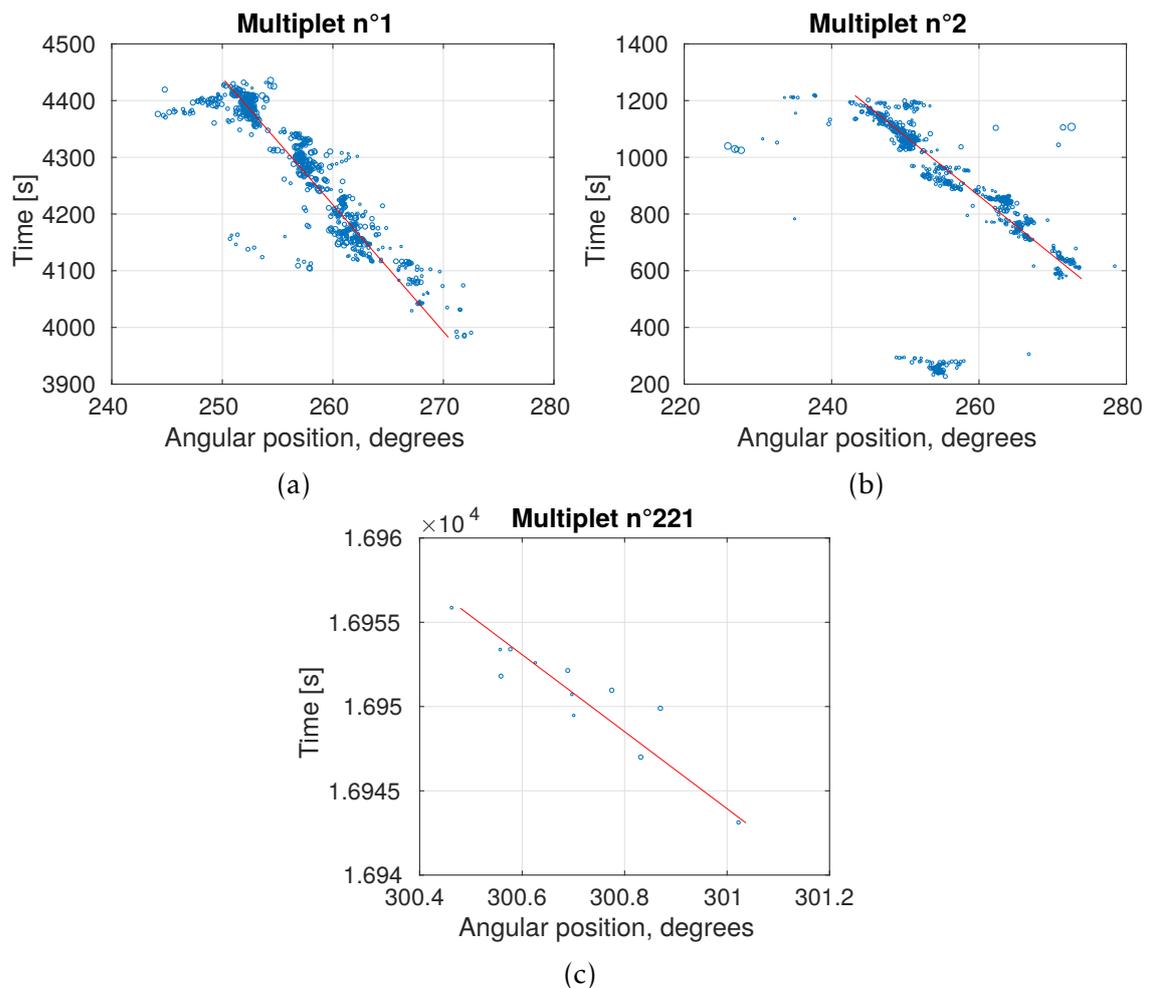


FIGURE 5.9 – Positions angulaires des fractures détectées pour 3 des multiplets dont la vitesse de propagation est proche de la vitesse imposée.

le coefficient de détermination R^2 est supérieur à 0.65, on considère l'estimation de la vitesse comme valide. Ne sont pris en compte que les multiplets avec plus de 10 fractures, soit 227 sur 1390 détectés (dont un nombre important de paires).

5.6.1 Des aspérités qui résistent

Les trois multiplets présentés figure 5.9 migrent avec une vitesse proche de la vitesse de glissement imposée. Les multiplets n°1 et n°2 présentés ci-dessous correspondent aux grands multiplets détectés. Ces deux multiplets sont constitués de 765 et 749 fractures et s'étendent sur 406 s et 992 s. Leurs vitesses de migration observées sont de $1.65 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$ et $1.80 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$ i.e. 3.2% et 12.7% plus élevées que la vitesse imposée par la rotation du disque. Le multiplet n°221, contenant 12 fractures, a une vitesse de migration estimée de $1.76 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$, i.e. 9.9% plus élevée que la vitesse imposée.

À l'inverse des cas précédents, les multiplets présentés figure 5.10 correspondent à des multiplets qui ne se propagent pas au cours du temps. Ces multiplets sont donc probablement générés par une source qui résiste du côté fixe de la faille.

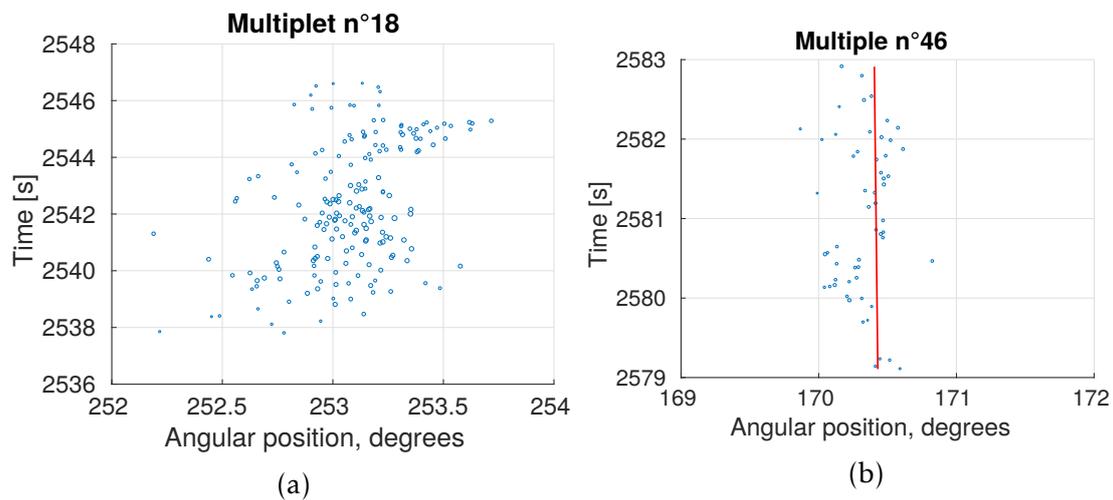


FIGURE 5.10 – Positions angulaire des fractures détectées pour 2 des multiplets qui ne se déplacent pas au cours du temps.

On a donc deux cas de figure : l'un pour lequel la source est du côté du disque qui applique le glissement, dans ce cas les fractures migrent à la vitesse imposée ; l'autre pour lequel la source est du côté immobile de la faille.

5.6.2 Des fractures qui se propagent ?

Les multiplets présentés ici montrent un comportement différent, leur propagation n'est pas linéaire et ne correspond pas au glissement imposé (vitesse et direction différentes). Dans les 2 cas, on observe une accélération du déplacement au cours du temps, soit de façon progressive (multiplet n°5), soit de façon soudaine (multiplet n°10).

Dans le cas du multiplet n°10, le déplacement peut être décomposé en deux phases : une première qui dure environ 5 s pendant laquelle le multiplet se déplace de 0.6° dans le sens opposé au glissement imposé, correspondant à une vitesse de 0.45 mm/s ; une seconde, qui ne dure qu'environ 1 s et pendant laquelle le déplacement atteint 1° (soit une vitesse de 3.8 mm/s, soit 25 fois la vitesse imposée). Cette deuxième phase, plus rapide, ressemble à la propagation d'un front de rupture lent. Ce multiplet pourrait donc avoir été généré par la propagation d'une rupture et non par une aspérité. Le multiplet n°7 montre un comportement similaire au multiplet n°10, mais moins marqué. La vitesse de propagation de la rupture est d'environ 0.63 mm/s, soit 4 fois la vitesse imposée.

5.7 Discussion & Conclusion

Dans les conditions testées et en particulier à 10 rpd, on observe des multiplets qui sont caractérisés par des formes d'onde similaires.

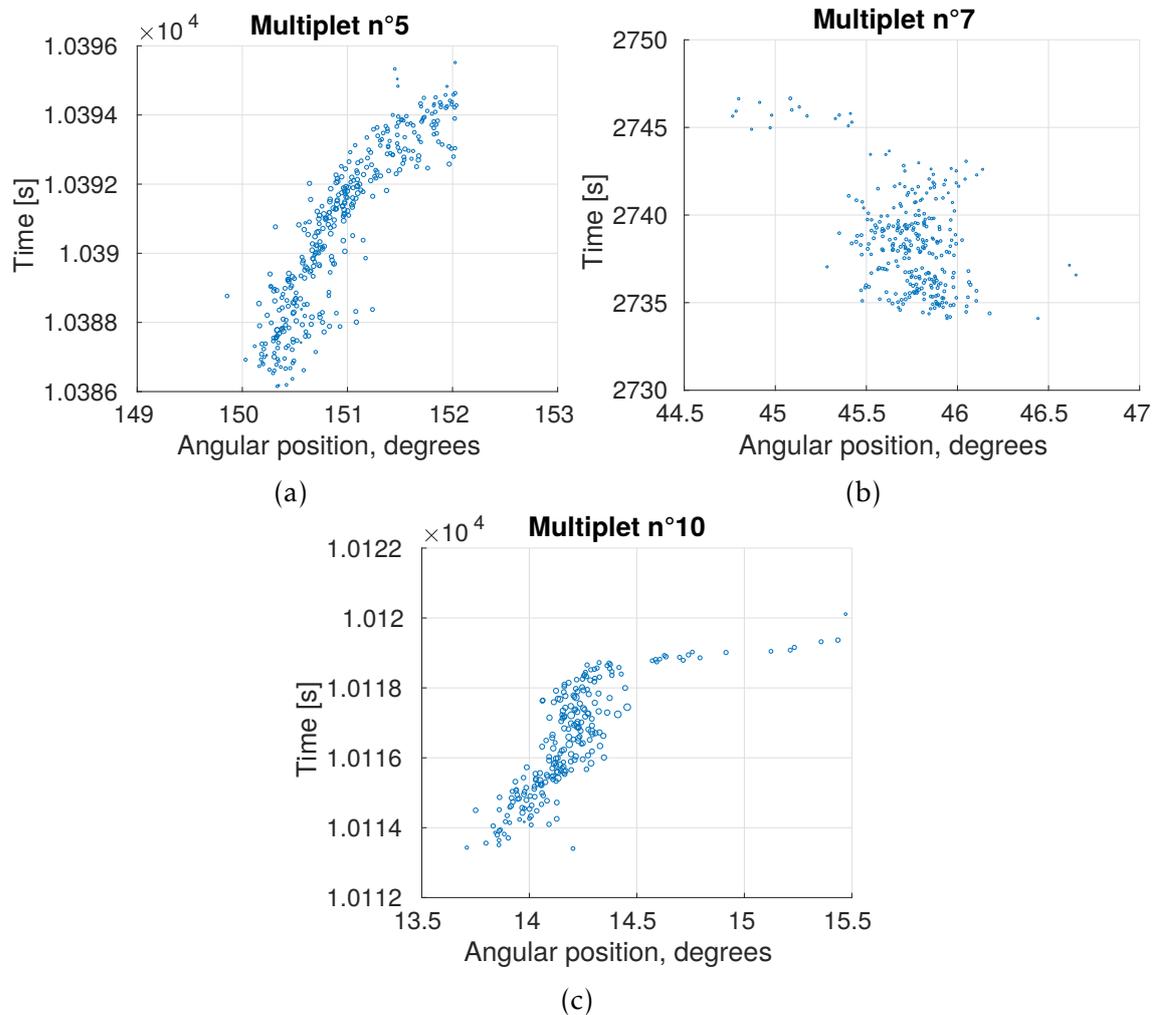


FIGURE 5.11 – Positions angulaires en fonction du temps des fractures détectées pour 3 multiplets ayant des vitesses et des directions de propagation différentes du glissement imposé.

Le glissement le long de la faille est principalement accommodé de façon asismique, cependant ce déplacement peut déclencher des épisodes de glissement suffisamment rapides sur une aspérité pour générer des ondes élastiques détectables. Ce glissement forme des essais de fractures sans événement principal. La propagation de certains multiplets à la même vitesse que le glissement imposé tend à étayer cette hypothèse. Ce type de comportement est observé pour les essais sismiques dans la croûte terrestre, où certains essais de fractures sont observés se déplaçant à la vitesse du glissement asismique imposé (Segall *et al.*, 2006; Roland and McGuire, 2009; Lohman and McGuire, 2007).

On observe également des multiplets qui semblent correspondre à la propagation lente d'une fracture, les vitesses observées étant très différentes de la vitesse du chargement imposé. Les multiplets ne sont donc pas uniquement des marqueurs du glissement.

On montre que dans la majorité des cas, les fractures au sein d'un multiplet sont distribuées de façon aléatoire en temps, i.e., les temps de récurrence suivent une distribution de probabilité en loi de Poisson. Cette distribution temporelle est similaire à ce qui est attendu dans le cas des essais sismiques (De Natale and Zollo, 1986; Peng and Gomberg,

2010). Elle est différente de ce qu'on attend dans le cas de la rupture successive et à l'identique d'une aspérité, comme c'est le cas pour les repeaters. En effet, dans ce cas on s'attend à une distribution périodique, ou quasi-périodique, des fractures (Nadeau *et al.*, 1995; Nadeau and Johnson, 1998).

De façon similaire à ce qui est observé en sismologie (Ide *et al.*, 2007; Peng and Gomberg, 2010), on observe une relation entre la durée des et le moment sismique libéré par les multiplets. Cependant, l'exposant de la loi d'échelle est plus faible que ce qui est classiquement observé pour les séismes lents pour lesquels le moment sismique est proportionnel à leur durée, $M_0 \sim T^1$. Dans le cas des multiplets présentés ici, nous observons une relation de la forme $M_0 \sim T^{0.5}$. En supposant que cette relation soit valide pour tout t au cours d'un essaim sismique, alors le taux de moment \dot{M}_0 n'est pas constant au cours du temps et varie en $1/\sqrt{T}$. Cela correspond à un taux de moment élevé pour des temps courts et qui tends vers zéro pour des temps longs. Ce comportement semble peu probable car correspondrait à une diminution de la vitesse de déplacement lors de la fracture. Vitesse qui tendrait vers zéro puisque $\dot{M}_0 = \mu \dot{u} LW$ (section 3.3.3). Il est probable que la superposition des mécanismes observés, aspérités qui résistent ou fractures qui se propagent, modifie la relation entre le moment sismique et la durée de l'essaim. Les essaims courts étant plus probablement associé à des propagations de rupture, qui peuvent libérer un moment sismique total plus important pendant des durées courtes par rapport au moment libéré par une aspérité qui résiste (les taux de moments observés pour les multiplets 1 et 2 sont : 0.43 N.m/s et 0.07 N.m/s; pour les multiplets 5 et 10, les taux de moments sont : 22 N.m/s et 9.3 N.m/s). Cela ayant pour conséquence de faire diminuer l'exposant de la relation entre M_0 et T . Pour pouvoir conclure sur ce point, il nous paraît nécessaire de réaliser d'autres expériences et de développer une méthode permettant de séparer les différents groupes de fractures en fonction des mécanismes qui en sont à l'origine pour mieux caractériser la relation entre moment sismique et durée de l'essaims.

La distribution en temps des fractures au sein des multiplets détectés indique que la majorité des essaims de fractures sont constitués d'événements se produisant aléatoirement et indépendamment des autres événements, les temps de récurrence suivent une distribution de probabilité en loi de Poisson. Quelques multiplets semblent avoir une distribution quasi-périodique, proche de ce que l'on s'attend à observer pour des multiplets générés par du "stick-slip". Bien que nous observions une relation entre la durée du multiplet et le moment sismique total libéré, il est probable que plusieurs mécanismes différents entrent en jeu, empêchant son interprétation physique. Les multiplets observés montrent au moins deux mécanismes différents : i) des aspérités qui résistent au glissement macroscopique imposé et ii) la propagation de ruptures lentes dans la zone de déformation.

Etude perspective : Une expérience de type "Slide-Hold-Slide"

6.1 Introduction

Les expériences de type Slide-Hold-Slide, sont utilisées pour explorer les propriétés de renforcement des failles pendant la période inter-sismique. Ces expériences consistent à imposer une déformation intermittente à la faille. Les changements de résistance sont mesurés par les variations du coefficient de friction statique μ_s , correspondant à la valeur maximale du coefficient de friction lorsque le glissement est repris. Il a été montré que la résistance au glissement augmente avec le logarithme du temps de récurrence (*Dieterich, 1972; Dieterich and Kilgore, 1994*). Cette augmentation de résistance peut être associée à une augmentation de la surface associée au fluage des aspérités (*Dieterich and Kilgore, 1994*) et à l'augmentation de la résistance des contacts au cours du temps associée à des mécanismes de dissolution/précipitation, diffusion etc ...

Après un séisme, la cicatrisation des failles créées est observée dans les années suivant la rupture. En laboratoire, l'étude de l'impact de la cohésion sur la résistance au glissement a permis de : i) montrer le rôle prépondérant des fluides dans les mécanismes de cicatrisation ; ii) confirmer les mécanismes de cicatrisation comme possible contributeurs au renforcement des failles observé pendant la période intersismique (*Muhuri et al., 2003; Tenthorey and Cox, 2006; Renard et al., 2012*).

Les expériences type SHS, de part l'intermittence du glissement imposé, sont très différentes des expériences présentées jusqu'à maintenant (chapitres 3 et 4). Dans ces dernières, la cohésion entre en compétition avec l'endommagement imposé par le glissement constant le long de l'interface. Pour des vitesses de glissement variant entre 1 rpd et 30 rpd, on observe des valeurs de b grandes, proches de 3, la déformation sismique est donc principalement accommodée par de petites fractures. Deux questions se posent,

comment la cohésion modifie : 1) les mécanismes de déformation observés?; 2) l'activité micro-sismique?

Pour isoler le rôle de la cohésion par rapport à l'endommagement, nous avons réalisé une expérience de type SHS, combinant mesure de la résistance de la faille et sismicité. Cet essai permet d'explorer un cas limite dans lequel le regel de l'eau contrôle la résistance de la faille, les mécanismes de cohésion sont dans ce cas dominés par la cicatrisation. Du fait de la contrainte faible pendant la période où la faille est au repos, on ne s'attend pas à une contribution importante de la déformation des aspérités dans l'augmentation de la résistance.

6.2 Méthodes

Le dispositif expérimental ainsi que les méthodes de détection sont identiques à ce qui a été présenté dans le chapitre 3. La localisation des fractures n'est réalisée que par triangulation.

La première rupture, qui permet de former la faille, est réalisée lorsqu'une épaisseur de glace de 3 mm est atteinte. Une vitesse de 0.15 mm/s ($\Omega = 10$ rpd) est imposée pendant 300 s. La faille reste ensuite immobile pendant 3000 s permettant la cicatrisation. Puis de nouveau, un glissement est imposé avec une vitesse de 0.15 mm/s pendant 300 s. Au total, après la fracture initiale, trois cycles endommagement/cicatrisation sont effectués. La troisième mise en charge, n'a pas conduit à la fracture complète de la faille. Son comportement étant très différent des deux autres cycles, elle ne sera pas traitée dans la suite (figure 6.1).

Dans la suite, le terme "rupture" désigne les trois macro-ruptures conduisant à la formation de la faille circulaire, elles sont dénommées par la suite "initiale", "A" et "B". Le terme "fracture" fait référence aux événements micro-sismiques détectés pendant les phases de mise en charge.

6.3 Couple et taux de fracturation

Le couple maximal atteint lors de la première rupture est de 592 Nm, lors des deux ruptures secondaire les valeurs de couple maximales sont 347 Nm et 355.5 Nm. La cicatrisation obtenue par le regel de l'eau pendant la période de repos ne permet pas de retrouver la résistance initiale de la plaque. On observe également que lors des deux mises en charges secondaire : i) les valeurs de couple maximales atteintes sont similaires; ii) la pente de la variation du couple, i.e., la rigidité du matériau, est similaire dans les deux cas. Lors de chaque phase de chargement, on observe l'absence d'activité sismique

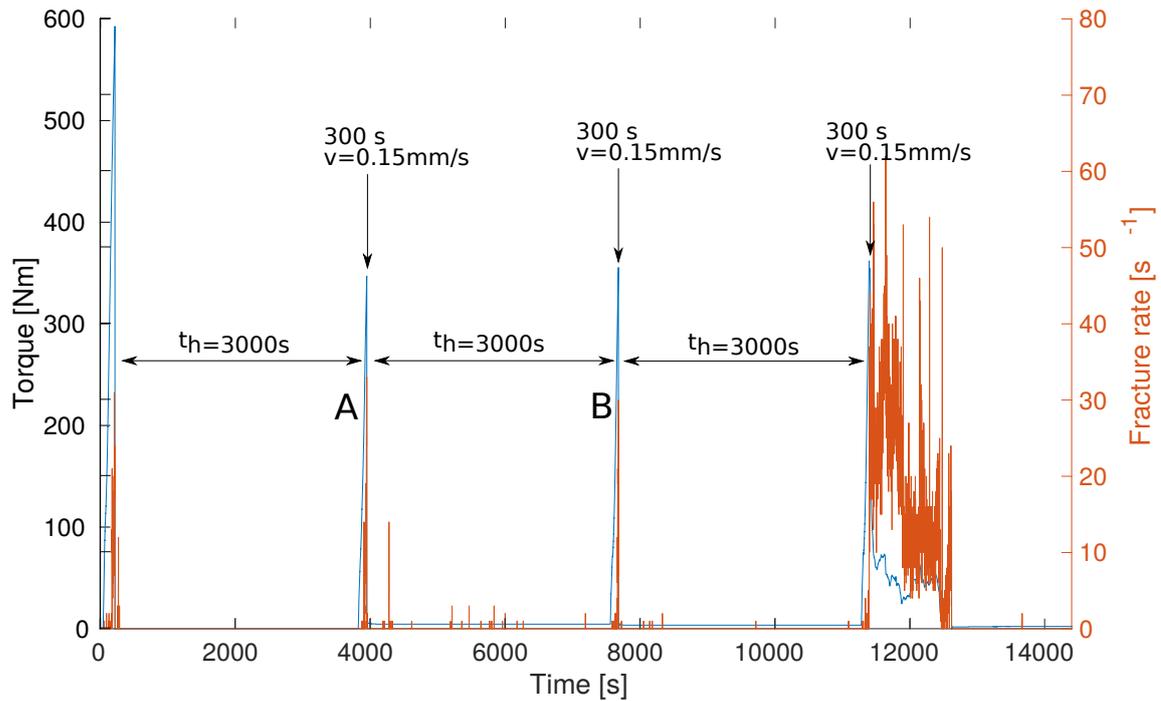
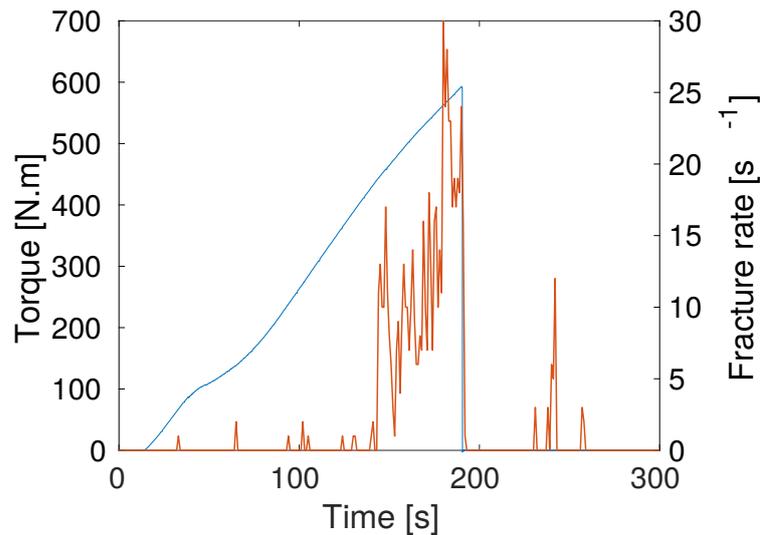


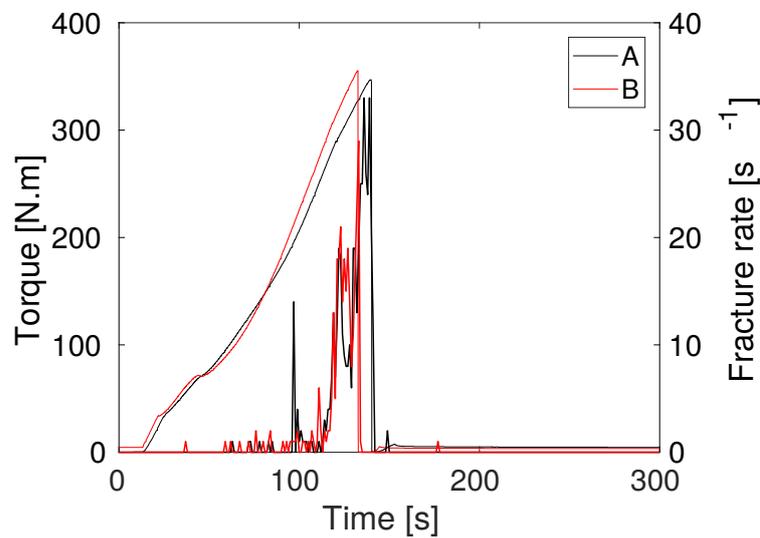
FIGURE 6.1 – Historique du chargement (bleu) et de la sismicité (orange) mesurés pendant l'expérience SHS. La dernière macro-rupture n'entraînant pas la rupture complète de la faille n'est pas traitée dans la suite.

lorsque la contrainte appliquée reste faible par rapport à la résistance de la faille (figure 6.2). Lorsque la plaque est encore intacte, l'activité micro-sismique débute dès que le couple atteint 45% de la valeur maximale avant la rupture. Lors des ruptures A et B, l'activité sismique débute dès que le couple atteint 21% et 14% de la résistance maximale en cisaillement de la plaque intacte (37% et 25% de la résistance maximale atteinte lors des ruptures A et B). L'activité micro-sismique est due à la formation, la propagation et la coalescence des fractures jusqu'à la rupture complète de la faille (Scholz, 1968c; Lockner, 1993; Amitrano, 2003). Avec l'augmentation de la contrainte de cisaillement, on observe une augmentation rapide de l'activité micro-sismique. Le retard de l'activité sismique par rapport à l'augmentation de la contrainte diminue une fois la plaque endommagée (figure 6.2). Lors de la première macro-rupture la densité de micro-fractures est en théorie initialement nulle, l'activité micro-sismique ne débute qu'une fois que la contrainte nécessaire à la fracturation est atteinte localement sur des concentrateurs de contrainte, i.e., des défauts. Lors des ruptures suivantes, la cicatrisation ne permet pas d'éliminer l'ensemble des fractures présentes. L'activité micro-sismique débute pour des valeurs de couple plus faible et est associée à la fermeture et le glissement le long de fractures déjà présentes (Lockner et al., 1991; Lockner, 1993). Dans les trois cas, nous n'observons pas de répliques, probablement car l'ensemble de la contrainte est relaxée lors de la fracture.

En se basant sur l'activité micro-sismique et sur la mesure du couple on observe deux phases (figure 6.2) : 1) la première pendant laquelle l'augmentation du couple est asso-



(a)



(b)

FIGURE 6.2 – Couple imposé et taux de fractures mesurés lors de l'expérience SHS pour a) la rupture initiale et b) les deux macro-ruptures A et B suivantes.

ciée à une faible activité micro-sismique, qui est générée par la fermeture ou au glissement le long de fractures pré-existantes (Lockner *et al.*, 1991; Lockner, 1993). Cette étape n'est visible que lors des ruptures A et B, car avant la rupture initiale, la plaque de glace est fortement homogène; 2) la seconde où le couple varie de façon non-linéaire et pendant laquelle l'activité micro-sismique, due à la propagation et coalescence des fractures, augmente rapidement jusqu'à la rupture de la plaque/faille (figure 6.2).

6.4 Distribution en magnitude

Lors de la rupture initiale, la magnitude varie entre -7.57 et -5.23. Lors des ruptures A et B, la magnitude varie entre -7.70 et -5.44. La figure 6.3 montre les fonctions de densité des

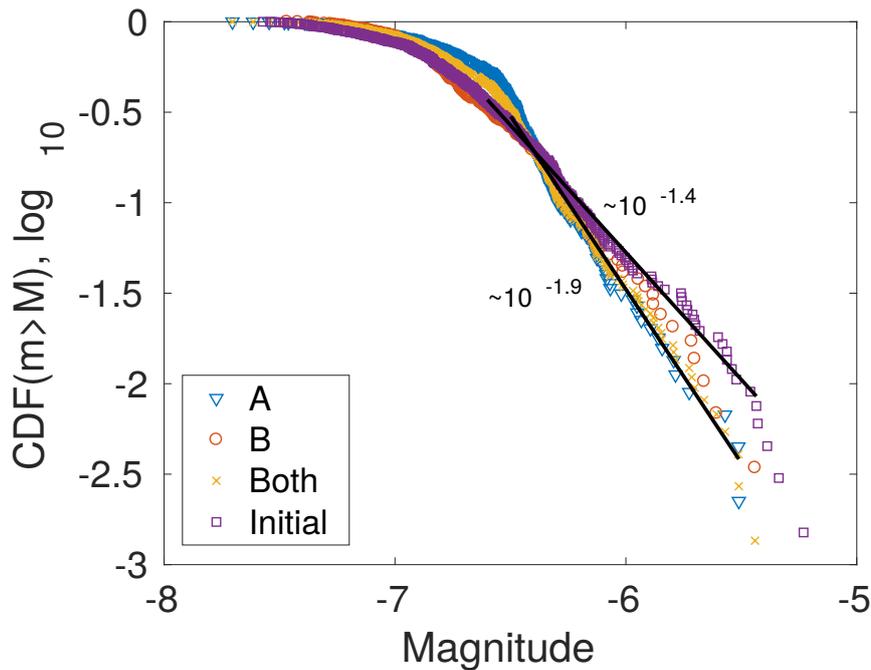


FIGURE 6.3 – Fonctions de densité cumulées pour les 3 macro-ruptures lors de l’expérience SHS. Les fractures prises en compte sont uniquement celles observées pendant les phases de mises en charges.

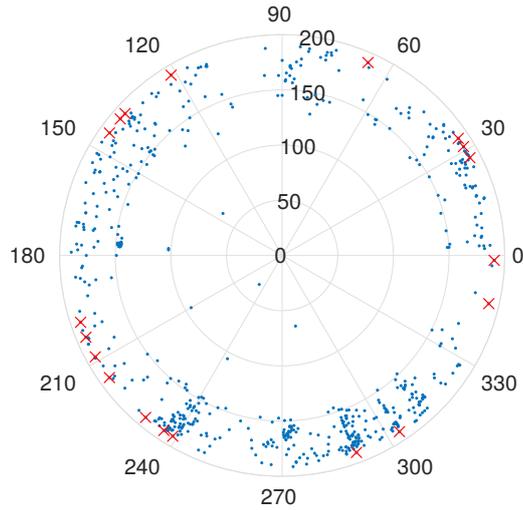
magnitudes lors de la fracture initiale et celles de l’ensemble des fractures des ruptures A et B (les deux CDF individuelles sont similaires). On observe une diminution en loi puissance du nombre de fractures en fonction de la magnitude au-delà de la magnitude de complétude, $f(m) \sim 10^{a-bm}$. La magnitude de complétude est d’environ -6.5 dans le cas des ruptures A et B. La valeur de b calculée sur les fractures détectées avant la rupture initiale est de 1.4 (intervalle de confiance à 95% : 1.39-1.42). La valeur de b calculée sur l’ensemble des fractures détectées lors des macro-ruptures A et B est de 1.9 (intervalle de confiance à 95% : 1.90-1.94).

On observe des fractures de magnitude similaires lors de la rupture initiale et lors des ruptures secondaires. Cependant, la fréquence des fractures de grandes tailles est plus élevée lors de la rupture initiale que lors des ruptures A et B. Dans les deux cas, la valeur de b est plus petite que lors des essais avec glissement imposé où $b = 3$ (section 3.4.2). La cicatrisation semble permettre aux fractures de se propager et de devenir plus grandes que ce qui est observé lorsque l’endommagement et la cicatrisation sont en compétition en régime stationnaire.

6.5 Distribution spatiale et temporelle

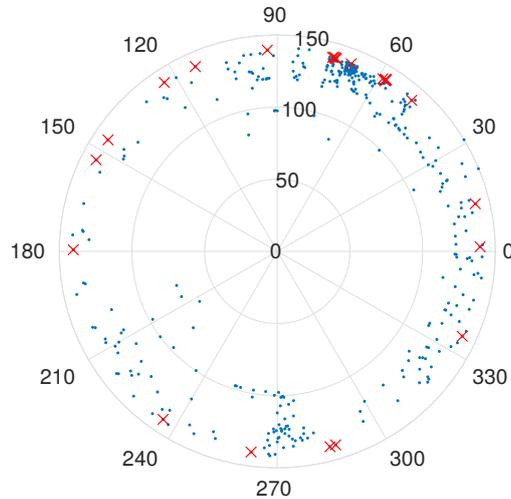
Lors de la fracture initiale, on observe des fractures à 360° autour du disque central. Un amasement spatial des fractures est visible à 240° et 290° (figure 6.4). A part ce

Angular position function of time for the initial fracture



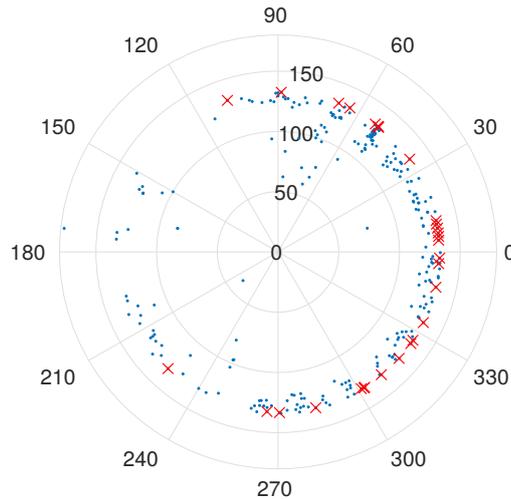
(a)

Angular position function of time for fracture A



(b)

Angular position function of time for fracture B



(c)

FIGURE 6.4 – Représentation polaire de la distribution spatio-temporelle des fractures lors a) de la fracture initiale et b) et c) des macro-ruptures A et B. Le rayon représente le temps (s), l'angle, la position angulaire (degrés). Le temps zéro correspond à l'initiation de la déformation. Les fractures indiquées par une croix rouge correspondent à celles détectées au moment de la rupture pendant le pas de temps de la rupture (fenêtre de 1 seconde).

clustering, nous n'observons pas d'organisation des fractures préalablement à la rupture macroscopique et à la formation de la faille. Pour les fractures A et B, nous observons moins de fractures et un faible amasement de fractures autour de 70° lors de la rupture A et autour de 50° lors de la rupture B (figure 6.4). Dans les trois cas, la fracturation semble être essentiellement répartie de façon aléatoire avant la rupture. La phase de nucléation et de propagation de la rupture n'est pas visible sur nos données probablement car le taux de fracturation élevé conduit à un bruit sismique important faisant que, juste avant la rupture macroscopique, les fractures sont difficilement détectées (*Thompson et al.*, 2006; *Schubnel et al.*, 2007).

Pour caractériser la distribution spatiale des fractures, on calcule les intégrales de corrélation en espace (*Grassberger and Procaccia*, 1983). Dans le cas d'une faille, que l'on considère 1D, une dimension fractale de 1 signifie que les fractures sont distribuées de façon aléatoire sur la longueur de la faille. Une dimension fractale proche de 0, traduit un amasement très important des fractures. Pour les trois macro-ruptures caractérisées ici on observe que (figure 6.5) : i) la dimension fractale varie entre 0.9 (rupture initiale) et 0.8 (rupture A); ii) pour les ruptures initiale et A, on observe une invariance de la distribution sur les intervalles de distance caractérisés; iii) lors de la macro-rupture B, la dimension varie entre 0.8 et 0.9 en fonction des séparations angulaires. On observe donc dans les trois cas, un amasement spatial faible lors des phases pendant lesquelles l'on impose un glissement. Il semble donc que la cicatrisation tend à limiter les hétérogénéités de structure de la faille, conduisant à une distribution quasi-homogène des fractures.

Ce comportement est assez différent de ce que l'on observe lors des expériences à glissement stationnaire imposé pour lesquelles un fort amasement spatial est détecté. La dimension fractale pour un glissement limité à 480 s est de 0.6. Nous avons montré dans le chapitre 5 que les multiplets, principalement générés par le glissement, étaient responsables pour une grande partie de cette forte hétérogénéité spatiale de la déformation. Cependant, les mécanismes sont différents, dans le cas de l'expérience SHS, on ne s'attend pas à observer du glissement macroscopique avant la rupture et donc pas de multiplets associés au glissement des aspérités. Cependant, comme mis en évidence dans le chapitre 5, des multiplets peuvent être associés à la propagation d'un front de rupture. Ce type de signaux pourrait être observé lors de la mise en charge de la faille. Nous n'avons pas réalisé l'étape d'identification des multiplets sur cette expérience.

6.6 Discussion & conclusion

Cette expérience est différente des trois autres présentées dans les chapitres 3 et 4. Lors de cette expérience le glissement est appliqué de façon intermittente, entrecoupé de pé-

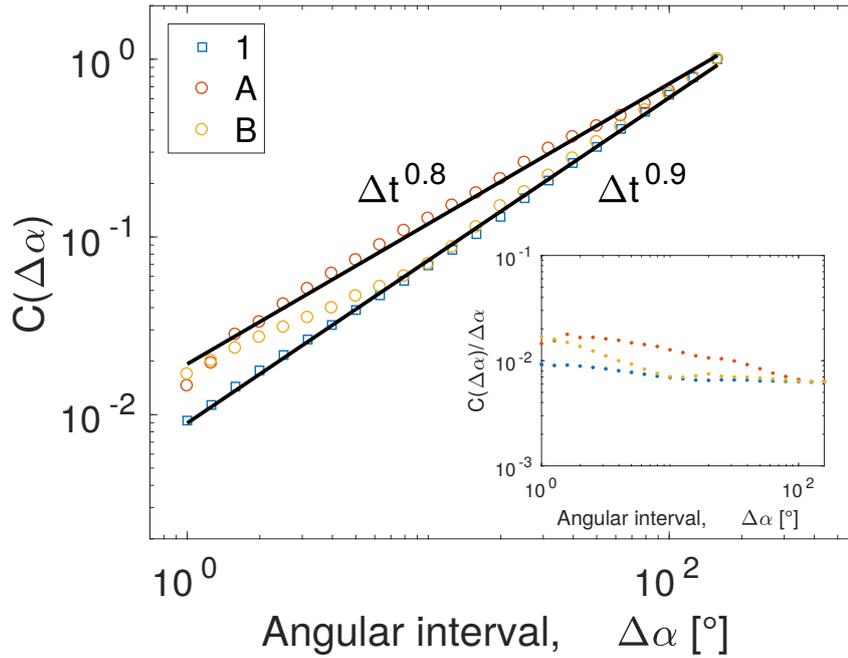


FIGURE 6.5 – Intégrales de corrélation en espace calculées pour les trois ruptures ne prenant en compte que les fractures détectées lors des phases de mise en charge.

riodes où la faille est au repos. Pendant ces phases, la cicatrisation via le regel de l'eau renforce la faille. Cette expérience consiste donc en un cas limite permettant d'explorer le rôle de la cicatrisation sur la sismicité associée à la rupture de la faille.

De façon générale, avant la nucléation de la rupture, on observe des fractures distribuées de façon quasi aléatoire le long de la faille, la dimension fractale de l'intégrale de corrélation en espace varie entre 0.8 et 0.9. Ce type de comportement est observé classiquement dans les essais de fracturation des roches avant la phase de nucléation de la rupture (*Lockner et al.*, 1992; *Lockner*, 1993; *Lei and Ma*, 2014), mais est différent de ce que l'on observe lors des expériences à glissement constant pour lesquelles un fort amassement spatial est observé. Cet amassement est en parti contrôlé par le glissement imposé. Or dans cette expérience il n'y a pas de glissement macroscopique avant la formation de la faille. La fracturation se produit de façon quasi aléatoire le long de la future faille. Cela semble conforter l'idée que la cicatrisation permet de limiter les hétérogénéités de structure et que lors des fractures secondaires la sismicité se distribue spatialement de façon proche de ce qui est observé lors de la rupture initiale.

Les valeurs de b calculées pour la rupture initiale et les deux ruptures suivantes (dans une faille formée et partiellement cicatrisée) sont différentes, mais dans les deux cas inférieures aux valeurs observées lors des expériences à glissement imposé. Lors de cette expérience, on observe donc une augmentation de la fréquence des fractures ayant des magnitudes élevées par rapport aux expériences soumises à un glissement stationnaire.

Dans la croûte terrestre, des variations spatiales, et temporelles, de la valeurs de b sont

également observées. Plusieurs explications ont été proposées, et notamment des dépendances vis à vis : 1) du régime de déformation macroscopique (*Amitrano, 2003*); 2) des mécanismes au foyer (*Gulia and Wiemer, 2010; Schorlemmer et al., 2005*); 3) de la pression de confinement (*Mori and Abercrombie, 1997; Scholz, 2015*); 1) des hétérogénéités de structures de la faille (*Mori and Abercrombie, 1997*).

Dans toutes les expériences présentées dans cette étude, le taux de déformation appliqué est supérieur d'au moins un ordre de grandeur au taux de déformation de la transition ductile/fragile dans la glace. Les variations de b observées ne semblent donc pas être associées à une variation du régime de déformation macroscopique.

Le mécanisme au foyer est identique dans l'ensemble des expériences, i.e. du cisaillement simple. Une différence vient du fait que dans les expériences à taux de glissement constant 1 rpd, 10 rpd et 30 rpd, le cisaillement est accommodé le long d'un plan de glissement, alors que dans l'expérience SHS, le cisaillement est appliqué le long d'une zone de déformation partiellement cicatrisée. Cependant, le mécanisme de déformation restant le même, il n'y a pas de raison que cette différence impacte la valeur de b .

A partir des données expérimentales ou d'observations sismologiques, une dépendance de la valeur de b est observée vis à vis de l'état de contrainte. Une augmentation de la contrainte différentielle est corrélée à une diminution de la valeur de b (*Scholz, 1968a; Amitrano, 2012; Goebel et al., 2013*). Dans la géométrie de l'expérience, il n'y a pas de contrainte normale appliquée. L'augmentation de contrainte pourrait être due à la pression exercée par la formation de la glace étant données les conditions limites (déplacement nul) imposées par le disque interne et la paroi de la cuve. Cependant, cette augmentation de contrainte est faible, voir négligeable, puisque la glace est libre de se déplacer verticalement. Il est donc peu probable qu'une différence de contrainte explique la différence de distribution des fractures.

La distribution des valeurs de b observée en fonction de la profondeur dans la croûte terrestre montre que les séismes tendent à être de plus petites tailles lorsque ils sont générés à faible profondeur. Dans ce cas, la contrainte est supportée par un faible nombre d'aspérités qui sont distribuées de façon hétérogène limitant les chances pour une rupture de se propager car plus facilement stoppée (*Scholz, 1988; Mori and Abercrombie, 1997*). Avec la profondeur, et l'augmentation de la pression de confinement, la densité d'hétérogénéités diminue, créant un champ de contrainte plus homogène favorisant la propagation des ruptures. Dans l'expérience présentée ici, la cicatrisation va : i) lisser les hétérogénéités et réduire le nombre de barrières à la propagation des fractures ; ii) permettre l'accumulation d'une contrainte de cisaillement plus importante et donc permettre aux fractures de se propager sur de plus longues distances.

Le mécanisme de déformation étant le même dans toutes les expériences et étant données que l'on ne s'attend pas à avoir des différences significatives de la pression de confinement

pour les différentes expériences, le rôle des hétérogénéités de structures de la zone de déformation semble être la raison permettant d'expliquer les différences de valeurs de b observées. On observe une augmentation progressive de b avec l'hétérogénéité du milieu, $b = 1.4$ pour la plaque de glace intacte, augmente à 1.9 lors de l'expérience SHS et est d'environ 3 lorsque l'endommagement entre en compétition avec la cicatrisation.

Conclusion

Le but de ce travail de thèse a été de mettre en place une méthode de suivi micro-sismique permettant de caractériser la déformation fragile le long d'une faille dans la glace, avec pour objectif de répondre aux questions suivantes :

- Comment la déformation est accommodée le long de la faille? Quels mécanismes sont observés?
- Comment la vitesse de glissement impacte-elle la sismicité et la déformation? Comment la cohésion impacte-elle la déformation?

La méthode développée dans cette étude et les résultats présentés dans les chapitres précédents ont pour objectifs de répondre à ces questions.

7.1 Mise en place du suivi micro-sismique

Le dispositif expérimental utilisé dans cette étude a initialement été développé par *Weiss et al.* (2016) dans le but de caractériser la déformation fragile lorsque l'endommagement et la cohésion entre en compétition. Pour cela, une faille formée dans une fine plaque de glace est cisailée par l'intermédiaire de la rotation d'un disque pris dans la glace. Les processus de cohésions sont obtenus par le regel de l'eau présente sous la plaque. Du fait de la géométrie, la contrainte normale est faible, limitant le rôle de la friction. La majorité de la résistance au cisaillement est donc issue des mécanismes de cohésion, permettant d'en caractériser le rôle sur la dynamique de la déformation. Cette résistance est mesurée par le couple nécessaire pour appliquer le taux de déformation imposé. Cette mesure correspond donc à la résistance intégrée sur l'ensemble de la longueur de la faille. En plus de la mesure du couple, j'ai mis en place une méthode permettant de réaliser le suivi micro-sismique de la faille. Ces mesures permettent de caractériser la dynamique de la déformation à des échelles temporelles et spatiales plus fines que ce qui est permis par la mesure du couple seule. Les ondes élastiques émises lors de la déformation fragile sont mesurées par un réseau d'accéléromètres positionnés autour de la faille. Du fait de la

géométrie de plaque, les modes de Lamb sont observés (*Rayleigh*, 1888; *Lamb*, 1917). La présence d'eau sous la plaque de glace brise la symétrie et fait que les modes fondamentaux symétrique, antisymétrique et horizontal-transverse ne sont pas observés (*Press and Ewing*, 1951). Cependant, des modes ayant des propriétés proches existent. La propagation des modes quasi-symétrique, QS0, et quasi-antisymétrique, QA0, a été caractérisée lors de l'étude menée en collaboration avec Ludovic Moreau (*Moreau et al.*, 2017) puis lors d'expériences dédiées. L'acquisition du signal sismique est réalisée en continue sur la durée des expériences, la détection et la localisation des fractures sont réalisées a posteriori à partir de méthodes empruntées à la sismologie et adaptées à l'expérience. La détection est réalisée avec une méthode basée sur l'algorithme STA/LTA (*Allen*, 1982). La localisation est réalisée en deux étapes, premièrement par triangulation (en faisant l'hypothèse que les fractures ont toutes lieu sur la faille), puis par double différence (*Got et al.*, 1994; *Lengliné and Marsan*, 2009).

A partir des propriétés du mode QS0 et de relations de proportionnalité estimées à partir d'outils numériques, les longueurs de fractures et les déplacements à la source ont pu être déterminés. En utilisant ces valeurs, les moments sismiques des fractures ont été calculés, permettant de définir une échelle de magnitude qui est utilisée pour comparer les fractures entre elles.

7.2 Comment la déformation est-elle accommodée ?

Dans les conditions testées, on montre que : i) la résistance de la faille diminue en loi puissance du taux de glissement imposé. Cet affaiblissement avec la vitesse ou *rate-weakening* a également été observé dans des essais de friction dans la glace (*Fortt and Schulson*, 2009); ii) les fluctuations du couple tendent à devenir symétriques à hautes vitesses et sont plus fréquentes. Des comportements similaires sont observés dans les milieux granulaires sans cohésion (*Hartley and Behringer*, 2003; *Miller et al.*, 1996); iii) à basses vitesses, on observe des augmentations lentes du couple suivies de phases de relaxation soudaines. Ce comportement est identique aux résultats obtenus par *Weiss et al.* (2016).

La sismicité observée le long de la faille peut être décrite par des lois puissances similaires à celles observées en sismologie et lors d'essais de fracturation. Premièrement, la relation fréquence-magnitude des fractures suit une loi puissance pour les magnitudes les plus élevées. Ce type de régime est similaire à la distribution de Gutenberg-Richter observée pour les séismes (*Gutenberg and Richter*, 1954). La valeur de b , qui caractérise la pente de la distribution, observée dans cette étude est proche de 3 lorsque la cohésion est en compétition avec l'endommagement. Cela traduit le fait que le glissement accommodé par les petites fractures, non détectées par la méthode, contribue au glissement total et ne peut être négligé. Cette propriété de la déformation fait qu'il n'est pas possible pour

l'instant d'estimer un coefficient de couplage de la faille. Dans le cas où la loi puissance observée s'étend vers les petites magnitudes sans changer de régime, nous avons calculé qu'il faut pouvoir détecter et caractériser l'ensemble des fractures jusqu'à une magnitude de -9.2 pour être sûr de contraindre la valeur du couplage sismique. Actuellement, la méthode de détection ne permet de caractériser la sismicité que jusqu'à des magnitudes de -6.5 environ (chapitre 3). Ce comportement est très différent de ce qui est observé en sismologie où le glissement accommodé par les petites fractures est négligeable par rapport aux glissement accommodé par les grands séismes (*Marsan, 2005; Scholz and Campos, 2012*).

Deuxièmement, l'hétérogénéité spatiale et temporelle de la déformation fragile, caractérisée par des intégrales de corrélation, est retrouvée dans l'expérience. Pour les échelles de temps testées, la déformation est intermittente (dimension fractale de 0.8-0.9) et montre une invariance d'échelle. Dans la plupart des cas, nous n'observons pas de réplique, probablement car suite à une fracture de grande taille, l'ensemble de la contrainte est relâchée localement. L'intermittence de la déformation fragile est observée dans la glace (*Weiss, 2001; Marsan and Weiss, 2010*) et dans la croûte terrestre (*Kagan and Jackson, 1991*). L'hétérogénéité spatiale est particulièrement forte, la dimension fractale de la distribution chutant vers zéro lorsque l'intégrale de corrélation est calculée en limitant la rotation imposée. Cette forte hétérogénéité spatiale et temporelle est cohérente avec le fait qu'un nombre important des fractures détectées appartient à des essaims de fractures limités en temps et en espace, les multiplets. De part leurs propriétés, ces multiplets semblent être essentiellement un produit dérivé du glissement imposé. Le nombre de multiplets semble augmenter avec la vitesse imposée, à l'inverse, leur durée moyenne tend à diminuer. A 10 rpd, le coefficient de variation des temps de récurrence au sein des multiplets semble indiquer que dans la majorité des cas les temps de récurrence tendent à être distribués selon une distribution de probabilité en loi de Poisson.

Ces essaims de sismicité peuvent être comparés aux séismes lents observés dans la croûte terrestre (*Delahaye et al., 2009; Segall et al., 2006; Hirose and Obara, 2005; Gardonio et al., 2018; Reverso et al., 2016; Obara and Ito, 2005; Ozawa et al., 2003; Peng and Gombert, 2010*). Dans la croûte terrestre, ces clusters de fractures semblent être déclenchés par des épisodes de déformation transitoires contrôlés par du glissement asismique ou par la migration rapide de fluide/magma. Ces séismes lents ne libèrent qu'une faible partie du moment imposé par le chargement et semblent se produire à l'interface entre les zones de glissement instable et stable.

7.3 Comment la vitesse de chargement impacte-elle la déformation ?

Le chapitre 4 présente une comparaison de la sismicité en fonction de la vitesse de déformation imposée. Nous observons une augmentation du taux de fractures avec la vitesse de chargement. Cependant, entre les trois cas la distance parcourue varie de façon importante. Nous avons donc choisi de comparer la sismicité et la déformation par unité de glissement. En procédant ainsi, nous observons une diminution de l'activité sismique avec l'augmentation de la vitesse de glissement imposée. On note également que pour les trois vitesses testées, les fractures détectées se comportent en moyenne de la même façon, les distributions du nombre de fractures en fonction de la magnitude étant similaires. La diminution du taux de fracturation, par unité de glissement, avec la vitesse reflète donc une diminution du couplage sismique.

En faisant le lien entre les données micro-sismiques et les données de couple, nous observons une augmentation de l'amplitude des chutes de couple avec la magnitude des fractures détectées au même instant. Ce comportement est proche de celui observé en sismologie. Avec l'augmentation de taux de glissement, l'amplitude des chutes de couple mesurées, pour une fracture de magnitude donnée, diminue. Ce résultat n'est que partiellement expliqué par les lois d'échelles observées, et pourrait être due à la diminution du taux de renforcement et du couplage sismique avec le taux de glissement.

Pour les expériences présentées dans le chapitre 4 la cicatrization et l'endommagement de la faille sont en compétition pour contrôler la résistance de la faille. L'analyse préliminaire d'une expérience de type "Slide-Hold-Slide" (chapitre 6) permet d'étudier un cas limite pour lequel la cohésion est le seul mécanisme contrôlant la résistance de la faille entre deux phases de glissement. Dans ce cas, on observe des valeurs de b plus petites que lors des expériences à glissement constant. Lors de l'expérience SHS, la cohésion, en limitant les hétérogénéités de structure i) réduit le nombre d'obstacles à la propagation des ruptures leur permettant de se propager sur de plus longues distances ; ii) permet d'obtenir des contraintes de cisaillement plus élevées ce qui peut conduire à des fractures plus grandes. À l'inverse, lorsque l'endommagement limite la cicatrization de la faille, les fractures observées sont plus petites car plus facilement stoppées. L'idée défendue est que de façon similaire aux séismes, la rupture s'initie de la même façon mais que sa taille finale est contrôlée par les mécanismes qui stoppent sa propagation (*Brune, 1979; Abercrombie and Mori, 1994; Mori and Kanamori, 1996; Mori and Abercrombie, 1997*).

Il serait intéressant de comparer les mécanismes de déformation observés avec ce qui se passe dans la glace de mer, cependant, il y a peu d'informations sur les mécanismes de déformations dans la littérature.

7.4 Perspectives

Lors de cette étude nous avons caractérisé une partie de la dynamique de la déformation de la faille ainsi que les mécanismes présents. Pour continuer l'exploration des mécanismes, il est nécessaire de réaliser l'acquisition micro-sismique dans des gammes de fréquences plus élevées pour permettre la caractérisation de fractures plus petites et à plus hautes-fréquences. L'acquisition à hautes fréquences peut permettre de déterminer les mécanismes aux foyers des ruptures ainsi que suivre la propagation de ruptures. De plus, un plus grand nombre de capteurs paraît nécessaire pour mieux suivre la déformation fragile de la faille. Une plus grande sensibilité peut être atteinte en limitant le bruit électromagnétique induit par le moteur. L'utilisation de câbles blindés peut aider sur ce point. La méthode de détection actuelle peut également être complétée par une étape de détection basée sur le "Template matching" des fractures, i.e. utiliser les fractures déjà détectées pour en identifier d'autres par corrélation-croisées du signal.

Pour l'instant, nous n'avons pas été en mesure de caractériser le ratio entre glissement sismique et asismique lors des expériences de déformation stationnaire. C'est, je pense, un objectif à poursuivre pour des travaux futurs pour prouver que le glissement est accommodé essentiellement de façon asismique, ou chercher à obtenir la meilleure estimation possible. Il est nécessaire d'étendre la gamme de vitesses testée vers de plus faibles valeurs et tester des températures différentes. On s'attend à ce qu'une diminution de la température soit équivalente à une diminution de la vitesse de glissement imposée pour les mécanismes de cohésions et l'évolution de la résistance de la faille. Cependant, je pense que les mécanismes de déformation observés peuvent dépendre du taux de déformation imposé.

Nous avons vu que les expériences avec temps d'arrêt pouvaient nous apporter des informations nouvelles sur le rôle de la cohésion sur la résistance de la faille et la sismicité. Cependant, on constate que la dynamique de la déformation semble être différente lors de l'expérience SHS et des expériences en régimes stationnaires. Les expériences de type SHS étant plus à même de modéliser le comportement d'une aspérité lors de la rupture, alors que les expériences de déformation stationnaire ont pour but de mimer le comportement global d'une faille au cours du temps, sur laquelle un grand nombre d'aspérités sont présentes et interagissent. Ces deux types d'expériences permettent donc de représenter des mécanismes différents. Cependant, il est indispensable de réaliser ces deux types d'essais pour caractériser au mieux la déformation.

Ce travail de thèse a permis de poser les premières pierres permettant de réaliser le suivi micro-sismique de la déformation dans le cas d'une zone de faille analogue. Je suis persuadé que ce dispositif expérimental peut permettre de mieux caractériser les mécanismes de déformation, et que l'utilisation du signal micro-sismique à beaucoup à apporter.

Bibliographie

- Abercrombie, R., and J. Mori (1994), Local observations of the onset of a large earthquake : 28 june 1992 landers, california, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 84(3), 725–734.
- Abercrombie, R. E. (1995), Earthquake source scaling relationships from -1 to 5 M_L using seismograms recorded at 2.5-km depth, *Journal of Geophysical Research*, 100, 24, doi: 10.1029/95JB02397.
- Aki, K. (1966), Generation and propagation of g waves from the niigata earthquake of june 16, 1964. part 2. estimation of earthquake movement, released energy, and stress-strain drop from the g wave spectrum, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 44, 73–88.
- Allen, R. (1982), Automatic phase pickers : their present use and future prospects, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 72(6B), S225–S242.
- Allmann, B. P., and P. M. Shearer (2009), Global variations of stress drop for moderate to large earthquakes, *Journal of Geophysical Research (Solid Earth)*, 114, B01310, doi: 10.1029/2008JB005821.
- Allstadt, K., and S. D. Malone (2014), Swarms of repeating stick-slip icequakes triggered by snow loading at Mount Rainier volcano, *Journal of Geophysical Research (Earth Surface)*, 119, 1180–1203, doi: 10.1002/2014JF003086.
- Amitrano, D. (2003), Brittle-ductile transition and associated seismicity : Experimental and numerical studies and relationship with the b value, *Journal of Geophysical Research (Solid Earth)*, 108, 2044, doi: 10.1029/2001JB000680.
- Amitrano, D. (2012), Variability in the power-law distributions of rupture events, *The European Physical Journal Special Topics*, 205(1), 199–215.
- Avouac, J.-P. (2015), From Geodetic Imaging of Seismic and Aseismic Fault Slip to Dynamic Modeling of the Seismic Cycle, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 43, 233–271, doi: 10.1146/annurev-earth-060614-105302.

- Beyreuther, M., R. Barsch, L. Krischer, T. Megies, Y. Behr, and J. Wassermann (2010), Obspy : A python toolbox for seismology, *Seismological Research Letters*, 81(3), 530–533.
- Bird, P., and Y. Y. Kagan (2003), Plate-Tectonic Analysis of Shallow Seismicity : Apparent Boundary Width, beta-Value, Corner Magnitude, Coupled Lithosphere Thickness, and Coupling in 7 Tectonic Settings, *AGU Fall Meeting Abstracts*, S32D-08.
- Bird, P., Y. Y. Kagan, and D. D. Jackson (2002), Plate tectonics and earthquake potential of spreading ridges and oceanic transform faults, *Plate Boundary Zones*, pp. 203–218.
- Bird, P., Y. Y. Kagan, D. D. Jackson, F. P. Schoenberg, and M. J. Werner (2009), Linear and Nonlinear Relations between Relative Plate Velocity and Seismicity, *The Bulletin of the Seismological Society of America*, 99, 3097–3113, doi: 10.1785/0120090082.
- Blanpied, M., D. Lockner, and J. Byerlee (1991), Fault stability inferred from granite sliding experiments at hydrothermal conditions, *Geophysical Research Letters*, 18, 609–612.
- Boettcher, M., and T. Jordan (2001), Seismic behavior of oceanic transform faults, in *AGU Fall Meeting Abstracts*.
- Brace, W. F., and J. D. Byerlee (1966), Stick-Slip as a Mechanism for Earthquakes, *Science*, 153, 990–992, doi: 10.1126/science.153.3739.990.
- Brune, J. N. (1968), Seismic moment, seismicity, and rate of slip along major fault zones, *Journal of Geophysical Research*, 73(2), 777–784.
- Brune, J. N. (1979), Implications of earthquake triggering and rupture propagation for earthquake prediction based on premonitory phenomena, *Journal of Geophysical Research*, 84, 2195–2198, doi: 10.1029/JB084iB05p02195.
- Burr, N. C., and S. C. Solomon (1978), The relationship of source parameters of oceanic transform earthquakes to plate velocity and transform length, *Journal Of Geophysical Research*, 83, 1193–1205, doi: 10.1029/JB083iB03p01193.
- Byerlee, J. D. (1970), The mechanics of stick-slip, *Tectonophysics*, 9, 475–486, doi: 10.1016/0040-1951(70)90059-4.
- Causse, M., L. A. Dalguer, and P. M. Mai (2014), Variability of dynamic source parameters inferred from kinematic models of past earthquakes, *Geophysical Journal International*, 196, 1754–1769, doi: 10.1093/gji/ggt478.
- Chauve, T., M. Montagnat, F. Barou, K. Hidas, A. Tommasi, and P. Vacher (2015), Strain field evolution during creep on ice. Impact of dynamic recrystallization mechanisms., in *EGU General Assembly Conference Abstracts*, *EGU General Assembly Conference Abstracts*, vol. 17, p. 4871.

- Cowie, P. A., C. H. Scholz, M. Edwards, and A. Malinverno (1993), Fault strain and seismic coupling on mid-ocean ridges, *Journal of Geophysical Research*, 98, 17.
- Daniel, G., D. Marsan, and M. Bouchon (2008), Earthquake triggering in southern Iceland following the June 2000 M_s 6.6 doublet, *Journal of Geophysical Research (Solid Earth)*, 113, B05310, doi: 10.1029/2007JB005107.
- De Natale, G., and A. Zollo (1986), Statistical analysis and clustering features of the phlegraeon fields earthquake sequence (may 1983-may 1984), *Bulletin of the Seismological Society of America*, 76(3), 801–814.
- Delahaye, E. J., J. Townend, M. E. Reyners, and G. Rogers (2009), Microseismicity but no tremor accompanying slow slip in the Hikurangi subduction zone, New Zealand, *Earth and Planetary Science Letters*, 277, 21–28, doi: 10.1016/j.epsl.2008.09.038.
- Deschanel, S., W. B. Rhouma, and J. Weiss (2017), Acoustic emission multiplets as early warnings of fatigue failure in metallic materials, *Scientific reports*, 7(1), 13,680.
- Dieterich, J. H. (1972), Time-dependent friction in rocks, *Journal of Geophysical Research*, 77, 3690–3697, doi: 10.1029/JB077i020p03690.
- Dieterich, J. H. (1978), Time-dependent friction and the mechanics of stick-slip, *pure and applied geophysics*, 116(4-5), 790–806.
- Dieterich, J. H. (1979a), Modeling of rock friction : 1. experimental results and constitutive equations, *Journal of Geophysical Research*, 84, 2161–2168, doi: 10.1029/JB084iB05p02161.
- Dieterich, J. H. (1979b), Modeling of rock friction : 2. simulation of preseismic slip, *Journal of Geophysical Research*, 84, 2169–2175, doi: 10.1029/JB084iB05p02169.
- Dieterich, J. H., and B. D. Kilgore (1994), Direct observation of frictional contacts : New insights for state-dependent properties, *Pure and Applied Geophysics*, 143(1-3), 283–302.
- Duval, P., M. Ashby, and I. Anderman (1983), Rate-controlling processes in the creep of polycrystalline ice, *The Journal of Physical Chemistry*, 87(21), 4066–4074.
- Fortt, A., and E. Schulson (2009), Velocity-dependent friction on coulombic shear faults in ice, *Acta Materialia*, 57(15), 4382–4390.
- Frank, W. B., M. Radiguet, B. Rousset, N. M. Shapiro, A. L. Husker, V. Kostoglodov, N. Cotte, and M. Campillo (2015), Uncovering the geodetic signature of silent slip through repeating earthquakes, *Geophysical Research Letter*, 42, 2774–2779, doi: 10.1002/2015GL063685.

- Gammon, P., H. Kieft, and M. Clouter (1983), Elastic constants of ice samples by Brillouin spectroscopy, *The Journal of Physical Chemistry*, 87(21), 4025–4029.
- Gardner, J., and L. Knopoff (1974), Is the sequence of earthquakes in southern California, with aftershocks removed, Poissonian?, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 64(5), 1363–1367.
- Gardonio, B., D. Marsan, A. Socquet, M. Bouchon, J. Jara, Q. Sun, N. Cotte, and M. Campillo (2018), Revisiting Slow Slip Events Occurrence in Boso Peninsula, Japan, Combining GPS Data and Repeating Earthquakes Analysis, *Journal of Geophysical Research (Solid Earth)*, 123, 1502–1515, doi: 10.1002/2017JB014469.
- GDRMidi (2004), On dense granular flows, *European Physical Journal E*, 14, 341–365, doi: 10.1140/epje/i2003-10153-0.
- Gerstenberger, M., S. Wiemer, and D. Giardini (2001), A systematic test of the hypothesis that the b value varies with depth in California, *Geophysical Research Letters*, 28, 57–60.
- Goebel, T. H. W., D. Schorlemmer, T. W. Becker, G. Dresen, and C. G. Sammis (2013), Acoustic emissions document stress changes over many seismic cycles in stick-slip experiments, *Geophysical Research Letters*, 40, 2049–2054, doi: 10.1002/grl.50507.
- Goebel, T. H. W., C. G. Sammis, T. W. Becker, G. Dresen, and D. Schorlemmer (2015), A Comparison of Seismicity Characteristics and Fault Structure Between Stick-Slip Experiments and Nature, *Pure and Applied Geophysics*, 172, 2247–2264, doi: 10.1007/s00024-013-0713-7.
- Goebel, T. H. W., G. Kwiatek, T. W. Becker, E. E. Brodsky, and G. Dresen (2017), What allows seismic events to grow big? : Insights from b-value and fault roughness analysis in laboratory stick-slip experiments, *Geology*, 45, 815–818, doi: 10.1130/G39147.1.
- Got, J.-L., J. Fréchet, and F. W. Klein (1994), Deep fault plane geometry inferred from multiplet relative relocation beneath the south flank of Kilauea, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 99(B8), 15,375–15,386.
- Grassberger, P., and I. Procaccia (1983), Characterization of strange attractors, *Physical Review Letters*, 50, 346–349.
- Gulia, L., and S. Wiemer (2010), The influence of tectonic regimes on the earthquake size distribution : A case study for Italy, *Geophysical Research Letters*, 37, L10305, doi: 10.1029/2010GL043066.
- Gutenberg, B., and C. Richter (1954), *Seismicity of the earth : Princeton, NJ*, Princeton Univ. Press.

- Handin, J. (1969), On the coulomb-mohr failure criterion, *Journal of Geophysical Research*, 74(22), 5343–5348, doi: 10.1029/JB074i022p05343.
- Hanks, T. C. (1977), Earthquake stress drops, ambient tectonic stresses and stresses that drive plate motions, *Pure and Applied Geophysics*, 115, 441–458, doi: 10.1007/BF01637120.
- Hanks, T. C., and H. Kanamori (1979), A moment magnitude scale, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 84(B5), 2348–2350.
- Hartley, R., and R. Behringer (2003), Logarithmic rate dependence of force networks in sheared granular materials, *Nature*, 421(6926), 928–931.
- Heaton, T. H. (1990), Evidence for and implications of self-healing pulses of slip in earthquake rupture, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 64, 1–20, doi: 10.1016/0031-9201(90)90002-F.
- Helmstetter, A., B. Nicolas, P. Comon, and M. Gay (2015), Basal icequakes recorded beneath an Alpine glacier (Glacier d'Argentière, Mont Blanc, France) : Evidence for stick-slip motion?, *Journal of Geophysical Research (Earth Surface)*, 120, 379–401, doi: 10.1002/2014JF003288.
- Hirose, H., and K. Obara (2005), Repeating short- and long-term slow slip events with deep tremor activity around the Bungo channel region, southwest Japan, *Earth, Planets, and Space*, 57, 961–972, doi: 10.1186/BF03351875.
- Hirose, H., T. Matsuzawa, T. Kimura, and H. Kimura (2014), The Boso slow slip events in 2007 and 2011 as a driving process for the accompanying earthquake swarm, *Geophysical Research Letter*, 41, 2778–2785, doi: 10.1002/2014GL059791.
- Ide, S. (2013), The proportionality between relative plate velocity and seismicity in subduction zones, *Nature Geoscience*, 6, 780–784, doi: 10.1038/ngeo1901.
- Ide, S., and G. C. Beroza (2001), Does apparent stress vary with earthquake size?, *Geophysical Research Letter*, 28, 3349–3352, doi: 10.1029/2001GL013106.
- Ide, S., G. C. Beroza, D. R. Shelly, and T. Uchide (2007), A scaling law for slow earthquakes, *Nature*, 447, 76–79, doi: 10.1038/nature05780.
- Johnston, M. J. S., A. T. Linde, M. T. Gladwin, and R. D. Borchardt (1987), Fault failure with moderate earthquakes, *Tectonophysics*, 144, 189–206, doi: 10.1016/0040-1951(87)90017-5.
- Kagan, Y. (1991), Fractal dimension of brittle fracture, *Journal of Nonlinear Science*, 1(1), 1–16.

- Kagan, Y. Y., and D. D. Jackson (1991), Long-Term Earthquake Clustering, *Geophysical Journal International*, 104, 117–134, doi: 10.1111/j.1365-246X.1991.tb02498.x.
- Kagan, Y. Y., and L. Knopoff (1980), Spatial distribution of earthquakes : the two-point correlation function, *Geophysical Journal*, 62, 303–320, doi: 10.1111/j.1365-246X.1980.tb04857.x.
- Kanamori, H. (1977), The energy release in great earthquakes, *Journal of Geophysical Research*, 82, 2981–2987.
- Kanamori, H., and C. R. Allen (1986), Earthquake repeat time and average stress drop, *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, 37, 227–235, doi: 10.1029/GM037p0227.
- Kanamori, H., and D. L. Anderson (1975), Theoretical basis of some empirical relations in seismology, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 65(5), 1073–1095.
- Kanamori, H., and L. Rivera (2006), Energy partitioning during an earthquake, *Washington DC American Geophysical Union Geophysical*, 170, 3–13.
- Karner, S. L., C. Marone, and B. Evans (1997), Laboratory study of fault healing and lithification in simulated fault gouge under hydrothermal conditions, *Tectonophysics*, 277(1-3), 41–55.
- Lachaud, C., D. Marsan, M. Montagnat, J. Weiss, L. Moreau, and F. Gimbert (2019), Microseismic monitoring of an ice plate to characterize its deformation, manuscript submitted for publication.
- Lamb, H. (1917), On Waves in an Elastic Plate, *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 93, 114–128, doi: 10.1098/rspa.1917.0008.
- Lay, T., and H. Kanamori (1981), An asperity model of large earthquake sequences, *Earthquake Prediction*, pp. 579–592.
- Lay, T., and T. C. Wallace (1995), *Modern global seismology*, vol. 58, Elsevier.
- Lei, X., and S. Ma (2014), Laboratory acoustic emission study for earthquake generation process, *Earthquake Science*, 27, 627–646, doi: 10.1007/s11589-014-0103-y.
- Lengliné, O., and D. Marsan (2009), Inferring the coseismic and postseismic stress changes caused by the 2004 mw= 6 parkfield earthquake from variations of recurrence times of microearthquakes, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 114(B10).
- Li, Y.-G., J. E. Vidale, K. Aki, F. Xu, and T. Burdette (1998), Evidence of Shallow Fault Zone Strengthening After the 1992 M7.5 Landers, California, Earthquake, *Science*, 279, 217, doi: 10.1126/science.279.5348.217.

- Liu, Y., and J. R. Rice (2005), Aseismic slip transients emerge spontaneously in three-dimensional rate and state modeling of subduction earthquake sequences, *Journal of Geophysical Research (Solid Earth)*, 110, B08307, doi: 10.1029/2004JB003424.
- Lockner, D. (1993), The role of acoustic emission in the study of rock fracture, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, 30(7), 883–899.
- Lockner, D., J. Byerlee, V. Kuksenko, A. Ponomarev, and A. Sidorin (1992), Observations of quasistatic fault growth from acoustic emissions, *International geophysics series*, 51, 3–3.
- Lockner, D. A., J. D. Byerlee, V. Kuksenko, A. Ponomarev, and A. Sidorin (1991), Quasistatic fault growth and shear fracture energy in granite, *Nature*, 350, 39–42, doi: 10.1038/350039a0.
- Lohman, R. B., and J. J. McGuire (2007), Earthquake swarms driven by aseismic creep in the Salton Trough, California, *Journal of Geophysical Research (Solid Earth)*, 112, B04405, doi: 10.1029/2006JB004596.
- Madariaga, R. (1976), Dynamics of an expanding circular fault, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 66(3), 639–666.
- Marone, C. (1998), Laboratory-Derived Friction Laws and Their Application to Seismic Faulting, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 26, 643–696, doi: 10.1146/annurev.earth.26.1.643.
- Marone, C. (1998), The effect of loading rate on static friction and the rate of fault healing during the earthquake cycle, *Nature*, 391(6662), 69–72.
- Marone, C., J. E. Vidale, and W. L. Ellsworth (1995), Fault healing inferred from time dependent variations in source properties of repeating earthquakes, *Geophysical Research Letters*, 22(22), 3095–3098.
- Marsan, D. (2005), The role of small earthquakes in redistributing crustal elastic stress, *Geophysical Journal International*, 163, 141–151.
- Marsan, D., and J. Weiss (2010), Space/time coupling in brittle deformation at geophysical scales, *Earth and Planetary Science Letters*, 296(3), 353–359.
- McGuire, J. (2003), Immediate foreshock sequences of oceanic transform earthquakes on the east pacific rise, *The Bulletin of the Seismological Society of America*, 93, 948–952.
- McGuire, J. J., M. S. Boettcher, and T. H. Jordan (2005), Foreshock sequences and short-term earthquake predictability on east pacific rise transform faults, *Nature*, 434, 457–461.

- Miller, B., C. O'Hern, and R. Behringer (1996), Stress fluctuations for continuously sheared granular materials, *Physical Review Letters*, 77(15), 3110–3113.
- Mogi, K. (1962), Magnitude-frequency relation for elastic shocks accompanying fractures of various materials and some related problems in earthquakes, *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 40, 831–853.
- Mogi, K. (1967), Earthquakes and fractures, *Tectonophysics*, 5, 35–55, doi: 10.1016/0040-1951(67)90043-1.
- Montagnat, M., and E. M. Schulson (2003), On friction and surface cracking during sliding of ice on ice, *Journal of Glaciology*, 49, 391–396, doi: 10.3189/172756503781830647.
- Montgomery-Brown, E. K., P. Segall, and A. Miklius (2009), Kilauea slow slip events : Identification, source inversions, and relation to seismicity, *Journal of Geophysical Research (Solid Earth)*, 114, B00A03, doi: 10.1029/2008JB006074.
- Montgomery-Brown, E. K., C. H. Thurber, C. J. Wolfe, and P. Okubo (2013), Slow slip and tremor search at Kilauea Volcano, Hawaii, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 14, 367–384, doi: 10.1002/ggge.20044.
- Moore, D. E., D. A. Lockner, H. Ito, and R. Ikeda (1999), Correlation of deformation textures with laboratory measurements of permeability and strength of nojima fault zone core samples, in *Proc. Int. Workshop on the Nojima Fault Core and Borehole Data Analysis*, pp. 159–166, Citeseer.
- Moreau, L., C. Lachaud, R. Théry, M. V. Predoi, D. Marsan, E. Larose, J. Weiss, and M. Montagnat (2017), Monitoring ice thickness and elastic properties from the measurement of leaky guided waves : A laboratory experiment, *The Journal of the Acoustical Society of America*, 142(5), 2873–2880.
- Mori, J., and R. E. Abercrombie (1997), Depth dependence of earthquake frequency-magnitude distributions in California : Implications for rupture initiation, *Journal of Geophysical Research*, 102, 15, doi: 10.1029/97JB01356.
- Mori, J., and H. Kanamori (1996), Initial rupture of earthquakes in the 1995 Ridgecrest, California Sequence, *Geophysical Research Letters*, 23, 2437–2440, doi: 10.1029/96GL02491.
- Muhuri, S. K., T. A. Dewers, T. E. Scott, and Z. Reches (2003), Interseismic fault strengthening and earthquake-slip instability : Friction or cohesion?, *Geology*, 31(10), 881–884.
- Nadeau, R., M. Antolik, P. Johnson, W. Foxall, and T. McEvilly (1994), Seismological studies at parkfield iii : Microearthquake clusters in the study of fault-zone dynamics, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 84(2), 247–263.

- Nadeau, R., W. Foxall, and T. McEvelly (1995), Clustering and periodic recurrence of microearthquakes on the san andreas fault at parkfield, california, *Science*, 267(5197), 503–507.
- Nadeau, R. M., and L. R. Johnson (1998), Seismological studies at parkfield vi : Moment release rates and estimates of source parameters for small repeating earthquakes, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 88(3), 790–814.
- Nadeau, R. M., and T. V. McEvelly (1999), Fault slip rates at depth from recurrence intervals of repeating microearthquakes, *Science*, 285(5428), 718–721.
- Nishimura, T., S. Miura, K. Tachibana, K. Hashimoto, T. Sato, S. Hori, E. Murakami, T. Kono, K. Nida, M. Mishina, et al. (2000), Distribution of seismic coupling on the subducting plate boundary in northeastern japan inferred from gps observations, *Tectonophysics*, 323(3-4), 217–238.
- Obara, K., and Y. Ito (2005), Very low frequency earthquakes excited by the 2004 off the Kii peninsula earthquakes : A dynamic deformation process in the large accretionary prism, *Earth, Planets, and Space*, 57, 321–326, doi: 10.1186/BF03352570.
- Ozawa, S., S. Miyazaki, Y. Hatanaka, T. Imakiire, M. Kaidzu, and M. Murakami (2003), Characteristic silent earthquakes in the eastern part of the Boso peninsula, Central Japan, *Geophysical Research Letter*, 30, 1283, doi: 10.1029/2002GL016665.
- Pacheco, J. F., L. R. Sykes, and C. H. Scholz (1993), Nature of seismic coupling along simple plate boundaries of the subduction type, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 98(B8), 14,133–14,159.
- Peng, Z., and J. Gomberg (2010), An integrated perspective of the continuum between earthquakes and slow-slip phenomena, *Nature Geoscience*, 3, 599–607, doi: 10.1038/ngeo940.
- Ponomarev, A. V., A. D. Zavyalov, V. B. Smirnov, and D. A. Lockner (1997), Physical modeling of the formation and evolution of seismically active fault zones, *Tectonophysics*, 277, 57–81, doi: 10.1016/S0040-1951(97)00078-4.
- Press, F., and M. Ewing (1951), Propagation of elastic waves in a floating ice sheet, *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 32(5), 673–678.
- Raleigh, B. (1977), Prediction of haicheng earthquake, *EOS. Trans. Am. Geophys. Union*, 58, 236–272.
- Rayleigh, L. (1888), On the free vibrations of an infinite plate of homogeneous isotropic elastic matter, *Proceedings of the London Mathematical Society*, 1(1), 225–237.

- Renard, F., S. Beauprêtre, C. Voisin, D. Zigone, T. Candela, D. K. Dysthe, and J.-P. Gratier (2012), Strength evolution of a reactive frictional interface is controlled by the dynamics of contacts and chemical effects, *Earth and Planetary Science Letters*, 341, 20–34.
- Reverso, T., D. Marsan, A. Helmstetter, and B. Enescu (2016), Background seismicity in Boso Peninsula, Japan : Long-term acceleration, and relationship with slow slip events, *Geophysical Research Letter*, 43, 5671–5679, doi: 10.1002/2016GL068524.
- Roland, E., and J. J. McGuire (2009), Earthquake swarms on transform faults, *Geophysical Journal International*, 178, 1677–1690.
- Ruina, A. (1983), Slip instability and state variable friction laws, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 88(B12), 10,359–10,370.
- Saragiotis, C. D., L. J. Hadjileontiadis, and S. M. Panas (2002), PAI-S/K : A robust automatic seismic P phase arrival identification scheme, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 40, 1395–1404, doi: 10.1109/TGRS.2002.800438.
- Savage, J., J. Byerlee, and D. Lockner (1996), Is internal friction friction?, *Geophysical research letters*, 23(5), 487–490.
- Scholz, C. H. (1968a), The frequency-magnitude relation of microfracturing in rock and its relation to earthquakes, *Bulletin of the seismological society of America*, 58(1), 399–415.
- Scholz, C. H. (1968b), Experimental study of the fracturing process in brittle rock, *Journal of Geophysical Research*, 73, 1447–1454.
- Scholz, C. H. (1968c), Microfracturing and the inelastic deformation of rock in compression, *Journal of Geophysical Research*, 73, 1417–1432.
- Scholz, C. H. (1972), Crustal movements in tectonic areas, *Tectonophysics*, 14, 201–217.
- Scholz, C. H. (1988), The brittle-plastic transition and the depth of seismic faulting, *Geologische Rundschau*, 77(1), 319–328.
- Scholz, C. H. (1988), The critical slip distance for seismic faulting, *Nature*, 336, 761–763, doi: 10.1038/336761a0.
- Scholz, C. H. (2002), *The Mechanics of Earthquakes and Faulting*, 2 ed., Cambridge University Press.
- Scholz, C. H. (2015), On the stress dependence of the earthquake b value, *Geophysical Research Letters*, 42, 1399–1402.
- Scholz, C. H., and J. Campos (2012), The seismic coupling of subduction zones revisited, *Journal of Geophysical Research (Solid Earth)*, 117.

- Scholz, C. H., and P. A. Cowie (1990), Determination of total strain from faulting using slip measurements, *Nature*, 346, 837–839.
- Scholz, C. H., C. A. Aviles, and S. G. Wesnousky (1986), Scaling differences between large interplate and intraplate earthquakes, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 76(1), 65–70.
- Schorlemmer, D., S. Wiemer, and M. Wyss (2005), Variations in earthquake-size distribution across different stress regimes, *Nature*, 437, 539–542, doi: 10.1038/nature04094.
- Schubnel, A., B. D. Thompson, J. Fortin, Y. Guéguen, and R. P. Young (2007), Fluid-induced rupture experiment on Fontainebleau sandstone : Premonitory activity, rupture propagation, and aftershocks, *Geophysical Research Letters*, 34, L19307, doi: 10.1029/2007GL031076.
- Schulson, E. M., and P. Duval (2009), *Creep and Fracture of Ice*, 416 pp., Cambridge University Press.
- Schulson, E. M., P. Lim, and R. Lee (1984), A brittle to ductile transition in ice under tension, *Philosophical Magazine A*, 49(3), 353–363.
- Segall, P., E. K. Desmarais, D. Shelly, A. Miklius, and P. Cervelli (2006), Earthquakes triggered by silent slip events on Kīlauea volcano, Hawaii, *Nature*, 442, 71–74, doi: 10.1038/nature04938.
- Shen, Z.-K., D. D. Jackson, Y. Feng, M. Cline, M. Kim, P. Fang, and Y. Bock (1994), Postseismic deformation following the landers earthquake, california, 28 june 1992, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 84(3), 780–791.
- Sobolev, P. O., and D. V. Rundquist (1999), Seismicity of oceanic and continental rifts : a geodynamic approach, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 111, 253–266, doi: 10.1016/S0031-9201(98)00165-4.
- Solomon, S. C., and N. C. Burr (1979), The relationship of source parameters of ridge-crest and transform earthquakes to the thermal structure of oceanic lithosphere, *Tectonophysics*, 55, 107–126, doi: 10.1016/0040-1951(79)90337-8.
- Sykes, L. R. (1970), Earthquake swarms and sea-floor spreading, *Journal of Geophysical Research*, 75, 6598–6611.
- Tadokoro, K., and M. Ando (2002), Evidence for rapid fault healing derived from temporal changes in s wave splitting, *Geophysical Research Letters*, 29(4), 6–1.
- Tadokoro, K., M. Ando, and Y. Umeda (1999), S wave splitting in the aftershock region of the 1995 Hyogo-ken Nanbu earthquake, *Journal of Geophysical Research*, 104, 981–991, doi: 10.1029/1998JB900024.

- Tenthorey, E., and S. F. Cox (2006), Cohesive strengthening of fault zones during the interseismic period : An experimental study, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 111(B9).
- Thelen, W. A., K. Allstadt, S. de Angelis, S. D. Malone, S. C. Moran, and J. Vidale (2013), Shallow repeating seismic events under an alpine glacier at Mount Rainier, Washington, USA, *Journal of Glaciology*, 59, 345–356, doi: 10.3189/2013JoG12J111.
- Thompson, B. D., R. P. Young, and D. A. Lockner (2006), Fracture in Westerly Granite under AE Feedback and Constant Strain Rate Loading : Nucleation, Quasi-static Propagation, and the Transition to Unstable Fracture Propagation, *Pure and Applied Geophysics*, 163, 995–1019, doi: 10.1007/s00024-006-0054-x.
- Traversa, P., and J.-R. Grasso (2009), Brittle Creep Damage as the Seismic Signature of Dyke Propagations within Basaltic Volcanoes, *The Bulletin of the Seismological Society of America*, 99, 2035–2043, doi: 10.1785/0120080275.
- Uchida, N., T. Matsuzawa, A. Hasegawa, and T. Igarashi (2003), Interplate quasi-static slip off sanriku, ne japan, estimated from repeating earthquakes, *Geophysical Research Letters*, 30.
- Utsu, T. (1961), A statistical study on the occurrence of aftershocks, *Geophys. Mag.*, 30, 521–605.
- Utsu, T. (2002), Statistical features of seismicity, *International Handbook of Earthquake and Engineering Seismology*, pp. 719–732.
- Vallée, M., J.-M. Nocquet, J. Battaglia, Y. Font, M. Segovia, M. Régnier, P. Mothes, P. Jarvin, D. Cisneros, S. Vaca, H. Yepes, X. Martin, N. Béthoux, and M. Chlieh (2013), Intense interface seismicity triggered by a shallow slow slip event in the Central Ecuador subduction zone, *Journal of Geophysical Research (Solid Earth)*, 118, 2965–2981, doi: 10.1002/jgrb.50216.
- Vidale, J. E., W. L. Elisworth, A. Cole, and C. Marone (1994), Variations in rupture process with recurrence interval in a repeated small earthquake, *Nature*, 368, 624–626, doi: 10.1038/368624a0.
- Vidale, J. E., A. J. Hotovec, A. Ghosh, K. C. Creager, and J. Gomberg (2011), Tiny intraplate earthquakes triggered by nearby episodic tremor and slip in Cascadia, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 12, Q06005, doi: 10.1029/2011GC003559.
- Weiss, J. (2001), Fracture and fragmentation of ice : a fractal analysis of scale invariance, *Engineering Fracture Mechanics*, 68(17-18), 1975–2012.
- Weiss, J., and E. M. Schulson (2009), Coulombic faulting from the grain scale to the geophysical scale : lessons from ice, *Journal of Physics D : Applied Physics*, 42(21), 214,017.

- Weiss, J., V. Pellissier, D. Marsan, L. Arnaud, and F. Renard (2016), Cohesion versus friction in controlling the long-term strength of self-healing experimental fault, *Journal of Geophysical Research - Solid Earth*.
- Wiemer, S., and K. Katsumata (1999), Spatial variability of seismicity parameters in aftershock zones, *Journal of Geophysical Research*, 104, 13.
- Wiemer, S., and M. Wyss (2002), Mapping spatial variability of the frequency-magnitude distribution of earthquakes, *Advances in Geophysics*, 45, 259.
- Wiemer, S., S. R. McNutt, and M. Wyss (1998), Temporal and three-dimensional spatial analyses of the frequency-magnitude distribution near long valley caldera, California, *Geophysical Journal International*, 134, 409–421.

Caractérisation expérimentale de l'épaisseur et des propriétés élastiques d'une plaque de glace par mesure des ondes guidées.

Résumé

Mesurer l'évolution de l'épaisseur et des propriétés mécaniques de la glace de mer reste aujourd'hui un défi. Il est globalement admis que la banquise disparaît plus vite que ce que les modèles actuels prédisent. La caractérisation détaillée de l'épaisseur et des propriétés mécaniques de la glace de mer peut permettre d'améliorer notre compréhension de sa déformation. Du fait de la géométrie de plaque de la banquise, les modes de Lamb générés par le bruit ambiant se propagent. Ces modes sont particulièrement sensibles à la géométrie et aux propriétés mécanique du milieu. Dans cette étude, nous testons en laboratoire une méthode permettant de mesurer les propriétés de la banquise à partir de la mesure des ondes guidées se propageant dans une plaque de glace.

Un élément piézo-électrique est utilisé pour exciter les modes guidés. Pour chaque expérience, deux pulses centrés sur 25 kHz et 75 kHz ayant une largeur de bande de 50 kHz sont émis et 8 positions de sources différentes sont utilisées. Le signal est mesuré par 32 accéléromètres alignés et séparés de 1 cm. Au final, chaque acquisition consiste en 8×32 signaux. Du fait de la perte importante d'énergie dans l'eau présente sous la plaque, la méthode classique par transformée de Fourier en temps et en espace ne permet pas de retrouver les courbes de dispersion. A la place, une méthode de traitement par décomposition en valeurs singulières ("Singular Value Decomposition", SVD) est utilisée. Cette méthode permet de séparer efficacement le signal du bruit. Les courbes de dispersion

obtenues montrent que la présence d'eau modifie la propagation des modes de Lamb. Les modes symétriques et antisymétrique fondamentaux S0 et A0 sont remplacés par des modes différents, bien que similaires (notés QS0 et QA0). En plus de ces deux modes, on observe le mode de quasi-Scholte (QS) qui correspond à une onde se propageant à l'interface glace/eau. Le mode QS est dominant sur le mode QA0 pour des fréquences inférieures à 50 kHz. Cette tendance s'inverse pour des fréquences supérieures.

On cherche à inverser l'épaisseur et les vitesses des ondes longitudinales et transversales pour déterminer le module de Young et le coefficient de Poisson de la glace. L'inversion des propriétés de la plaque est réalisée minimisant la fonction coût entre les données expérimentales et les paramètres issus de l'équation de dispersion des ondes de Lamb dans le cas d'une plaque flottante. Dans les cas testés, les résultats obtenus par cette méthode sont similaires à l'épaisseur mesurée expérimentalement et aux propriétés élastiques de la glace trouvées dans la bibliographie.

Monitoring ice thickness and elastic properties from the measurement of leaky guided waves: A laboratory experiment

Ludovic Moreau,^{1,a)} Cédric Lachaud,^{2,b)} Romain Théry,¹ Mihai V. Predoi,³ David Marsan,⁴ Eric Larose,¹ Jérôme Weiss,¹ and Maurine Montagnat²

¹ISTerre, University Grenoble Alpes, 1381 Rue de la Piscine, F-38000 Grenoble, France

²IGE, University Grenoble Alpes, 414 Rue de la Piscine, F-38000 Grenoble, France

³Department of Mechanics, University Politehnica of Bucharest, Splaiul Independentei 313, Bucarest 060042, Romania

⁴ISTerre, University Savoie Mont Blanc, Campus Scientifique, F-73000 Chambéry, France

(Received 23 June 2017; revised 14 October 2017; accepted 19 October 2017; published online 13 November 2017)

The decline of Arctic sea ice extent is one of the most spectacular signatures of global warming, and studies converge to show that this decline has been accelerating over the last four decades, with a rate that is not reproduced by climate models. To improve these models, relying on comprehensive and accurate field data is essential. While sea ice extent and concentration are accurately monitored from microwave imagery, an accurate measure of its thickness is still lacking. Moreover, measuring observables related to the mechanical behavior of the ice (such as Young's modulus, Poisson's ratio, etc.) could provide better insights in the understanding of sea ice decline, by completing current knowledge so far acquired mostly from radar and sonar data. This paper aims at demonstrating on the laboratory scale that these can all be estimated simultaneously by measuring seismic waves guided in the ice layer. The experiment consisted of leaving a water tank in a cold room in order to grow an ice layer at its surface. While its thickness was increasing, ultrasonic guided waves were generated with a piezoelectric source, and measurements were subsequently inverted to infer the thickness and mechanical properties of the ice with very good accuracy.

© 2017 Acoustical Society of America. <https://doi.org/10.1121/1.5009933>

[JFL]

Pages: 2873–2880

I. INTRODUCTION

Understanding the decline of Arctic sea ice extent is a major concern in environmental sciences, because it controls the exchanges of heat and momentum between the ocean and the atmosphere, and thus influences climate in high latitudes and beyond.^{1,2} In particular, the acceleration of its decline was not forecasted by climate models, essentially because modeling developments and adjustments still lack comprehensive and accurate field data. While sea ice extent and concentration have been accurately monitored for decades from microwave imagery,³ thickness remains a crucial parameter to estimate in order to improve mass balance calculations. In addition, sea ice models could also benefit from including other observables related to the ability of the ice cover to resist cracking and to heal/reform when cracking occurs. This type of resilience is obviously related to thickness. In this matter, measures are provided mainly via radar, electromagnetic, and sonar approaches,^{4,5} and each method has its strengths and weaknesses in terms of accuracy and practical implementation. On the other hand, quantifying other parameters such as the level of damage (measured as a weakening of elastic moduli) of the ice cover still requires additional effort.⁶

Contemplating new, complementary approaches able to simultaneously assess these parameters is necessary, because

they could prove to be essential for the development of sea ice mechanical models.⁷ Moreover, our understanding of how the sea ice cover deforms is still limited by the lack of detailed observation of cracking/slip events along the leads. The latter can be imaged by satellite monitoring, sometimes extending over the whole Arctic basin, but at a time scale of a few days and spatial resolution of a few km,⁸ which prevents the study of dynamical processes leading to their activation.^{9,10} Alternatively, buoy drifts give better temporal resolution, but with sparse coverage.¹¹ So far, the kinematical description of this deformation has thus been performed mostly with continuous approaches, typical of fluid mechanics, which naturally arise when summing over many individual deformation events.^{12,13}

The development of *in situ* seismic methods to monitor deformation transients and changes in the ice cover is of great interest to understand the mechanical response to environmental forcing. In geophysics, seismic waves have been used to image the Earth for decades. In particular, the emergence of *noise seismology* developed for the last decade proved a major breakthrough in seismology. This approach relies on passive recordings of ambient seismic noise to reconstruct the Green's function of seismic waves propagating between sensors via basic signal processing. Based on this approach, multi-scale images of the Earth (Crust and deep Earth) can be obtained with impressive resolution.¹⁴ It is therefore natural to contemplate the use of seismic waves to investigate sea ice in a similar fashion.^{15,16}

Given the complicated structure of sea ice, the hostile environment and the logistic constraints specific to polar

^{a)}Electronic mail: ludovic.moreau@univ-grenoble-alpes.fr.

^{b)}Also at: ISTerre, University Savoie Mont Blanc, Campus Scientifique, F-73000 Chambéry, France.

regions, smaller scale experiments can help assessing and developing such methods to a lesser cost prior to perform large scale measurements campaign. This paper aims at proving the concept of an original methodology, based on the measure of seismic waves guided in the ice, for estimating several observables related to its mechanical resistance: thickness and mechanical properties. To this end, a laboratory-scale experiment was designed to measure guided waves (GW) propagating in an ice layer that grows at the surface of a freshwater tank in a cold room. GW are very sensitive to the geometrical and mechanical properties of the waveguide, and are used in several domains of wave physics, at various scales. For example, in medical ultrasound GW propagation can be measured in the human radius to evaluate the thickness and mechanical resistance of bone.¹⁷ In nondestructive testing, they are used to assess the mechanical integrity of thin structures.¹⁸ Hence they are good candidates to provide a simultaneous measure of the thickness and elastic properties of sea ice. The existence of seismic GW at the Earth scale is also a well-known phenomenon, observed mainly in fault zones,¹⁹ but also recently in the Ross Ice Shelf.²⁰ Such waves actually exist in any elongated, plate-like structure with impedance contrast at the boundaries.

A specificity of the present problem lies in the presence of water underneath the ice, and the strong coupling at their interface. This causes energy leakage in water and makes standard signal processing useless for retrieving the dispersion branches of leaky guided waves. Therefore, specific array processing developed in medical ultrasound is implemented instead.²¹ This measurement methodology is presented in Sec. II. Compared to a configuration where ice would be alone without water, dispersion branches are also strongly modified and specific forward modeling must be used to solve the inverse problem, this is presented in Sec. III. Finally, results are discussed in Sec. IV, together with future investigations in view of a transfer of this methodology to actual field experiment.

II. MEASUREMENT METHODOLOGY

A. Experimental setup

To reproduce a laboratory-scale measure of seismic GW propagating in sea ice, an experiment was conducted where we left a tank of freshwater in a cold room, so that an ice layer could form and grow at the water surface. Given the temperature in the cold room (-10°C) and the dimensions of the tank (1 m wide by 0.5 m deep), ice growth rate was about 1–2 mm per h, for typical thickness values between 1 and 2 cm. For more details about the experimental setup, the reader is invited to refer to Ref. 22.

In actual sea ice, GW excitation comes from ambient noise sources, such as wind forcing, ice cracking, sea waves, ice swell, etc. In the lab, excitation can be achieved either with an active source such as a piezoelectric transducer, or with a passive source such as an air jet sprayed on the ice surface to mimic the effects of wind-induced ambient noise.²³ In the cold room, pressurized air is not allowed for safety reasons, so the piezoelectric source was used instead of the air jet, and it was glued directly on the ice using a silicon gel.

Arctic sea ice has a thickness that typically varies between 1 and 5 m.^{24,25} Noise sources at the North Pole have a power spectral density dominant in the 1–100 Hz bandwidth.¹⁵ Seismic GW are therefore mostly excited in the 1–500 Hz m frequency-thickness range. In our experiment, ice thickness is 3 orders of magnitude smaller, hence the transducer must emit in the 1–100 kHz in order to maintain a frequency-thickness range similar to that found in sea ice. This is generally achieved by sending a large-band pulse, but due to energy leakage in water a single pulse does not provide enough energy to sufficiently excite and measure GW modes in the whole 1–100 kHz range. A common strategy in such situations is to emit a chirp (or sweep signal), in which the frequency is varied with time. In the present case, however, because of the small dimension of the tank (i.e., 1 m in diameter), emitting a chirp would result in direct waves interacting with those reflected at its edges. Hence we chose to successively emit two distinct pulses with 50 kHz bandwidth: the first one with a center frequency of 25 kHz to send energy in the 0–50 kHz range, and the second one with a center frequency of 75 kHz to send energy in the 50–100 kHz range. The transmit–receive matrix of signals obtained from each pulse were then summed together. It will be demonstrated next that, with adequate post-processing methodology, this is sufficient to measure all GW modes in the desired frequency range.

To record GW propagation, a set of 32 Bruel & Kjaer accelerometers that measure the normal displacement component were placed at the free surface. They were lightly heated prior to apply them on the ice, in order for the ice to melt and reform underneath, so that a permanent contact is created. Given the frequency-thickness range in this experiment, the wavelength of the A_0 Lamb mode varies between 0.017 and 0.35 m, while that of the S_0 mode between 0.019 and 3.1 m, so the spatial sampling, p , was set to 10 mm (Fig. 1). Accelerometers are linked to a pre-amplifier and the whole acquisition is controlled via a Matlab interface. A logistic constraint due to the limited number of channels on the amplifier (12 in total), required to switch cabling during data acquisition. Hence it was not possible to record simultaneously on all channels. Moreover, in order to apply specific signal processing, for one acquisition this procedure was repeated with eight source positions. To sum-up, one acquisition of 8 transmit \times 32 receive ultrasonic signals matrix is performed according to the following steps:

- (1) Emit 2 consecutive pulses with center frequency 25 and 75 kHz;
- (2) switch cabling and repeat step 1 until all 32 channels are acquired;
- (3) move transducer position by 1 cm and glue it on the ice with silicon;
- (4) repeat steps 1–3 until a full matrix of transmit–receive signals is acquired for both pulses;
- (5) sum together these to matrices.

B. Signal processing

In a material with low energy leakage, the standard post-processing technique to obtain the dispersion curves of

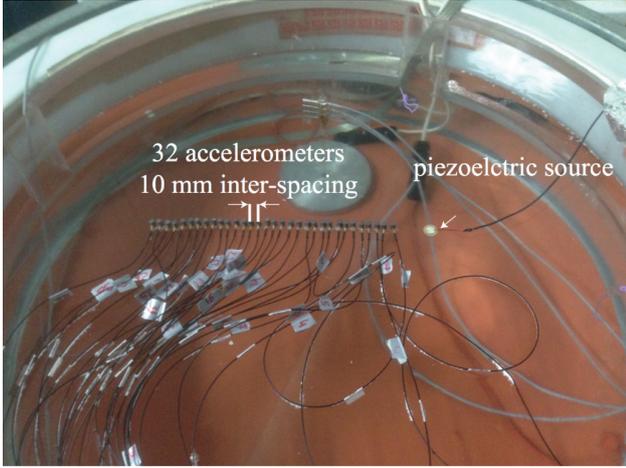


FIG. 1. (Color online) Experimental setup to measure the propagation of leaky Lamb waves in an ice layer.

Lamb waves is the so-called spatio-temporal Fourier transform.²⁶ In this experiment, however, much energy leaks in water and this method is not sufficient to provide satisfying signal to noise in the dispersion curves to identify the various GW modes. Instead, we take advantage of the multiplicity of transmitting positions by applying the processing introduced in Ref. 21. The principle of this method is to decompose the matrix of transmit–receive signals into singular values, with the underlying idea that the different levels of modal energy is distributed into the orthogonal singular vectors. Next, $s(t, x^T, x^R)$ denotes the temporal signal emitted at position x^T and recorded at position x^R . The signal processing can be described as follows.

- (1) Calculate the temporal Fourier transform of matrix s : $s(t, x^T, x^R) \rightarrow S(f, x^T, x^R)$.
- (2) Decompose S into singular values at each frequency. We denote by σ these singular values and by U and V the associated left and right singular vectors, respectively. U defines the signal subspace in the receiver basis, and V that in the emitter basis.
- (3) Separate signal from noise by identifying the singular values such that $\sigma > \gamma$, where γ is a threshold determined heuristically. This sets the rank of S at each frequency.
- (4) Define normalized test vectors, e_{test} , representative of GW propagation in the receivers basis. The projection of these vectors onto the signal subspace leads to the so-called normalized matrix *Norm*:

$$\text{Norm}(f, k) = \sum_{n=1}^{\text{rank}} |\langle e_{\text{test}}(f, k), U_n(f, k) \rangle|^2, \quad (1)$$

where k denotes the wavenumber of the wavefield, which can be decomposed into plane waves. Thus an appropriate choice of test vector is such that

$$e_{\text{test}}(f, k) = \frac{1}{\sqrt{32}} \exp(-ikx^R). \quad (2)$$

The term $1/\sqrt{32}$ is a normalization factor that accounts for the number of accelerometers. Theoretically, the *Norm*

function is maximized when the wavenumber in the test vector corresponds to that of a GW mode propagating in the measured wavefield, and it is zero otherwise. This greatly enhances the identification of the dispersion branches in the frequency-wavenumber space, for two reasons: first, the signal is separated from noise thanks to step 3; second, the projection of test vectors is not weighted by singular values. Yet the energy information is only contained in singular values, not in singular vectors, which all have a norm equal to 1. Hence, in theory all modes existing in the wavefield stand out with the same *Norm* value. Note that, in practice, this projection of plane waves onto the basis of singular vectors is equivalent to calculating their spatial Fourier transform and is therefore performed with the fast Fourier transform algorithm.

III. RESULTS AND ANALYSIS

A. Results

To perform one full acquisition, between 2 and 3 h are needed because of the complicated logistics, i.e., switching cabling and changing the piezoelectric transducer position by hand. Hence only two acquisitions were performed: the first on a thin ice layer and the second the day after on a thicker ice. Independent thickness measurements were performed by drilling holes at the receivers location, which revealed that thickness was not constant along the accelerometers. The mean thickness of the thin ice layer was 10 ± 0.75 mm and that of the thick one was 21 ± 0.75 mm. Note that these indicate thickness values measured at the end of each acquisition. Therefore, it does not account for thickness growth by up to several millimeters during acquisition times (between 3 and 4 h).

First, a classical spatio-temporal Fourier transform was applied to post-process the two matrices of signals. The resulting frequency-wavenumber data were then averaged over the sources dimension. The corresponding dispersion curves are shown in Fig. 2. Due to strong energy leakage in water, signal-to-noise ratio (SNR) is poor at the receivers, and only one mode is visible, but in a very narrow low frequency bandwidth. Hence it cannot be identified and data inversion is not possible. This demonstrates the necessity to use a multi-source, multi-receive type of acquisition setup so that the processing described in Sec. II B can be applied. This processing was also applied to the data. This is shown in Fig. 3.

Note the interesting energy repartition in the singular values, exhibiting a low-pass filter pattern above 80 kHz, with two peaks at 25 and 75 kHz. These peaks correspond to the center frequency of the excitation pulses. The low-pass filter results from the combination of the following two phenomena. First, the resonant frequency of the accelerometers is 50 kHz, hence their sensitivity to higher frequencies is lower than at lower frequencies. Second, energy leakage in water gets stronger as frequency increases.

The *Norm* functions were calculated after applying a frequency-dependent threshold to separate the signal subspace from the noise subspace. This threshold is generally set heuristically, but a good rule of thumbs is to associate

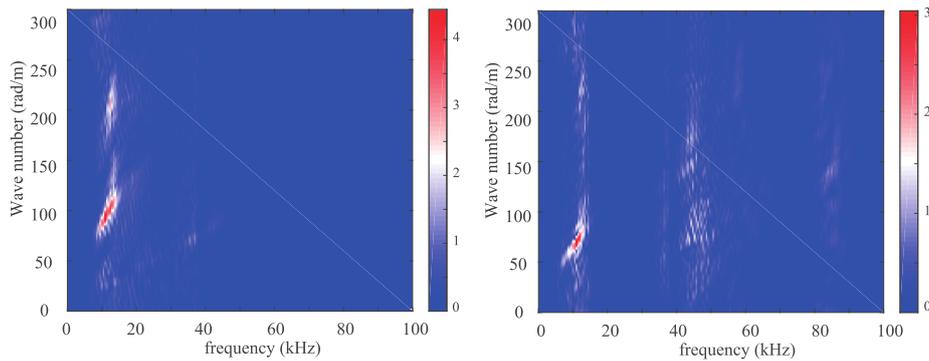


FIG. 2. (Color online) Dispersion curves from classical spatio-temporal Fourier transform from data acquired in an ice layer of thickness 10 mm (left) and 22 mm (right). The colorbar indicates the modulus of the frequency-wavenumber spectrum.

singular values with a level of energy clearly higher than others to signal, and to associate others with noise. GW dispersion branches appear with much better SNR. Next, in order to identify the various guided modes propagating in the ice floating on water, the terminology “quasi” (Q) will be used instead of classical Lamb modes. Indeed, the solid-liquid interface significantly modifies guided waves branches,²⁷ and this will be discussed in Sec. III B.

In the thin ice layer, the quasi-Scholte (QS) and QS_0 modes are clearly visible, and the QA_0 mode becomes also visible above 50 kHz. In the thick ice layer, up to four modes can be distinguished: QS, QS_0 , QA_0 and even the higher order QA_1 mode. The QS mode is an equivalent of the Scholte mode that propagates at the solid-liquid interface between two semi-infinite spaces. In the present case it is dispersive because the ice layer is a bounded medium. The intensity with which dispersion branches appear in the *Norm* functions is representative of the normal displacement produced by each modes propagating in the ice. The relative amplitude of these displacements depends on frequency. For example, at low frequency the QS mode is

dominant and the A_0 Lamb mode is not visible, but this trend progressively reverses as frequency increases.²⁸

Since ice thickness was not constant during data acquisition, the *Norm* functions are calculated with singular vectors that correspond to different plate thicknesses. To investigate the influence of this feature, a numerical simulation of the experiment was performed using a commercially available software.²⁹ To reproduce the conditions of the experiment, a first dataset was generated by running eight simulations each with a different source position and ice-thickness, which was set to vary between 18 and 22 mm. For comparison, a second dataset was generated from the eight different source positions but with a constant ice thickness of 22 mm. The corresponding *Norm* functions are shown in Fig. 4. While the former allows clear identification of the GW modes, it is more complicated in the latter, especially close to the cutoff frequency of mode A_1 , where its branches are not well resolved. Indeed, this mode is very dispersive and exhibits a greater sensitivity to thickness. Its dispersion curve thus appears as mix of individual dispersion curves that would have been calculated at different thicknesses.

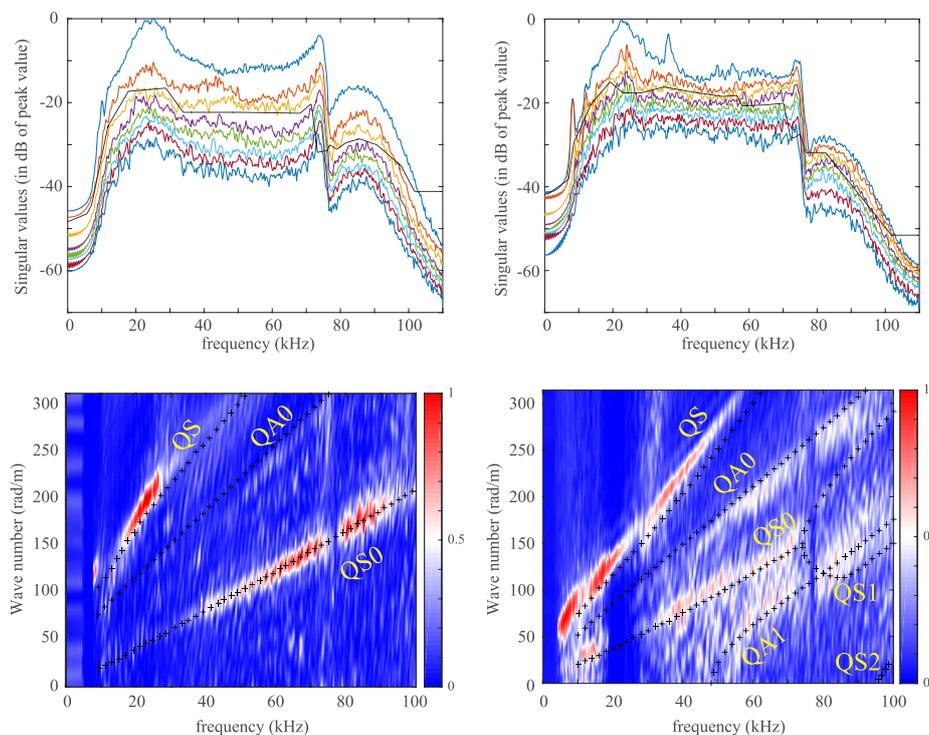


FIG. 3. (Color online) Top: frequency-dependent singular values of the transmit-receive matrix of signals for the thin (left) and thick (right) ice layers. The black line indicates the threshold used to separate the signal and noise subspaces. Bottom: Associated *Norm* functions. Crosses indicate dispersion branches calculated using a semi-analytical model with input parameters that best fit experimental data (see Sec. III C), i.e., $h = 9.25$ mm, $c_L = 3875$ m/s, and $c_T = 1950$ m/s (left), and $h = 20.5$ mm, $c_L = 3950$ m/s, and $c_T = 1975$ m/s (right).

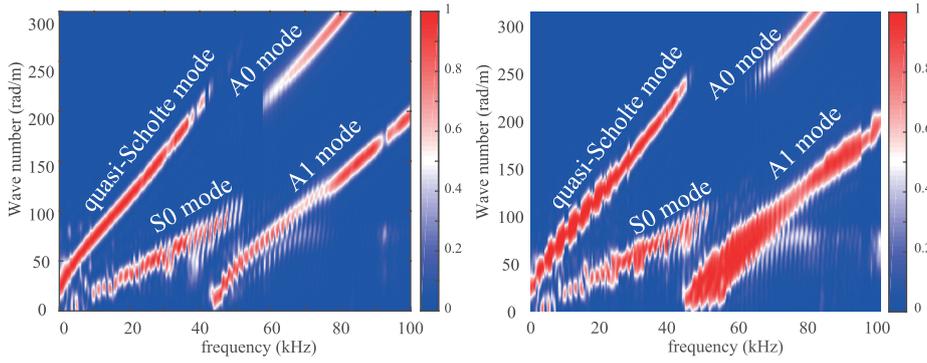


FIG. 4. (Color online) Norm functions for the simulated data in an ice layer of thickness 22 mm (left), and in an ice layer where thickness varies between 18 and 22 mm.

B. Forward modeling

Prior to solve the inverse problem, a suitable model is necessary. For plate-like waveguides with free surfaces, the most common way to obtain the frequency-dependent wavenumber of guided modes is to search numerically the roots of Rayleigh-Lamb dispersion equation in the complex plane. The solutions are then sorted so as to associate them with the appropriate Lamb modes. In the present case, however, the ice layer is in contact with water and thus the free-surface assumption is no longer correct. Indeed, the one-sided ice-water interface significantly modifies the dispersion branches. Hence this problem cannot be regarded as a simple superposition of Lamb and Scholte modes which wavenumbers would be calculated independently.

The dispersion equation of Lamb waves propagating in a plate loaded with a liquid half-space is obtained by accounting for the solid-liquid interface boundary condition at one of the plate surfaces. The roots of this equation are then found numerically in a similar fashion to those of a pure Lamb wave problem. Figure 5 shows as comparison between the theoretical dispersion curves calculated in an ice layer with and without water underneath. In addition to the interface QS mode, the strong coupling between ice and water also induces a split in the branch of the S_0 mode around 73 kHz. The upper part of the branch becomes similar to the S_0 Lamb mode while the lower one becomes similar to the S_1 Lamb mode. The ice-water interface also induces a deviation in the branches of the QA_0 and QS_0 modes, compared to the classical A_0 and S_0 Lamb modes. Consequently, in the following the numerical model that accounts for the ice-water interface will be used to solve the inverse problem.

C. Data inversion method

In this section, the dispersion curves extracted from the Norm functions calculated in Sec. III are used to infer the thickness and elastic properties of the ice layer. To this end, a classical cost function, χ , was defined as the L-2 norm between synthetic and experimental wavenumbers. In the following, k_M refers to the frequency-dependent wavenumber of mode M ($M = QA_0, QS_0, QA_1, QS$):

$$(\chi)^2(\mathbf{X}) = \frac{1}{4} \sum_M \left(\hat{k}_M(f) - k_M(f) \right)^2, \quad (3)$$

where the hat stands for experimental data, and where we introduced \mathbf{X} , the variable that contains modeling parameters,

$$\mathbf{X} = \{p_1, p_2, \dots\}^T. \quad (4)$$

Each parameter, p_m , is associated with a search space denoted by P_m . In the present study, only three parameters are to be inferred, i.e., ice thickness, h , longitudinal and shear wave velocities, c_L and c_T , respectively. This means that we assume isotropy of the elastic properties in the plane of the ice layer.

In nondestructive evaluation the standard problem consists in identifying the elastic constants of a sample which thickness is known, hence the inverse problem is very well-constrained.^{30,31} In medical ultrasound, guided waves are propagated in long bones and their dispersion curves are inverted to infer both thickness and elastic constants, with the additional difficulty of blind-pairing experimental with synthetic data.¹⁷ At the geophysical scale, the dispersion of flexural waves was measured on the ice sheet covering a lake to calculate the shear wave velocity in the ice.³² The present study stands somewhere in between because thickness and elastic constants are not known and the medium is not approximated with a standard plate model, but only three parameters are to be estimated in a laboratory experiment.

A basic grid search was used to identify parameters that minimize the cost function, χ . The grid search for each parameter was defined such that

- (1) $p_{1,\min} = 4$ mm, and $p_{1,\max} = 30$ mm for h , with a 0.25 mm step size;
- (2) $p_{2,\min} = 3800$ m/s, and $p_{2,\max} = 4000$ m/s for c_L , with a 25 m/s step size;
- (3) $p_{3,\min} = 1800$ m/s, and $p_{3,\max} = 2000$ m/s for c_T , with a 25 m/s step size.

Data inversion returned the following inferred values:

- (1) **thin ice layer**, $h = 9.25$ mm, $c_L = 3875$ m/s and $c_T = 1950$ m/s, which correspond to a Young's modulus $E = 9.27$ GPa and Poisson's ratio 0.330;
- (2) **thick ice layer**, $h = 20.50$ mm, $c_L = 3950$ m/s and $c_T = 1975$ m/s, which correspond to a Young's modulus $E = 9.53$ GPa and Poisson's ratio 0.333.

Thickness values are in agreement with those measured at the end of each acquisition, and elastic constants are consistent with those generally found in literature for granular fresh-water ice,^{33,34} which give $E = 9.25$ GPa (at -10°C)

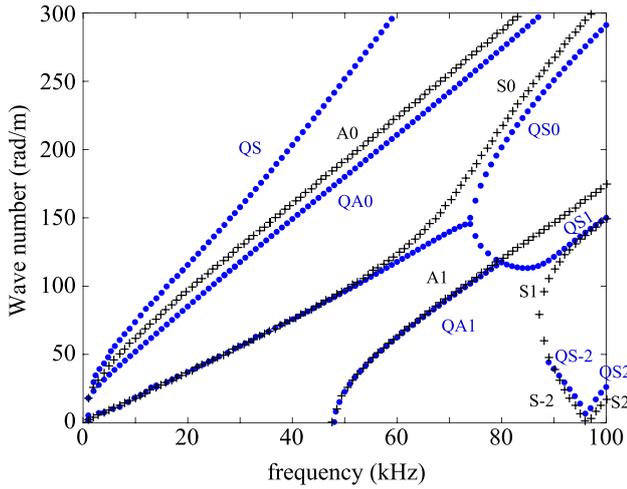


FIG. 5. (Color online) Comparison between the dispersion branches in an ice layer of thickness 21 mm, with free surfaces (crosses) and with a one-sided solid–liquid interface (dots). Calculations were performed using $c_L = 3875$ m/s, $c_T = 1950$ m/s, and an ice density of 916 kg/m³.

and $\nu = 0.325$. Of course, elastic constants are slightly different between the two acquisitions, but these differences are more likely due to measurement errors than to actual variations of the crystalline structure of the ice. Indeed, inverted parameters provide a mean, apparent value for datasets acquired with conditions that are not accounted for by the model, hence the imperfect fit between experimental and synthetic dispersion curves that can be seen in Fig. 3.

IV. DISCUSSION

Several factors contribute to the differences between experimental and synthetic data. The first and probably most important is thickness growth during data acquisitions, which modified the apparent branches in the *Norm* function, as discussed in Sec. III A and shown in Fig. 4. For future applications to sea ice monitoring, time resolution will be a key factor, especially if the so-called ambient-noise correlation method is to be applied.³⁵ This method consists of inter-correlating the ambient noise recorded at a pair of seismometers, with the underlying idea that this correlation converges towards the Green’s function of waves propagating between the two seismometers.³⁶ It allows passive sensors to be turned into surrogate virtual sources. This was applied in the particular context of the propagation of Lamb waves in an aluminium plate to recover their dispersion curves.²³ In this approach, the Green’s function can be estimated with a degree of accuracy that depends on various parameters, such as sources statistics, attenuation, duration of recordings etc.^{37–39} With field data, the accuracy of the dispersion curves measured with the present approach will therefore depend on the minimum duration required for the noise correlation function to converge towards the Green’s function. Typical convergence times are on the order of the day.⁴⁰

Another factor that also contributes to the imperfect fit is the non-constant thickness of the ice under the accelerometers. A small thickness gradient α deviates the apparent wavenumber along the propagation by a factor such that⁴¹

$$k(x, f) = k(x_0, f) \left[1 + \epsilon \frac{x}{p} \right], \quad (5)$$

where x indicates the coordinate along propagation and x_0 is the center of the array of receivers. ϵ is a correction factor that accounts for modal dispersion:

$$\epsilon = \tan \alpha \left(\frac{V_\phi}{V_g} - 1 \right). \quad (6)$$

In this equation, V_ϕ and V_g denote the phase and group velocity of the mode, measured at the center of the array. Even for a small gradient thickness $\alpha = 1^\circ$, wavenumbers may be modified by a up to few percent, depending on the frequency and dispersion of the mode.

Finally, the interface between ice and water is most likely not a simple homogeneous solid–liquid interface during the ice growing process. This can be seen in Fig. 4 where the misfit is more obvious for the *QS* mode than for Lamb modes. By nature, this mode is extremely sensitive to the interface, which is probably more complicated than the theoretical solid–liquid one. This would not be the case in a material that exhibits no coupling with water, such as steel for example, where the solid–liquid interface assumption is correct. In these conditions the *QS* mode can also be used to measure elastic properties,³¹ but in the present problem more investigations are needed to improve the forward model.

Of course, compared to the ideal case of a laboratory experiment, measuring the propagation of seismic GW in sea ice is considerably more complicated. For example, in areas made of many ice floes with a dimension that is small compared to the wavelength, the present methodology could not be applied without further developments to account for the multiple scattering of seismic waves between ice floes. Rather, we seek to transfer the methodology where the ratio thickness/lateral extent is more favorable. In our experiment, the thickness of the ice layer is comprised between 1 and 2 cm and the ultrasonic source emits in the 10–100 kHz frequency band, thus generating GW with wavelength comprised between 2 and 50 cm. Hence an ice layer extending over 1 m is more than enough. In Arctic sea ice, thickness typically varies between 1 and 5 m. Marsan *et al.* reported seismic noise measured mainly in the 0.1–100 Hz bandwidth.¹⁵ This scales with GW having a wavelength between a few tens and a few hundreds of meters. Therefore, our methodology is expected to be successful in sea ice areas that extend over a few hundreds of meters or more.

Moreover, sea ice is made of salt water and is covered with snow, which creates heterogeneities in the thickness dimension as well. Hence, porosity will also have to be investigated, for example via a gradient of mechanical properties, and the sensitivity of the forward model to such parameters should be studied. We anticipate that this sensitivity may be non-negligible, but the GW inverse problem is well posed and very well constrained. Therefore, even a simplified analytical model can provide reliable estimates of the mean ice thickness and apparent mechanical properties. This is why in the present study the data fit was not perfect but very accurate parameter estimations were obtained

nonetheless. This property is also exploited in the field of medical ultrasound, where a basic plate model allows very accurate measures to be obtained for the thickness and elastic tensor of cortical bone, although bone is a heterogeneous, porous, multi-layered waveguide covered with soft tissue.¹⁷

V. CONCLUSION

This paper introduced a methodology to monitor simultaneously the thickness and elastic properties of an ice layer that grows at the surface of water. It was successfully applied to experimental data measured on pure, artificial ice growing on a water tank. Using array processing methods, the propagation of waves guided in the layer was measured, and their dispersion curves were calculated. Based on a basic forward model, a classical inversion strategy was implemented to recover the thickness, Young's modulus and Poisson's ratio of the ice at two consecutive days. The former was in agreement with measures made by drilling the ice, and the latter were consistent with well-known values for artificial ice. Prior to transfer this method to actual sea ice, the next step will be an application to field data, acquired for example on a frozen lake, and based on ambient noise recordings.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported by INSIS and INSU of CNRS, and is part of the Alpes Grenoble Innovation Research AGIR2016 grant of University Grenoble Alpes and Grenoble-INPG. ISTERre and IGE are also part of Labex OSUG@2020.

¹J. Stroeve, M. M. Holland, W. Meier, T. Scambos, and M. Serreze, "Arctic sea ice decline: Faster than forecast," *Geophys. Res. Lett.* **34**(9), L09501, <https://doi.org/10.1029/2007GL029703> (2007).
²P. Rampal, J. Weiss, C. Dubois, and J.-M. Campin, "IPCC climate models do not capture arctic sea ice drift acceleration: Consequences in terms of projected sea ice thinning and decline," *J. Geophys. Res. Oceans* **116**(C8), C00D07, <https://doi.org/10.1029/2011JC007110> (2011).
³D. J. Cavalieri and C. L. Parkinson, "Arctic sea ice variability and trends, 1979–2010," *Cryosphere* **6**(4), 881–889 (2012).
⁴C. Haas, S. Hendricks, H. Eicken, and A. Herber, "Synoptic airborne thickness surveys reveal state of arctic sea ice cover," *Geophys. Res. Lett.* **37**(9), L09501, <https://doi.org/10.1029/2010GL042652> (2010).
⁵R. Lindsay and A. Schweiger, "Arctic sea ice thickness loss determined using subsurface, aircraft, and satellite observations," *Cryosphere* **9**(1), 269–283 (2015).
⁶V. Dansereau, J. Weiss, P. Saramito, and P. Lattes, "A Maxwell elasto-brittle rheology for sea ice modeling," *Cryosphere* **10**(3), 1339–1359 (2016).
⁷P. Wadhams and G. Amanatidis, "Arctic sea ice thickness: Past, present and future," in *European Commission, Scientific Report on International Workshop in Rungstedgaard*, Denmark, 8-9 November, 2005, 2006.
⁸J. Röhrs and L. Kaleschke, "An algorithm to detect sea ice leads by using AMSR-E passive microwave imagery," *Cryosphere* **6**(2), 343–352 (2012).
⁹H. L. Stern and R. E. Moritz, "Sea ice kinematics and surface properties from RADARSAT synthetic aperture radar during the SHEBA drift," *J. Geophys. Res. Oceans* **107**(C10), 8028, <https://doi.org/10.1029/2000JC000472> (2002).
¹⁰R. Kwok and D. Sulsky, "Arctic ocean sea ice thickness and kinematics: Satellite retrievals and modeling," *Oceanography* **23**(4), 134–143 (2010).
¹¹P. Rampal, J. Weiss, D. Marsan, and M. Bourgoïn, "Arctic sea ice velocity field: General circulation and turbulent-like fluctuations," *J. Geophys. Res. Oceans* **114**(C10), C10014, <https://doi.org/10.1029/2008JC005227> (2009).

¹²R. Colony and A. S. Thorndike, "Sea ice motion as a drunkard's walk," *J. Geophys. Res. Oceans* **90**(C1), 965–974 (1985).
¹³D. Marsan and J. Weiss, "Space/time coupling in brittle deformation at geophysical scales," *Earth Plan. Sci. Lett.* **296**(3), 353–359 (2010).
¹⁴M. Campillo, P. Roux, B. Romanowicz, and A. Dziewonski, "Seismic imaging and monitoring with ambient noise correlations," in *Treatise on Geophysics* (Elsevier, 2014), Vol. 1, pp. 256–271.
¹⁵D. Marsan, J. Weiss, E. Larose, and J.-P. Métaxian, "Sea-ice thickness measurement based on the dispersion of ice swell," *J. Acoust. Soc. Am.* **131**(1), 80–91 (2012).
¹⁶G. Sutherland and J. Rabault, "Observations of wave dispersion and attenuation in landfast ice," *J. Geophys. Res. Oceans* **121**(3), 1984–1997, <https://doi.org/10.1002/2015JC011446> (2016).
¹⁷N. Bochud, Q. Vallet, Y. Bala, H. Follet, J. G. Minonzio, and P. Laugier, "Genetic algorithms-based inversion of multimode guided waves for cortical bone characterization," *Phys. Med. Biol.* **61**(19), 6953–6974 (2016).
¹⁸P. Cawley, "The rapid non-destructive inspection of large composite structures," *Composites* **25**(5), 351–357 (1994).
¹⁹M. Fohrmann, H. Igel, G. Jahnke, and Y. Ben-Zion, "Guided waves from sources outside faults: An indication for shallow fault zone structure?," *Pure Appl. Geophys.* **161**(11), 2125–2137 (2004).
²⁰P. D. Bromirski, A. Diez, P. Gerstoft, R. A. Stephen, T. Bolmer, D. A. Wiens, R. C. Aster, and A. Nyblade, "Ross ice shelf vibrations," *Geophys. Res. Lett.* **42**(18), 7589–7597, <https://doi.org/10.1002/2015GL065284> (2015).
²¹J.-G. Minonzio, M. Talmant, and P. Laugier, "Guided wave phase velocity measurement using multi-emitter and multi-receiver arrays in the axial transmission configuration," *J. Acoust. Soc. Am.* **127**(5), 2913–2919 (2010).
²²J. Weiss, V. Pellissier, D. Marsan, L. Arnaud, and F. Renard, "Cohesion versus friction in controlling the long-term strength of a self-healing experimental fault," *J. Geophys. Res. Solid Earth* **121**(12), 8523–8547, <https://doi.org/10.1002/2016JB013110> (2016).
²³E. Larose, R. Roux, and M. Campillo, "Reconstruction of Rayleigh–Lamb dispersion spectrum based on noise obtained from an air-jet forcing," *J. Acoust. Soc. Am.* **122**(6), 3437–3444 (2007).
²⁴N. T. Kurtz, S. L. Farrell, M. Studinger, N. Galin, J. P. Harbeck, R. Lindsay, V. D. Onana, B. Panzer, and J. G. Sonntag, "Sea ice thickness, freeboard, and snow depth products from operation icebridge airborne data," *Cryosphere* **7**(4), 1035–1056 (2013).
²⁵R. L. Tilling, "Near-real-time arctic sea ice thickness and volume from CryoSat-2," *Cryosphere* **10**(5), 2003–2012 (2016).
²⁶D. Alleyne and P. Cawley, "A two-dimensional Fourier transform method for the measurement of propagating multimode signals," *J. Acoust. Soc. Am.* **89**(3), 1159–1168 (1991).
²⁷S. I. Rokhlin, D. E. Chimenti, and A. H. Nayfeh, "Deformation of leaky Lamb wave spectrum in fluid-loaded plates," in *Rev. Prog. QNDE* (Springer, New York, 1989), Vol. 8, pp. 205–212.
²⁸L. Yu and Z. Tian, "Case study of guided wave propagation in a one-side water-immersed steel plate," *Case Stud. Nondestruct. Test. Eval.* **3**, 1–8 (2015).
²⁹A. B. Comsol, Comsol multiphysics user's guide, <http://www.comsol.com/comsolmultiphysics>, Version: June 2017.
³⁰B. Hosten, M. Castaings, H. Tretout, and H. Voillaume, "Identification of composite materials elastic moduli from lamb wave velocities measured with single sided, contactless ultrasonic method," *AIP Conf. Proc.* **557**, 1023–1030 (2001).
³¹F. B. Cegla, P. Cawley, and M. J. S. Lowe, "Material property measurement using the quasi-Scholte mode—A waveguide sensor," *J. Acoust. Soc. Am.* **117**(3), 1098–1107 (2005).
³²M. Ewing and A. P. Crary, "Propagation of elastic waves in ice. Part II," *J. Appl. Phys.* **5**(7), 181–184 (1934).
³³P. H. Gammon, H. Kieft, M. J. Clouter, and W. W. Denner, "Elastic constants of artificial and natural ice samples by Brillouin spectroscopy," *J. Glaciol.* **29**(103), 433–460 (1983).
³⁴E. M. Schulson and P. Duval, *Creep and Fracture of Ice* (Cambridge University Press, Cambridge, 2009), Vol. 1.
³⁵M. Campillo and A. Paul, "Long-range correlations in the diffuse seismic coda," *Science* **299**(5606), 547–549 (2003).
³⁶Y. C. De Verdière, "Mathematical models for passive imaging I: General background," arXiv:0610043/math-ph (2006).
³⁷P. Roux, K. G. Sabra, W. A. Kuperman, and A. Roux, "Ambient noise cross correlation in free space: Theoretical approach," *J. Acoust. Soc. Am.* **117**(1), 79–84 (2005).

- ³⁸K. G. Sabra, P. Gerstoft, P. Roux, W. A. Kuperman, and M. C. Fehler, “Extracting time-domain Green’s function estimates from ambient seismic noise,” *Geophys. Res. Lett.* **32**(3), L03310, <https://doi.org/10.1029/2004GL021862> (2005).
- ³⁹E. Larose, P. Roux, M. Campillo, and A. Derode, “Fluctuations of correlations and Green’s function reconstruction: Role of scattering,” *J. Appl. Phys.* **103**(11), 114907 (2008).
- ⁴⁰L. Moreau, L. Stehly, P. Boué, Y. Lu, E. Larose, and M. Campillo, “Improving ambient noise correlation functions with an SVD-based wiener filter,” *Geophys. J. Int.* **211**(1), 418–426 (2017).
- ⁴¹L. Moreau, J.-G. Minonzio, M. Talmant, and P. Laugier, “Measuring the wavenumber of guided modes in waveguides with linearly varying thickness,” *J. Acoust. Soc. Am.* **135**(5), 2614–2624 (2014).

