



**HAL**  
open science

# Sismologie expérimentale : initiation et dynamique de la rupture sismique sur des failles complexes

Alisson Gounon

► **To cite this version:**

Alisson Gounon. Sismologie expérimentale : initiation et dynamique de la rupture sismique sur des failles complexes. Tectonique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2022. Français. NNT : 2022TOU30309 . tel-04142587

**HAL Id: tel-04142587**

**<https://theses.hal.science/tel-04142587v1>**

Submitted on 27 Jun 2023

**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.



Université  
de Toulouse

# THÈSE

En vue de l'obtention du

**DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

---

---

Présentée et soutenue le *13/12/2022* par :

Alisson GOUNON

**Sismologie expérimentale: Initiation et dynamique de la rupture sismique  
sur des failles complexes**

---

---

## JURY

STEFAN NIELSEN  
MICHEL CAMPILLO  
MATHILDE RADIGUET  
SOUMAYA LATOUR  
JEAN LETORT  
MARIE CALVET

Professeur d'Université  
Professeur d'Université  
Physicienne Adjointe  
Maitresse de conférence  
Physicien Adjoint  
Physicienne

Rapporteur  
Rapporteur  
Examinatrice  
Directrice de thèse  
Co-directeur de thèse  
Présidente du jury

---

**École doctorale et spécialité :**

*SDU2E : Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie*

**Unité de Recherche :**

*Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (UMR 5277)*

**Directeur(s) de Thèse :**

*Soumaya LATOUR et Jean LETORT*

**Rapporteurs :**

*Michel CAMPILLO et Stefan NIELSEN*



---

## Résumé

Les séismes sont des phénomènes naturels imprévisibles et parfois destructeurs. Depuis le XVIII<sup>ème</sup> siècle, un effort majeur a été réalisé afin de comprendre comment ils fonctionnent, comment ils s'initient et sous quelles conditions. Au fil des siècles, notre compréhension de ces phénomènes s'est étoffée, mais ils restent impossibles à prédire. La compréhension de l'initiation d'un séisme est toujours un enjeu majeur de la sismologie moderne. Une des approches possibles pour avancer sur cette compréhension est la réalisation d'expériences en laboratoire. Plusieurs études expérimentales sur la rupture ont ainsi mis en évidence que cette dernière est composée de deux phases, une phase de nucléation précédant une phase de propagation. L'existence de cette phase de nucléation juste avant le séisme reste cependant incertaine dans la réalité malgré quelques indices géophysiques. Les modèles numériques et expérimentaux généralement utilisés simplifient ce phénomène naturel, en travaillant avec des interfaces homogènes. C'est pourquoi j'ai étudié l'effet des hétérogénéités de friction sur la dynamique de la rupture sismique.

Pour cela, j'ai utilisé deux dispositifs expérimentaux permettant d'observer l'évolution de la rupture sismique grâce à la méthode de photoélasticité. Grâce au premier dispositif, j'ai comparé le comportement de la rupture se propageant sur des interfaces homogènes avec des rugosités différentes, à celui de la rupture sur une interface hétérogène. Le second dispositif, quant à lui, m'a permis d'observer la rupture sur un autre matériau et d'utiliser différentes configurations et types d'hétérogénéités. Avec ces expériences, nous avons pu observer une phase de nucléation et une phase de propagation pour la plupart des événements, avec néanmoins des variabilités entre les événements et les différentes expériences. Nous avons mis en évidence que les hétérogénéités de friction ont une influence sur la vitesse de rupture en corrélant ces variations à la position des hétérogénéités. La rupture ralentit lorsqu'elle se propage dans des zones plus rugueuses avant d'accélérer brusquement et de ralentir à nouveau à la prochaine hétérogénéité.

Nous avons pu obtenir, *via* le premier dispositif, des valeurs effectives des paramètres de friction utilisés dans la loi de frottement considérée. Ces valeurs ont ainsi pu servir de paramètres d'entrée à des simulations numériques réalisées à l'aide de SEM2DPACK. Ainsi, nous avons réussi à retrouver certaines caractéristiques observées expérimentalement. Les expériences et les simulations numériques permettent ainsi de mieux comprendre l'influence de certains paramètres dans la dynamique de la rupture.

---

Dans une deuxième partie, j'ai effectué une étude de la microsismicité locale en travaillant sur un cas d'étude dans les Pyrénées. En effet, durant l'année 2020, deux essais sismiques sont apparus dans une zone à faible sismicité mais où historiquement d'importants séismes ont eu lieu. Nous avons mis en oeuvre sur ces essais des méthodes de localisation et de détection qui seraient aussi adaptées à l'étude de précurseurs sismiques. Dans le cas étudié, nous avons mis en évidence que ces essais se localisent sur une structure sismotectonique, activée probablement par de la diffusion de fluides.

L'ensemble des données acquises dans cette thèse a permis d'affiner le rôle des hétérogénéités sur la nucléation et la propagation de celle-ci. Les changements d'échelle des différentes analyses, de l'expérience millimétrique à l'expérience de terrain, permettent de mieux appréhender la complexité de la rupture sismique, de ses origines à ses conséquences. À terme, ces travaux et leurs suites permettront de mieux comprendre et d'estimer plus précisément les facteurs principaux qui interviennent dans la nucléation des séismes, et de mieux anticiper leurs occurrences et conséquences.

**Mots-clés :** Sismologie expérimentale, friction, dynamique de la rupture, essais sismiques

---

## Abstract

Earthquakes are unpredictable and can be destructive natural phenomena. Since the 18<sup>th</sup> century, they have been thoroughly studied in order to understand how they work, how they are initiated and under what conditions. Over the centuries, our understanding of these phenomena has grown, but they remain impossible to predict. Understanding the initiation of an earthquake is still a major challenge in modern seismology. One of the possible approaches to improve our knowledge is to conduct laboratory experiments. Several experimental studies on rupture dynamics have shown that it is composed of two phases, a nucleation phase preceding a propagation phase. The existence of this nucleation phase just before the earthquake is still uncertain despite some geophysical evidences. The usual numerical and experimental models generally simplified this natural phenomenon, by mainly working with homogeneous interfaces. This is why I studied the effect of frictional heterogeneities on the dynamics of seismic rupture.

First, I used two experimental setups allowing to observe the evolution of the seismic rupture thanks to the photoelasticity method. Using the first setup, I compared the behavior of the rupture, propagating on homogeneous interfaces with different roughnesses, to that of the rupture on a heterogeneous interface. The second setup allowed me to observe the rupture on another material and to use different configurations and types of heterogeneities. With these various experiments, we were able to observe a nucleation phase and a propagation phase for most of the events, with nevertheless variabilities between the events and the different experiments. We have shown that the friction heterogeneities have an influence on the rupture velocity by correlating these variations to the position of the heterogeneities. The rupture slows down when it propagates in rougher areas, before accelerating abruptly and slowing down again at the next heterogeneity.

We were able to obtain *via* the first setup effective values of the friction parameters used in the considered friction law. These values could thus be used as parameters for numerical simulations, carried out with SEM2DPACK. Thus, we have succeeded in recovering some of the characteristics experimentally observed. The experiments as well as the numerical simulations allow us to better understand the influence of some specific parameters in the dynamics of the rupture.

In a second part, I carried out a study of the local microseismicity by working on a case study in the Pyrenees. Indeed, in 2020, two seismic swarms appeared in an area with low seismicity but where historically important earthquakes took place. We have implemented on these swarms methods of localization and detection that would also be adapted to the study of seismic fores-

---

chocks. In the studied case, we have shown that these swarms are located on a seismotectonic structure, probably activated by fluid diffusion.

All the data obtained in this thesis contribute to refine the role of heterogeneities on the nucleation and propagation of the seismic rupture. The scale changes of the different analyses, from millimeter-scale experiments to field experiments, allow a better understanding of the complexity of the seismic rupture, from its origins to its consequences. This work allow a better understanding and a more accurate estimation of the main factors involved in the nucleation of earthquakes, and to better anticipate their occurrence and consequences.

**Keywords :** Experimental seismology, friction, rupture dynamics, seismic swarms

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>ix</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
1.1 Bref historique de la sismologie . . . . .	1
1.2 Déformations des roches . . . . .	5
1.3 La rupture sismique . . . . .	8
1.4 Lois de frottement . . . . .	9
1.4.1 Loi de frottement de Coulomb . . . . .	9
1.4.2 Loi de frottement en affaiblissement de glissement . . . . .	10
1.5 Observations géophysiques suggérant de la nucléation . . . . .	10
1.6 Étude de la dynamique de la rupture . . . . .	14
1.6.1 Deux phases distinctes . . . . .	14
1.6.2 Observation de la rupture . . . . .	15
1.6.3 Nucléation sur interface homogène . . . . .	16
1.6.4 Nucléation sur des interfaces hétérogènes . . . . .	18
1.7 Plan des travaux de ma thèse . . . . .	20
<b>2 Influence d’hétérogénéités périodiques sur la phase de nucléation</b>	<b>21</b>
2.1 Dispositif expérimental . . . . .	21
2.1.1 Dispositif optique . . . . .	22
2.1.2 Capteurs . . . . .	25
2.2 Traitement des données . . . . .	26
2.2.1 Mesure des vitesses des ondes P et des ondes S, et constantes élastiques . . . . .	26
2.2.2 Mesure de la contrainte normale et tangentielle à partir des jauges de déformation . . . . .	28
2.2.3 Vidéogrammes . . . . .	31
2.3 Rupture nucleation on a periodically heterogeneous interface . . . . .	34
2.3.1 Résumé . . . . .	34
2.3.2 Abstract . . . . .	35
2.3.3 Plain Language Summary . . . . .	35
2.3.4 Introduction . . . . .	36



TABLE DES MATIÈRES

---

2.3.5	Methods . . . . .	37
2.3.6	Results . . . . .	39
2.3.7	Discussion . . . . .	42
2.3.8	Conclusion . . . . .	47
2.3.9	Acknowledgments . . . . .	48
2.3.10	Open Research . . . . .	48
2.4	Observations acoustiques . . . . .	53
<b>3</b>	<b>Influence du type d'hétérogénéité de friction sur la dynamique de la rupture</b>	<b>57</b>
3.1	Présentation d'un deuxième dispositif expérimental . . . . .	58
3.1.1	Dispositif optique . . . . .	59
3.1.2	Capteurs . . . . .	59
3.2	Les différents types d'interfaces . . . . .	60
3.3	Protocole expérimental . . . . .	62
3.4	Observations . . . . .	64
3.4.1	Interface avec modification de la rugosité . . . . .	64
3.4.2	Interface modifiée au marqueur . . . . .	66
3.5	Discussion . . . . .	71
3.6	Conclusion . . . . .	74
<b>4</b>	<b>Simulations numériques avec les paramètres de frictions obtenus expérimentalement</b>	<b>75</b>
4.1	Conditions aux limites . . . . .	76
4.2	Contraintes initiales uniformes . . . . .	77
4.2.1	Modèles simples . . . . .	77
4.2.2	Modèle complexe . . . . .	80
4.3	Conditions initiales "réalistes" . . . . .	84
4.3.1	Paramètres initiaux . . . . .	84
4.3.2	Comparaison en fonction des conditions initiales . . . . .	85
4.4	Discussion . . . . .	86
<b>5</b>	<b>Cas d'étude : essais sismiques dans les Hautes-Pyrénées</b>	<b>89</b>
5.1	Contexte de l'étude . . . . .	89
5.2	Contexte géologique et historique . . . . .	90
5.2.1	Brève description géologique de la zone d'étude . . . . .	92
5.2.2	Sismicité historique . . . . .	93
5.2.3	Histoire du Trou de l'Adour au fil des siècles . . . . .	98
5.3	Suivi opérationnel de la crise sismique de 2020, enjeux et implication personnelle . . . . .	98
5.3.1	Réseau de surveillance . . . . .	100
5.3.2	Mon implication dans ce projet . . . . .	103
5.4	Fluid-driven seismic swarms in the Gripp valley (Haute-Pyrénées, France) . . . . .	105
5.4.1	Résumé . . . . .	105

TABLE DES MATIÈRES

---

5.4.2	Abstract . . . . .	105
5.4.3	Introduction . . . . .	106
5.4.4	Data . . . . .	109
5.4.5	Focal mechanism estimation for the 2021-09-10 event. . . . .	111
5.4.6	Earthquake detection and location from deep learning-based approach . . . . .	111
5.4.7	Spatial and temporal evolution of the observed seismicity . . . . .	114
5.4.8	Temporal evolution of the clusters identified by template-matching. . . . .	115
5.4.9	Location uncertainties . . . . .	119
5.4.10	Main features of the seismic crisis . . . . .	124
5.4.11	Discussion – mechanisms driving the seismicity and study of the link with the Adour hole . . . . .	125
5.4.12	Conclusion . . . . .	128
5.4.13	Data and resources . . . . .	130
5.4.14	Acknowledgement . . . . .	130
5.5	Discussion et perspectives . . . . .	135
<b>6</b>	<b>Conclusions &amp; perspectives</b>	<b>139</b>
	<b>Annexes</b>	<b>143</b>
A	Supplementary Material for <i>Rupture nucleation on a periodically heterogeneous interface</i> . . .	145
A.1	Loading process and geometry – Stress Curves . . . . .	145
A.2	Optical set-up . . . . .	146
A.3	Videograms and picking of the rupture front position . . . . .	147
A.4	Determination of nucleation lengths . . . . .	149
A.5	Modelisation of the initial stress profile with Abaqus . . . . .	150
A.6	Fitting the measured length with Andrews’s formula . . . . .	151
B	Supplementary material for <i>Fluid-driven seismic swarms in the Gripp valley (Haute-Pyrénées, France)</i> . . . . .	152
B.1	Introduction . . . . .	152
C	Improving depth estimations of African earthquakes using teleseismic data, and influence for the East-African rift seismic hazard characterization . . . . .	156
C.1	Introduction . . . . .	157
C.2	Cepstral Method . . . . .	159
C.3	Depth estimation for the East-African Rift earthquakes . . . . .	163
C.4	Implication of new depth distributions for seismic hazard assessment . . . . .	194
C.5	Conclusions & discussions . . . . .	198
C.6	Acknowledgement : . . . . .	199
C.7	Data Availability Statement : . . . . .	200



## Remerciements

Tout d'abord j'aimerais remercier mes directeurs de thèse qui ont été là pour moi depuis quelques années maintenant. À Soumaya qui m'a accompagné depuis la licence, à la fois en tant que professeure mais aussi en tant que référente. Elle a toujours su être à l'écoute de mes interrogations, apportant des réponses quand elle le pouvait et en me guidant au mieux durant mes études. Elle savait aussi très bien me secouer lorsque je baissais les bras ou que j'avais un manque de confiance en moi. Durant ces dernières années j'ai beaucoup apprécié travailler à ses côtés. C'est avec elle que j'ai découvert le monde de la recherche, je me suis "amusée" avec des plaques en polycarbonate et un laser, j'ai re-découvert l'utilité du système D, développé ma patience en attendant la sauvegarde et le chargement des données, appris les "joies" du code Matlab ainsi que de la simulation. Merci à toi Soumaya de m'avoir accompagné dans cette aventure.

À Jean que j'ai rencontré en deuxième année de master pour un potentiel stage. Alors que je venais pour une proposition de stage, je suis ressortie deux heures plus tard avec quatre propositions différentes, toutes plus intéressantes les unes que les autres. Jean sait transmettre sa passion pour son travail et ses recherches et sans s'en rendre compte il nous entraîne avec lui. J'ai été ravie de travailler avec lui durant ces quatre dernières années, il m'a toujours poussé, encouragé, offert plusieurs possibilités et m'a accompagné quel que soit mes choix. Merci beaucoup!

Je souhaite remercier les membres de mon jury de thèse qui ont pris le temps de relire mon travail, qui m'ont corrigé et conseillé afin de l'améliorer et qui m'ont permis, aujourd'hui de publier ce manuscrit. De plus, je les remercie pour leur intérêt et les discussions enrichissantes qui ont eu lieu lors de ma soutenance de thèse.

Ensuite, j'aimerais remercier l'équipe DIP dans son ensemble. Merci de m'avoir accueilli parmi vous pendant plusieurs années. J'ai passé de bons moments avec vous pendant les repas, les réunions, les journées d'équipes où j'ai découvert de merveilleuses personnes, toujours à l'écoute avec qui on peut parler de tout et de rien. Merci pour votre cadeau magnifique et vos petits mots, il m'accompagnera pendant de nombreuses années.

Plus particulièrement et dans l'ordre chronologique j'aimerais remercier François. Mon premier co-bureau, qui m'a appris à relativiser sur matlab, qui m'a accompagné faire mes premières expériences en grignotant des kit-kat au matcha. Belle rencontre et bonne découverte japonaise! Merci à Grégoire, deuxième co-bureau pendant plusieurs années jusqu'à l'arrivée du Covid, très bon dessinateur qui a décoré notre bureau de manière indélébile sur nos tableaux, merci d'avoir laissé la place près du radiateur à la frileuse que je suis et bonne continuation à toi. À Benoit, qui est arrivé tel un ouragan chilien, je me rappellerai de nos longues discussions autour d'un café et d'un chocolat chaud dans ton bureau, j'ai beaucoup aimé ta bonne humeur et ton énergie. Un peu comme un grand frère tu m'as suivi sur la fin de ma thèse, tu as toujours été là lorsque j'en avais besoin que cela soit professionnellement ou humainement. Grâce à toi j'ai beaucoup appris, j'ai relativisé, ai vu les choses sous un autre angle et eu quelques bons fous rires. Merci à toi pour ces moments de détente et je te souhaite le meilleur pour la suite. Enfin merci à toi Sabrina, on était dans le même bateau

cette année et avec toi j'ai pu partager les épreuves de la vie de doctorante, les moments de doutes, les problèmes de code, le stress de la fin mais aussi les moments de joie, de détente et de soulagement. Merci d'avoir débarqué à Toulouse et je te souhaite de trouver la voie qui te comblera.

J'ai une pensée aussi à tous ceux que j'ai rencontré de manière plus ponctuelle durant ces trois ans, Laetitia, Federica, Louise, Céline, Jules, Matteo. Malgré le COVID qui a marqué ces dernières années, j'ai eu la chance et l'opportunité de vous connaître lors de collaborations, de conférences ou encore d'école d'été. Et grâce à vous j'ai passé de super moments. Et merci de m'avoir supporté, moi et mon stress avant mes présentations.

Je remercie aussi Thomas, mon compagnon de vie depuis plus de 8 ans. Merci de m'aimer, de me soutenir, de m'encourager et de me supporter, notamment pendant ces trois années. Grâce à toi, je n'ai pas eu peur de me lancer dans l'inconnu car je savais que tu serais derrière moi et quoiqu'il se passera tu seras là. Sans toi et sans notre quotidien, j'aurais peut être perdu pied et je ne serais pas en train d'écrire ces remerciements aujourd'hui. Merci!

Pour finir, je remercie du fond du coeur ma famille et plus particulièrement mes parents qui m'ont soutenu depuis le début et qui ont toujours cru en moi. C'est en grande partie grâce à eux que je suis la personne que je suis aujourd'hui et j'en suis fier! Merci!

# Chapitre 1

## Introduction

### 1.1 Bref historique de la sismologie

La terre tremble et ce depuis des millions d'années, mais dans l'histoire de l'humanité les premiers écrits décrivant ce phénomène datent de l'antiquité. Durant cette période, que cela soit en Orient ou en Occident, les séismes sont interprétés comme des messages divins transmis aux Hommes. Néanmoins, certains contemporains associaient ces événements à des phénomènes naturels se produisant à l'intérieur de la terre avec de l'eau, de l'air ou encore du feu (Ben-Menahem, 1995). En 132 après J.-C., Zhang Hen a inventé le premier instrument permettant de connaître la direction de la propagation des ondes du séisme, le sismoscope (Figure 1.1).

L'histoire de la sismologie décrite par Agnew et al. (2002), débute véritablement au XVIII<sup>ème</sup> siècle avec le terrible tremblement de terre de Lisbonne en 1755. En effet, un tremblement de terre est un phénomène naturel pouvant occasionner de nombreux dégâts matériels et la perte de vies humaines. Ce fut le cas à Lisbonne, où le séisme avec une magnitude ayant été estimé entre 8.5 et 9 sur l'échelle de Richter a fait au moins 50 000 victimes dues à la fois au tremblement de terre mais aussi aux incendies et au tsunami déclenchés par les vibrations du sol. Cette catastrophe a été le sujet de la première étude sismologique menée par Michell (1760), où il suggère que les mouvements du sol sont causés par la propagation des ondes dans la terre.

C'est à partir de la fin du XIX<sup>ème</sup> siècle que la sismologie prend son essor avec la créa-

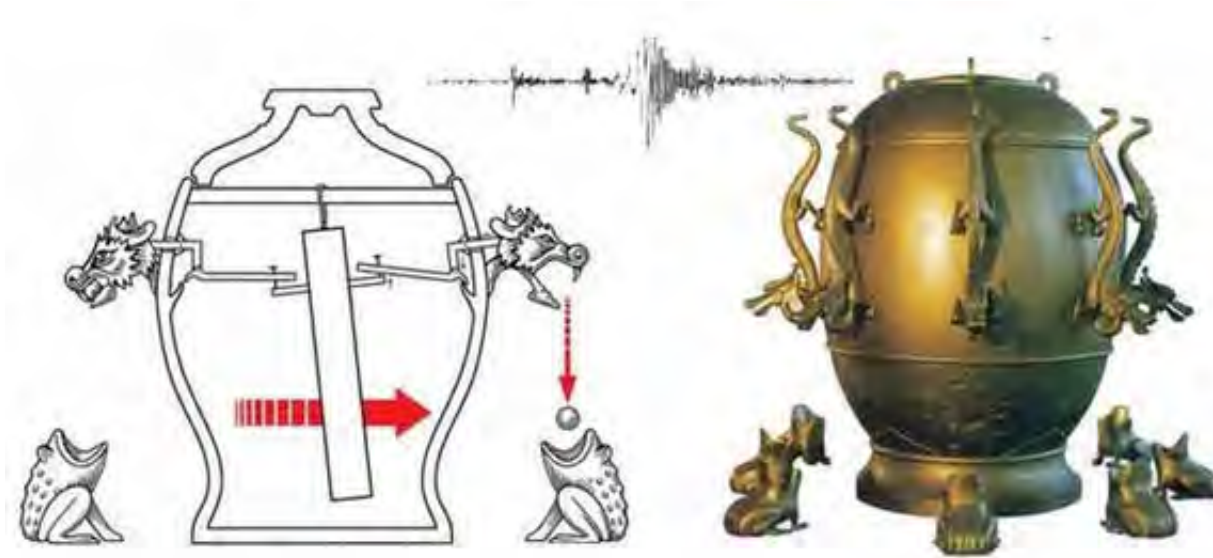


FIGURE 1.1 – Sismoscope vu en coupe (à gauche) et vu de l’extérieur (à droite). Des dragons et des grenouilles sont placés selon les huit axes de la rose des vents. Lorsque les ondes traversent l’appareil, le pendule au centre déclenche un mécanisme qui ouvre la gueule d’un des dragons laissant échapper une bille métallique qui se loge dans la bouche de la grenouille correspondante. La direction des ondes est ainsi indiquée par la position des animaux où le mécanisme a été déclenché. Figure tirée de <https://tulay.ph/2017/05/25/early-chinese-seismology-zhang-heng-%E5%BC%B5%E8%A1%A1-and-his-seismoscope/>

tion d’un premier catalogue de la sismicité permettant la création d’une première carte de la sismicité mondiale par Mallet 1848 (Figure 1.2), carte encore valide de nos jours. De plus, à cette époque, c’est la naissance de la sismologie expérimentale avec l’invention des premiers sismomètres. Ces instruments ont été déployés un peu partout autour du globe et l’analyse des différents sismogrammes ont permis de différencier certaines phases. Notamment, les ondes de volume qui se propagent à l’intérieur de la planète et les ondes de surface qui, comme leur nom l’indique, se propagent à la surface de la Terre. Les ondes de volume ont alors été différenciées en deux catégories : les ondes longitudinales et les ondes transversales (Figure 1.3), respectivement appelées par la suite les ondes P et les ondes S pour Primaire et Secondaire (liées à leur temps d’arrivée). Au début du XX<sup>ème</sup> siècle, le temps de trajet des ondes a permis de déterminer un profil de vitesse à l’intérieur de la Terre (Dziewonski et Anderson, 1981), confirmant ainsi l’hétérogénéité de la planète avec une différenciation de la croûte, du manteau et du noyau. Ce profil permettra, par la suite, de mettre en évidence les deux parties du noyau, le centre aussi appelé la graine bien solide et la partie externe qui est quant à elle, liquide empêchant ainsi la propagation des ondes S (Figure 1.4).

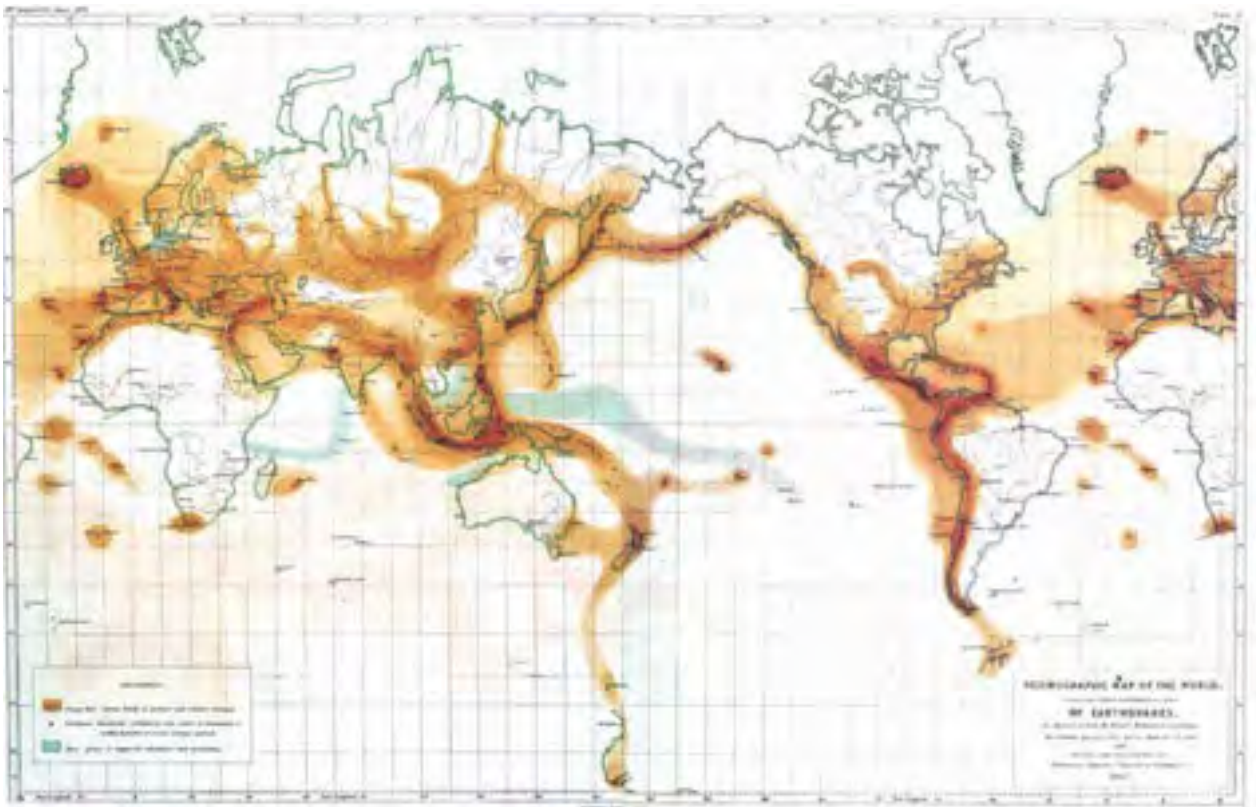


FIGURE 1.2 – Première carte de la sismicité mondiale basée sur des études exclusivement macrosismique. Figure tirée de (Adams, 2009).

C'est aussi au courant du XX<sup>ème</sup> siècle, notamment durant l'étude du séisme de Californie en 1906, que Reid (1910) a énoncé la théorie du rebond élastique selon laquelle les contraintes accumulées sur une faille sismique sont libérées, créant un tremblement de terre. Les mécanismes de la source restent difficiles à connaître avec uniquement des sismogrammes. Cependant, pour un même séisme, la première polarisation, c'est-à-dire le sens d'arrivée des ondes P enregistrée par plusieurs stations avec une bonne couverture azimutale permet de définir les mécanismes au foyer. Le mécanisme au foyer représenté par une sphère divisée en quatre, indique le mouvement relatif des blocs de part et d'autre de la faille (Figure 1.5). Les premiers ont été réalisés au Japon, l'un des premiers pays possédant une grande instrumentation sismologique. Ces mécanismes au foyer ont été largement utilisés dans le développement de la théorie des plaques tectoniques.



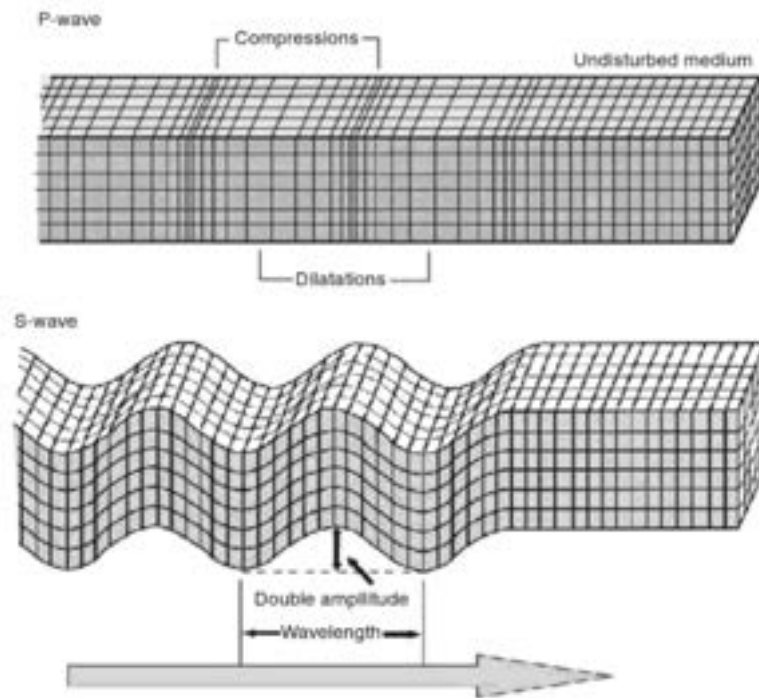


FIGURE 1.3 – Schéma de la propagation des ondes de volume, les ondes P longitudinales (en haut) et les ondes S transverses (en bas). Figure tirée de (Selim Saleh, 2011).

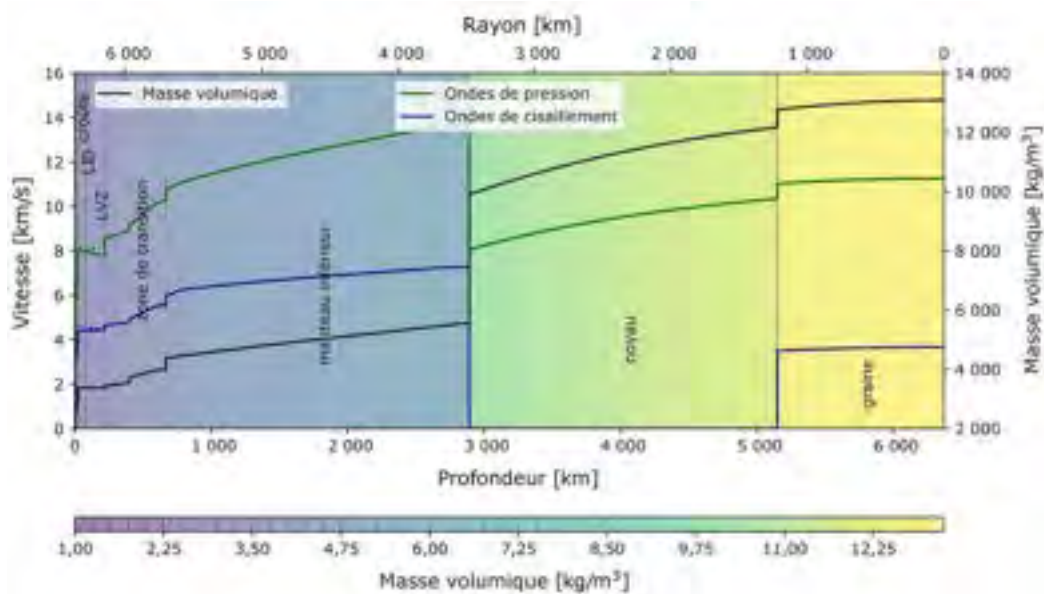


FIGURE 1.4 – Modèle PREM (Preliminary reference Earth model) montrant le profil de vitesse des ondes P et S en fonction de la profondeur d’après Dziewonski et Anderson (1981) . Figure tirée de <https://papiermachesciences.org/2021/09/09/un-modele-preliminaire-depuis-40-ans/?v=C>

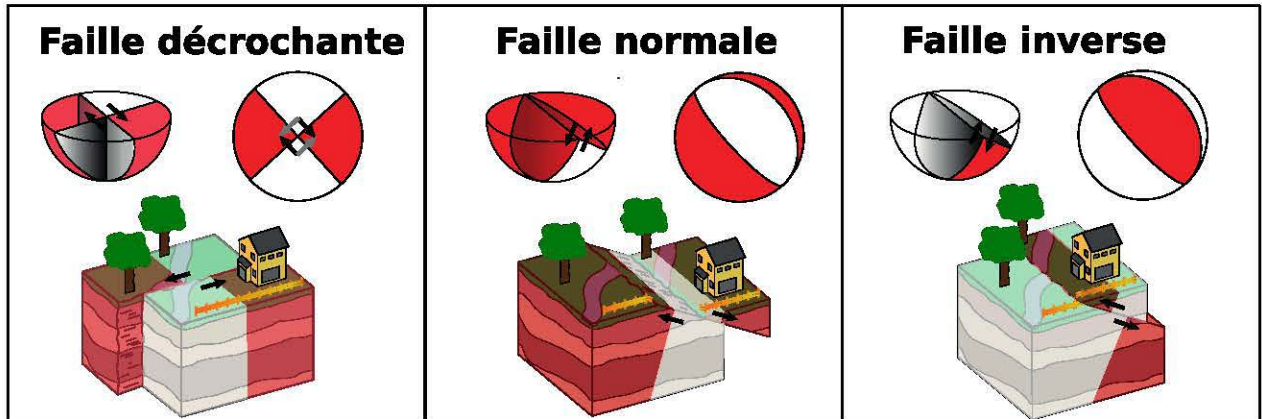


FIGURE 1.5 – Illustrations du mécanisme au foyer pour une faille décrochante, une faille normale et une faille inverse.

Aujourd’hui, l’instrumentation sismologique est présente sur une grande partie des terres émergées avec certaines inégalités mais déployées de façon massive dans les zones à risque comme au Japon et en Amérique de l’Ouest (Figure 1.6). Le développement de l’ordinateur a permis de rendre accessible les données sismologiques au plus grand nombre, ainsi que le développement de modèles de plus en plus complexes.

Les tremblements de terre sont imprévisibles et peuvent être destructeurs. Mieux les comprendre permettrait d’estimer plus finement les probabilités qu’un séisme ait lieu dans une zone précise et d’étudier les mécanismes impliqués lorsqu’une faille casse, estimant plus précisément l’aléa sismique permettant de diminuer ainsi les risques sismiques. C’est pourquoi de nombreuses études ont été mises en place dans l’optique de mieux connaître la dynamique de la source sismique.

## 1.2 Déformations des roches

Comme présenté dans la section 1.1, la sismologie a permis de confirmer, grâce au profil de vitesse des ondes (Figure 1.4), que la Terre est une planète différenciée, composée de différentes couches. Les conditions thermomécaniques notamment de pression et température, contrôlent les mécanismes de déformation des matériaux. Il existe trois régimes de déformations, l’un est temporaire tandis que les deux autres sont permanents. La déformation peut être momentanée lorsque le matériau est soumis à certaines conditions thermodynamiques

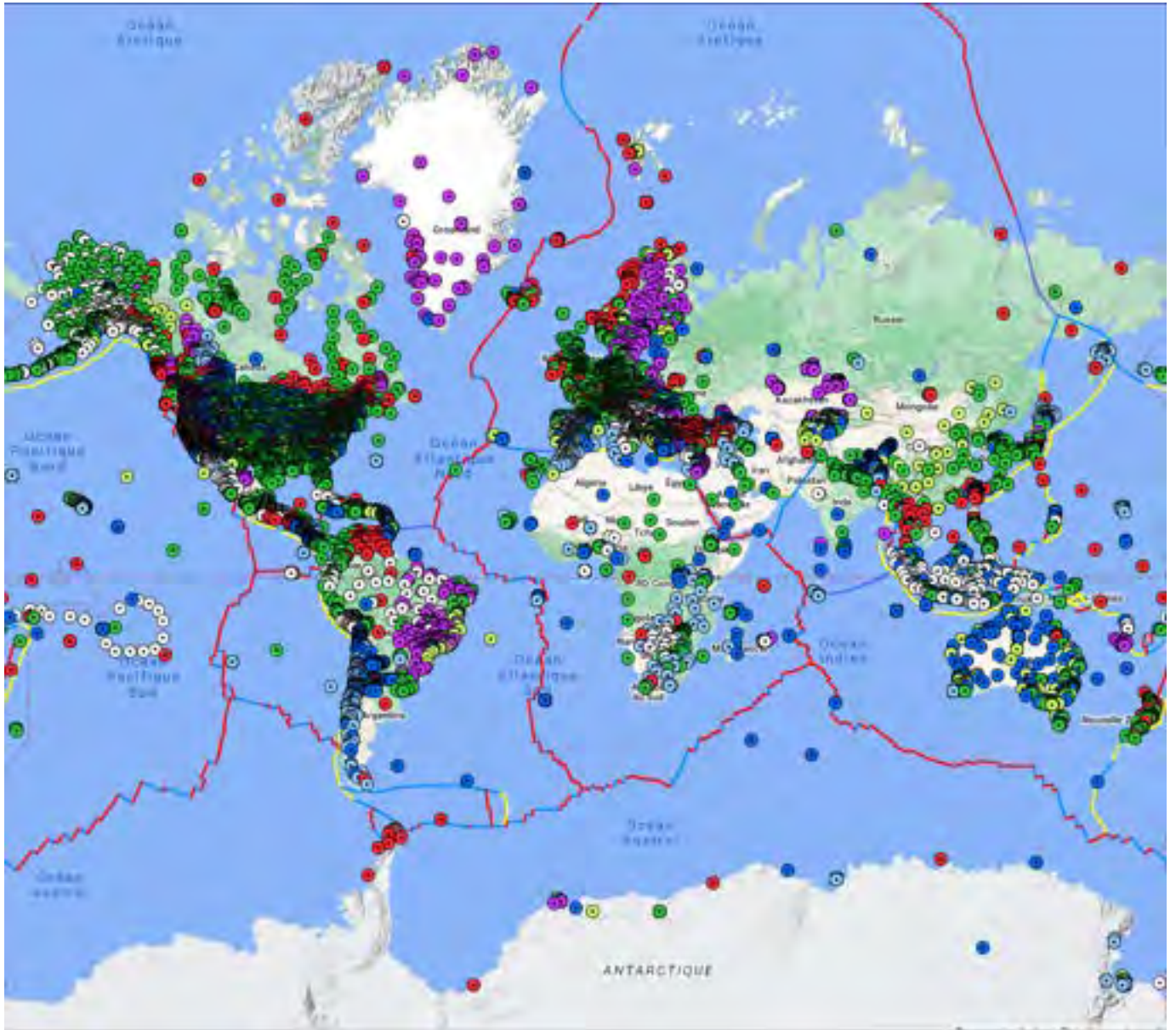


FIGURE 1.6 – Stations sismologiques déployées de façon permanente autour du monde. Les couleurs indiquent différents centres de données.

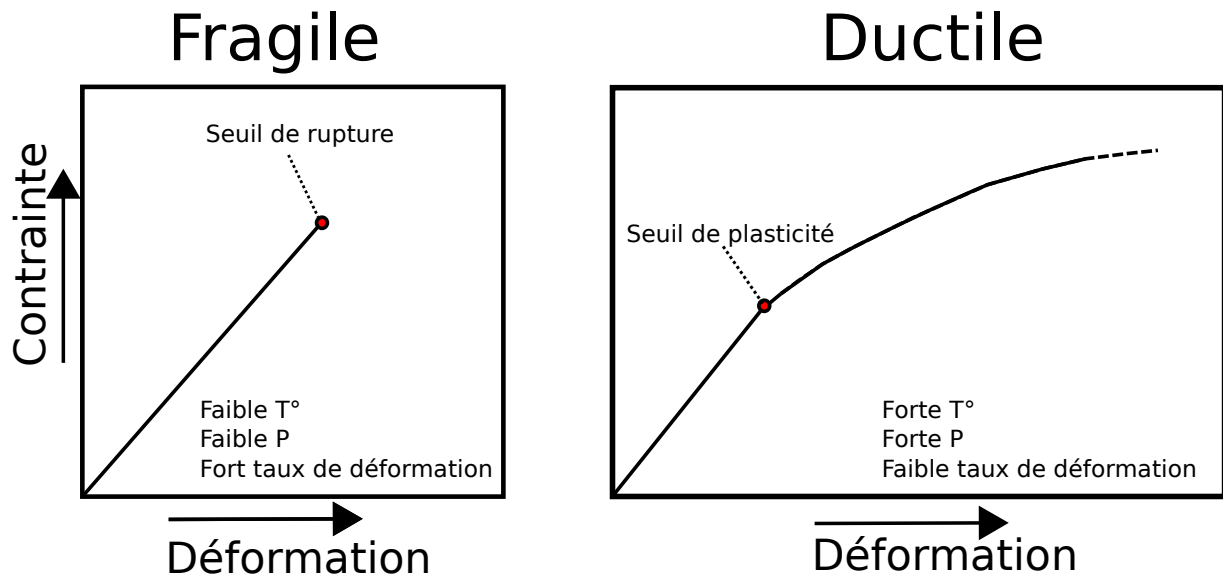


FIGURE 1.7 – Schéma représentant les deux régimes de déformation permanents. Le régime fragile (à gauche) et le régime ductile (à droite).

sur des temps relativement courts. Lorsque les contraintes disparaissent le matériau revient à sa forme initiale, il a subi un régime de déformation élastique. C'est ce régime qui est à l'origine de la transmission des ondes sismiques.

Il existe deux régimes principaux de déformation permanente dépendants des conditions de pression et de température (Figure 1.7) :

- Le régime fragile.
- Le régime ductile.

Le régime de déformation est dit fragile lorsque les conditions atteignent le seuil de rupture et que la roche se casse, c'est pourquoi on peut dire que le régime est "cassant". Tandis que le régime de déformation est dit ductile lorsque les conditions dépassent le seuil de plasticité et que les roches se déforment sans revenir à leur état initial lorsque la contrainte cesse.

### 1.3 La rupture sismique

En regardant la répartition des séismes en profondeur, on se rend compte que ces derniers ont majoritairement lieu à faible profondeur, au contact de deux plaques dans les zones de subduction. C'est une zone où les conditions de pression et de température favorisent un régime de déformation permanent fragile. Le mouvement des plaques tectoniques modifie les contraintes introduisant des déformations dans la croûte. Ces contraintes et déformations se concentrent dans certaines régions pendant des échelles de temps pouvant être très longues, jusqu'à ce que le matériau atteigne le seuil de rupture. Le matériau rompt localement relâchant les contraintes à cet endroit, modifiant les contraintes en champs proche, qui peut atteindre le seuil de rupture à son tour, propageant ainsi le front de la rupture. Ce front peut être accompagné d'un glissement brusque et rapide entre les deux blocs (Reid, 1910). Lorsque le seuil de rupture n'est pas atteint, le milieu subit quand même une déformation élastique traduit par le passage d'ondes sismiques.

Ce front de rupture peut se propager selon trois modes de rupture (Figure 1.8) :

- Mode I - Ouverture dans le plan, c'est à dire lorsque les deux blocs s'éloignent l'un de l'autre. Ce plan est perpendiculaire de celui du front de rupture.
- Mode II - Cisaillement dans le plan, les deux blocs glissent l'un par rapport à l'autre perpendiculairement au front de rupture.
- Mode III - Cisaillement antiplan, les deux blocs glissent l'un par rapport à l'autre parallèlement au front de rupture.

Le mode de rupture I ne décrit pas le mécanisme de la source, c'est pourquoi on sismologie on s'intéresse aux modes de cisaillement (II et III). La rupture dynamique en mode II est composée de deux phases, définies de manière expérimentale (Latour et al., 2013 ; Ohnaka et Shen, 1999). Une phase d'initiation, appelée aussi nucléation, quasi-statique et asismique où la chute de contrainte se situe proche de la zone de nucléation et la contrainte se concentre près des bords favorisant l'extension de la nucléation avec une accélération jusqu'à atteindre une longueur critique ( $L_C$ ). C'est à ce moment là que la seconde phase débute, la propagation, où la rupture possède une vitesse constante plus importante que lors de la phase

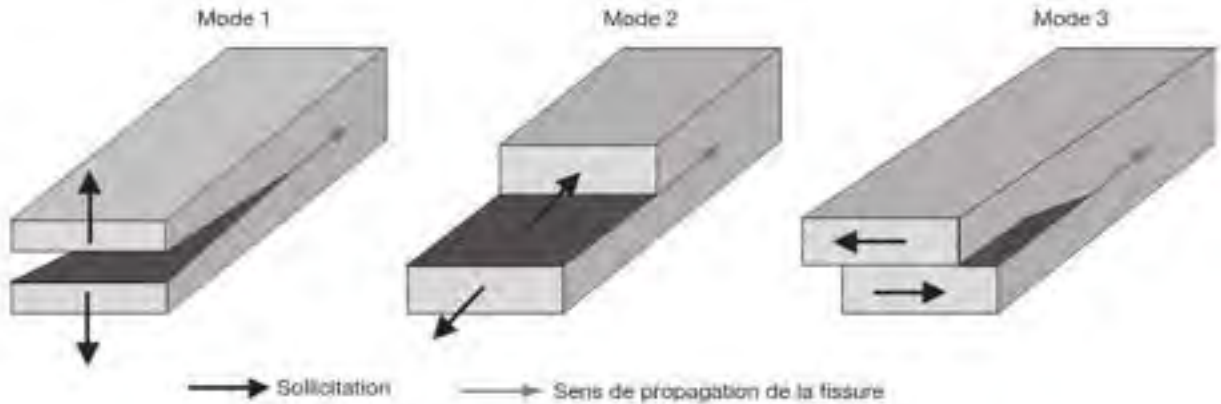


FIGURE 1.8 – Les trois modes de déplacement de la rupture. Figure tirée de Coutellier (2006).

de nucléation, et s'étend rapidement. Le passage de la phase de nucléation à la phase de propagation n'est pas toujours définie de la même manière. Latour et al. (2013) définissent la longueur critique de nucléation entre la phase quasi-statique et la phase d'accélération, tandis qu'Ohnaka et Shen (1999) ou encore Lebihain et al. (2021) utilisent comme longueur critique de nucléation la longueur de la rupture avant la phase de propagation.

La friction ou frottement se caractérise par la résistance rencontrée par le matériau lors du glissement. Sur une faille l'état de friction est contrôlé par plusieurs paramètres tels que la géométrie de l'interface, la lithologie et aussi en partie par la rugosité, c'est à dire les contacts qu'il peut y avoir entre les deux blocs et cela à plusieurs échelles. La géométrie de ces contacts joue un rôle important sur l'état de friction de la faille (Scholz, 2019).

Afin que la rupture continue de s'étendre sur le plan de glissement de la faille pré-existante, il est nécessaire que la contrainte de cisaillement soit supérieure à la résistance de friction.

## 1.4 Lois de frottement

### 1.4.1 Loi de frottement de Coulomb

Lorsque les deux blocs de part et d'autre de la faille sont en contact, une force de contact s'exerce.

Cette force peut être décomposée en deux composantes, une composante normale  $\vec{N}$  per-

pendiculaire à la surface de contact et une composante tangentielle  $\vec{T}$  aussi appelée force de frottement du glissement. Pour initier un glissement entre les deux solides, il faut alors que les lois définies par Amontons (1699) puis reprises par Coulomb (1821), appelées aujourd'hui 'Lois de Coulomb' soient respectées :

$$\|\vec{T}\| = \|\vec{N}\|\mu_S \quad (1.1)$$

où  $\mu_S$  correspond au coefficient de friction statique qui caractérise l'état de l'interface. Tant que le glissement se poursuit la composante tangentielle équivaut à :

$$\vec{T} = \vec{N}\mu_D \quad (1.2)$$

où  $\mu_D$  est le coefficient de friction dynamique, inférieur au coefficient de friction statique.

#### 1.4.2 Loi de frottement en affaiblissement de glissement

Les lois de frottement gouvernent la dynamique de la rupture. La loi de frottement avec affaiblissement du glissement (*slip weakening friction law*) est une loi simple définie par Ida (1972) et Palmer et Rice (1973).

La rupture débute lorsque le coefficient de friction ( $\mu$ ) atteint  $\mu_S$ , puis le coefficient décroît de manière graduelle et linéaire jusqu'à atteindre le coefficient de friction dynamique  $\mu_D$ . Le glissement initié par la rupture atteint une valeur critique notée  $D_C$  (Figure 1.9) .

Il existe des lois de frottement plus complexes comme la loi de friction "rate-and-state" (Figure 1.10). Celle ci va prendre en compte des variables d'états ainsi que la vitesse de glissement.

### 1.5 Observations géophysiques suggérant de la nucléation

La présence de la phase de nucléation, définie en laboratoire (voir section 1.6.1), reste incertaine pour les séismes malgré différentes études qui suggèrent son existence.

Certaines zones autour du globe sont bien instrumentées en terme de stations sismologiques mais aussi en stations GPS. Ces dernières permettent de connaître le mouvement de

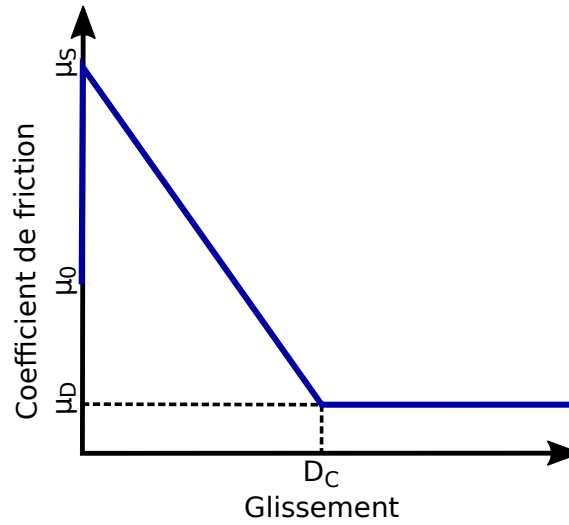


FIGURE 1.9 – Loi de frottement en affaiblissement de glissement.

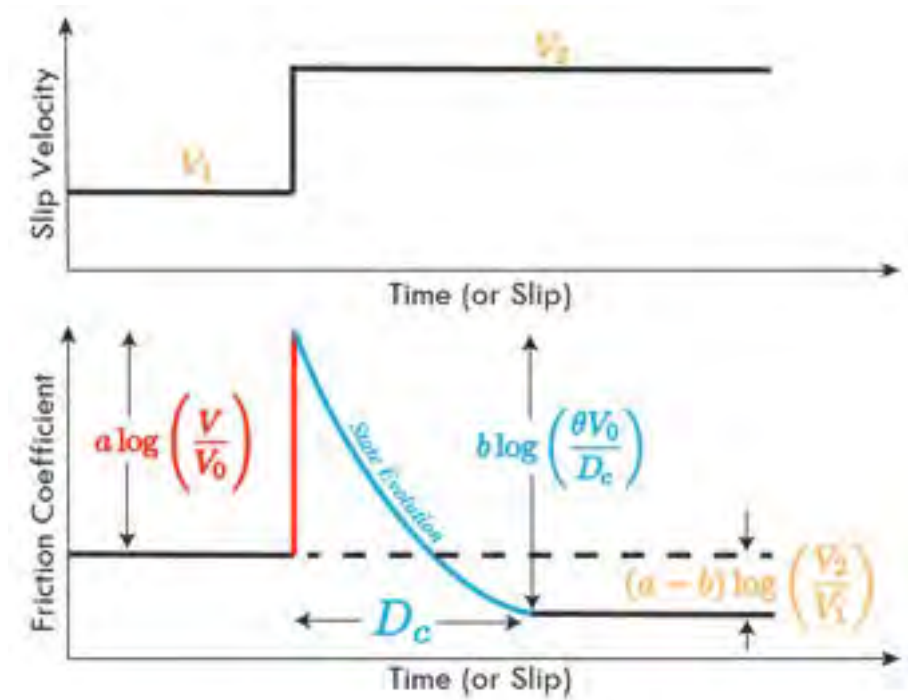


FIGURE 1.10 – Loi de frottement "rate-and-state" de Thomas et Bhat (2023).

la surface par rapport à un point référence. Ruiz et al. (2014) ont utilisé le réseau dense disposé sur la côte chilienne pour mettre en évidence un mouvement débutant 17 jours avant le séisme d'Iquique en 2014 et allant par endroit jusqu'à 5 mm vers l'Ouest. Ils attribuent 80%



de ce déplacement à un glissement lent et le reste à la sismicité causée par les précurseurs. Ce déplacement est confirmé par l'étude de Socquet et al. (2017) qui couple les données GPS avec l'étude de la sismicité en montrant une accélération de l'apparition des précurseurs. Cela suggère que les phénomènes qui ont lieu dans les zones asismiques tel que le glissement lent ont une importance dans le processus d'initiation de grands événements sismiques.

Certaines études se concentrent sur l'analyse des événements précurseurs afin de mettre en évidence un mouvement lent asismique pouvant être interprété comme la phase de nucléation. C'est le cas de Bouchon et al. (2011) qui étudient le séisme d'Izmit en 1999. Ils mettent en évidence la présence de *repeaters*. Les *repeaters* sont des séismes précurseurs identiques qui ont lieu plusieurs fois au même endroit. Donc cette zone casserait plusieurs fois tandis que les zones alentours glisseraient lentement. De plus, ils détectent un bruit de fond à basse fréquence qui débute lors du premier précurseur et qui se termine lorsque le séisme principal se déclenche. Ils supposent que ce bruit de fond serait la signature d'un glissement lent se produisant sur la zone de rupture. Le séisme de Tohoku-Oki de 2011 possède aussi de nombreux précurseurs. Kato et al. (2012) ont analysé la migration de cette sismicité et ont observé une augmentation de la vitesse de la migration peu avant le séisme principal ainsi que des *repeaters*. Les précurseurs peuvent être des indicateurs d'un processus de nucléation à plus large échelle (Dodge et al., 1995). La phase de nucléation serait donc composée d'un glissement lent asismique associé à de la sismicité.

En étudiant plus précisément les sismogrammes, (Iio, 1995) observe une augmentation lente de la vitesse des mouvements du sol avant leur accélération lors de l'arrivée des ondes P qu'il relie avec la phase de nucléation (Figure 1.11). Lewis et Ben-Zion (2007) observent aussi ce type de signal, cependant pour un même événement ce signal n'est pas présent sur une majorité des stations qui l'enregistrent. Deux hypothèses sont formulées, soit ce signal ne proviendrait pas de la source, soit il proviendrait de la source mais ne serait pas détecté car le rapport signal/bruit est trop faible ou bien la distance aux stations est trop importante. (Dieterich, 1986) a démontré que la phase de nucléation pouvait, en effet, être trop petite pour être détectée lors d'un événement sismique. Ainsi, on peut aussi contester l'observation de (Iio, 1995) et supposer que l'observation du mouvement lent avant l'onde P n'est qu'un effet d'un filtrage instrumental (Scherbaum et Bouin, 1997) ou numérique non-causal.

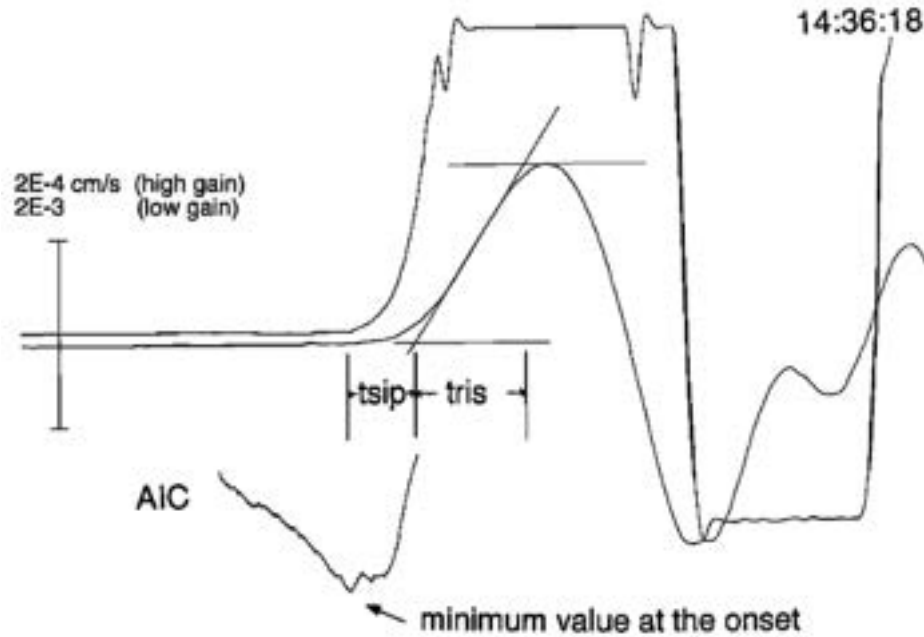


FIGURE 1.11 – Observation par Iio (1995) de la phase de nucléation observée sur les répliques du séisme de Nagano en 1984. Cette phase représentée par une augmentation lente de la vitesse des ondes P est notée  $t_{sip}$  pour 'slow initiation phase'. Sur cet évènement  $t_{sip}$  est égal à 3.8 ms.

À partir de l'analyse de signaux (G. C. Beroza et W. L. Ellsworth, 1996) proposent deux modèles de la phase de nucléation.

Le modèle de cascade : La rupture s'initie par un petit évènement sismique qui en modifiant les contraintes, déclenche un séisme plus important et ainsi de suite jusqu'à ce que les conditions ne soient plus favorables (Ide et Aochi, 2005 ; Okuda et Ide, 2018). Il n'y a pas de différence entre l'initiation d'un petit évènement ou d'un plus important et rien ne permet de prédire l'arrêt de la rupture.

La modèle de pré-glissement ('preslip model') : La rupture s'initie de façon asismique avec un glissement stable, localisé qui s'accélère graduellement jusqu'à atteindre une taille critique où la rupture devient instable et se propage loin avec une vitesse de rupture importante. La phase de nucléation se produirait avant la phase de propagation et joue un rôle important dans la suite du processus de rupture. Les faibles et les plus importants évènements sismiques ne possèdent pas la même phase de nucléation rendant les processus de rupture prédictibles par l'étude de la phase de nucléation (W. Ellsworth et G. Beroza, 1995).

L'observation directe de cette phase de nucléation est donc difficile. C'est pourquoi la dynamique de la rupture et plus particulièrement la phase de nucléation est largement étudiée de manière analytique, numérique ou encore expérimentale.

## 1.6 Étude de la dynamique de la rupture

### 1.6.1 Deux phases distinctes

Comme vu dans la section 1.5, plusieurs observations géophysiques suggèrent la présence d'une phase d'initiation de la rupture. Sur le plan expérimental, elle a été mise en évidence par Ohnaka et Shen (1999) qui ont observé expérimentalement sur du granite, deux phases distinctes dans la dynamique de la rupture en mode II, dont la phase de nucléation (Figure 1.12). Cette dernière est lente, généralement très inférieure à la vitesse des ondes S et localisée le long de la faille. Lorsque la rupture atteint une longueur critique, la phase de propagation débute et la rupture se propage très rapidement le long de la faille.

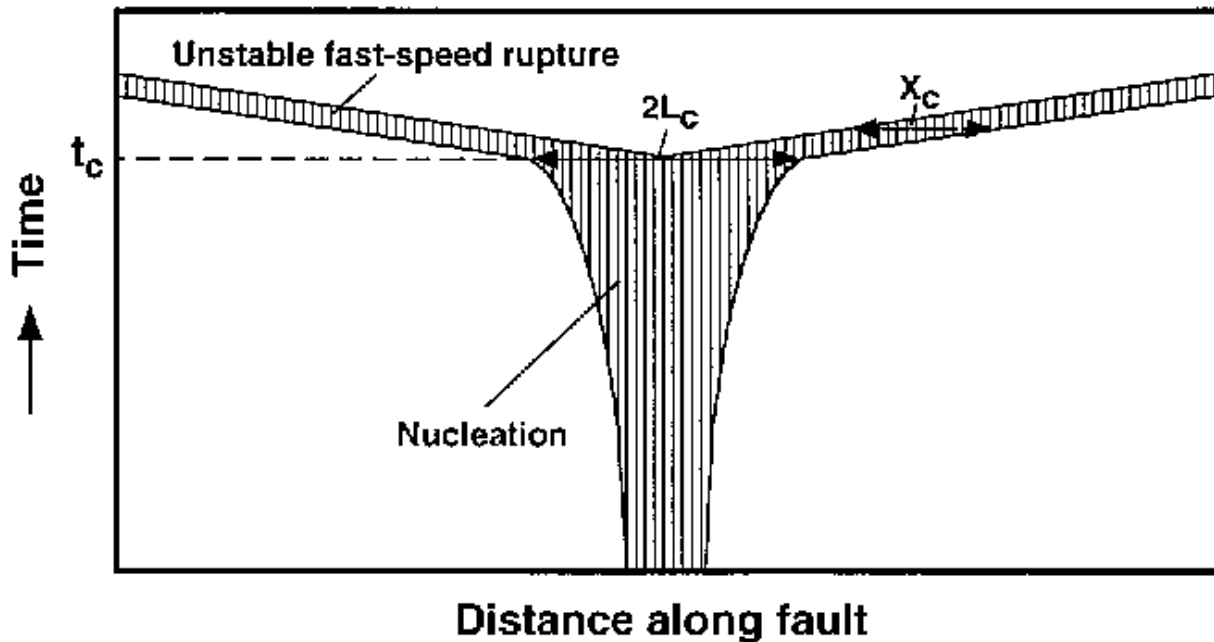


FIGURE 1.12 – Dynamique de la rupture distinguée en deux phases distinctes, la phase de nucléation et la phase de propagation observée par Ohnaka et Shen (1999).

### 1.6.2 Observation de la rupture

Plusieurs méthodes ont permis d'étudier la dynamique de la rupture de façon expérimentale.

Certains ont observé la rupture en étudiant l'aire de contact de l'interface entre deux blocs de poly méthacrylate de méthyle acrylique (PMMA) (Bayart et al., 2018 ; Gvirtzman et Fineberg, 2021 ; Rubinstein et al., 2007 ; Rubinstein et al., 2004). Avec cette méthode, ils ont mis en évidence le front de rupture grâce une surface de contact réduite après son passage alors que le reste de l'interface est inchangé. Ce front de rupture peut se propager de trois façons différentes :

- Un front de rupture sub-Rayleigh (Freund, 1979) où la vitesse de rupture est inférieure à la vitesse des ondes de Rayleigh.
- Un front de rupture sub-Rayleigh qui devient *supershear*. Au début la vitesse de rupture est inférieure à la vitesse des ondes de Rayleigh, puis elle dépasse la vitesse des ondes S.
- Un front de rupture très lent, d'un ordre de grandeur inférieur à la vitesse des ondes de Rayleigh.

Le glissement du système s'effectue lorsque le front de rupture a traversé entièrement l'interface. Néanmoins, un glissement local peut être généré lorsqu'une rupture partielle de l'interface se produit, ce phénomène pouvant être appelé précurseur.

Certains ont utilisé la méthode de photoélasticité (Guérin-Marthe et al., 2019 ; Latour et al., 2013 ; Nielsen et al., 2010 ; Rosakis et al., 1999 ; Xia et al., 2005 ; Xia et al., 2004). Cette méthode permet d'observer les variations de contrainte dans un matériau transparent biréfringent, généralement de l'homalite ou du polycarbonate (section 2.1.1), et ainsi d'identifier la position de la rupture au cours du temps. Rosakis et al. (1999) ont observé des vitesses de front de rupture supersoniques. Xia et al. (2004) ont estimé que la longueur de transition pour passer d'une rupture sub-Rayleigh à une rupture supersonique doit être importante. Par la suite, ils ont indiqué que cette longueur de transition pouvait diminuer si la contrainte était plus importante (Xia et al., 2005).

D'autres études ont permis d'observer la rupture se propageant dans une roche tel que le granite ou du metagabbro avec l'aide de jauges de déformation disposées le long des interfaces

(Freund, 1979 ; McLaskey, 2019 ; Ohnaka et Shen, 1999 ; Passelègue et al., 2017 ; Yamashita et al., 2021, 2018).

Dans notre étude, nous nous concentrons sur la phase de nucléation pour mieux comprendre l'évolution de la rupture au cours du temps. Cette phase a déjà été étudiée par le passé. Je présente un résumé de ces études ci après (sections 1.6.3 et 1.6.4).

### 1.6.3 Nucléation sur interface homogène

La phase de nucléation a été caractérisée théoriquement en utilisant la loi de friction en affaiblissement de glissement (section 1.4.2). Campillo et Ionescu (1997) ont démontré de façon analytique que la durée de la nucléation est dépendante de la pente de la loi de friction dans le cas d'une faille homogène cisailée en mode III. Uenishi et Rice (2003) ont ajouté que la taille de la nucléation ne dépend pas de la forme du chargement des contraintes qui peut être variable dans la réalité. De plus, la taille de nucléation est inversement proportionnelle à la pente de la loi de friction avec l'équation 1.6.3 :

$$L_C = 1.158 \frac{\mu^*}{W} \tag{1.3}$$

où  $W$  est égale à la pente de la loi de friction en affaiblissement soit le taux d'affaiblissement  $W = \frac{\tau_S - \tau_D}{D_C}$ , où  $\tau_S$  égal au pic de contrainte,  $\tau_D$  à la contrainte résiduelle et  $\mu^*$  est égale au module de cisaillement en mode III, sinon  $\mu^* = \mu / (1 - \nu)$  en mode II, où  $\mu$  est égale au module de cisaillement et  $\nu$  au coefficient de Poisson.

Numériquement, Ionescu et Campillo (1999) ont étudié la durée de la nucléation, confirmant sa dépendance à la pente de la loi de friction dans le cas d'une faille infinie (Campillo et Ionescu, 1997). Pour une faille homogène finie, la durée de la phase de nucléation va dépendre de la taille de la faille et sera plus longue lorsque la taille de la faille est réduite.

Dascalu et al. (2000) ont étudié, de façon théorique et numérique, la phase de nucléation sur une faille homogène, finie avec un mode de rupture III. Avec une analyse spectrale, ils ont défini une valeur propre dominante qui détermine le taux d'accroissement de la rupture sur la faille. Ainsi, ils ont déterminé la durée de la phase de nucléation interprétant que la stabilité de la faille dépend de la pente de la loi de friction. Ce qui indique qu'en utilisant une loi de friction simple, on peut déterminer une fourchette de durée de nucléation.

Guérin-Marthe et al. (2019) ; Latour et al. (2013) ; Nielsen et al. (2010) ont mis en évidence expérimentalement par photoélasticité une phase plus lente avant la phase de propagation. Latour et al. (2013) a confirmé l'étude d'Ohnaka et Shen (1999) avec l'observation de deux phases distinctes, la nucléation et la propagation. La nucléation se décompose en deux phases, une phase quasi-statique puis une phase d'accélération avant la phase de propagation (Figure 1.13). De plus, la longueur critique de nucléation serait inversement proportionnelle à la contrainte normale. Tandis que Guérin-Marthe et al. (2019) démontrent que la taille de nucléation est dépendante de la vitesse de chargement de la contrainte tangentielle : lorsque celle-ci augmente la taille de nucléation diminue.

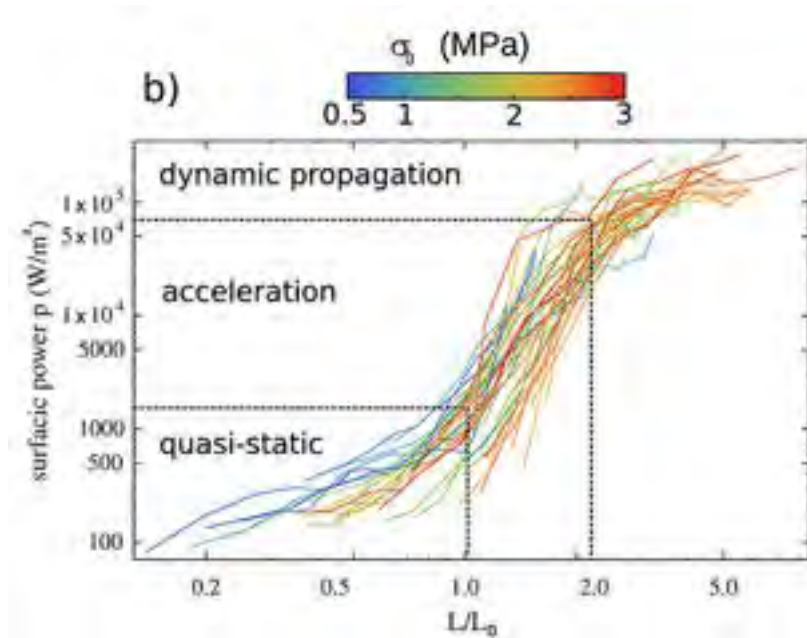


FIGURE 1.13 – Les trois étapes de la dynamique de rupture définie par Latour et al. (2013).

En plus d'identifier les différentes phases de la dynamique de la rupture, Ohnaka et Shen (1999) montrent que la rugosité de l'interface a une influence sur la longueur de nucléation. Plus une faille est rugueuse, plus la longueur de nucléation est importante.

Ces différentes études ont été réalisées sur des interfaces homogènes afin de simplifier le problème. Néanmoins les zones de failles sismiques sont hétérogènes avec des différences de géométrie, de rhéologie ou bien de friction. Nous proposons donc d'aller plus loin et de simuler une zone de faille hétérogène de façon expérimentale et d'en étudier la phase de nucléation de la rupture (Chapitres 2 et 3).

#### 1.6.4 Nucléation sur des interfaces hétérogènes

Des modèles numériques ont aussi été utilisés pour étudier l'effet des hétérogénéités de friction (Campillo et al., 2001 ; Dublanchet, 2018 ; Latour et al., 2011 ; Schär et al., 2021 ; Yabe et Ide, 2018). Par exemple, la faille est rendue périodiquement hétérogène en apportant des variations du coefficient de friction statique. La vitesse de la rupture est plus faible que sur une faille homogène (Campillo et al., 2001 ; Latour et al., 2011), avec une rupture qui débute aux endroits où  $\mu_S$  est plus faible. La durée de la phase de nucléation ainsi que la pente de la loi de friction sont alors dépendantes de la taille des barrières de l'interface. Dublanchet (2018) a mis en évidence 4 régimes de nucléation différents distingués par les paramètres de friction. Cela démontre que les hétérogénéités de friction jouent un rôle dans la phase d'initiation des séismes en expliquant certains comportements, notamment l'apparition ou non de précurseurs à la rupture.

En ajoutant des hétérogénéités de friction (Yabe et Ide, 2018), ou bien des hétérogénéités de la contrainte normale (Cattania et Segall, 2021), la rupture s'initie localement sur l'interface avant de s'arrêter. Ce phénomène se produit plusieurs fois avant que la rupture ne traverse entièrement l'interface, l'occurrence augmente avec le temps rappelant les observations des précurseurs de la sismicité.

Schär et al. (2021) numérisent deux plaques qui ont les mêmes caractéristiques mécaniques que les polymères généralement utilisés dans les expériences de rupture. Ils introduisent des hétérogénéités de friction sur l'interface, en modifiant le pic de contrainte tangentielle de façon périodique, puis ils varient la longueur d'onde ( $\lambda$ ). Ils observent ainsi trois types de nucléation en fonction de  $\lambda$ . Une nucléation où le glissement évolue de manière régulière comme observée par Uenishi et Rice (2003) lorsque la longueur d'onde est supérieure à la longueur critique de la nucléation. Pour une longueur d'onde à peu près égale à la longueur de nucléation critique, plusieurs fronts de rupture se rejoignent augmentant brusquement de manière significative la longueur de la nucléation, qui devient plus grande que la longueur de nucléation critique. Ce phénomène est appelé la coalescence critique. Le dernier type de nucléation est la coalescence sous-critique, lorsque  $\lambda$  est largement inférieure à la longueur de nucléation. Cela engendre le phénomène de coalescence plusieurs fois dans la longueur de nucléation critique sans dépasser cette dernière.

Lebihain et al. (2021) modélisent des ruptures en modifiant le taux d'affaiblissement de la loi de frottement et en gardant le pic de la contrainte tangentielle  $\tau_P$  constant. Ainsi, ils prédisent la longueur critique de nucléation, qu'importe le profil spatial du taux d'affaiblissement et ce pour les trois modes de rupture homogène (Scholz, 2019). De plus, ils démontrent que l'instabilité de l'interface dépend de la longueur d'onde de la perturbation. Cette dernière doit être supérieure à la longueur de nucléation sinon l'influence des petites aspérités s'atténue.

La dynamique de la rupture sur une interface hétérogène a aussi été étudiée de manière expérimentale dans plusieurs études. Lorsqu'une faille est souvent sollicitée, une pellicule de gouge (dépôt de roches non-cohésives) peut se déposer au niveau de l'interface. Cette couche est utilisée par Yamashita et al. (2021) pour créer des hétérogénéités disposées aléatoirement sur la faille. Ils montrent une forte activité des précurseurs là où la gouge est présente sur l'interface. La gouge influence la contrainte tangentielle la rendant hétérogène sur la faille avec des concentrations de contrainte au niveau des zones de gouge. Là où les contraintes sont les plus élevées, la longueur de la nucléation est réduite. Pour Xu et al. (2018), le degré d'hétérogénéités apportées par les plaques de gouges sur l'interface dépendent fortement de la vitesse de chargement (Figure 1.14). La phase de nucléation est beaucoup plus observée lorsque la vitesse de chargement est faible tandis que si celle-ci est importante la nucléation est beaucoup plus abrupte.

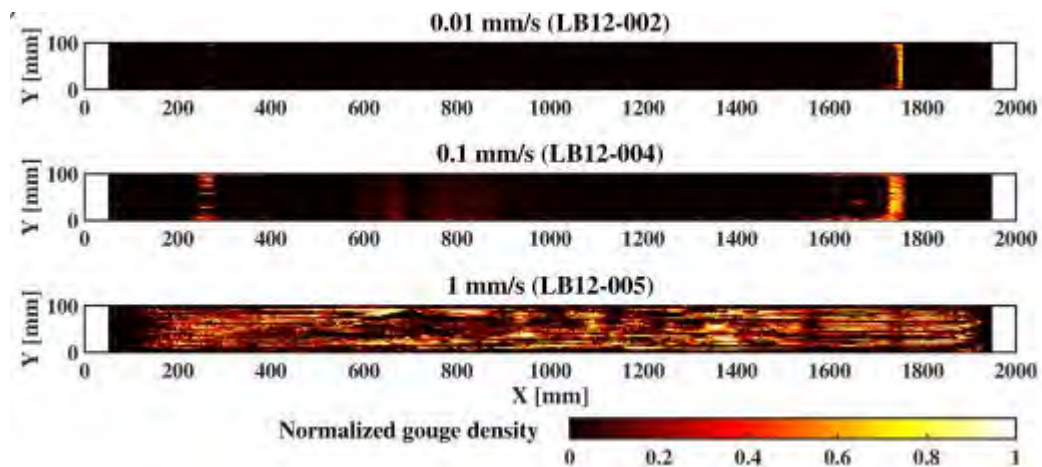


FIGURE 1.14 – La vitesse de chargement de l'interface augmente la génération des hétérogénéités de friction (Xu et al., 2018).



## 1.7 Plan des travaux de ma thèse

Le travail que j'ai effectué durant ces trois années de doctorat se situe dans la continuité des études portant sur des interfaces hétérogènes. Plus particulièrement, nous avons cherché à comprendre comment les hétérogénéités de friction sur l'interface influent sur la dynamique de la rupture, et principalement sur la phase de nucléation.

Dans une première partie, nous avons réalisé une première étude expérimentale en analysant l'influence des hétérogénéités de friction sur l'interface. Pour cela, nous avons étudié des ruptures sur une interface présentant une hétérogénéité périodique. Nous avons pu comparer ces résultats avec des interfaces homogènes de référence (Chapitre 2).

Dans une seconde partie, j'ai collaboré avec une équipe du laboratoire de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne à l'élaboration d'un second dispositif expérimental (Chapitre 3). Nous avons expérimenté différents types et configurations d'hétérogénéités de surface afin de corroborer les observations précédemment obtenues.

Dans le chapitre 4, j'ai utilisé un modèle numérique pour simuler le premier dispositif expérimental, afin de pouvoir comparer nos observations aux résultats des simulations.

En parallèle à cette étude sur la dynamique de la rupture, et dans le but de mieux appréhender mon objet d'étude (la rupture sismique), j'ai travaillé sur la gestion d'un projet lié à l'analyse d'essaims de sismicité. Ces essaims sont apparus dans les Pyrénées françaises durant l'année 2020 dans une zone à faible taux de sismicité où, historiquement, pourtant d'importants séismes se sont ponctuellement déjà produits. Ce phénomène laisse entrevoir un fonctionnement sismotectonique particulier interrogeant sur l'origine de cette sismicité inhabituelle. Cette étude est présentée dans le chapitre 5.

## Chapitre 2

# Influence d'hétérogénéités périodiques sur la phase de nucléation

### 2.1 Dispositif expérimental

Pour mieux comprendre l'évolution de la rupture nous avons mis en place une expérience en laboratoire permettant de simuler des tremblements de terre en mode II, c'est à dire avec une propagation en cisaillement dans le plan de l'interface (Figure 2.1). Une plaque de polycarbonate de dimensions 40 cm x 40 cm x 0.94 cm, pré-découpée en deux en son milieu, a été utilisée. Les plaques ont été introduites dans une presse bi-axiale contrôlant la contrainte normale ( $\sigma_n$ ) et la contrainte tangentielle ( $\sigma_\tau$ ) à l'aide de deux pompes manuelles (Figure 2.2). La contrainte normale est augmentée jusqu'à atteindre une valeur d'environ 3 MPa puis la contrainte tangentielle est augmentée graduellement jusqu'à ce que des évènements de glissement se produisent sur l'interface de friction.

Cette interface a été rendue périodiquement hétérogène par la modification ponctuelle de sa rugosité. Pour cela, l'interface a été homogénéisée avec un papier de verre de type A800. Cette taille de grain correspondra à nos zones dites lissées par la suite. Puis des hétérogénéités ont été introduites en ponçant environ tous les 1 cm avec un papier de verre plus rugueux de type A400 (Figures 2.3a et 2.3b). Dans le but de comparer nos résultats obtenus avec cette interface hétérogène, nous avons réalisé deux autres séries d'expériences avec deux interfaces homogènes, l'une lisse (A800, Figure 2.3c) et l'autre rugueuse (A400, Figure 2.3d).

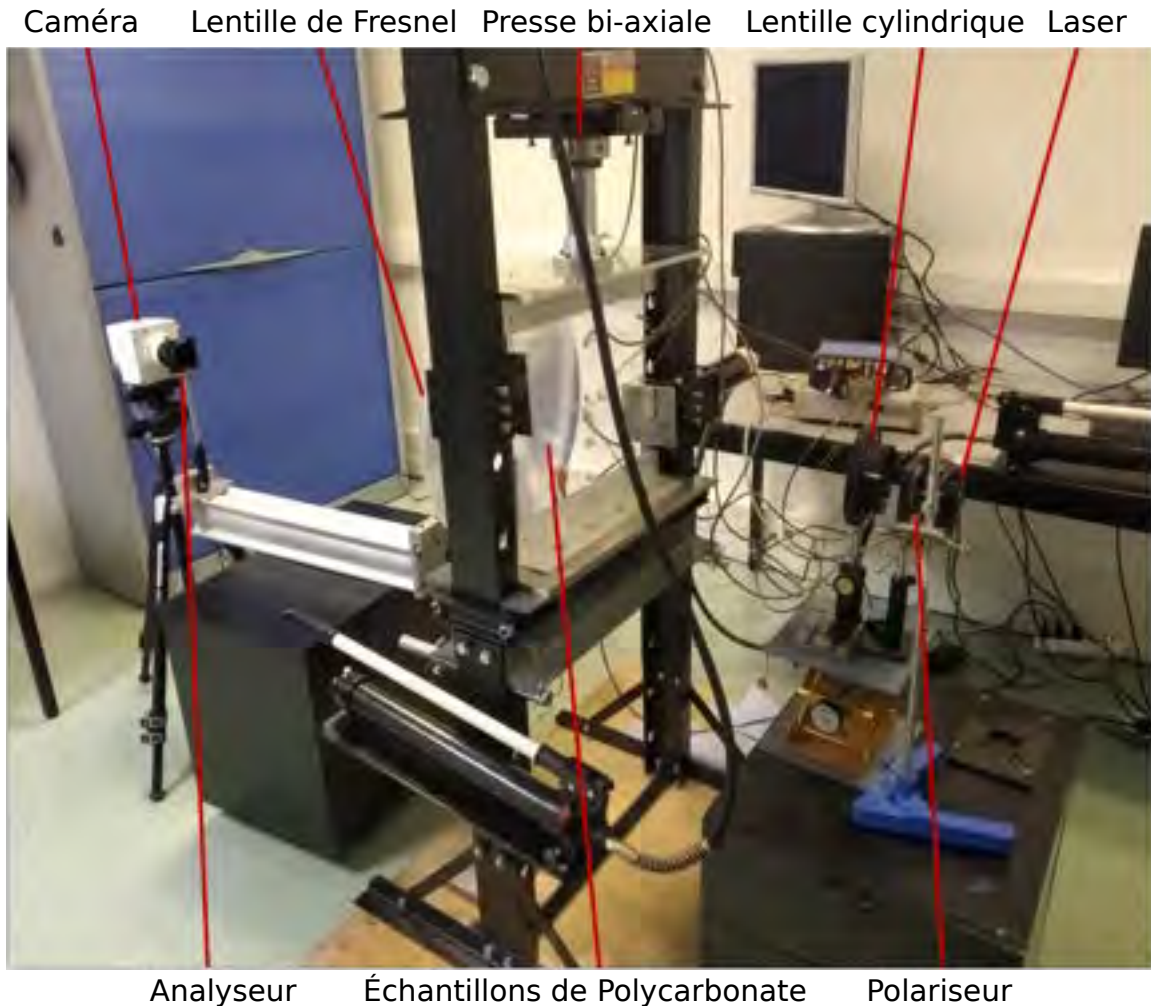


FIGURE 2.1 – Dispositif expérimental

### 2.1.1 Dispositif optique

L'utilisation du polycarbonate dans l'étude de la rupture n'est pas une première, (Dally, 1979; Guérin-Marthe et al., 2019; Kobayashi et al., 1976; Latour et al., 2013; Nielsen et al., 2010; Xia et al., 2005). En effet, c'est un polymère isotrope transparent qui, lorsqu'il est soumis à un état de contrainte, devient optiquement anisotrope et ainsi décompose l'onde lumineuse qui le traverse selon des plans orthogonaux parallèles aux directions des contraintes principales ( $\sigma_1$  et  $\sigma_2$ ). Ce phénomène s'appelle la photoélasticité. À l'aide d'un dispositif optique (Figure 2.5) composé d'un laser monochromatique de couleur verte, d'un polariseur,

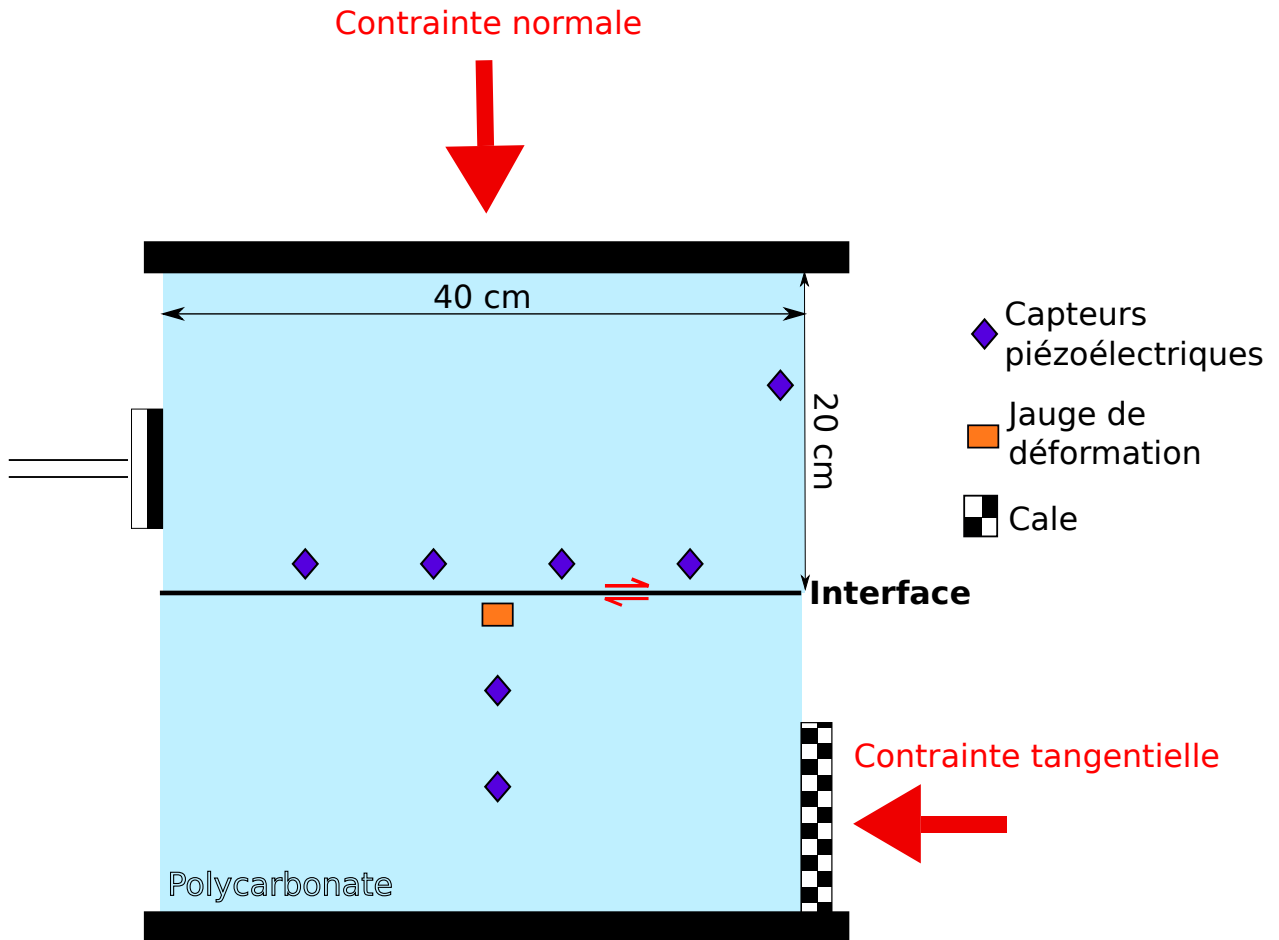


FIGURE 2.2 – Deux plaques de polycarbonates placées dans une presse bi-axiale contrôlant à l'aide de pompes manuelles la contrainte tangentielle et la contrainte normale.

d'un analyseur et d'une caméra ultra-rapide (Phantom VEO710) permettant d'enregistrer jusqu'à 170 000 images/seconde, nous pouvons observer les perturbations des franges, et ainsi enregistrer l'évolution de la rupture le long de l'interface au cours du temps. Le polariseur et l'analyseur sont en position dite croisée, l'un est tourné à  $90^\circ$  par rapport à l'autre permettant de déterminer le plan de polarisation par l'extinction du faisceau sortant. Deux lentilles (lentille cylindrique et lentille de Fresnel) viennent compléter le dispositif optique afin de récupérer un maximum de lumière dans l'objectif de la caméra. Les contraintes sont donc visibles dans le matériau sous la forme de franges d'interférence aussi appelées isoclines (Figure 2.4). Ces franges se déforment lors de la modification de l'état de contrainte lié au passage de la rupture.

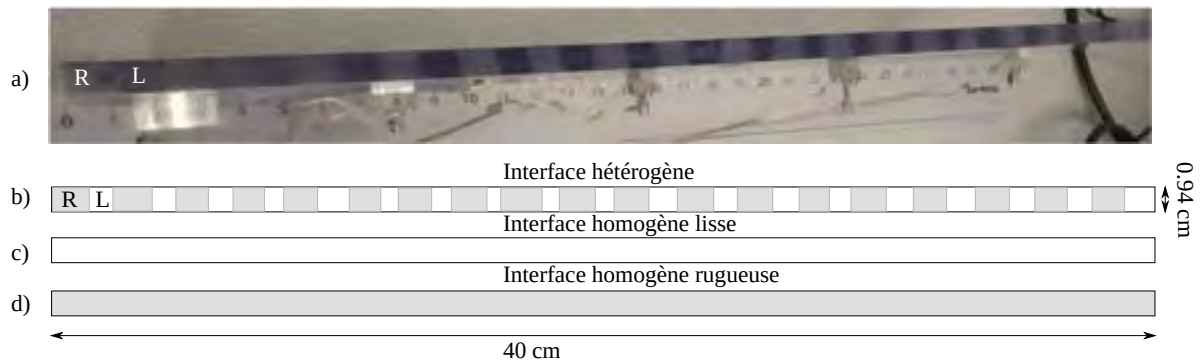


FIGURE 2.3 – Interface. a) Photo et b) schéma de l'interface hétérogène avec l'alternance de zones lisses (L) et de zones rugueuses (R) tous les 1 cm environ. c) Schéma de l'interface homogène lisse. d) Schéma de l'interface homogène rugueuse.



FIGURE 2.4 – Exemple de franges d'interférence lorsque les plaques de polycarbonate sont mises sous contrainte.

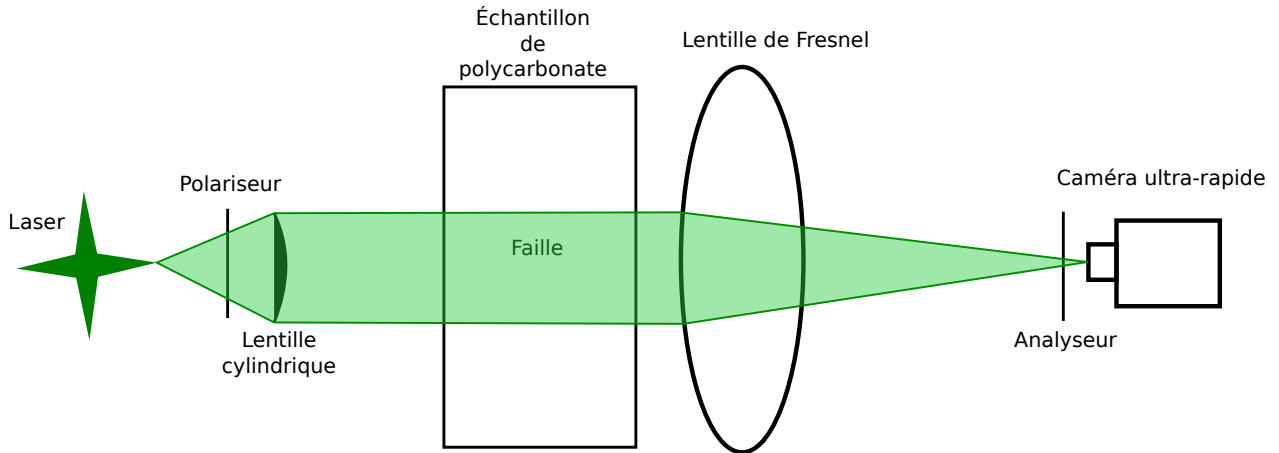


FIGURE 2.5 – Schéma du système optique permettant l’observation des franges d’interférence au sein du polycarbonate.

### 2.1.2 Capteurs

Différents capteurs ont été disposés sur les plaques de polycarbonate (Figure 2.2). Une jauge de déformation (modèle 1-RY81-3/120 de la marque HBM) située sur la plaque inférieure au centre à 1,1cm de l’interface enregistre les déformations du matériau dans trois directions espacées de  $45^\circ$  entre elles, l’une de ces directions étant parallèle à l’interface (Figure 2.7). Sept capteurs piézoélectrique (modèle PIC255 de la marque PI) ont été disposés sur les deux plaques de polycarbonate (Figure 2.2). Ils enregistrent les ondes acoustiques qui traversent le matériau. L’un des capteurs, celui situé en haut à droite de la plaque supérieure (Figure 2.2), est relié à la caméra permettant de déclencher automatiquement l’enregistrement de cette dernière. La présence d’un buffer dans la caméra ainsi que dans le système d’acquisition acoustique permet la récupération des données avant le déclenchement de l’enregistrement. Pour l’enregistrement acoustique, sur les 50 ms d’acquisition, nous avons décidé de garder 40 ms de signal avant le déclenchement et 10 ms après. Pour le film de la caméra, sur les 150 000 images enregistrées, 145 000 images précèdent le déclenchement et 5 000 images lui succèdent.

## 2.2 Traitement des données

### 2.2.1 Mesure des vitesses des ondes P et des ondes S, et constantes élastiques

Afin de connaître la vitesse des ondes dans notre matériau, une série d'expérimentations a été réalisée avec les capteurs piézoélectriques disposés sur les plaques de polycarbonate (Figure 2.2). Chaque capteur piézoélectrique a été utilisé en tant que source, en émettant une impulsion, enregistrée par les autres capteurs alors que les plaques sont soumises à la contrainte normale. Les ondes P et les ondes S ont été pointées sur les 7 capteurs récepteurs pour chaque capteur. Nous supposons que la vitesse des ondes est homogène dans toute la plaque. Pour chaque capteur source, nous estimons alors la vitesse de ces ondes par une simple régression linéaire entre les temps d'arrivée des ondes P et S observées aux capteurs récepteurs et leurs distances au capteur source. (Figure 2.6). En moyennant les valeurs obtenues, nous obtenons une vitesse des ondes P de  $1694 \pm 61$  m/s et une vitesse des ondes S de  $921 \pm 33$  m/s.

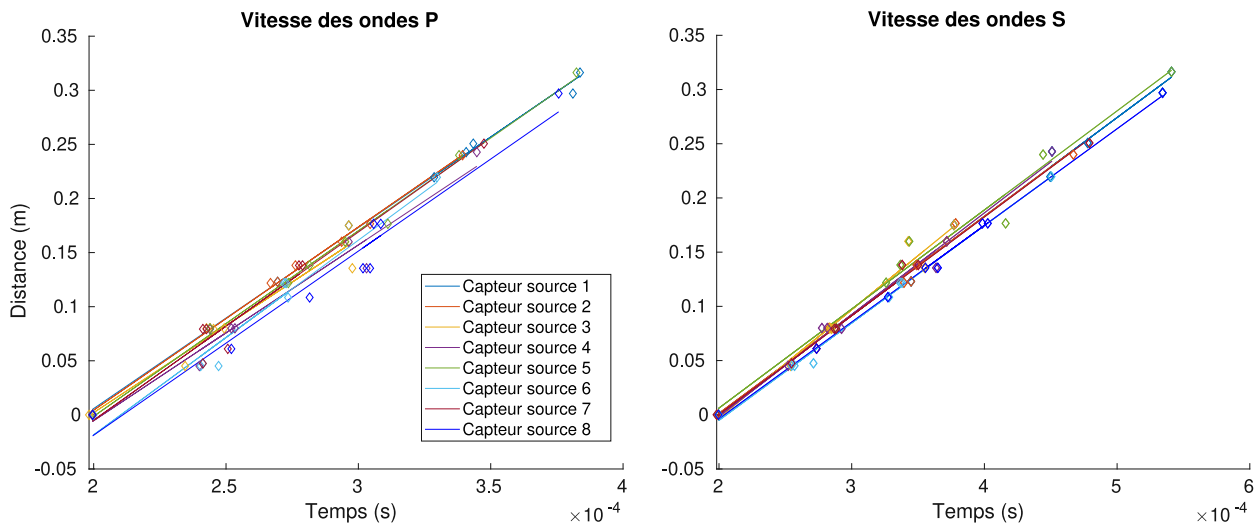


FIGURE 2.6 – Pour chaque capteur source, les losanges montrent la distance et le temps d'arrivée des ondes P (à gauche) et S (à droite) pour les 7 capteurs récepteurs. Les droites tracées par régression linéaire, indiquent de par leur pente la vitesse des ondes. Les valeurs ainsi que leur incertitudes sont présentées dans le tableau 2.1.

	Source 1	Source 2	Source 3	Source 4	Source 5	Source 6	Source 7	Source 8
Vitesse onde P (m/s)	1673	1692	1608	1624	1714	1799	1739	1701
Vitesse onde S (m/s)	910	909	996	938	914	898	911	892

TABLE 2.1 – Vitesses des ondes P et ondes S pour chaque capteur source.

Ensuite, nous estimons les constantes élastiques du matériau qui nous permettront de calculer la contrainte normale et la contrainte tangentielle (section 2.2.2). Le module d'Young est une constante élastique qui relie la contrainte à la déformation uni-axiale ( $\sigma = E.\epsilon$ ) tandis que le coefficient de Poisson permet de caractériser la contraction de la matière perpendiculairement à la direction de l'effort appliqué.

$$E = 3\lambda + 2G \frac{G}{\lambda + G} \quad (2.1)$$

$$\nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} \quad (2.2)$$

Pour estimer les valeur de E et  $\nu$ , nous devons calculer les coefficients de Lamé (G et  $\lambda$ ) avec les équations 2.3 et 2.4, où G est le module de cisaillement aussi noté  $\mu$ , ainsi qu'avec les vitesses des ondes P et S obtenues d'après la méthode décrite ci-dessus.

$$G = \rho V_S^2 \quad (2.3)$$

$$\lambda = \rho V_P^2 - 2G \quad (2.4)$$

où  $\rho = 1190 \pm 33 \text{ kg/m}^3$ , est égale à la densité d'une plaque de polycarbonate de dimension  $19.9 \text{ cm} \pm 0.5 \text{ mm} \times 40.0 \text{ cm} \pm 1 \text{ mm} \times 0.94 \text{ cm} \pm 0.2 \text{ mm}$  et d'une masse de  $890 \text{ g} \pm 1 \text{ g}$ .

Nous obtenons donc les valeurs résumées dans le tableau 2.2.



G (GPa)	$\lambda$ (GPa)	E (GPa)	$\nu$	$V_P$ (m/s)	$V_S$ (m/s)
$1.01 \pm 0.1$	$1.40 \pm 0.44$	$2.60 \pm 0.27$	$0.29 \pm 0.05$	$1694 \pm 61$	$921 \pm 33$

TABLE 2.2 – Valeurs obtenues pour les coefficients de Lamé, le module d'Young, le coefficient de Poisson et la vitesse des ondes P et S dans le polycarbonate.

### 2.2.2 Mesure de la contrainte normale et tangentielle à partir des jauges de déformation

La jauge de déformation permet de connaître le tenseur des déformations ( $\epsilon$ ) à la surface du matériau. Afin d'obtenir les contraintes normales et tangentielles pour chaque expérience on utilise la loi de Hooke dans le cas d'une rosette (Équation 2.5) avec une orientation représentée dans la figure 2.7 et une contrainte plane.

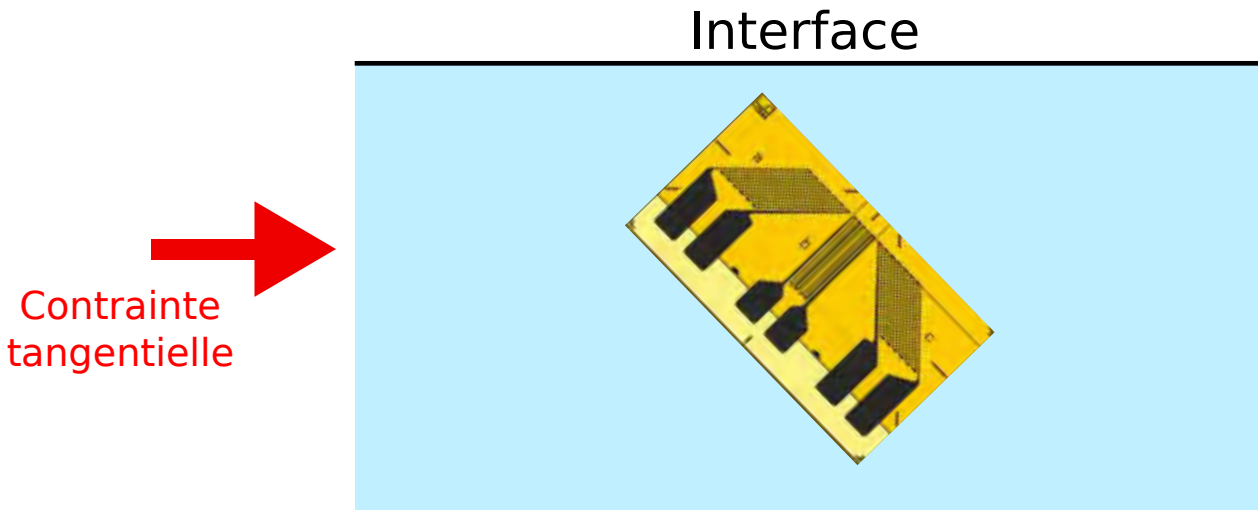


FIGURE 2.7 – Schéma représentant l'orientation de la jauge de déformation sur la plaque inférieure de polycarbonate selon les directions  $\epsilon_a$ ,  $\epsilon_b$  et  $\epsilon_c$ .

$$\begin{pmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{xy} \end{pmatrix} = \frac{E}{1 - \nu^2} \begin{pmatrix} 1 & \nu & 0 \\ \nu & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \nu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} \\ \epsilon_{yy} \\ \epsilon_{xy} \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

Pour résoudre l'équation 2.5, il est nécessaire d'avoir les valeurs du module d'Young ( $E$ ) et du coefficient de Poisson ( $\nu$ ) de notre matériau (Équations 2.1 et 2.2) que l'on a obtenu précédemment dans la section 2.2.1.

Ainsi nous retrouvons, dans la configuration de l'expérience ( $\epsilon_{a,b,c}$ , voir Figure 2.7), la contrainte normale et la contrainte tangentielle (respectivement les équations 2.6 et 2.7) d'après l'équation 2.5.

$$\sigma_n = \sigma_{yy} = \frac{E}{1 - \nu^2} \epsilon_{xx} \nu + \epsilon_{yy} \quad (2.6)$$

$$\sigma_\tau = \sigma_{xy} = \frac{E}{1 + \nu} \epsilon_{xy} \quad (2.7)$$

où  $\epsilon_{xx} = \epsilon_a$ ,  $\epsilon_{yy} = \epsilon_c$  et  $\epsilon_{xy} = \epsilon_b - \frac{\epsilon_a - \epsilon_c}{2}$ .

Les contraintes normales et tangentielles sont ainsi tracées en fonction du temps pour chaque expérience en fonction du type d'interface, hétérogène (Figures 2.8a et b, 4 expériences), lisse (Figures 2.8c et d, 2 expériences) et rugueuse (Figures 2.8e et f, 2 expériences). Comme le montre la figure 2.8, pour chaque expérience la contrainte normale est augmentée jusqu'à atteindre  $\simeq 3$  MPa. On fixe alors cette contrainte normale avant d'augmenter la contrainte tangentielle. On peut voir au début des expériences plusieurs chutes de contrainte successives qui, chacune, représente un glissement et donc un évènement. Une fois que les contraintes sont ajustées après plusieurs évènements successifs, de façon à augmenter la reproductibilité, nous augmentons la contrainte tangentielle manuellement, à une vitesse assez lente et constante puis arrêtons dès qu'on entend le glissement se produire. Il y a, ensuite, un temps de pause avant de ré-augmenter la contrainte tangentielle (Figure 2.9). Les premiers évènements successifs de l'expérience ne sont pas enregistrés, nous enregistrons seulement les 10 derniers évènements deux par deux. Nous utilisons cette méthode car la mémoire interne de la caméra ne permet pas d'enregistrer plus de deux films d'environ 7Go chacun avec une résolution de 170 000 images par seconde. Parfois, des évènements dits "spontanés" ont lieu, ils se produisent sans une augmentation manuelle de la contrainte tangentielle (voir Annexe A, Figures A2 et A4). Malheureusement, ces évènements ne sont pas enregistrés car ils ont lieu alors que la caméra sauvegarde les données précédentes. Les évènements spontanés sont visibles sur les expériences 1 et 4 de l'interface hétérogène (Figure 2.8b) et sur l'expérience 2 avec l'interface homogène lisse (Figure 2.8d). Lorsque les contraintes sont déchargées, l'expérience est terminée.

À partir de ces données, pour chaque évènement, j'ai ainsi pu estimer la chute de contrainte en pointant manuellement la contrainte tangentielle avant la chute de contrainte (étoile, figure

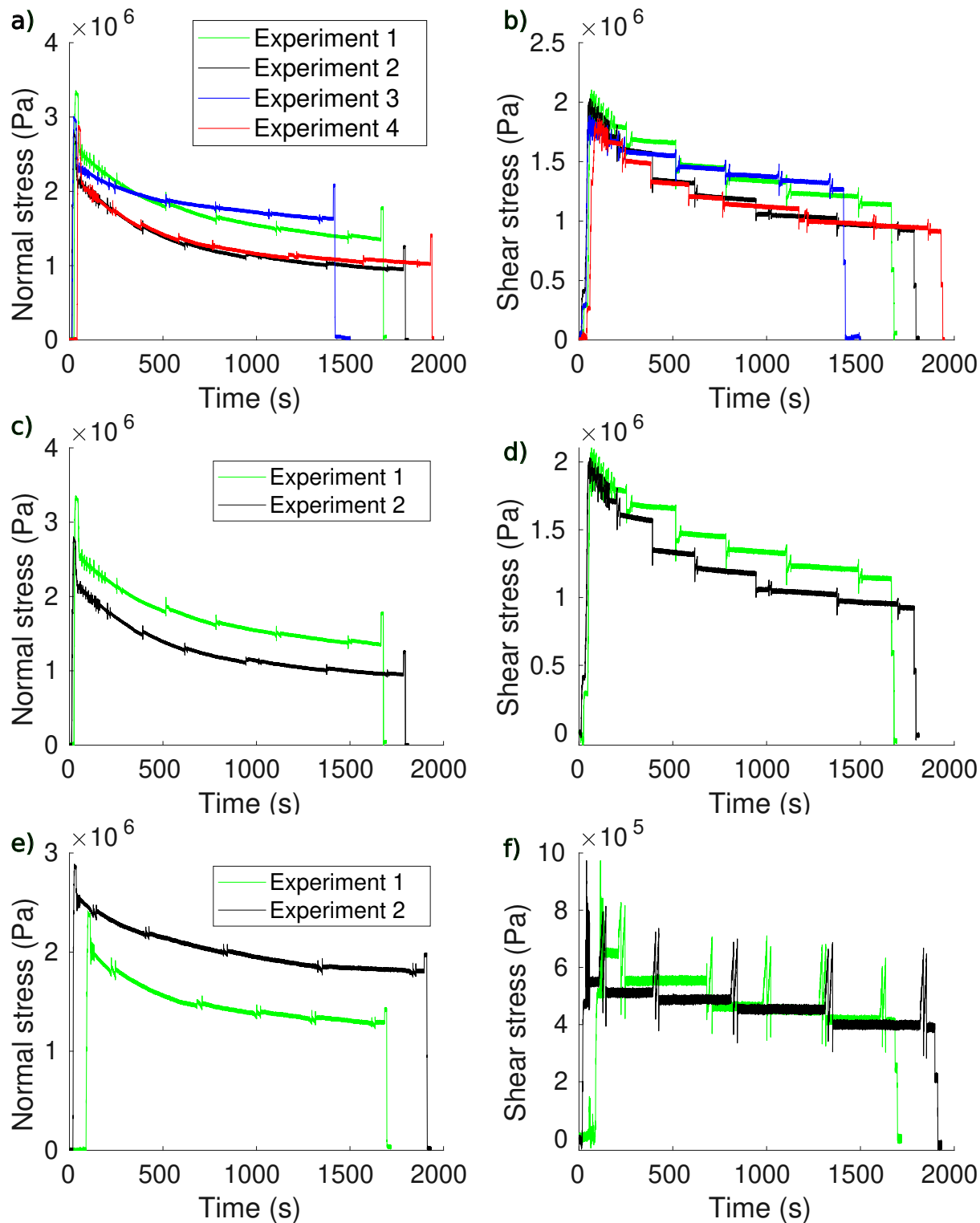


FIGURE 2.8 – Profils de la contrainte normale et de la contrainte tangentielle pour les expériences avec une interface (a-b) hétérogène, (c-d) homogène lisse et (e-f) homogène rugueux.

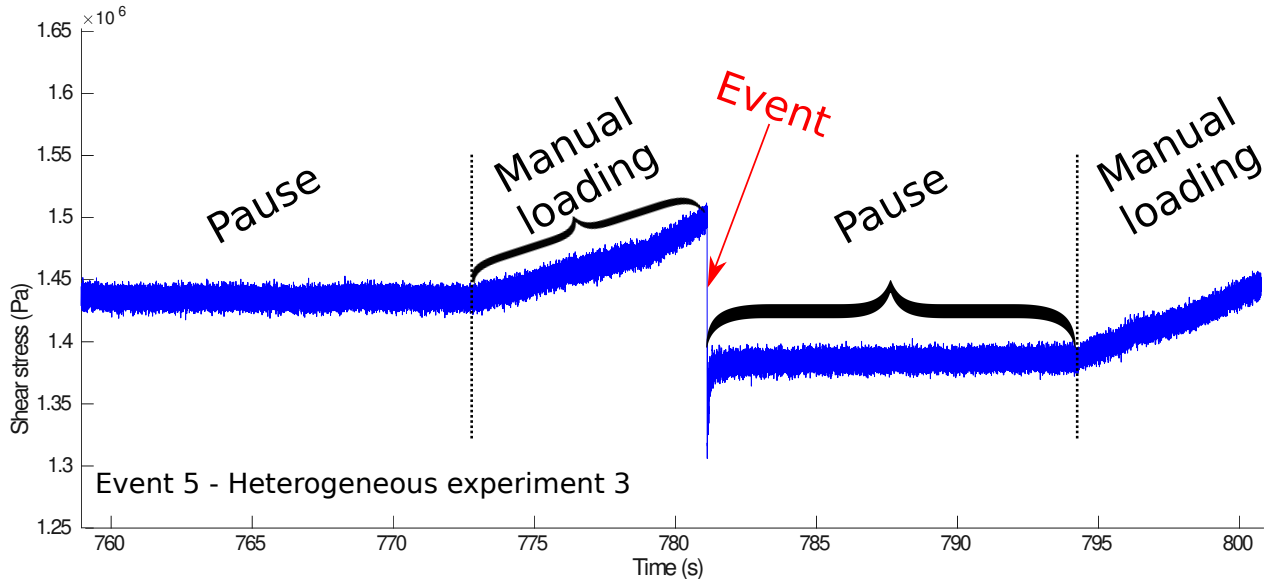


FIGURE 2.9 – Zoom sur la courbe de la contrainte tangentielle, au niveau de l'évènement 5 de l'expérience 3 avec l'interface hétérogène. La contrainte tangentielle augmente au moment où nous appuyons sur la pompe manuelle.

2.10) et juste après (losange, figure 2.10).

### 2.2.3 Vidéogrammes

Chaque évènement est enregistré par la caméra et pour avoir la capacité d'enregistrer sur une période de temps assez longue de l'ordre de la seconde à 170 000 images par seconde, nous décidons de concentrer l'image autour de l'interface avec une résolution de 1280 pixels de longueur par 32 pixels de hauteur (Figure 2.11). L'interface étant trop sombre, les franges d'interférence ne peuvent y être observées. Nous prenons donc une ligne d'étude (en bleu sur la figure 2.11), située 2.5 pixels au dessus de l'interface, que l'on va traiter pour observer l'évolution de la rupture au cours du temps.

On va alors créer des vidéogrammes qui représentent cette ligne d'étude le long de la faille au cours du temps (Figure 2.12). La différence d'intensité lumineuse représente le changement de contrainte dans le matériau et par conséquent le passage de la rupture. Sur la figure 2.12a, la différence d'intensité lumineuse à chaque instant est trop faible pour suivre le passage de la rupture le long de l'interface. On a donc réalisé des vidéogrammes de différence cumulée en retirant à chaque instant la ligne d'étude du début de l'enregistrement (Figure 2.12b).

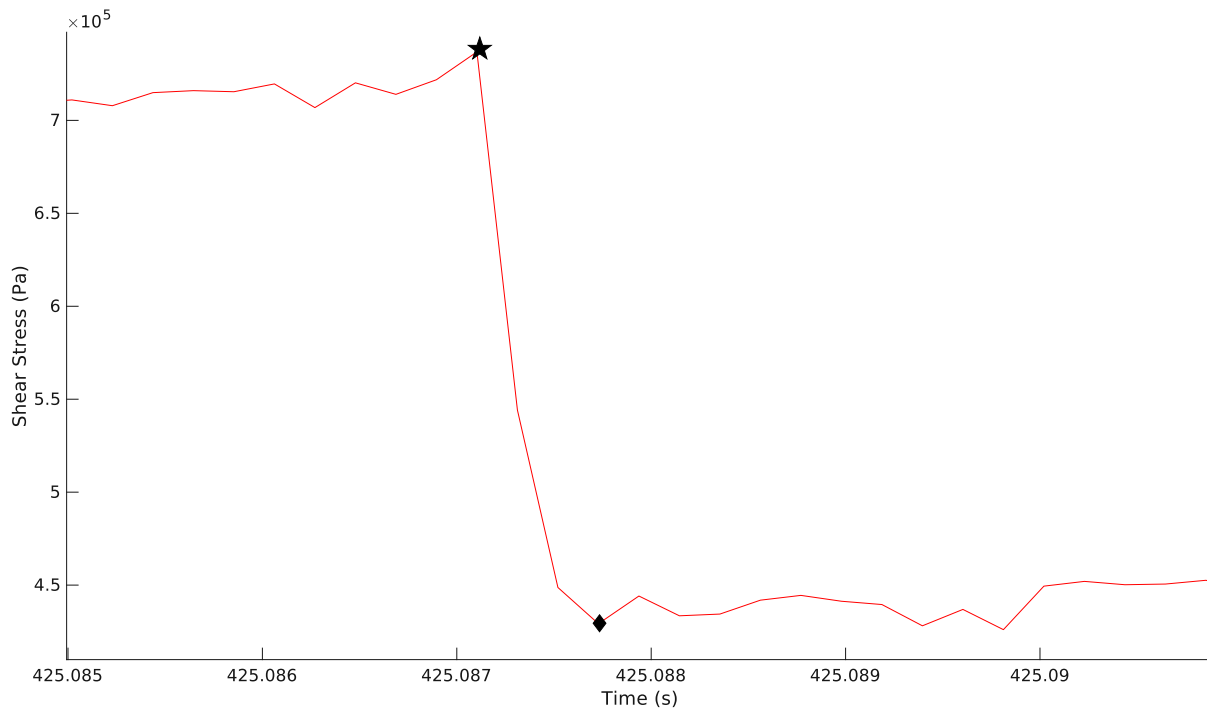


FIGURE 2.10 – Exemple d'un pointé sur l'évènement 4 de l'expérience 2 avec l'interface rugueuse sur la courbe de la contrainte tangentielle. L'étoile représente le pic de contrainte avant l'évènement et le losange la valeur minimale de la contrainte.

Puis cette rupture a été pointée manuellement (Figure 2.12c) dans le but d'être comparée entre évènements, expériences et interfaces (voir section 2.3.6). Après le premier passage de la rupture sur l'interface, on observe un rebond avec deux vitesses différentes correspondant à celle des ondes P et des ondes S.

Grâce à ce dispositif expérimental et à la méthode de photoélasticité, nous avons obtenus les résultats montrant l'influence des hétérogénéités de friction par rapport aux interfaces homogènes. Ces résultats sont présentés et discutés dans notre article (Gounon et al., 2022) qui constitue la section suivante (section 2.3).

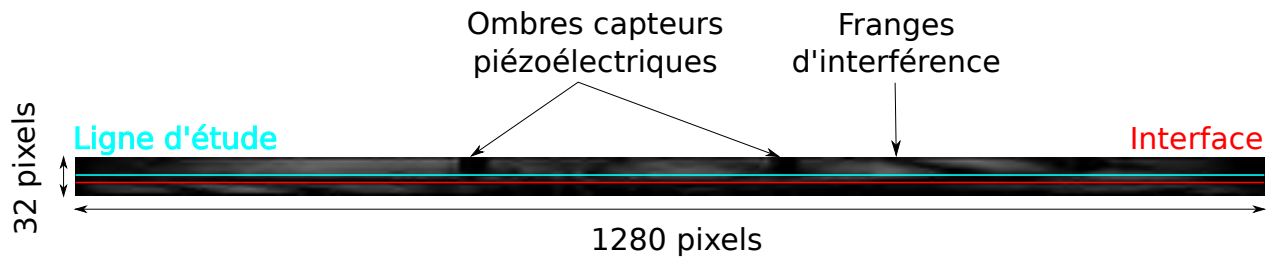


FIGURE 2.11 – Vision de l'interface par la caméra, observation de franges d'interférence et de l'ombre de deux capteurs piézoélectriques. En rouge l'interface et en bleu la ligne d'étude.

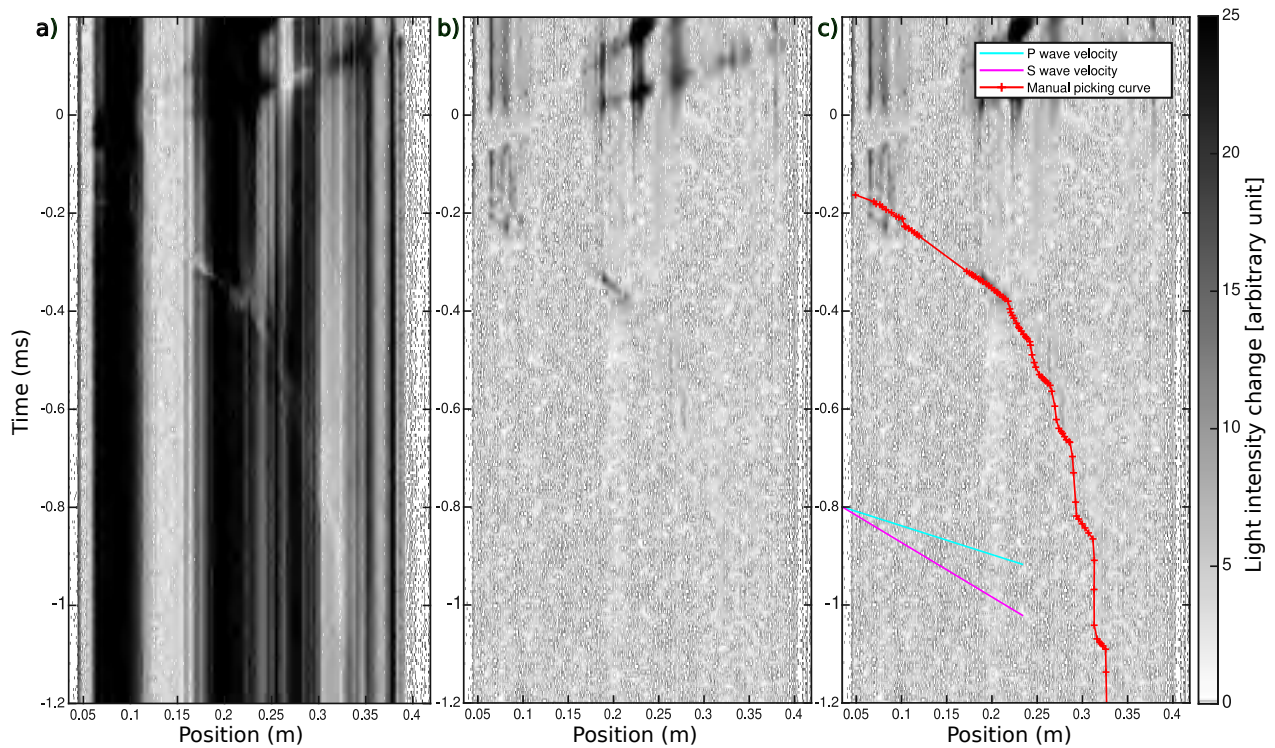


FIGURE 2.12 – Vidéogrammes représentant la ligne d'étude le long de la faille au cours du temps pour un évènement sur une interface hétérogène. La variation d'intensité lumineuse indique les modifications de la contrainte dans le matériau et ainsi, indique la position de la rupture au cours du temps. Les lignes bleues et roses représentent, respectivement la vitesse des ondes P et S. a) Vidéogramme avec les données brutes. b) Vidéogramme de différence cumulée. c) Vidéogramme de différence cumulée avec le pointé manuel superposé.

## 2.3 Rupture nucleation on a periodically heterogeneous interface

A. Gounon<sup>1</sup>, S. Latour<sup>1</sup>, J. Letort<sup>1</sup>, S. El Arem<sup>2</sup>

<sup>1</sup> :Observatoire Midi Pyrénées, IRAP, CNRS UMR5277, Université Paul Sabatier, Toulouse 31400, France

<sup>2</sup> :LAMPA, Arts et Métiers sciences & technologies, Angers 49035, France

Alisson Gounon - alisson.gounon@irap.omp.eu

### Key Points :

- We provide experimental observations of rupture nucleation on a periodically heterogeneous interface in mode II.
- We observe in some cases an alternation of fast and slow rupture episodes correlated to the position of the heterogeneity.
- Despite the rupture velocity changes at small scale, the nucleation is a globally accelerating process at larger scale.

### 2.3.1 Résumé

Dans cette étude, nous utilisons la méthode présentée précédemment dans les sections 2.1 et 2.2 pour étudier les effets des hétérogénéité de friction de l'interface sur la dynamique de la rupture et plus particulièrement sur la phase de nucléation. Ainsi, nous constatons expérimentalement une phase de nucléation plus complexe que celle observée avec une interface homogène. Malgré une grande variabilité entre les différents événements de glissement, nous observons plusieurs fois un processus de nucléation complexe dans lequel la variation de la rugosité de l'interface joue un rôle important. Nous soulignons que la variabilité observée entre les différentes séries d'expériences est due à l'hétérogénéité incontrôlée des contraintes qui se produit pendant le processus de chargement. Pour conclure, nous comparons ces résultats à des modèles numériques déjà existants utilisant des interfaces hétérogènes.

### 2.3.2 Abstract

In this study we explore experimentally the effects of fault heterogeneity on the rupture nucleation. We conducted friction experiments between two polycarbonate plates, with a periodically heterogeneous friction interface. The rupture propagation is monitored with an ultra-fast video camera by taking advantage of the photo-elastic properties of the material used. We show that the nucleation process does not always consists of a monotonic growth of the rupture velocity. Instead, the rupture front advances with an alternation of slow and fast episodes that accelerates until it reaches a point at which fast propagation dominates. This complex nucleation process is compared to the results predicted by previous numerical studies on heterogeneous interfaces. Finally, we test whether it is possible to describe this complex nucleation process as a homogenized nucleation. We also point out a large variability in the rupture process due to the uncontrolled stress heterogeneity that occurs during the loading process.

### 2.3.3 Plain Language Summary

Measurements of earth surface deformation and of small intensity seismicity suggest that some large earthquakes are preceded by slow preparatory processes. Independently, several laboratory experiments, by sliding two blocks of rocks or plastic against one-another, have shown that the slip begins with a so-called initiation phase, during which the slipping area slowly grows until it reaches a size at which it accelerates and produces seismic waves. Whether this kind of initiation process is relevant for earthquakes is debated because these processes have been observed on homogeneous interfaces, very different from natural heterogeneous faults. To address this discrepancy, we mimicked earthquakes in the laboratory by sliding two blocks of plastic against one-another, and observed the slip initiation with an ultra-fast camera. We created an alternation of rough and smooth areas at the interface by roughening them with two different kinds of sandpaper. We observed a complex initiation process that consists of an accelerating alternation of slow and rapid episodes that enlarge the slipping area until the final large and fast rupture is triggered. These observations suggest that, on real faults, slow slip and seismic precursors could both be related as parts of a global complex initiation process.



### 2.3.4 Introduction

Understanding how earthquakes initiate on active faults and whether this initiation could be detected is an issue of foremost importance in seismology. However, because the physical process of co-seismic rupture corresponds to the development of an instability, its physics is highly non-linear, and involves many scale-dependent processes. This leads to fundamental challenges in studying rupture initiation and propagation whether theoretically, numerically or experimentally.

In several laboratory friction experiments, a so-called nucleation or initiation phase, also referred to as "preparatory process", has been identified prior to fast rupture propagation (Gvirtzman et Fineberg, 2021; Latour et al., 2013; McLaskey, 2019; Ohnaka et Shen, 1999; Passelègue et al., 2017; Yamashita et al., 2021). These studies show a continuously growing slipping area as a nucleation process on homogeneous interfaces, while complexity arises in the preparatory process on randomly heterogeneous interfaces. Theoretically, a critical nucleation size that depends on normal stress, material elasticity and friction parameters is predicted on homogeneous faults (Ionescu et Campillo, 1999; Rice et al., 2001; Rubin et J.-P. Ampuero, 2005). A critical length has also been identified in some experiments with homogeneous interfaces (Latour et al., 2013; Ohnaka et Shen, 1999). The concepts of effective friction parameters and effective critical nucleation length have been further introduced to extend the understanding of the nucleation process to heterogeneous interfaces, periodical (Campillo et al., 2001; Cattania et Segall, 2021; Dascalu et al., 2000; Dublanchet, 2018; Favreau et al., 1999; Latour et al., 2011; Schär et al., 2021; Yabe et Ide, 2018) or random (Albertini et al., 2021; Dublanchet et al., 2013; Lavalée, 2008; Lebihain et al., 2021; Schär et al., 2021).

However, it is not straightforward to connect those fundamental results to geophysical observations of natural seismogenic faults. Several observations suggest that a form of preparatory process occurs prior some earthquakes. For example, occurrence of foreshock sequences, during which repeating events and migration of seismicity are observed, could be interpreted as the results of a large and slowly growing nucleation zone affected by slow slip, in which small asperities break, sometimes repeatedly (Bouchon et al., 2011; Nadeau et McEvelly, 1999; Uchida et al., 2016, 2003). Moreover, geodetic observations showed that slow slip occurred before large earthquakes, but it is difficult to quantify how much of this deformation is accounted for by the foreshock sequence and its post-seismic relaxation, and how much of

it could be due to silent slow slip (Bouchon et al., 2013; Kato et al., 2012; Ruiz et al., 2014). At least some foreshock sequences might be due to a large scale nucleation process and related to fault heterogeneity. But how exactly the slip develops during initiation on heterogeneous faults and how it partitions between slow silent slip and fast seismic foreshocks are still largely unclear, despite some insights provided by 2D and 3D numerical simulations (Dascalu et al., 2000; Dublanchet et al., 2013; Favreau et al., 1999; Ionescu et Campillo, 1999; Latour et al., 2011; Sudhir et Lapusta, 2020; Yabe et Ide, 2018), as well as by friction experiments using rocks (Dresen et al., 2020; McLaskey, 2019; Passelègue et al., 2017; Wu et McLaskey, 2019; Yamashita et al., 2021).

In this study we aim to produce experimentally a direct observation of the rupture nucleation on a heterogeneous interface with a periodic friction heterogeneity. We produce slip events on an almost 1D interface and observe the rupture nucleation and propagation by photo-elasticity. We introduce friction heterogeneity by varying spatially the roughness of the interface. We present here some interesting observations that show that a large scale globally accelerating nucleation process can develop on a heterogeneous fault, while the details of the rupture propagation are controlled at smaller scale by the friction heterogeneity. We discuss their relevance with respect to recent theoretical developments and to what is known about earthquake preparatory processes.

### 2.3.5 Methods

We produce laboratory earthquakes between two polycarbonate plates (400x200x9 mm) set inside a bi-axial loading apparatus controlled by two manual pumps (see Figure 2.13 and A1). The plates are maintained by horizontal rails and are in contact through their thin and long sides (400x9 mm). A uni-axial stress around 3 MPa is first imposed in the direction normal to the fault. Then, the lower plate is pushed in the direction parallel to the fault while the upper plate is blocked by a metallic part, until slip occurs between the plates. A stick-slip behavior then takes place, in which each slip event is considered as a laboratory earthquake (Figure 2.13c and d).

One strain gauge rosette placed near the fault (1 cm) at middle length (200 mm) measures the local strain tensor at 4800Hz during the experiment. This allows to retrieve the

local stresses and to extract the normal and shear stress values just before and after each event, and thus the stress drop. As this strain gauge is the only stress measurement available in our experimental setup, these values will be used as a proxy for the shear stress, residual stress and stress drop of the whole event (see Figure A5).

The use of polycarbonate, which is a photo-elastic material, allows to follow the rupture propagation along the fault over time by photo-elasticity, as proposed in several publications (Latour et al., 2013; Nielsen et al., 2010; Schubnel et al., 2011; Xia et al., 2004). The optical setup (see section A.2 of supplementary material) allows to get movies at 170 000 fps of a field of  $1280 \times 32$  pixels that encompasses almost the whole fault. In these movies, the rupture front propagation can be followed because it is surrounded by stress field variations (stress concentration followed by stress drop) that create light intensity variations. We plot the light intensity variation for a line of pixels parallel to the fault at each time step, creating videograms (Figures 2.14a, c, e). The rupture front position at successive time steps is extracted by manually picking its position on the videograms (Figure A7). This finally allows to obtain the rupture propagation history of the events (Figures 2.14b, d, f and A8-A10) and to estimate a nucleation length by measuring the length of the rupture when it reaches its final constant velocity (see section A.4 of the supplementary material).

Three types of interfaces were studied : 1) smooth (homogeneous) 2) rough (homogeneous) and 3) heterogeneous interfaces. The smooth interface was prepared by manually sanding both sides of the interface with A800 (smooth) sandpaper. For the rough interface we used A800 sandpaper on the lower side, and A400 (rougher) sandpaper on the upper side. The heterogeneous interface (Figure 2.13b) is composed on the upper side by an alternation of rough and smooth parts approximately 1cm long (with irregularities due to the manual sanding process). The lower side is sanded homogeneously with the finest A800 sandpaper.

For each kind of interface, several runs of the experiment have been realized during which 10 slip events are registered by applying the procedure described in section 1 in the supplementary material. This leads to a total of 40 registered events for the heterogeneous interface and 20 for the smooth and rough interfaces.

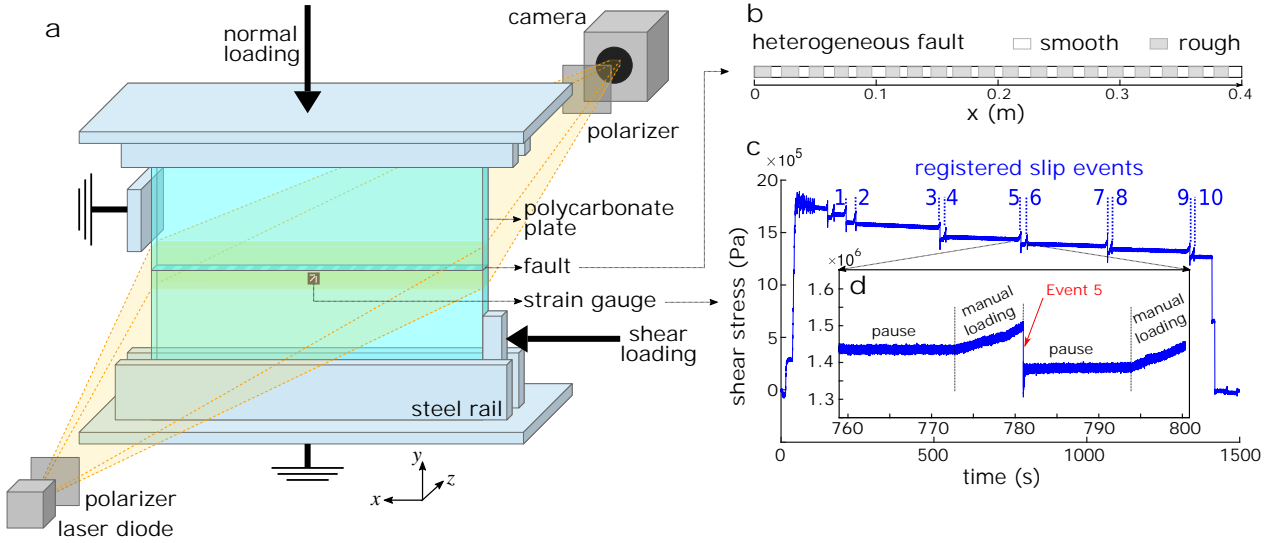


FIGURE 2.13 – a) Principle of the experimental set-up (see text and supplementary material for details). b) Sketch of the upper side of the heterogeneous interface. c) Shear stress at the strain gauge location during an experiment (Exp. 3 - heterogeneous) and d) a zoom on event 5.

## 2.3.6 Results

The videograms of three events chosen for their representativeness are presented in Figure 2.14a, c and e.

For the three events, the rupture initiates around the position  $x = 35 \pm 3$  cm on the fault. This is the case for all the events of all the experiments, and is most probably a result of the loading geometry, as will be shown later in section 2.3.7.

### 2.3.6.1 Smooth interface

The nucleation of the representative event on the smooth interface (Figure 2.14a and b) consists of a transition from very low to high rupture velocity over a distance of 4 cm. The rupture is unilateral, meaning that it propagates only towards one direction (from right to left of the figure). The rupture velocity growth is not monotonic and one decelerating episode can be seen (see Figure 2.14b). Such a behavior is also observed in the majority (12) of the smooth events. However, a monotonic rupture velocity growth is also observed for 8 events (Figure 2.14g). The rupture front position for all the events on smooth interface is shown in Figures A8, A11 and A12, to demonstrate the variability of rupture behaviors. The mean nucleation length is  $\langle L_S \rangle = 3.8$ cm, with standard deviation  $\sigma_{L_S} = 3.0$ cm (see Figure 2.15a).

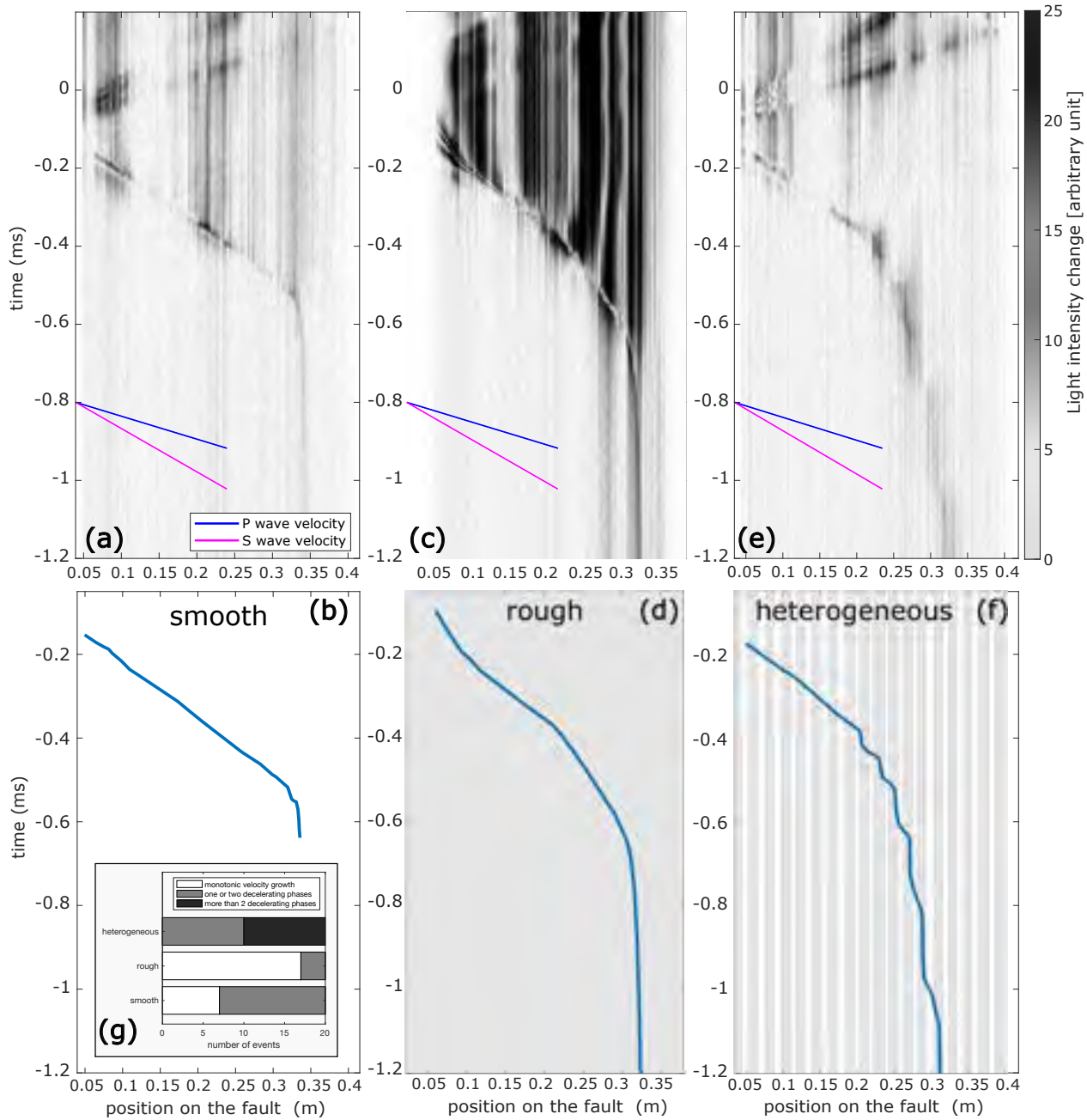


FIGURE 2.14 – Videograms of typical events on the three types of interface and the retrieved space-time evolution of the rupture front for the same events. (a-b) : An event with smooth homogeneous interface (event 5 of experiment 2). The nucleation part starts around  $t = -0.6$  ms and  $x = 0.35$  m and finish at  $t = -0.5$  ms, time at which the "rapid propagation" part begins. (c-d) : An event with the rough homogeneous interface (event 9 of experiment 1). The nucleation begins around  $x = 0.32$  m at  $t = -1.77$  ms and let the propagation parts starts around  $x = 0.2$  m at  $t = -0.39$  ms. (e-f) : An event with heterogeneous interface (event 4 of experiment 3). A complex nucleation occurs between  $t = -1.7$  ms and  $t = -0.4$  ms, beginning at  $x = 0.32$  m and finishing at  $x = 0.22$  m where a fast propagation at constant velocity begins. Inset (g) shows the distribution of the three "classes" of nucleation observed for each type of interface.

### 2.3.6.2 Rough interface

The nucleation of the representative event on the rough interface (Figures 2.14c and d) consists of a continuous and monotonic transition from low to high rupture velocity. This nucleation process occurs on an area approximately 14 cm wide, and is unilateral. When considering the 20 events measured on the rough interface (see Figures A9, A13, A14), one can see that the nucleation process is monotonic for their majority (17/20). The mean nucleation length is  $\langle L_R \rangle = 11.7$  cm, with standard deviation  $\sigma_{L_R} = 2.2$  cm (see Figure 2.15a).

### 2.3.6.3 Heterogeneous interface

A rupture event on the heterogeneous interface is described in Figures 2.14e-f, as an example of the specific behavior produced by heterogeneities. A complex phase that we will identify as a complex nucleation occurs between  $t = -1.7$  ms to  $t = -0.4$  ms, on the right side of the fault (0.35 to 0.22 m). During this nucleation process, the rupture velocity shows an alternation of slow and fast stages. The duration of the slow stages becomes shorter and shorter along the process until the "fast propagation" phase begins at  $t = -0.4$  ms.

The rupture front positions for the 40 slip events are plotted in Figures A10, A15, and A16. Overall, the main observation is a high variability of rupture characteristics (velocity, existence and duration of the nucleation). The variability is higher between events from different experiments, suggesting that at least some part of the observed behavior is determined by initial conditions that are created when the plates are brought into contact and subjected to normal stress.

In the following, we decided to focus on the results of experiments 3 and 4 with heterogeneous interfaces. In these experiments, complex but reproducible nucleation phases due to the friction heterogeneity are observed, and the nucleation stage can generally be identified : for these 20 events, the measured nucleation length range from 2.5 to 12.9 cm, with a mean value  $\langle L_H \rangle = 8.2$  cm and a standard deviation of  $\sigma_{L_H} = 3.8$  cm (see Figure 2.15a).

Interestingly, the rupture velocity variations observed during the complex nucleation phases occur at the same positions for all events. The positions of these transitions are correlated with the locations of smooth and rough parts of the fault (white and gray patches

on Figure 2.14f, respectively). More precisely, each time a rupture enters a rough portion of the fault, it first decelerates and then propagates at slow velocity for a few millimeters. It finally re-accelerates and then crosses the rest of the rough part and the following smooth part at high velocity, until the next rough portion (or the beginning of the fast propagation phase).

Finally, these complex nucleation phases can be described as a globally accelerating process at large scale, despite the velocity variations at small scale. Indeed, as can be seen in Figure 2.14f, the maximum rupture velocity reached in each smooth part of the fault grows from the beginning to the end of the nucleation process. Similarly, the delay imposed by each of the very slow stages decreases at each step.

### 2.3.7 Discussion

In this part, we will discuss and explain how we interpret several aspects of these observations.

First, to understand why there is a privileged nucleation position, we used the software Abaqus to simulate the stress state resulting from the loading process (see section A.5 in the supplementary material). This stress profile, represented by the ratio of shear stress to normal stress, (Figure 2.15d) is peaked at the typical location where we observe the beginning of nucleations. The length scale of this variation is of the order of the fault length,  $\lambda_{setup} \simeq 40$  cm. It is most probable that a random heterogeneity of stress at a smaller length scale and amplitude disturbs this theoretical profile : this type of effect was measured in the experimental setups of Bayart et al. (2016) ; Guérin-Marthe et al. (2019) ; Yamashita et al. (2021), and Bayart et al. (2018). It arises from the contacting process, that cannot be simultaneous and equally distributed along the interface. If such a random heterogeneity exists, its realization changes each time the fault is unloaded and reloaded (thus between different experiments) and should be slightly but not significantly changed between different successive slip events as was shown in the cited studies. This supposed heterogeneity of stress would be a good candidate to explain part of the variability observed between experiments and between events.

Second, if we consider the whole range of preparatory processes observed in this study, we can classify them in two types of behavior : (1) the "classical" nucleation described for example in (Latour et al., 2013 ; Ohnaka et Shen, 1999), during which the rupture velocity

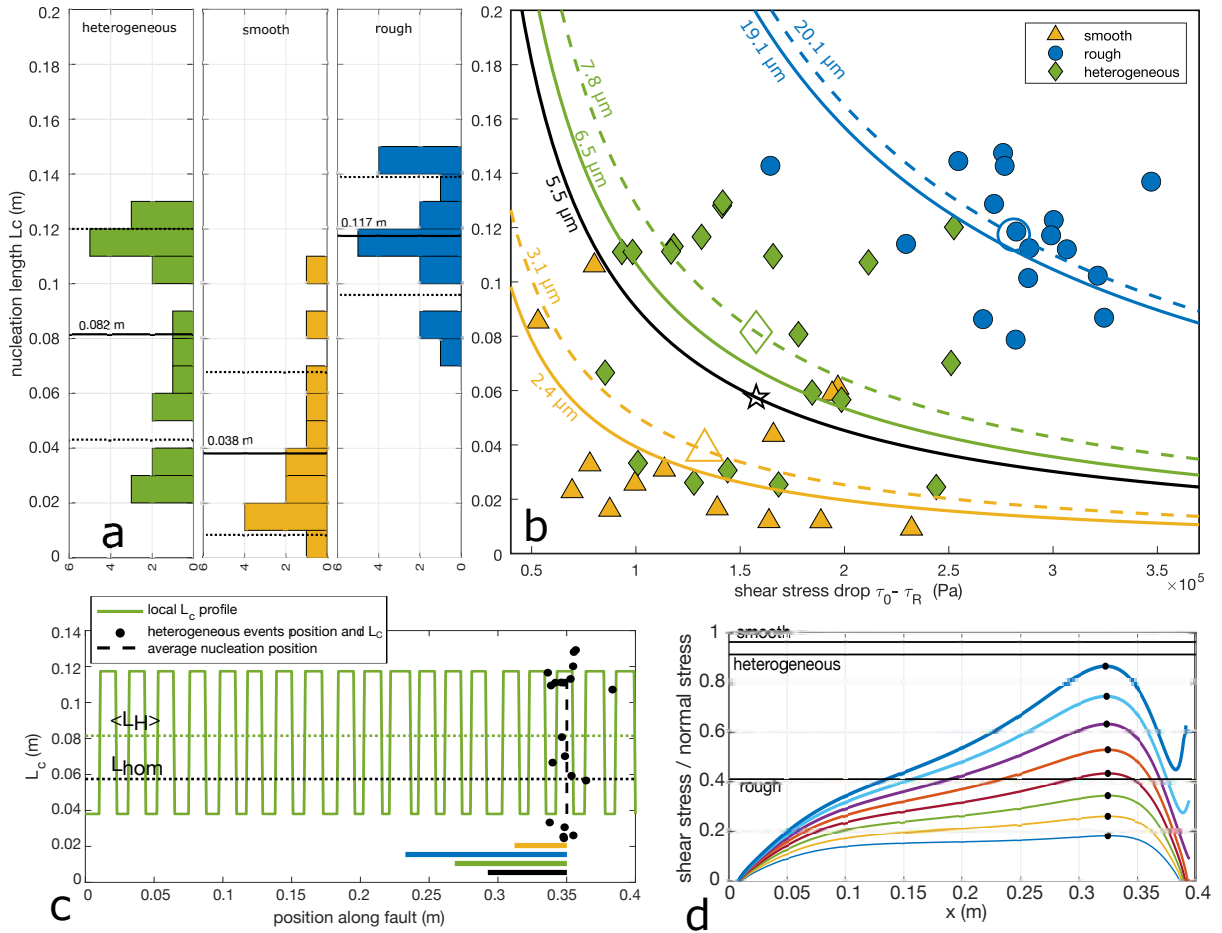


FIGURE 2.15 – (a) Distribution of the nucleation lengths for the three types of interface, and their mean value (continuous line) and standard deviation (dashed lines). (b) Nucleation length *vs* stress drop for all the events. The large unfilled symbols are placed at the average stress drop and average nucleation length for each type of interface. The continuous colored curves correspond to equation 2.8 with best fitting value of  $D_C$  for each interface. The dashed colored lines are obtained with equation 2.8 and the average stress drop and nucleation length. The continuous black line is obtained with the theoretical homogenized nucleation length and the average stress drop for heterogeneous interface. The curves are labeled with the corresponding values of  $D_C$ . (c) Profile of  $L_C$  on the heterogeneous fault, of the theoretical homogenized nucleation length  $L_{hom}$  and of the average value of  $L_C$  on the heterogeneous fault  $\langle L_H \rangle$ . Bars of lengths  $\langle L_S \rangle$ ,  $\langle L_R \rangle$ ,  $\langle L_H \rangle$  and  $\langle L_{hom} \rangle$  have been placed for comparison with the heterogeneity size. (d) Successive profiles of the ratio shear stress / normal stress during the numerical simulation of the loading process.



grows in a monotonic and continuous way and (2) "complex" nucleation in which the rupture grows by successive accelerating and decelerating phases. Among these "complex" nucleation events, we can distinguish between events with only one or two decelerating phases, and those with more than two (see Figure 2.14g).

These diverse types of preparatory processes had already been described for randomly heterogeneous interfaces (Xu et al., 2018; Yamashita et al., 2021, 2018) : more complex nucleations arose on more heterogeneous interfaces. Thus, the complexity of preparatory process seems to be characteristic of heterogeneous interfaces. In our experiment, moreover, the periodical friction heterogeneity clearly is the source of the complexity observed at the same scale in the nucleation process. However, some complexity is also present for the supposedly homogeneous interfaces, showing that another source of heterogeneity is also present, probably resulting from the contacting and loading process.

We plot  $L_C$  versus the stress drop ( $\tau_0 - \tau_R$ ) measured at mid-fault in Figure 2.15b. Although dispersed, the data for the three types of interfaces are partitioned into three overlapping yet distinguishable groups. We can thus assume that the mean values of  $\tau_0 - \tau_R$  and  $L_C$  (large empty symbols in Figure 2.15b) are representative of a characteristic behavior for each type of interface.

It has been shown theoretically (Campillo et Ionescu, 1997; Dascalu et al., 2000; Uenishi et Rice, 2003) that on homogeneous linear slip-weakening interfaces the critical nucleation length  $L_C$  is related to the weakening rate  $W$  of the friction law by :

$$L_C = 1.158 \frac{\mu^*}{W} = 1.158 \frac{\mu^* D_C}{\tau_P - \tau_R} \quad (2.8)$$

where  $W = (\tau_P - \tau_R)/D_C$ , with  $\tau_P$  the peak shear stress,  $\tau_R$  the residual shear stress and  $D_C$  the characteristic slip-weakening distance.  $\mu^* = \mu/(1 - \nu)$  for mode II ruptures,  $\mu$  being the shear modulus and  $\nu$  the Poisson ratio.

If we assume that the stress drop measured at  $x = 0.2$  m is representative of the strength drop at the nucleation site, we can use equation 2.8 to estimate characteristic values for  $D_C$ , either by using the mean values of  $L_C$  and  $\tau_0 - \tau_r$  (dashed curves in Figure 2.15b) or by a least square fit (continuous curves).

First, one can remark that the data are not well described by this homogeneous model, even for the homogeneous interfaces. This may be explained by the fact that we approximate the strength drop by the stress drop measured at mid-fault. But it also suggests that there is a source of variability not directly related to the interface properties. Moreover, the theoretical nucleation length of equation 2.8 may not correspond exactly to the measured experimental length (see supplementary materials). The estimated  $D_C$  thus may not be accurate. Nevertheless, the relative values can be compared for the different types of interfaces.

It is interesting to see that, as expected from Ohnaka et Shen (1999), the characteristic  $D_C$  for the rough interface is larger than the characteristic  $D_C$  for the smooth interface. More interestingly, we obtain a characteristic value of  $D_C$  for the heterogeneous interface that lays in between the values for the smooth and the rough one. This  $D_C$  can be seen as an effective value that homogenizes the effect of the friction heterogeneity on the critical nucleation length.

Alternatively, one can interpret the measured nucleation length as a critical Griffith's length (Andrews, 1976) and estimate a fracture energy characteristic to each interface (see Figure A19). This process is subject to the same limitations and uncertainties as the previous estimations of  $D_C$ . It gives values in the range of 0.07-0.18 J.m<sup>-2</sup> for the "smooth" interface, 2.00-2.58 J.m<sup>-2</sup> for the rough interface, and 0.3-0.59 J.m<sup>-2</sup> for the heterogeneous interface, which are roughly in agreement with other experimental estimations (for example 1.1 J.m<sup>-2</sup> for optically flat PMMA in Svetlizky et Fineberg (2014)).

Introducing heterogeneity in the theoretical models of nucleation drastically complicates them, because the slip development at one point of the fault directly depends on the ability of neighboring regions to slip or not.

To simplify the problem, the heterogeneity is generally introduced in theoretical studies through one physical parameter only : initial stress (Cattania et Segall, 2021) ; peak stress  $\tau_P$  of the friction law with  $W$  constant (Schär et al., 2021) or with  $D_C$  constant (Campillo et al., 2001) ; varying weakening rate  $W$  with  $\tau_P$  constant (Lebihain et al., 2021). In contrast, in experimental setups, and also on actual seismogenic faults, the heterogeneity arises both

from the friction and stress distribution, and at several length scales. In our study, the friction heterogeneity is imposed at a precise length scale of 2 cm (see Figure 2.15c). However, on one hand the three friction parameters may vary, and on another hand, an uncontrolled heterogeneity of the stress and/or of the contact is also present. It is thus challenging to compare directly these results with the available theoretical studies. Nevertheless, recent studies (Albertini et al., 2021; Lebihain et al., 2021; Schär et al., 2021) have shown a number of theoretical results that provide a framework to discuss our observations.

Schär et al. (2021) demonstrate three typical behaviors when the heterogeneity is a periodic variation of  $\tau_P$  of wavelength  $\lambda$ : *classical nucleation* when  $\lambda \gg L_C$ , *critical coalescence* when  $\lambda \simeq L_C$ , and *sub-critical coalescence* when  $\lambda \ll L_C$ .

In this subcritical coalescence regime, the rupture length grows by the successive coalescence of asperities in an accelerating process that strongly resembles the complex nucleation described on our heterogeneous interface. Here the wavelength of the heterogeneity is  $\lambda=2$  cm which we can compare either to  $\langle L_S \rangle=3.8$  cm, in which case we should rather be in a critical coalescence regime, or to  $\langle L_R \rangle=11.7$  cm which should correspond to a sub-critical case. This is coherent with the fact that we both observe events with up to seven acceleration stages, and events with only one or two acceleration stages. However, it is not possible to resolve with certainty with our setup whether the asperities are slowly slipping together before joining in a true *coalescence* process, or if they begin to slip sequentially one after the other.

Lebihain et al. (2021) show that on interfaces with homogeneous  $\tau_P$  and heterogeneous  $W$ , the profile of  $W$  can be used to compute a profile of *local effective* nucleation length and to define a *homogenized* nucleation length  $L_{hom}$ , obtained from the average value  $W_m$  of the distribution through equation 2.8. By using the mean values of  $L_C$  on the smooth and rough interface,  $\langle L_R \rangle=11.7$  cm and  $\langle L_S \rangle=3.8$  cm we find  $W_R=14.0$  GPa/m and  $W_S=43.3$  GPa/m, leading to  $W_m=28.6$  GPa/m and  $L_{hom}=5.8$  cm (see Figure 2.15b and c). Lebihain et al. identify three regimes (local, extremal, homogenized) depending on the compared values of the asperities size  $\xi$ , the minimum value of the local  $L_C$  profile and the homogenized nucleation length  $L_{hom}$ . Here we have  $\xi=1$  cm,  $L_{min} = L_{smooth} = 3.8$  cm, and  $L_{hom} = 5.8$  cm, thus  $\xi < L_{min}$  and  $\xi < L_{hom}$ . If we were in the case  $\xi \ll L_{min}$  and  $\xi \ll L_{hom}$  we

should observe a homogenized regime and measure nucleation lengths  $\simeq L_{hom}=5.8$  cm on the heterogeneous interface. The mean value measured is  $\langle L_H \rangle = 8.2$  cm, 42% larger than  $L_{hom}$ . However, this mean value reflects a very dispersed distribution, thus this deviation is not surprising. Indeed in Figure 2.15b, the theoretical homogenized regime (black curve) is not far from the best fit for the heterogeneous data (green continuous). Moreover, we actually are at the limit of the homogenized regime, because here  $\xi < L_{min}$  and  $\xi < L_{hom}$ . This explains first that the effect of the asperities can be distinguished, and second, that we can have considerable variations of the measured  $L_C$  compared to  $L_{hom}$ , that can result from the actual value of the *local effective nucleation length* at the location of the peak stress distribution. We are thus probably at the limit between homogenizable and extremal regimes.

Our observations can also be related to the numerical results of Yabe et Ide (2018) obtained on periodically 1D heterogeneous friction interface. They describe a "dynamic nucleation phase" that can occur with favorable friction conditions, in which slow slip and seismic ruptures of asperities work together in order to prepare the total rupture of the fault. Similarly, Cattania et Segall (2021) introduced heterogeneity in numerical models via interface roughness, and show that the nucleation process consists of "episodic asperity failure, mediated by aseismic slip.". These numerical models fall in range with our observations, where the successive fast ruptures are related to each other by slow propagation phases.

### 2.3.8 Conclusion

In this paper we provide a direct experimental observation of the rupture nucleation on a periodically heterogeneous interface in a 2D in-plane geometry. Despite a high variability between different slip events, we gather several observations of a complex nucleation process in which the variation of interface roughness plays an important role. The rupture propagation begins with an alternation of slow and fast episodes that can be interpreted as a nucleation process, and then reach a last fast phase that breaks the whole interface length (propagation phase). The nucleation process, composed of slow and fast phases, depicts a globally accelerating phenomenon, and can be viewed on the larger scale as a growing nucleation zone in which the slip is partly seismic and partly aseismic. The final length and duration of the large scale nucleation process is thus a result of the rupture propagation dynamics at the smaller scale, and could be seen as an effective nucleation process that homogenizes the small scale

friction heterogeneity, as was proposed in previous theoretical studies (Campillo et al., 2001; Dublanchet, 2018; Favreau et al., 2002; Latour et al., 2011; Lebihain et al., 2021; Schär et al., 2021). We tested the theoretical process of homogenization of the friction parameters, in the limits allowed by the available measurements and the restrictive hypotheses of most theoretical studies, and found a general agreement. Although it is not straightforward to generalize these observations to the case of 2D heterogeneous faults, they provide some insights in the current epistemological debate for the conceptualization of earthquake nucleation, and point to models in which slow and fast slip can co-exist during the nucleation process, and in which random heterogeneity of the faults plays an important role.

### 2.3.9 Acknowledgments

The experimental apparatus was conceived and built with the technical support of the GIS service of OMP (René Dorignac, Pierre Nougé, Marcel Belot, Yoan Micheau, and Driss Kouach). We acknowledge the technical support of Sebastien Benahmed, Michel Dupieu and Hélène Pauchet, and the participation of François Larrouturou in developing analysis codes. We are grateful to Alexandre Schubnel, Stefan Nielsen, François Passelègue and Mathias Lebihain for insightful discussions and/or sharing their experience on experimental setups and to the two anonymous reviewers.

This work was financially supported by OMP and IRAP.

### 2.3.10 Open Research

The dataset obtained from our experiments can be found on Zenodo with the DOI :10.5281/zenodo.6373404 under the name "Experimental observations about rupture nucleation process". The data are accessible without access conditions.

# References

- Albertini, Karrer, Grigoriu et Kammer (2021). « Stochastic properties of static friction ». *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 147, p. 104242. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.jmps.2020.104242>.
- Bayart, E., Svetlizky, I. et Fineberg, J. (2018). « Rupture Dynamics of Heterogeneous Frictional Interfaces ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 123(5), p. 3828-3848. DOI : <https://doi.org/10.1002/2018JB015509>.
- Bayart, E., Svetlizky, I. et Fineberg, J. (2016). « Fracture mechanics determine the lengths of interface ruptures that mediate frictional motion ». *Nature Physics*, 12(2), p. 166-170.
- Bouchon, M., Durand, V., Marsan, D., Karabulut, H. et Schmittbuhl, J. (2013). « The long precursory phase of most large interplate earthquakes ». *Nature geoscience*, 6(4), p. 299-302. DOI : [10.1038/ngeo1770](https://doi.org/10.1038/ngeo1770).
- Bouchon, M., Karabulut, H., Aktar, M., Özalaybey, S., Schmittbuhl, J. et Bouin, M.-P. (2011). « Extended nucleation of the 1999 Mw 7.6 Izmit earthquake ». *science*, 331(6019), p. 877-880.
- Campillo, M., Favreau, P., Ionescu, I. R. et Voisin, C. (2001). « On the effective friction law of a heterogeneous fault ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 106(B8), p. 16307-16322. DOI : <https://doi.org/10.1029/2000JB900467>.
- Campillo, M. et Ionescu, I. R. (1997). « Initiation of antiplane shear instability under slip dependent friction ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 102(B9), p. 20363-20371. DOI : <https://doi.org/10.1029/97JB01508>.
- Cattania, C. et Segall, P. (2021). « Precursory slow slip and foreshocks on rough faults ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 126(4), e2020JB020430.
- Dascalu, C., Ionescu, I. R. et Campillo, M. (2000). « Fault finiteness and initiation of dynamic shear instability ». *Earth and Planetary Science Letters*, 177(3-4), p. 163-176. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0012-821X\(00\)00055-8](https://doi.org/10.1016/S0012-821X(00)00055-8).
- Dresen, G., Kwiatek, G., Goebel, T. et Ben-Zion, Y. (2020). « Seismic and aseismic preparatory processes before large stick-slip failure ». *Pure and Applied Geophysics*, 177(12), p. 5741-5760.
- Dublanchet, P. (2018). « The dynamics of earthquake precursors controlled by effective friction ». *Geophysical Journal International*, 212(2), p. 853-871.

## REFERENCES

---

- Dublanchet, P., Bernard, P. et Favreau, P. (2013). « Interactions and triggering in a 3-D rate-and-state asperity model ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 118(5), p. 2225-2245. DOI : <https://doi.org/10.1002/jgrb.50187>.
- Favreau, P., Campillo, M. et Ionescu, I. R. (2002). « Initiation of shear instability in three-dimensional elastodynamics ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 107(B7), ESE-4. DOI : <https://doi.org/10.1029/2001JB000448>.
- (1999). « Initiation of in-plane shear instability under slip-dependent friction ». *Bulletin of the Seismological Society of America*, 89(5), p. 1280-1295. DOI : [10.1785/BSSA0890051280](https://doi.org/10.1785/BSSA0890051280).
- Guérin-Marthe, S., Nielsen, S., Bird, R., Giani, S. et Di Toro, G. (2019). « Earthquake nucleation size: Evidence of loading rate dependence in laboratory faults ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 124(1), p. 689-708.
- Gvirtsman, S. et Fineberg, J. (2021). « Nucleation fronts ignite the interface rupture that initiates frictional motion ». *Nature Physics*, 17(9), p. 1037-1042.
- Ionescu, I. R. et Campillo, M. (1999). « Influence of the shape of the friction law and fault finiteness on the duration of initiation ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 104(B2), p. 3013-3024. DOI : <https://doi.org/10.1029/1998JB900090>.
- Kato, A., Obara, K., Igarashi, T., Tsuruoka, H., Nakagawa, S. et Hirata, N. (2012). « Propagation of Slow Slip Leading Up to the 2011  $M_w$  9.0 Tohoku-Oki Earthquake ». *Science*, 335(6069), p. 705-708. DOI : [10.1126/science.1215141](https://doi.org/10.1126/science.1215141).
- Latour, S., Schubnel, A., Nielsen, S., Madariaga, R. et Vinciguerra, S. (2013). « Characterization of nucleation during laboratory earthquakes ». *Geophysical Research Letters*, 40(19), p. 5064-5069.
- Latour, S., Campillo, M., Voisin, C., Ionescu, I., Schmedes, J. et Lavallée, D. (2011). « Effective friction law for small-scale fault heterogeneity in 3D dynamic rupture ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 116(B10). DOI : <https://doi.org/10.1029/2010JB008118>.
- Lavallee, D. (2008). « On the random nature of earthquake sources and ground motions: A unified theory ». *Advances in geophysics*, 50, p. 427-461.
- Lebihain, M., Roch, T., Violay, M. et Molinari, J.-F. (2021). « Earthquake Nucleation Along Faults With Heterogeneous Weakening Rate ». *Geophysical Research Letters*, 48(21), e2021GL094901.
- McLaskey, G. C. (2019). « Earthquake initiation from laboratory observations and implications for foreshocks ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 124(12), p. 12882-12904. DOI : <https://doi.org/10.1029/2019JB018363>.
- Nadeau, R. M. et McEvilly, T. V. (1999). « Fault Slip Rates at Depth from Recurrence Intervals of Repeating Microearthquakes ». *Science*, 285(5428), p. 718-721. DOI : [10.1126/science.285.5428.718](https://doi.org/10.1126/science.285.5428.718).

## REFERENCES

---

- Nielsen, S., Taddeucci, J. et Vinciguerra, S. (2010). « Experimental observation of stick-slip instability fronts ». *Geophysical Journal International*, 180(2), p. 697-702. DOI : [10.1111/j.1365-246X.2009.04444.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2009.04444.x).
- Ohnaka, M. et Shen, L.-f. (1999). « Scaling of the shear rupture process from nucleation to dynamic propagation: Implications of geometric irregularity of the rupturing surfaces ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 104(B1), p. 817-844.
- Passelègue, F. X., Latour, S., Schubnel, A., Nielsen, S., Bhat, H. S. et Madariaga, R. (2017). « Influence of fault strength on precursory processes during laboratory earthquakes ». *Fault Zone Dynamic Processes*, p. 229-242.
- Rice, J. R., Lapusta, N. et Ranjith, K. (2001). « Rate and state dependent friction and the stability of sliding between elastically deformable solids ». *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 49(9), p. 1865-1898. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0022-5096\(01\)00042-4](https://doi.org/10.1016/S0022-5096(01)00042-4).
- Rubin, A. M. et Ampuero, J.-P. (2005). « Earthquake nucleation on (aging) rate and state faults ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 110(B11).
- Rubinstein, S. M., Cohen, G. et Fineberg, J. (2007). « Dynamics of precursors to frictional sliding ». *Physical review letters*, 98(22), p. 226103.
- Rubinstein, S. M., Barel, I., Reches, Z., Braun, O. M., Urbakh, M. et Fineberg, J. (2011). « Slip sequences in laboratory experiments resulting from inhomogeneous shear as analogs of earthquakes associated with a fault edge ». *Pure and Applied Geophysics*, 168(12), p. 2151-2166.
- Ruiz, S., Metois, M., Fuenzalida, A., Ruiz, J., Leyton, F., Grandin, R., Vigny, C., Madariaga, R. et Campos, J. (2014). « Intense foreshocks and a slow slip event preceded the 2014 Iquique Mw 8.1 earthquake ». *Science*, 345(6201), p. 1165-1169. DOI : [10.1126/science.1256074](https://doi.org/10.1126/science.1256074).
- Schär, S., Albertini, G. et Kammer, D. S. (2021). « Nucleation of frictional sliding by coalescence of microslip ». *International Journal of Solids and Structures*, 225, p. 111059.
- Schubnel, A., Nielsen, S., Taddeucci, J., Vinciguerra, S. et Rao, S. (2011). « Photo-acoustic study of subshear and supershear ruptures in the laboratory ». *Earth and Planetary Science Letters*, 308(3-4), p. 424-432. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2011.06.013>.
- Sudhir, K. et Lapusta, N. (2020). « Nucleation of Earthquake Slip on Heterogeneous Interfaces ». In : *AGU Fall Meeting Abstracts*. T. 2020, S026-05, S026-05.
- Uchida, N., Iinuma, T., Nadeau, R. M., Bürgmann, R. et Hino, R. (2016). « Periodic slow slip triggers megathrust zone earthquakes in northeastern Japan ». *Science*, 351(6272), p. 488-492. DOI : [10.1126/science.aad3108](https://doi.org/10.1126/science.aad3108).
- Uchida, N., Matsuzawa, T., Hasegawa, A. et Igarashi, T. (2003). « Interplate quasi-static slip off Sanriku, NE Japan, estimated from repeating earthquakes ». *Geophysical Research Letters*, 30(15). DOI : <https://doi.org/10.1029/2003GL017452>.



## REFERENCES

---

- Uenishi, K. et Rice, J. R. (2003). « Universal nucleation length for slip-weakening rupture instability under nonuniform fault loading ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 108(B1).
- Wu, B. S. et McLaskey, G. C. (2019). « Contained laboratory earthquakes ranging from slow to fast ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 124(10), p. 10270-10291.
- Xia, K., Rosakis, A. J. et Kanamori, H. (2004). « Laboratory Earthquakes: The Sub-Rayleigh-to-Supershear Rupture Transition ». *Science*, 303(5665), p. 1859-1861. DOI : [10.1126/science.1094022](https://doi.org/10.1126/science.1094022).
- Xu, S., Fukuyama, E., Yamashita, F., Mizoguchi, K., Takizawa, S. et Kawakata, H. (2018). « Strain rate effect on fault slip and rupture evolution: Insight from meter-scale rock friction experiments ». *Tectonophysics*, 733, p. 209-231.
- Yabe, S. et Ide, S. (2018). « Variations in precursory slip behavior resulting from frictional heterogeneity ». *Progress in Earth and Planetary Science*, 5(1), p. 1-11.
- Yamashita, F., Fukuyama, E., Xu, S., Kawakata, H., Mizoguchi, K. et Takizawa, S. (2021). « Two end-member earthquake preparations illuminated by foreshock activity on a meter-scale laboratory fault ». *Nature Communications*, 12(1), p. 1-11.
- Yamashita, F., Fukuyama, E., Xu, S., Mizoguchi, K., Kawakata, H. et Takizawa, S. (2018). « Rupture preparation process controlled by surface roughness on meter-scale laboratory fault ». *Tectonophysics*, 733, p. 193-208.

## 2.4 Observations acoustiques

En plus des observations décrites dans la section précédente (section 2.3), nous avons étudié l'enregistrement des capteurs piézoélectriques placés sur les plaques de polycarbonate (voir figure 2.2). Nous avons replacé les signaux enregistrés par les capteurs les plus proches de la faille sur les vidéogrammes des évènements. La figure 2.16 en est un exemple et montre l'évènement 1 de l'expérience 3 avec une interface hétérogène. Le signal bleu appartenant au capteur situé au niveau de la phase de nucléation montre une très faible variation lors du passage de la rupture. La variation est un peu plus importante à la fin de la phase de nucléation (signal vert, figure 2.16). Les signaux des capteurs situés au niveau de la phase de propagation de la rupture (jaune et violet, figure 2.16) montrent quant à eux de fortes variations. Après le passage de la rupture, on observe un signal différent entre chaque capteur, c'est aussi le cas lors du passage de l'onde P et de l'onde S entre -0.1 ms et 0.15 ms. Les capteurs n'ayant pu être calibrés, ils ne possèdent pas la même fonction de réponse.

Nous avons filtré le signal et après plusieurs essais nous avons séparé le signal haute fréquence (en bleu sur la figure 2.17) du signal basse fréquence (en rouge sur la figure 2.17). La limite entre les hautes et les basses fréquences est de 20 kHz. En filtrant le signal nous avons mis en évidence un signal qui débute un peu avant le passage de la rupture sur les deux capteurs les plus à gauche de l'échantillon au niveau de la phase de propagation. En reliant le début de ces signaux (ligne en pointillé noire, figure 2.17), on se rend compte qu'elle débute au niveau d'une variation de vitesse et plus particulièrement au niveau d'une accélération de la rupture lors de la phase de nucléation. La vitesse de cette ligne correspond à la vitesse des ondes S dans le polycarbonate. Ces observations indiquent que lors d'un processus de nucléation complexe dû à des hétérogénéités de friction, des ondes S peuvent être émises ponctuellement lors d'une accélération de la rupture.

Nous pouvons associer ces observations à la présence de précurseurs précédant un évènement sismique naturel plus important. En effet, lors de l'initiation d'un séisme important, le processus de nucléation serait rendu complexe par les hétérogénéités initiant des variations de vitesse abruptes émettant des ondes qui seraient détectées comme des précurseurs. Avec un processus global d'accélération de la nucléation, les variations de vitesse s'enchaîneraient de plus en plus rapidement créant ainsi une accélération dans l'apparition des repeaters (Socquet et al., 2017).

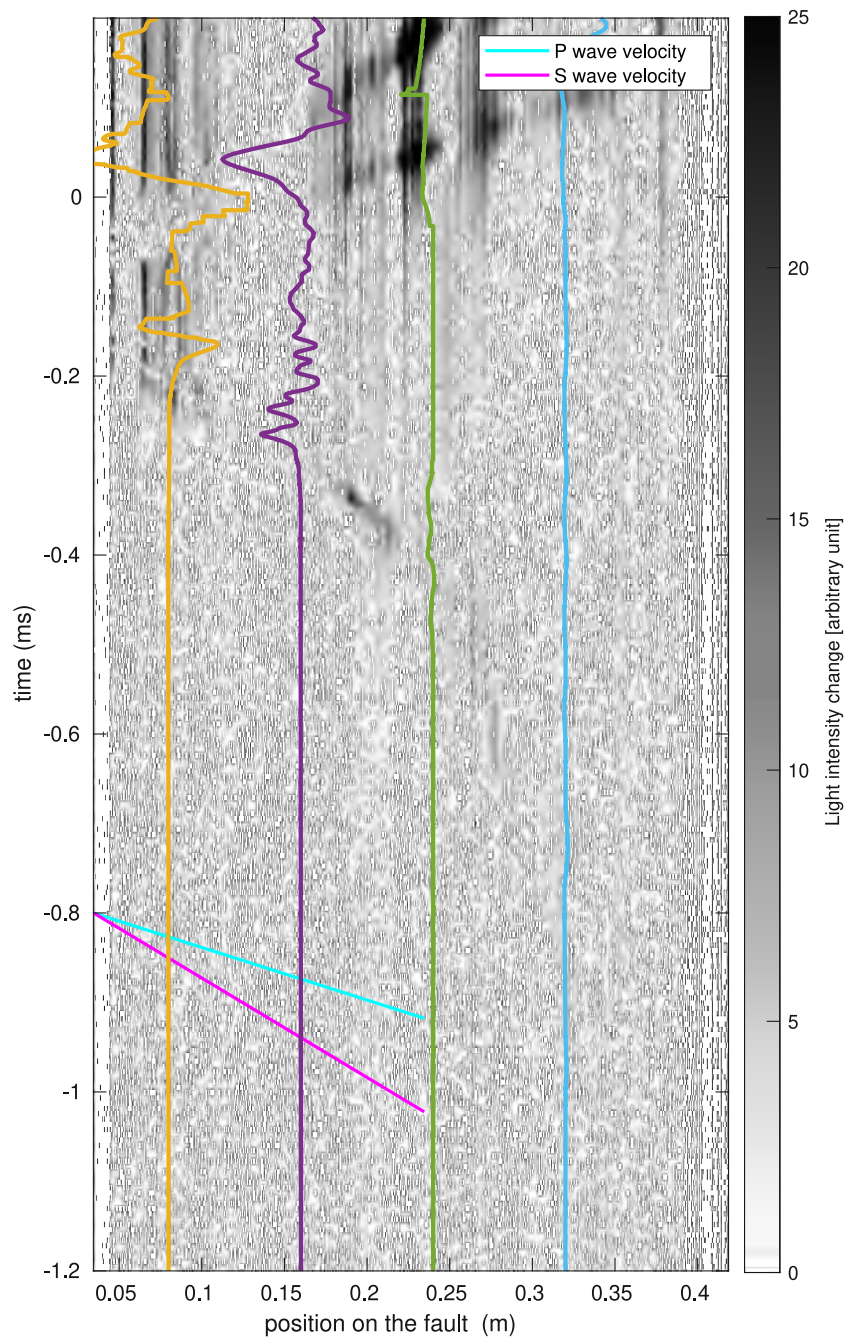


FIGURE 2.16 – Signaux enregistrés par les capteurs situés près de l'interface replacés sur le vidéogramme de l'évènement 1 de l'expérience 3 avec une interface hétérogène.

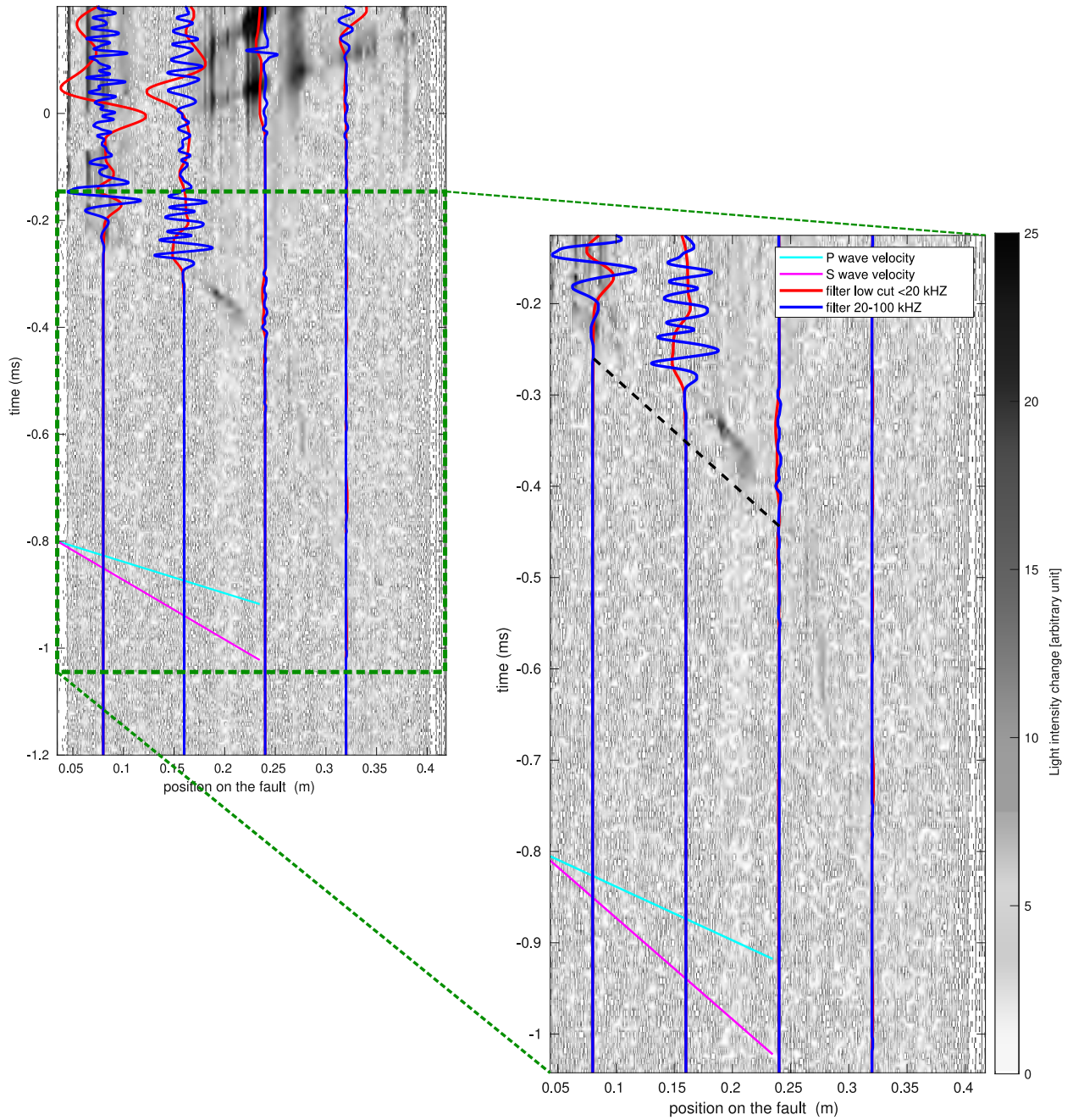


FIGURE 2.17 – Signaux filtrés enregistrés par les capteurs situés près de l’interface remplacés sur le vidéogramme de l’évènement 1 de l’expérience 3 avec une interface hétérogène. En bleu, le signal est filtré entre 20 et 100kHz (haute fréquence) et en rouge le signal est filtré en dessous de 20kHz (basse fréquence). La ligne en pointillé noir met en évidence le passage d’une onde S.



## Chapitre 3

# Influence du type d'hétérogénéité de friction sur la dynamique de la rupture

Notre expérience (Chapitre 2) a permis de mettre en évidence l'influence des hétérogénéités de surface sur la dynamique de la rupture, malgré une grande variabilité entre les évènements. Cette influence a été mise en évidence par des variations de vitesse de rupture durant la phase de nucléation.

Dans le but de vérifier ces observations, nous avons collaboré avec Fédérica Paglialunga et François Passelègue de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne en créant un dispositif expérimental en commun. Afin de connaître l'influence du matériau, nous avons cette fois-ci utilisé un polymère déjà utilisé dans d'autres dispositifs comme pour les expériences de Rubinstein et al. (2004) et Rubinstein et al. (2007), le poly méthacrylate de méthyle acrylique (PMMA). Ce matériau est lui aussi transparent et isotrope, et devient anisotrope sous contrainte. Avec la caméra ultra-rapide ainsi que plusieurs jauges de déformation nous avons pu étudier le comportement de la rupture avec plusieurs interfaces hétérogènes. Sur ces interfaces des variations de rugosité périodiques ont été créées, comme réalisées précédemment (Figure 2.3b), ou avec une seule aspérité. En plus de ces variations de rugosité, plusieurs séries d'expériences ont été menées en créant des hétérogénéités au feutre marqueur selon différentes configuration présentées dans la section 3.2.

### 3.1 Présentation d'un deuxième dispositif expérimental

Ce dispositif, comme celui du chapitre 2, permet de simuler des séismes en mode II, à la différence que, pour ce dispositif, nous utilisons des échantillons de PMMA, un autre polymère transparent. Les deux plaques de PMMA sont de dimensions différentes, l'une de dimension (20 cm x 10 cm x 1 cm) et l'autre de dimension (50 cm x 10 cm x 3 cm). D'autres études ont déjà été réalisées en utilisant des échantillons de tailles différentes (**bayart2016slippery** ; Bayart et al., 2016 ; Paglialunga et al., 2022 ; Rubinstein et al., 2011 ; Xu et al., 2018).

La vitesse des ondes P et S a été mesurée dans ces échantillons au préalable, respectivement à 2622 m/s et 1353 m/s. Une précédente étude utilisant du PMMA (Svetlizky et Fineberg, 2014) a indiqué trouver des vitesses similaires à nos échantillons avec des ondes P à 2700 m/s et des ondes S à 1345 m/s.

Les deux plaques sont placées dans une presse bi-axiale (Figure 3.1), mais montée à l'horizontale, contrairement à notre précédent dispositif ( section 2.1). Cette presse est contrôlée par deux pompes manuelles afin d'imposer une contrainte normale dans un premier temps puis une contrainte tangentielle dans un second temps. La plaque de grande dimension est installée sur un roulement évitant ainsi le glissement entre l'échantillon et la presse.

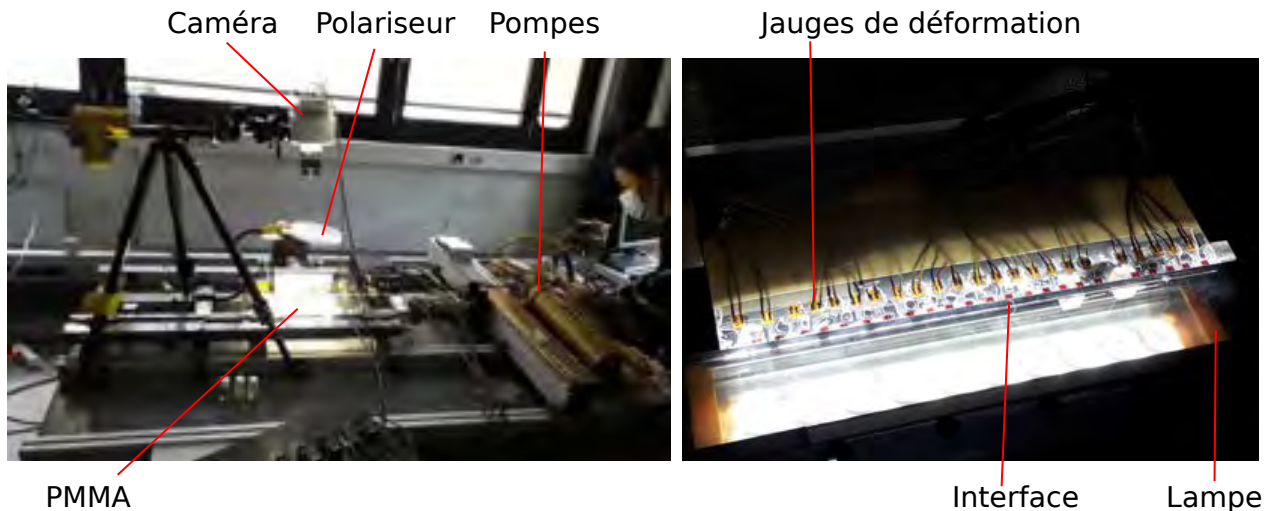


FIGURE 3.1 – Dispositif expérimental

### 3.1.1 Dispositif optique

Nous étudions la rupture en l'observant avec la méthode de photoélasticité. Pour cela, un dispositif optique a été mis en place. Il se compose de deux lampes ainsi que d'un polariseur qui ont été placés sous l'échantillon au niveau de l'interface, puis d'un analyseur et d'une caméra ultra-rapide (celle déjà utilisée pour l'expérience précédente enregistrant jusqu'à 170 000 images par seconde) qui ont été disposés au dessus (voir figures 3.1 et 3.2). Ce dispositif optique nous permet d'observer les franges d'interférence, mais l'utilisation d'une lampe et non d'un laser rend l'observation des vidéogrammes moins précise. En effet, les lampes sont constituées de plusieurs ampoules qui scintillent aléatoirement (effet de la tension d'entrée). Les deux lampes ne scintillent pas de la même façon.

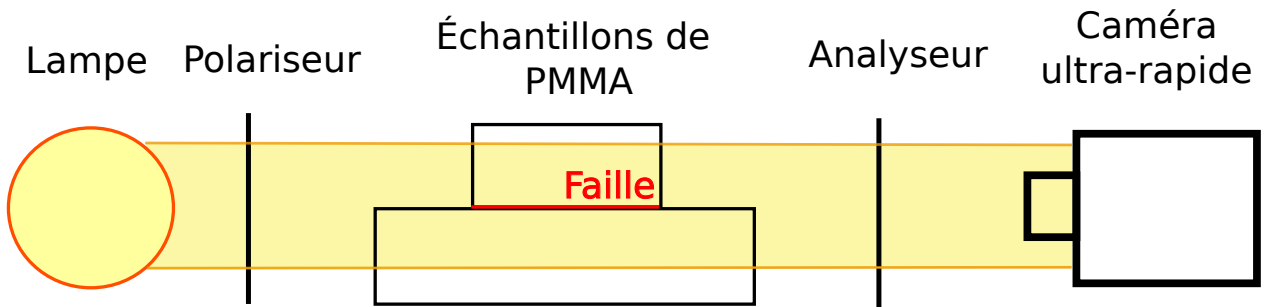


FIGURE 3.2 – Schéma optique du dispositif expérimental

### 3.1.2 Capteurs

Sur l'échantillon de dimension (20 cm x 10 cm x 1 cm), 23 jauges de déformations mono-composante alignées selon une seule direction  $\epsilon_{xx}$  ont été collées à environ 1 mm de l'interface (Figure 3.3). Sept d'entre elles ont un système d'acquisition de 100Hz. Elles sont réparties sur les bords de l'échantillon (en violet sur la figure 3.3). Avec cette fréquence d'acquisition, elles permettent d'étudier les déformations statiques. Une de ces jauges (la troisième en partant de la gauche sur la figure 3.3) s'est cassée avant la réalisation des expériences. Les 16 jauges du milieu (en rouge sur la figure 3.3), de modèle FLGB-02-11 fabriquées par la marque Althen sensors and controls, ont un système d'acquisition de 2 MHz. Cette fréquence nous permet ainsi d'observer de manière dynamique la déformation lors du passage de la rupture. Une de ces jauges (la deuxième jauge dynamique en partant de la gauche sur la 3.3) s'est dessoudée pendant les premières séries d'expériences et ses données sont inutilisables.



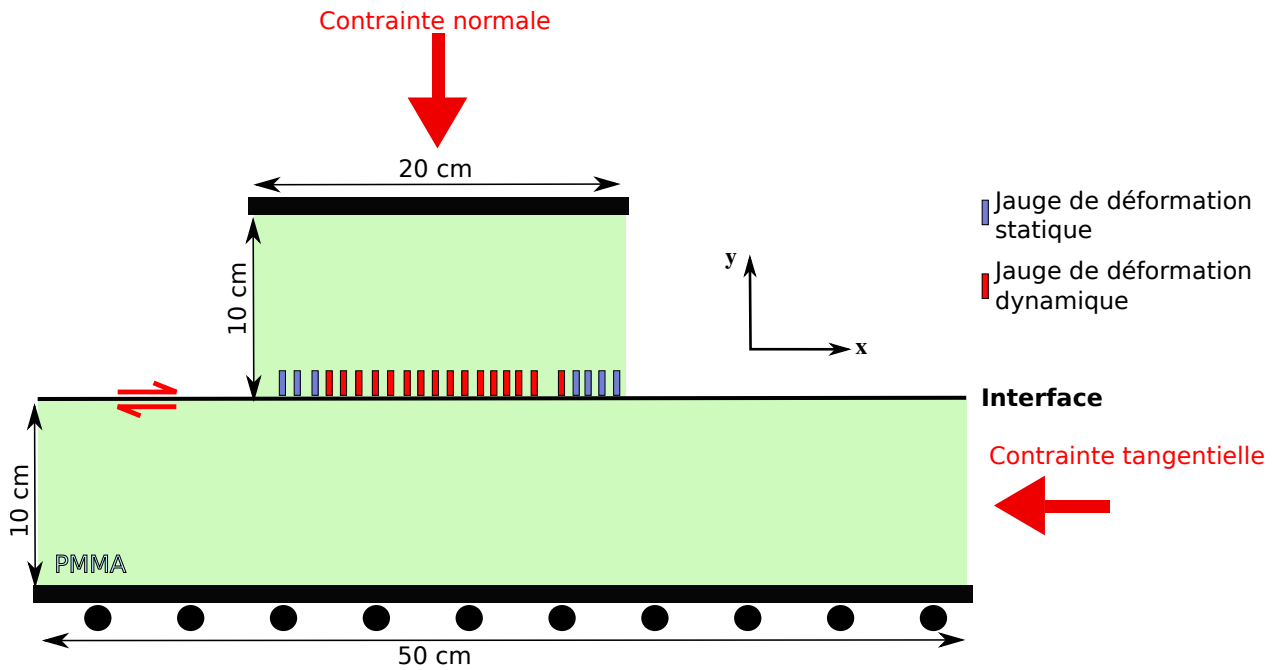


FIGURE 3.3 – Schéma des échantillons de PMMA utilisés dans le dispositif expérimental.

Des cellules de charge avec un système d'acquisition à 100 Hz sont disposées au niveau des deux pompes manuelles afin de connaître la charge appliquée sur les plaques.

### 3.2 Les différents types d'interfaces

Avec ce dispositif expérimental, plusieurs séries d'expériences ont été réalisées en modifiant l'interface.

Dans le but de comparer avec nos résultats obtenus pour le polycarbonate (voir section 2.3.6.3), nous avons appliqué, au possible, la même méthodologie. Nous avons poncé périodiquement la surface de l'échantillon le plus grand avec du papier de verre (A400), soit le plus rugueux. Les hétérogénéités sont introduites sur une surface initialement optiquement plate, c'est-à-dire avec une interface polie afin d'être extrêmement plate et homogène. La taille de ces hétérogénéités est de l'ordre de 1.5 cm (Figures 3.4a et d).

En plus de modifier périodiquement l'interface, nous avons introduit une seule hétérogénéité sur l'échantillon le plus grand, en son milieu (Figures 3.4b et c), afin de connaître l'influence d'une seule barrière sur ce matériau. L'évolution dynamique de la rupture avec cette configuration a déjà été étudiée numériquement par (Shibazaki et Matsu'ura, 1992). Ils ont pu observer une phase de nucléation avant une phase de propagation qui débutait à coté de l'aspérité. Cette phase de propagation s'arrêtait au niveau de l'aspérité puis une nouvelle phase de nucléation débutait. Notre dispositif devrait ainsi permettre d'observer ou non un comportement similaire à cette étude.

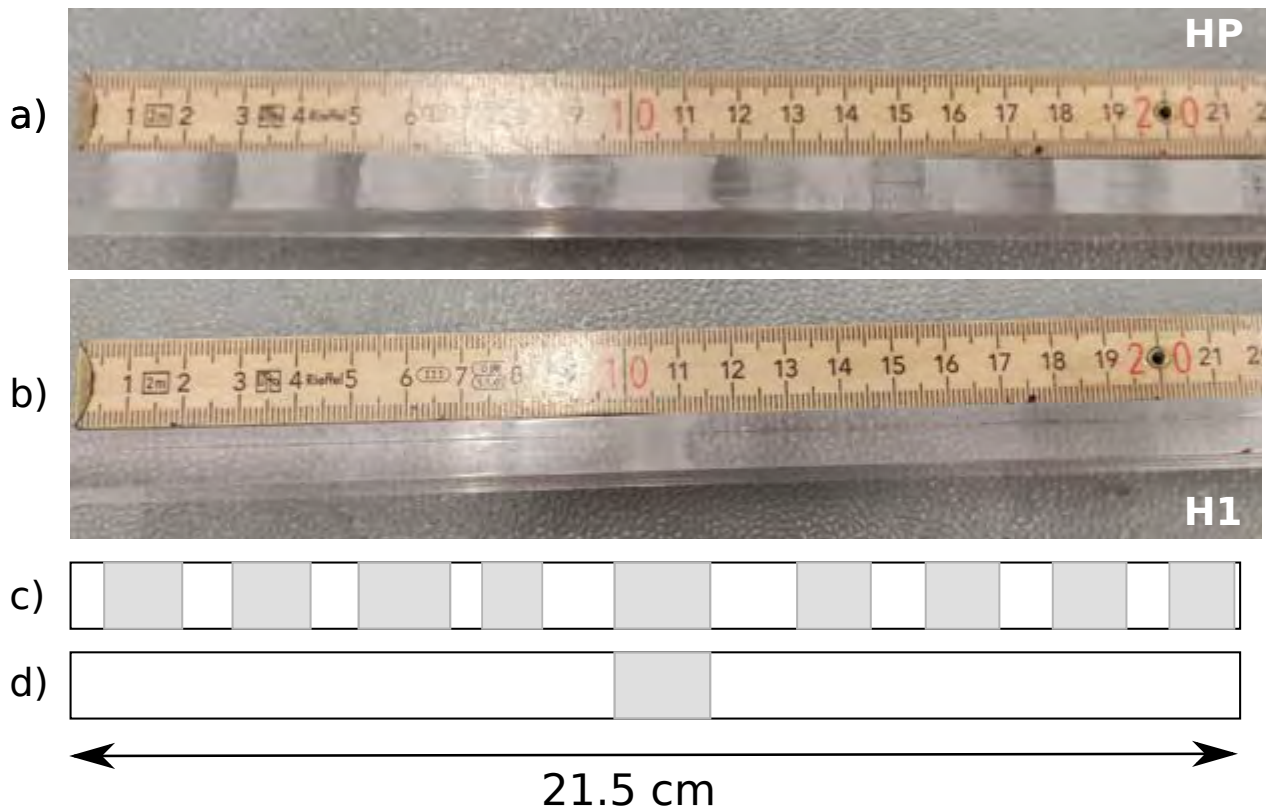


FIGURE 3.4 – Photos et schémas des hétérogénéités introduites en ponçant avec le papier de verre A400 sur la surface de l'échantillon le plus grand. L'échantillon le plus petit possède une interface *optically flat* a) et c) les hétérogénéités sont disposées de façon presque périodique sur l'interface et mesurent environ 1.5 cm. Cette interface sera nommée "HP" par la suite. b) et d) une seule hétérogénéité est créée sur l'interface. Cette interface sera nommé "H1" par la suite.

La modification de l'interface en changeant sa rugosité use la surface et demande souvent de remplacer l'échantillon afin d'avoir une surface équivalente aux expériences précédentes.

Gvirtzman et Fineberg (2021) introduisent une hétérogénéité sans endommager l'interface de manière permanente en dessinant sur l'interface avec un marqueur. Leur étude montre que la rupture s'arrête au niveau de cette barrière et une phase de nucléation de la rupture peut se produire de l'autre côté du marqueur. Les traces de marqueur pouvant s'effacer facilement, nous avons utilisé cette méthode pour introduire des hétérogénéités sur notre interface en essayant diverses configurations comme présentées sur la figure 3.5.

### 3.3 Protocole expérimental

Pour chaque interface, nous avons réalisé une ou plusieurs séries d'expériences. À chaque expérience nous appliquons une contrainte normale puis une contrainte tangentielle. L'augmentation de la contrainte tangentielle permet de créer les évènements de glissements. Nous réalisons plusieurs évènements par expérience, néanmoins certains ne sont pas assez énergétiques pour déclencher la caméra ultra-rapide, mais sont visibles sur les jauges de déformation dynamique. Par soucis de mémoire interne des jauges dynamiques nous ne pouvons pas enregistrer beaucoup d'évènements et donc nous ne pouvons pas stabiliser les contraintes initiales du matériau. La contrainte normale appliquée n'est pas la même en fonction des différentes expériences. Lorsque le cas est possible nous réalisons la même expérience avec différentes contraintes normales. Le tableau 3.1 récapitule les différentes expériences et leur nombre d'évènements en fonction de leur interface et de la contrainte normale initiale.

Interface	Numéro d'expérience	Nombre d'évènement	Contrainte normale appliquée (MPa)
HP	1	8	1.75
HP	2	13	2.60
HP	3	12	3.50
H1	1	15	1.75
H1	2	14	2.60
H1	3	11	3.50
PH	1	6	3.50
MH	1	7	1.75
MH	2	5	0.90
GH1	1	8	0.90
GH1	2	14	1.75
GH2	1	9	0.90
GH2	2	7	1.75

TABLE 3.1 – Tableau en fonction de l'interface des différentes séries d'expériences ainsi que du nombre d'évènements et de la contrainte normale appliquée.

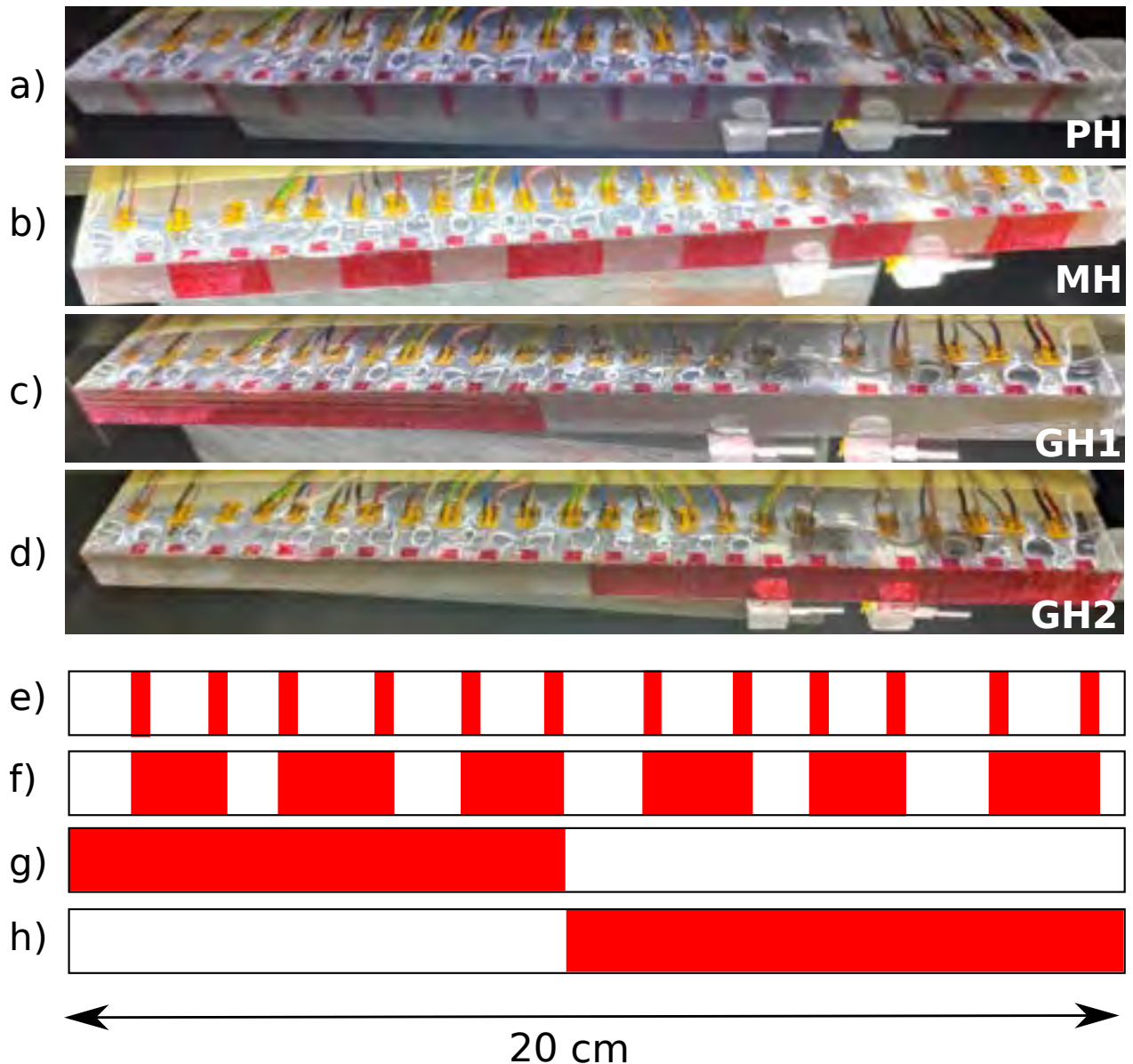


FIGURE 3.5 – Photos et schémas des hétérogénéités introduites en dessinant sur l'interface avec un marqueur sur la surface de l'échantillon le plus petit. a) et e) 12 hétérogénéités de quelques millimètres dessinées tous les 1.5 cm. Cette interface sera nommé "PH" par la suite. b) et f) 6 hétérogénéités d'1.5cm avec 1.5 cm d'espacement entre deux. Cette interface sera nommé "MH" par la suite. c) et g) la moitié de l'interface est colorée avec le marqueur. Cette interface sera nommé "GH1" par la suite. d) et h) l'autre moitié de l'interface par rapport aux figures c) et g) est colorée. Cette interface sera nommé "GH2" par la suite.

## 3.4 Observations

### 3.4.1 Interface avec modification de la rugosité

#### 3.4.1.1 Hétérogénéités périodiques

La figure 3.6 montre la dynamique de la rupture pour un évènement se produisant avec l'interface HP (Figure 3.4a et c). Cette figure est un exemple du comportement de la rupture observée dans ces conditions mais il n'est pas visible pour chaque évènement (23 évènements sur les 33 réalisés avec cette interface) car il y a une grande variabilité dans la reproduction des évènements de glissement.

Sur le vidéogramme, comme précisé dans la section 3.1.1 on peut apercevoir des variations d'intensité lumineuse créées par les lampes avec des alternance de bandes sombres et de bandes plus claires sur toute la durée de l'évènement. De plus, avec l'utilisation des deux lampes on aperçoit un décalage des alternances d'intensité lumineuse entre le côté gauche et le côté droit de la plaque. Les lampes étant composées de plusieurs ampoules, pour une seule lampe on observe des zones d'ombres où l'intensité lumineuse est plus faible là où il n'y a pas d'ampoule.

En regardant la dynamique de la rupture seulement sur le vidéogramme (Figure 3.6a), on observe son passage qui débute à 0.14 cm à  $-1.10^{-4}$  s et qui se termine à  $1.10^{-4}$  s en touchant le bord. Sur cette partie visible de la rupture, on voit des variations de la vitesse de rupture. Pour les parties les plus lentes la vitesse moyenne est de  $170 \pm 40$  m/s tandis que pour les zones les plus rapides elle est de  $2400 \pm 300$  m/s. Nous n'observons pas d'accélération notable dans la vitesse moyenne au cours du temps que ce soit dans les zones rapides ou bien les zones plus lentes comme on a pu l'observer sur le vidéogramme de l'évènement hétérogène de la section 2.3 avec du polycarbonate. En ajoutant la position des hétérogénéités (Figure 3.6b) on observe que les variations de vitesse coïncident avec les hétérogénéités. En effet, lorsque la rupture atteint une zone plus rugueuse (en bleue), sa vitesse diminue avant d'accélérer rappelant le comportement observé avec le polycarbonate. Cependant ce résultat est sujet à caution car la position des hétérogénéités reste approximative, étant disposées sur l'échantillon qui glisse. Néanmoins on peut confirmer que les hétérogénéités ont un effet sur la dynamique de la rupture comme vu dans la section 2.3.

Est-ce-que ces variations de vitesse ont lieu dans la phase de propagation ou la phase de nucléation? Dans ce premier travail, il est difficile d'y répondre. Nous n'observons pas d'augmentation moyenne de la vitesse (vitesse constante de 780 m/s). Sur la droite du vidéogramme, avant que la rupture ne soit visible, il est difficile d'observer quoi que ce soit avec la qualité du vidéogramme. Néanmoins, si on ajoute les jauges (Figure 3.6c), on peut observer une variation lente de la déformation précédant le départ visible de la rupture sur la première jauge à droite. Cela indique que la rupture a débuté mais qu'elle est plus lente, faisant peu varier l'intensité lumineuse et la rendant invisible avec cette méthode. Cet évènement possède donc une phase de nucléation précédant la phase de propagation visible mais nous ne pouvons pas bien faire de comparaison directe avec le type de nucléation observé dans la section 2.3 (Gounon et al., 2022).

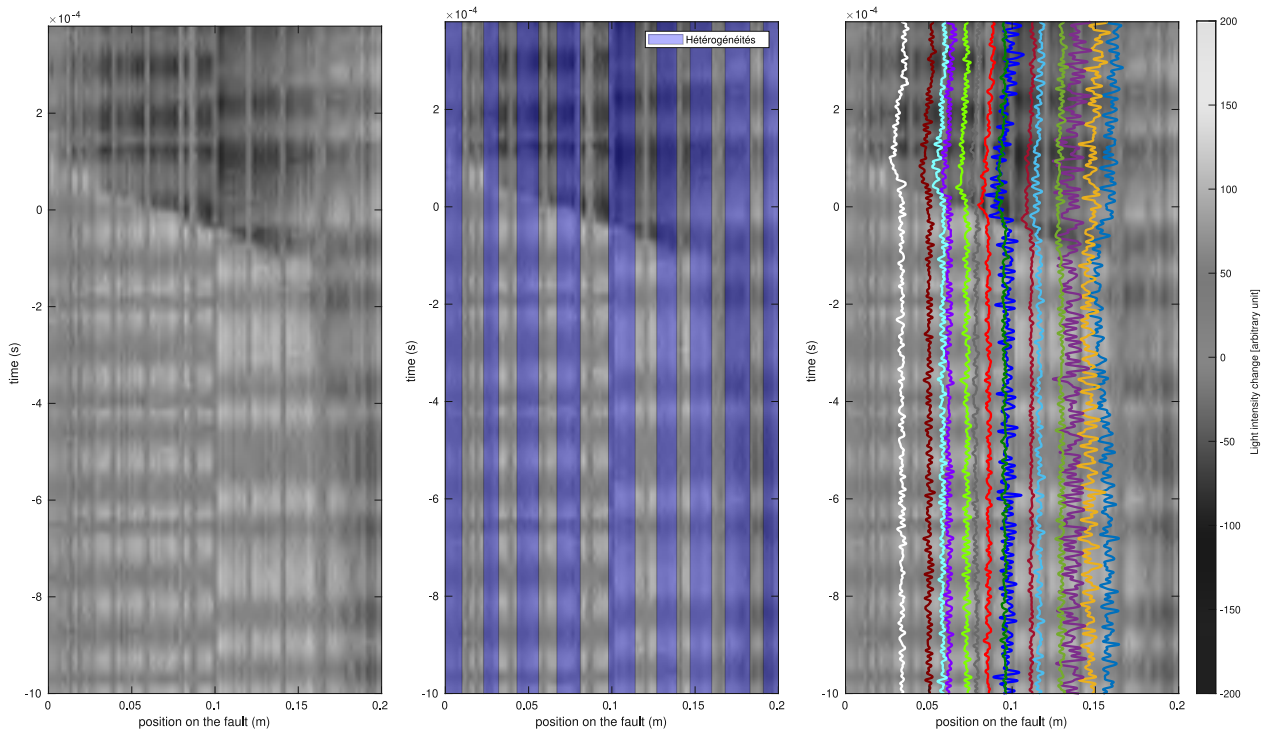


FIGURE 3.6 – Vidéogramme de l'évènement 8 de l'expérience 2 avec une interface où la rugosité a été modifiée avec une alternance de zones lisses et de zones rugueuses. a) Vidéogramme simple b) Ajout de la position des hétérogénéités plus rugueuses en bleu c) Ajout du signal obtenu grâce aux jauges de déformation.

### 3.4.1.2 Une seule aspérité

Sur les trente évènements enregistrés avec cette interface (Figure 3.4b et d), deux évolutions principales de la dynamique de la rupture ressortent.

La figure 3.7 montre le comportement le plus observé, une nucléation démarrant sur le bord droit du vidéogramme. La nucléation démarre à  $-9.10^{-4}$  s avec une vitesse de 38 m/s puis accélère graduellement jusqu'à 210 m/s avant d'atteindre une phase de propagation, à  $-2.10^{-4}$  s au centre, beaucoup plus rapide à 2400 m/s. Cette phase de propagation traverse la zone plus rugueuse de l'interface (en bleue, Figure 3.7b) et ralentit brusquement après son passage. Une nouvelle phase plus lente (155 m/s) débute à  $-1,7.10^{-4}$ , accélère à 420 m/s puis ralentit à 164 m/s avant de toucher le bord à  $3,2.10^{-4}$  s. Cette seconde partie de la rupture rappelle la phase de nucléation avec des vitesses beaucoup plus lentes que la phase de propagation et une accélération globale. L'aspérité a un effet sur la dynamique de la rupture en diminuant sa vitesse. Les jauges de déformation (Figure 3.7c) soulignent les deux phases plus lentes de part et d'autre de l'aspérité.

Le second comportement est visible sur la figure 3.8. La rupture s'initie avant le début de la vidéo au niveau de la zone la plus rugueuse de l'interface (Figure 3.8b). La rupture visible à droite de l'aspérité a une vitesse qui augmente graduellement passant de 70 à 85 m/s avant de toucher le bord. Tandis que la rupture visible à gauche de l'aspérité à une vitesse qui passe de 18 m/s à 210 m/s. Étant donné que la vitesse augmente au fur et à mesure, on peut considérer que seule la phase de nucléation est visible et la taille de l'échantillon étant trop petit nous n'observons pas de phase de propagation. La phase de nucléation est bi-latérale, d'un côté elle démarre au niveau de l'aspérité et de l'autre elle s'initie près de l'aspérité. La rupture évolue de façon asymétrique. Les jauges de déformations soulignent le passage de la phase de nucléation (Figure 3.8c).

## 3.4.2 Interface modifiée au marqueur

### 3.4.2.1 Interface à faibles hétérogénéités cohésives périodiques

Le vidéogramme d'un des évènements se produisant avec une interface où des petites hétérogénéités ont été créées avec un marqueur (Figure 3.9a), montre une rupture qui débute

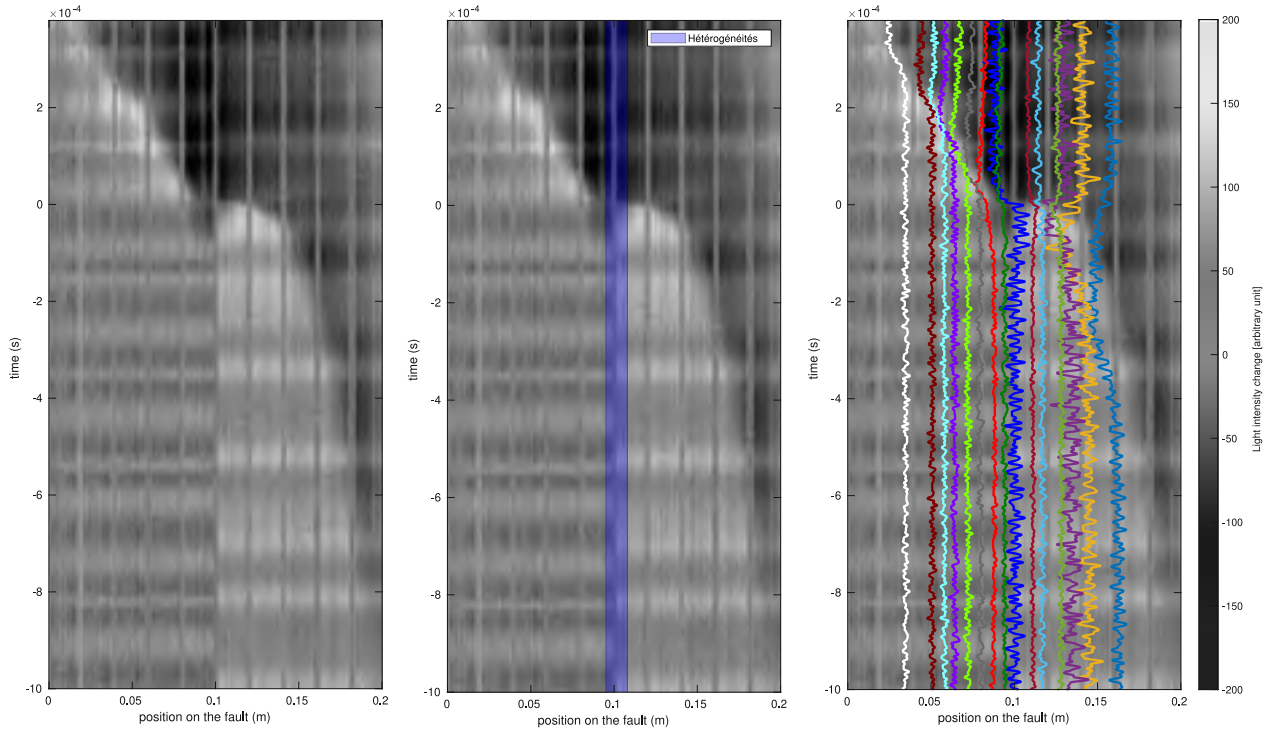


FIGURE 3.7 – Vidéogramme de l'évènement 12 de l'expérience 2 avec une interface possédant une seule aspérité plus rugueuse au centre. a) Vidéogramme simple b) Ajout de la position des hétérogénéités plus rugueuses en bleu c) Ajout du signal obtenu grâce aux jauges de déformation.

à  $-4.10^{-4}$  s à 0.17 m avec une vitesse de 60 m/s puis qui accélère graduellement jusqu'à atteindre une phase de propagation à  $-0,4.10^{-4}$  s à 0.05 m. La phase de propagation se propage à une vitesse de 690 m/s. Une alternance de la vitesse de rupture est observée durant la phase de nucléation. En effet, les alternances de vitesses sont de plus en plus rapide avec une accélération globale du processus. Si on place la position des hétérogénéités sur le vidéogramme (Figure 3.9b), les hétérogénéités se situent pour la plupart au début des zones rapides de la rupture lors de la phase de nucléation. Cela indiquerait que ces hétérogénéités ont un effet d'accélération de la rupture sachant qu'un autre comportement observé avec cette interface est une petite nucléation suivie d'une longue phase de propagation en *supershear*. On peut émettre comme hypothèse une erreur de mesure de la position des hétérogénéités due à leur petite taille et observer un décalage vers la droite de chaque hétérogénéité de 2 à 3 mm. En les décalant, les hétérogénéités seraient positionnées à l'endroit où la rupture ralentit. Si cette hypothèse est exacte, le comportement de la rupture rappelle celui présenté dans nos travaux précédents (section 2.3, Gounon et al. (2022)) avec une diminution de la vitesse de



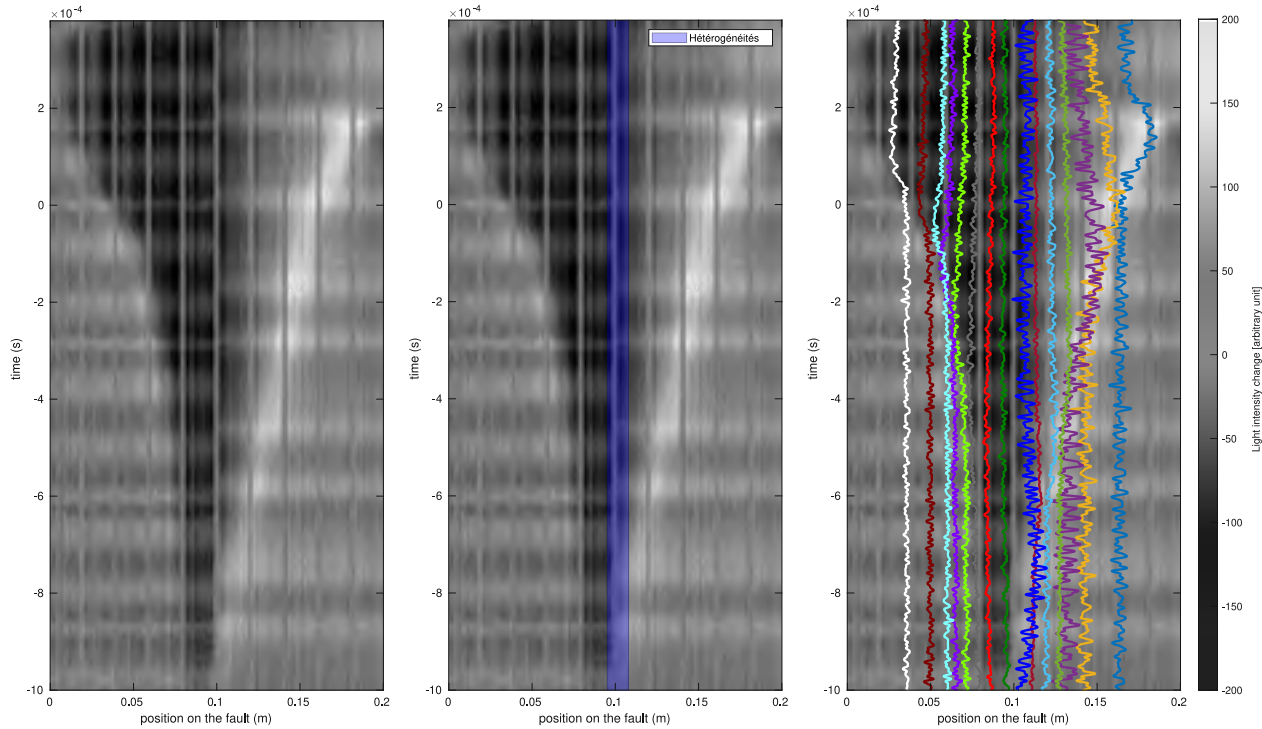


FIGURE 3.8 – Vidéogramme de l'évènement 3 de l'expérience 2 avec une interface possédant une seule aspérité plus rugueuse au centre. a) Vidéogramme simple b) Ajout de la position de l' hétérogénéité en bleu c) Ajout du signal obtenu grâce aux jauges de déformation.

rupture lors de son passage sur les hétérogénéités. Les jauges de déformation (Figure 3.9c) permettent de confirmer le passage de la rupture avec une amplitude plus importante qu'avec des hétérogénéités de rugosité sur l'interface (voir 3.4.1).

### 3.4.2.2 Interface à fortes hétérogénéités cohésives périodiques

Lorsque les hétérogénéités tracées au marqueur sont plus larges, on observe principalement la dynamique de la rupture présentée sur la figure 3.10. Il ne semble pas y avoir d'augmentation globale de la vitesse de rupture avec une vitesse moyenne de 1500 m/s correspondent à une vitesse *supershear*, les ondes S se propageant à 1345 m/s. Ponctuellement, des variations de vitesses sont observables mais celles-ci ne semblent pas être corrélées à la position des hétérogénéités (Figure 3.10b). Sur cet évènement aucune phase de nucléation n'est observable. Les jauges de déformation ne montrent en effet pas de processus préalable pouvant être rattaché à une phase de nucléation (Figure 3.10c). Si le processus de nucléation a lieu près des bords de l'échantillon, nous n'avons pas de jauges de déformation dynamiques permettant de

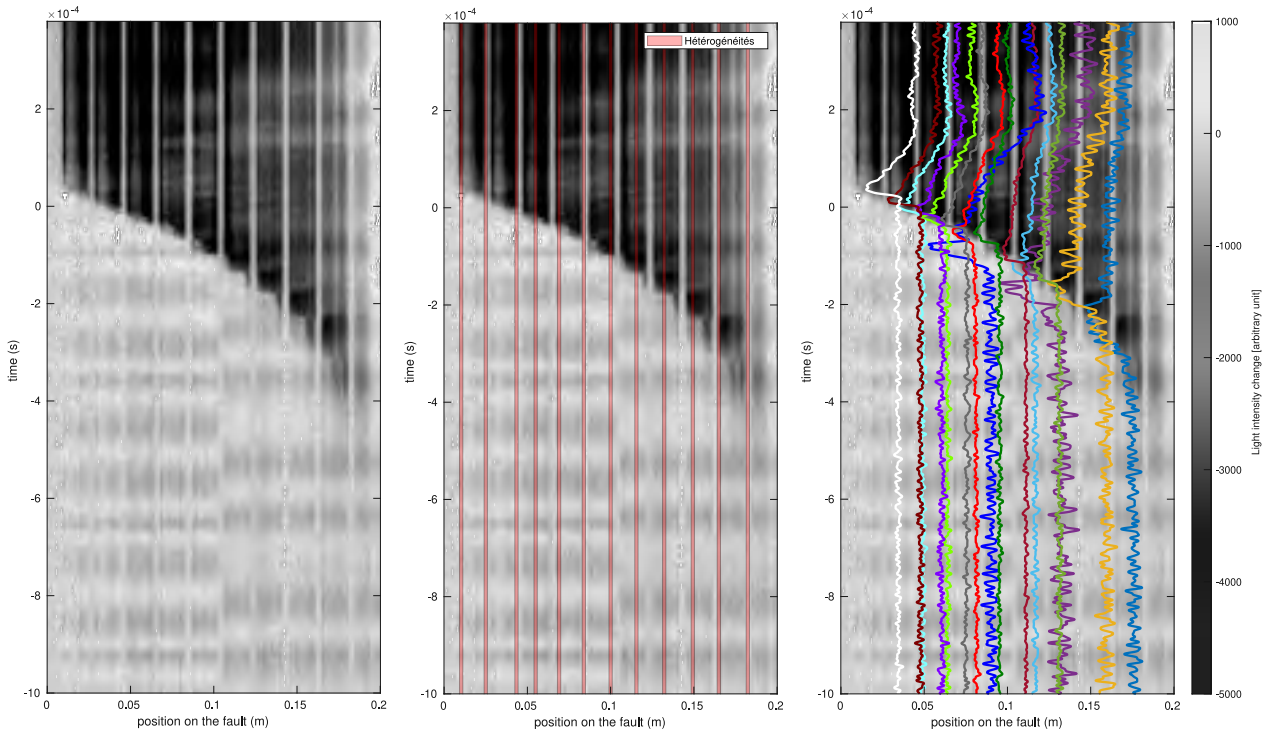


FIGURE 3.9 – Vidéogramme de l'évènement 2 de l'expérience 1 avec une interface possédant des petites hétérogénéités périodiques créées au marqueur. a) Vidéogramme simple b) Ajout de la position des hétérogénéités en rouge c) Ajout du signal obtenu grâce aux jauges de déformation.

la détecter.

### 3.4.2.3 Interface avec hétérogénéité cohésive unique

En marquant la moitié de l'interface au marqueur on obtient les deux comportements suivants. Si la rupture débute du côté sans marqueur (Figure 3.11) celle-ci démarre près du bord sans trace de marqueur, dans ce cas à  $-1.10^{-4}$  s avec une vitesse moyenne de 590 m/s. Lorsque la rupture atteint la transition avec la zone de marqueur (Figure 3.11b), sa vitesse diminue un peu avant de brusquement augmenter jusqu'à des vitesses de 1000 m/s en moyenne pouvant, sur certains évènements, être *supershear*. Malgré cette transition de vitesse nous n'observons pas une augmentation graduelle de la vitesse, ce qui laisse penser que seule la phase de propagation est présente. Les jauges de déformation (Figure 3.11c) ne semblent pas non plus indiquer un processus non visible avant cette phase de propagation là où elles se situent, suggérant que la phase de nucléation n'est pas présente ou que celle-ci a lieu près du bord de l'interface. Cependant, on observe une très nette augmentation de l'amplitude

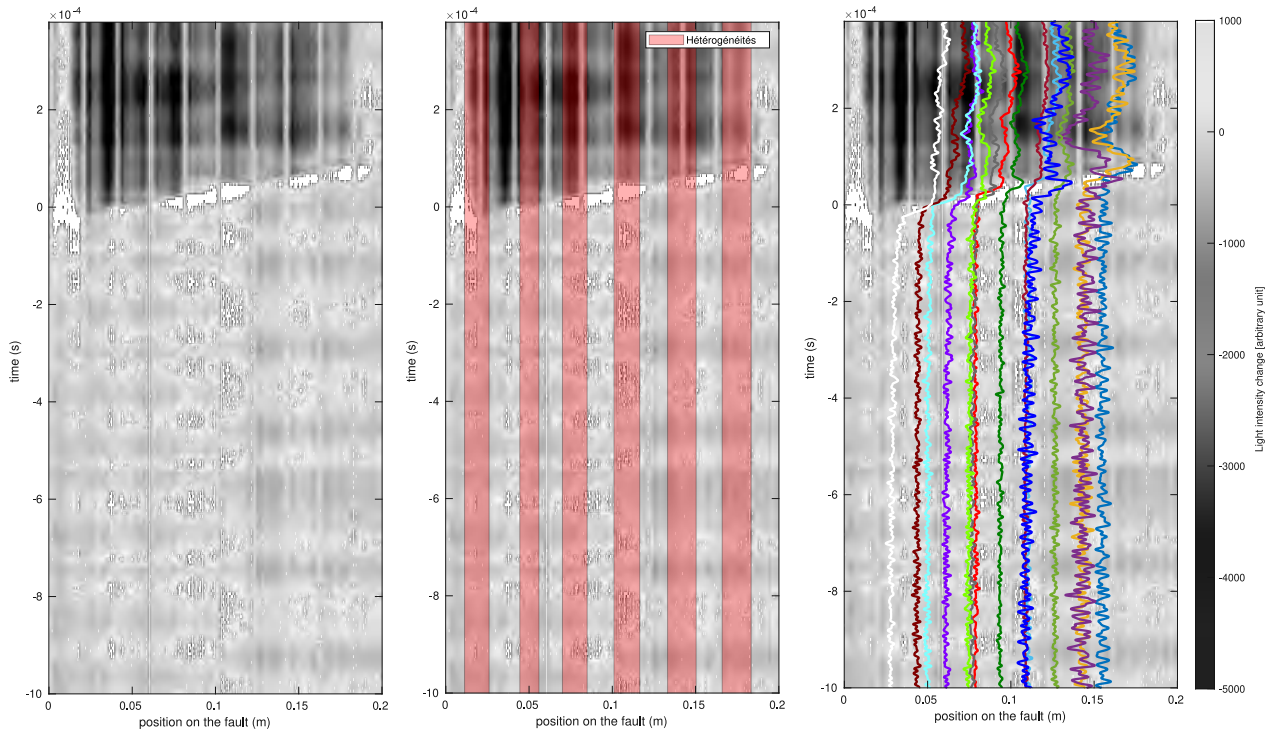


FIGURE 3.10 – Vidéogramme de l'évènement 1 de l'expérience 2 avec une interface possédant des hétérogénéités périodiques moyennes créées au marqueur. a) Vidéogramme simple b) Ajout de la position des hétérogénéités en rouge c) Ajout du signal obtenu grâce aux jauges de déformation.

lorsque la rupture passe de la partie simplement optiquement plat à la partie "marqueur". Lorsque la rupture atteint le bord de l'échantillon, elle semble rebondir et est clairement observée avec les jauges de déformation. Néanmoins, la vitesse moyenne de ce rebond est de 1361 m/s et indique qu'il pourrait s'agir d'une onde S (1353 m/s dans le PMMA) plutôt que de la rupture.

Inversement, si la rupture débute au niveau de l'interface avec du marqueur (Figure 3.11b), celle-ci démarre avec une vitesse *supershear* d'environ 2400 m/s constante tout le long de l'interface. C'est bien une rupture et non une onde P car la vitesse de l'onde P dans le PMMA est de 2600 m/s à 2700 m/s selon une autre étude (Svetlizky et Fineberg, 2014). Au même instant que l'initiation de la rupture on peut voir sur le vidéogramme une seconde rupture plus lente qui s'initie. Sa vitesse moyenne (1369 m/s) nous indique que ce n'est pas forcément une rupture mais que cela peut être le passage d'une onde S ou d'une *trailing Rayleigh wave*. Les jauges de déformation (Figure 3.11c) quant à elles, semblent montrer une différence entre les deux types d'interfaces avec un pic plus haute fréquence lorsque la

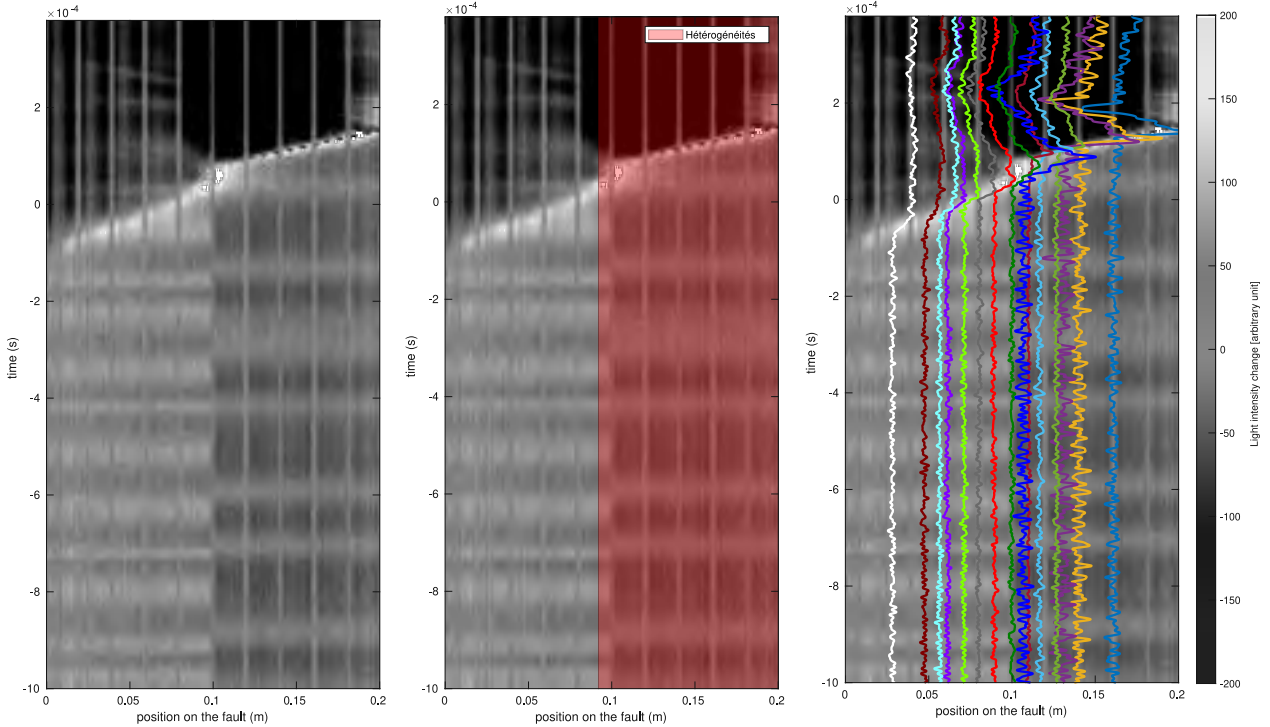


FIGURE 3.11 – Vidéogramme de l'évènement 8 de l'expérience 2 avec une interface où la moitié droite est colorisée avec du marqueur. a) Vidéogramme simple b) Ajout de la position des hétérogénéités en rouge c) Ajout du signal obtenu grâce aux jauges de déformation.

rupture passe sur le marqueur et un pic plus basse fréquence lorsqu'il n'y en a pas. Comme précédemment nous observons ici une phase de propagation sans phase de nucléation au préalable.

### 3.5 Discussion

Les exemples présentés dans la section 3.4 sont représentatifs de l'évolution de la dynamique de la rupture. La taille et la durée de la phase de nucléation varient beaucoup d'une expérience à l'autre quand celle-ci existe. Cette forte variabilité a déjà été décrite dans le chapitre précédent (section 2.3.7) et peut être due à la variabilité du champ de contrainte dans le matériau. Nos observations indiquent aussi clairement que les hétérogénéités introduites ont un effet important sur la dynamique de la rupture.

Pour la plupart des expériences, lorsque la rupture passe au niveau d'une hétérogénéité

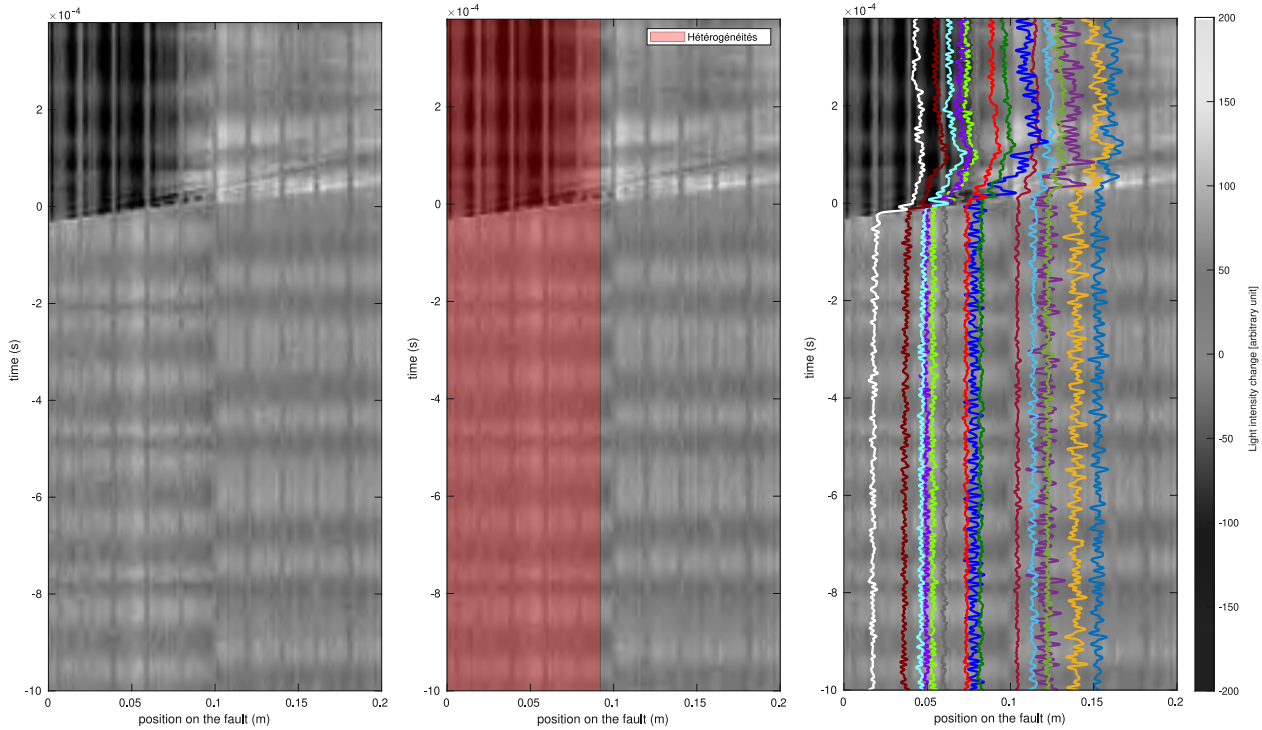


FIGURE 3.12 – Vidéogramme de l'évènement 4 de l'expérience 1 avec une interface où la moitié gauche est coloriée avec du marqueur. a) Vidéogramme simple b) Ajout de la position des hétérogénéités en rouge c) Ajout du signal obtenu grâce aux jauges de déformation.

créée par une modification de la rugosité, elle ralentit avant d'accélérer à nouveau. Ce comportement est observé avec des hétérogénéités de rugosité aussi bien qu'avec celles faites avec le marqueur.

Ces observations se rapprochent de précédentes études qui utilisent une seule aspérité que l'on peut comparer aux observations de la section 3.4.1.2. Par exemple, celle de Gvirtzman et Fineberg (2021), où expérimentalement ils ont observé en ajoutant une aspérité avec un feutre marqueur, un arrêt de la rupture au niveau de l'aspérité avant la reprise ou non d'une phase de nucléation de l'autre côté de cette aspérité. Néanmoins, dans nos observations, la rupture ne s'arrête pas au niveau de l'aspérité mais ralentit une fois l'aspérité traversée. Cette différence peut s'expliquer par la méthode expérimentale étant donné que Gvirtzman et Fineberg (2021) ont suivis l'évolution de la rupture en regardant l'aire de contact alors que nous avons utilisé la photoélasticité. En effet, avec leur méthode l'aire de contact est masquée par le marqueur tandis que nous n'avons pas cette problématique.

Notons que nous avons aussi des nucléations qui ne démarrent pas au niveau des bords de l'échantillon, mais au niveau de l'aspérité (Figure 3.8). Cela peut être dû au champ de contrainte initial avant l'évènement qui est déjà concentré sur les bords de l'aspérité permettant d'initier la rupture de part et d'autre de la zone plus rugueuse, comme le montrent Shibasaki et Matsu'ura (1992) dans leur étude numérique où les contraintes s'accumulent au niveau de l'aspérité.

Le comportement observé lorsque la rupture débute près d'un bord de l'échantillon et ralentit au niveau de l'aspérité avant d'accélérer à nouveau, est aussi valable pour le marqueur, notamment lorsque la moitié de l'interface est marquée (voir section 3.4.2.3, figure 3.11). Nous avons des observations similaires entre les deux types d'hétérogénéités utilisés dans cette expérience. Elles sont similaires au résultats de l'étude de Gvirtzman et Fineberg (2021). Dans leur étude ils ont indiqué que la présence du marqueur augmente l'énergie de fracture d'un facteur 5 par rapport au reste de l'échantillon. On peut donc faire le lien avec nos expériences et ainsi dire que la présence du marqueur ainsi que les hétérogénéités de friction augmentent l'énergie de fracture.

G. Albertini et al. (2021) mettent en place une expérience où ils étudient la rupture en mode I avec un matériau hétérogène, en regardant le déplacement proche du front de rupture par corrélation d'images numériques. Ils mettent en évidence de fortes variations de vitesses entre les différents matériaux possédant une énergie de fracture différente. Ils observent de forts ralentissements dans les zones où l'énergie de fracture est plus importante et des accélérations dans les zones possédant une énergie de fracture plus petite. Ils relient ces brusques changements de vitesse à des contrastes de l'énergie de fracture. Ces observations se rapprochent de nos expériences où les hétérogénéités de la surface sont instaurées par une variation de la rugosité que cela soit pour la phase de nucléation (section 2.3.6.3) ou la phase de propagation (section 3.4.1.1). C'est aussi le cas, pour les évènements se produisant avec une interface marquée périodiquement (section 3.4.2.1). En effet, si on considère que nous avons une incertitude sur la position des hétérogénéités et par conséquent un décalage, on observe aussi des ralentissements de la vitesse de la rupture lors de son passage au niveau des hétérogénéités. Ainsi, la dynamique de la rupture va évoluer différemment et va être influencée par les zones où l'énergie de fracture est plus importante, que ce soit à cause de l'augmentation de la rugosité ou par la présence de marqueur.

### 3.6 Conclusion

Avec cette seconde étude expérimentale nous avons pu observer la dynamique de la rupture sur une interface modifiée selon différentes configurations. Comme pour l'étude précédente (Chapitre 2), les évènements peuvent être assez variables pour une même configuration. Néanmoins, sur une majorité d'évènements nous observons l'influence des hétérogénéités (rugosité ou feutre marqueur) sur la dynamique de la rupture, avec des variations de vitesse corrélées à la position des hétérogénéités. Ces alternances de vitesse sont souvent observées lors de la phase de nucléation lorsque celle-ci existe et est visible. Mais contrairement au chapitre précédent, ces variations sont aussi présentes pendant la phase de propagation. Les ralentissements de la vitesse sont initiés lorsque l'énergie de fracture est plus importante (G. Albertini et al., 2021; Gvirtzman et Fineberg, 2021) suggérant que l'augmentation de la rugosité ou l'utilisation d'un feutre marqueur augmente l'énergie de fracture.

## Chapitre 4

# Simulations numériques avec les paramètres de frictions obtenus expérimentalement

À la suite de notre approche expérimentale nous avons voulu étudier la dynamique de la rupture de façon numérique. Pour cela, nous avons utilisé la méthode d'élément spectraux SEM2DPACK développé par J. Ampuero (2012) permettant de simuler numériquement la propagation des ondes sismiques en 2D et la propagation de la rupture. Cette méthode a déjà été décrite dans plusieurs publications, dont certaines sur la dynamique de la rupture en utilisant une loi de friction *rate and state* (Kaneko et al., 2008), ou en encore en étudiant la dynamique de rupture de grands séismes tels que Tohoku (Huang et al., 2012) et Sumatra (Meng et J. P. Ampuero, 2012).

Notre travail s'inclut dans l'étude de la dynamique de la rupture avec une loi de frottement en affaiblissement de glissement décrite dans la section 1.4.2, avec notamment pour objectif de mieux comprendre les observations obtenues dans notre étude expérimentale. Pour cela, nous avons fixé dans le code tous les paramètres connus pour se rapprocher des conditions initiales de notre expérience.



## 4.1 Conditions aux limites

Pour simuler les deux plaques de polycarbonate de 40 cm par 20 cm, nous utilisons une grille de 2 mm par 2 mm. Cette grille possède 6 interfaces avec des conditions aux limites différentes (Figure 4.1). Les surfaces extérieures de la grille possèdent des conditions aux limites afin de simuler un milieu infini, tandis que les surfaces en contact (en bleues, figure 4.1), représentant la faille ont des conditions définies par la loi de frottement en affaiblissement de glissement. Le matériau est configuré comme élastique et isotrope sauf près de la faille où le matériau est visco-élastique afin d'atténuer les artefacts numériques. Les paramètres élastiques du matériau sont les mêmes que ceux définis dans la section 2.2.2, soit une densité de  $1190 \text{ kg/m}^3$ , une vitesse des ondes P de  $1694 \text{ m/s}$  et une vitesse des ondes S de  $921 \text{ m/s}$ .

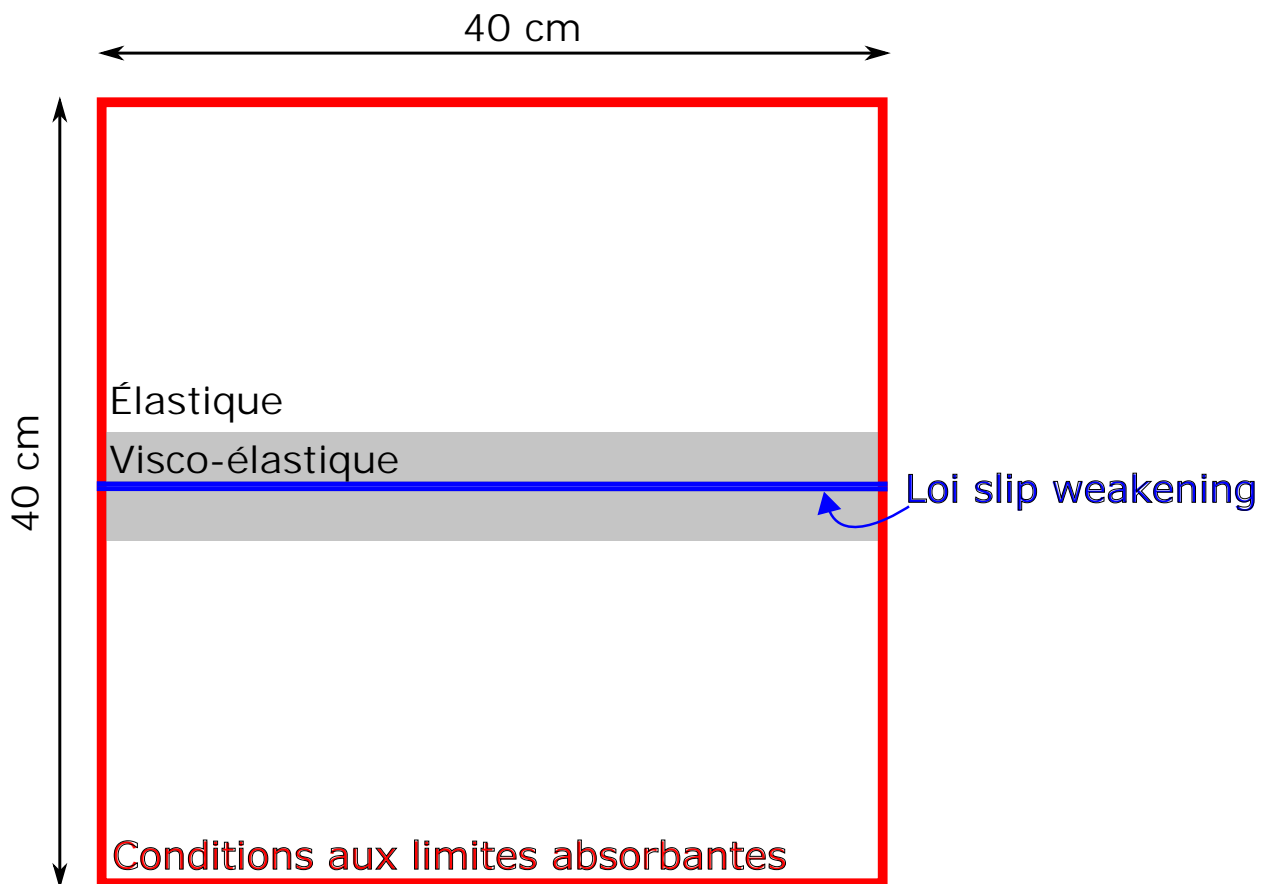


FIGURE 4.1 – Schéma indiquant les conditions imposées à notre grille numérique.

## 4.2 Contraintes initiales uniformes

### 4.2.1 Modèles simples

#### 4.2.1.1 Paramètres de la loi de friction

La friction sur la faille simulée est contrôlée par une loi de frottement en affaiblissement de glissement. Nous devons donc définir la valeur caractéristique de glissement critique ( $D_C$ , voir section 1.4.2), le coefficient de friction statique ( $\mu_S$ ) et le coefficient de friction dynamique ( $\mu_D$ ). Afin de mieux comprendre nos observations décrites dans la section 5.4 (Gounon et al., 2022), j'ai utilisé les paramètres obtenus expérimentalement pour les trois types d'interfaces (Annexe A, figure A17). Étant donné que nous avons des valeurs différentes en fonction des événements, j'ai pris la valeur moyenne de chaque paramètre. Ces valeurs sont récapitulées dans le tableau 4.1. Pour l'interface hétérogène, j'ai décidé de la simuler selon trois configurations. Tout d'abord, une interface hétérogène effective homogénéisée, c'est-à-dire que nous reprenons les valeurs moyennes des paramètres de la loi de frottement en affaiblissement de glissement et les appliquons de manière homogène partout sur la faille. Par la suite, en partant de ce modèle homogénéisé ; j'ai ajouté des hétérogénéités en faisant varier le coefficient de friction statique,  $\mu_S$  (Hétérogène avec variation de  $\mu_S$ , Tableau 4.2). Pour cela, j'ai repris les valeurs de  $D_C$  et  $\mu_D$  obtenues pour l'interface hétérogène effective et j'ai pris comme  $\mu_{Smin}$  la valeur moyenne du coefficient de friction statique trouvée dans mes expériences, soit 0,91. Campillo et al. (2001), dans leur étude, ont simulé une interface hétérogène en variant le coefficient de friction de 0,1, dans mon étude afin de voir les différences potentielles dues à l'augmentation de  $\mu_{Smax}$ , j'ai choisi d'augmenter la différence avec une variation de 0,1 à 0,3 et ai donc utilisé un  $\mu_{Smax}$  à 0,94.

Interface	Homogène Lisse	Homogène Rugueuse	Hétérogène effective
$D_C$ (m)	$2,4.10^{-6}$	$1,91.10^{-5}$	$6,5.10^{-6}$
$\mu_S$	0,95	0,42	0,91
$\mu_D$	0,85	0,25	0,81

TABLE 4.1 – Valeurs moyennes des paramètres de la loi de frottement pour les trois interfaces obtenues à l'aide du dispositif expérimental utilisé dans le chapitre 2, et utiliser dans les modèles numériques.

Interface	Hétérogène avec variation de $\mu_S$
$\mu_{Smin}$	0,91
$\mu_{Smax}$	0,94
$\mu_D$	0,81
$D_C$ (m)	$6,5 \cdot 10^{-6}$

TABLE 4.2 – Variations du coefficient de friction statique pour l’interface hétérogène.

#### 4.2.1.2 Paramètres de contraintes initiales

SEM2DPACK permet de simuler la partie dynamique de la rupture, néanmoins nous n’avons pas d’informations sur les conditions de contraintes initiales obtenues après le chargement des plaques. Donc, nous avons utilisé dans un premier temps, des contraintes initiales uniformes. Étant donné que nous avons une jauge de déformation disposée sur notre échantillon (Figure 2.2), nous avons obtenu une valeur de la contrainte normale ( $\sigma_N$ ) pour chaque évènement. En moyennant cette valeur nous pouvons alors fixer  $\sigma_N$  pour nos simulations. Puis nous avons fixé la contrainte tangentielle ( $\sigma_\tau$ ) afin que le rapport de  $\sigma_\tau$  sur  $\sigma_N$  qui est égale à  $\mu_0$ , soit inférieur à  $\mu_S$  de 0,1 (voir figure 4.2). Ces contraintes sont notées dans le tableau 4.3.

Néanmoins, pour que la rupture s’initie, il faut que  $\mu_0$  soit supérieur à  $\mu_S$  dans une certaine zone. Pour cela dans cette zone, je fixe la valeur pour la contrainte normale et je modifie la contrainte tangentielle ( $\sigma_\tau$  modifié dans le tableau 4.3 et voir figure 4.2). Je choisis d’initier la rupture au centre de la faille sur la longueur moyenne de nucléation obtenue pour chaque interface. Pour les interfaces hétérogènes 1 et 2, je prends les mêmes valeurs que pour l’interface hétérogène effective. Les conditions initiales sont représentées dans la figure 4.2.

Interface	Homogène Lisse	Homogène Rugueuse	Hétérogène effective
$\sigma_N$ (GPa)	1,44	1,72	1,51
$\sigma_\tau$ (GPa)	1,36	0,7	1,36
$\sigma_\tau$ modifié (GPa)	1,43	0,8	1,43
Longueur de nucléation (cm)	4	12	8

TABLE 4.3 – Valeurs moyennes des contraintes normales et tangentielles utilisées dans les simulations numériques.

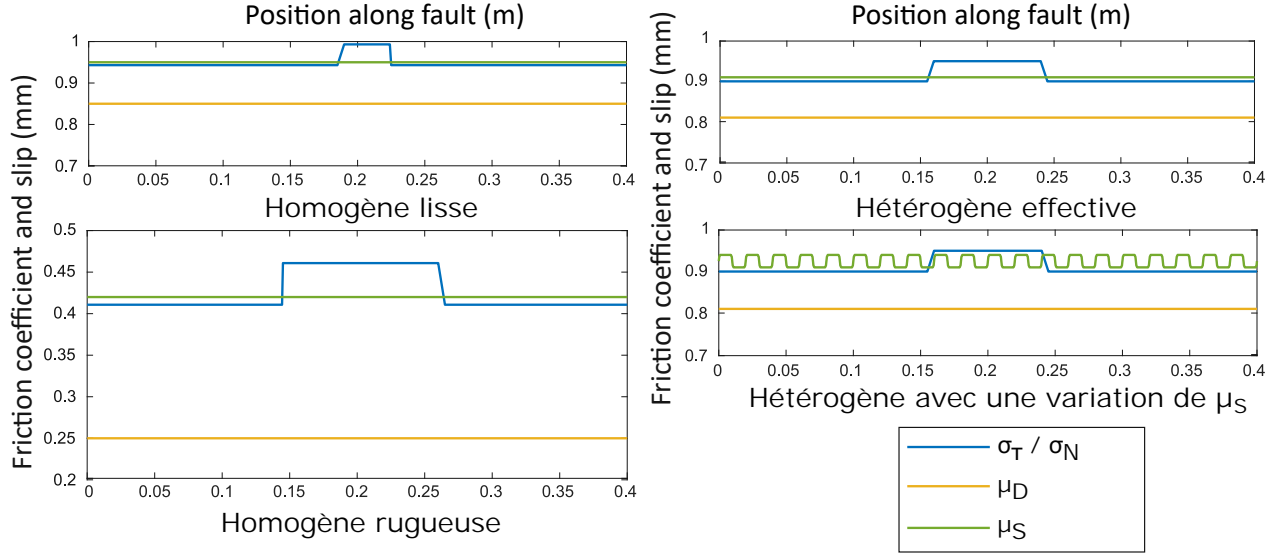


FIGURE 4.2 – Représentation des conditions initiales pour les simulations des 4 configurations d’interfaces.

#### 4.2.1.3 Évolution des fronts de rupture

Avec le code SEM2DPACK on peut étudier la vitesse du glissement le long de la faille (Figure 4.3), ainsi que l’avancée de l’avant et de l’arrière du front de rupture. L’avant est défini comme étant le moment où  $\mu_0$  atteint  $\mu_S$  et l’arrière correspond au moment où le glissement atteint sa taille critique ( $D_C$ ). La vitesse de glissement est lente à l’avant de la rupture alors qu’elle est plus rapide à l’arrière. La rupture s’étend dans les deux directions sur tout le long de la faille pour chaque interface.

Pour l’interface homogène lisse (figure 4.3), la vitesse de l’avant du front de rupture est de  $1546 \text{ m/s} \pm 20 \text{ m/s}$  tandis que l’arrière du front de rupture est plus rapide avec une vitesse moyenne de  $1673 \text{ m/s} \pm 27 \text{ m/s}$ . La vitesse de rupture est donc *supershear*, et l’arrière du front de rupture est proche de la vitesse des ondes P ( $1694 \text{ m/s}$ ). Pour l’interface homogène rugueuse, la vitesse moyenne de l’avant du front de rupture est de  $1346 \text{ m/s} \pm 50 \text{ m/s}$  et l’arrière du front est à  $1618 \text{ m/s} \pm 39 \text{ m/s}$ . Enfin, pour l’interface hétérogène effective la vitesse de l’avant du front de rupture est de  $1305 \text{ m/s} \pm 28 \text{ m/s}$  tandis que l’arrière se propage à  $1652 \text{ m/s} \pm 34 \text{ m/s}$ .

Le modèle simulant une interface rugueuse possède un  $D_C$  plus important que ceux simulant les deux autres interfaces (Figure 4.3), ainsi la taille du front de rupture, c’est-à-dire la

distance entre l'avant et l'arrière du front de rupture est plus grande. Pour les trois modèles nous n'observons pas une augmentation de la vitesse du front de rupture au cours du temps, ce qui indique que nous ne sommes pas en présence d'une phase de nucléation.

En regardant les fronts de rupture de l'interface hétérogène avec variation de  $\mu_S$  (Figures 4.3), on peut apercevoir des variations de vitesse de l'avant du front de rupture mais celles-ci ne sont pas présentes sur l'arrière du front de rupture. En mesurant les vitesses de ces variations, on observe une accélération globale du front de rupture. Les parties les plus lentes de la rupture se propage à 430 m/s près du centre là où la rupture s'initie tandis que celles près des bords ont une vitesse de 850 m/s. Les parties les plus rapides quant-à-elles ont une vitesse de 1375 m/s lorsque la rupture débute et accélèrent pour aller jusqu'à des vitesses de 1550 m/s. Les parties lentes du début du front de rupture sont *subshear* tandis que les parties rapides sont *supershear*. Nous n'observons pas d'endroit sur la faille où la vitesse du début du front de rupture devient constante. L'arrière du front de rupture ne présente pas de variations de vitesse mais il se propage avec avec une vitesse constante moyenne de 1505 m/s  $\pm$  38 m/s.

## 4.2.2 Modèle complexe

### 4.2.2.1 Paramètres de la loi de friction

Pour essayer d'approcher la complexité de l'expérience nous avons simulé une interface très hétérogène en faisant varier à la fois les trois paramètres de la loi de friction ( $\mu_D$ ,  $\mu_S$  et  $D_C$ ) en alternant les valeurs des zones lisses et les valeurs des zones rugueuses (voir tableau 4.1 et figure 4.5 à  $t = 0$  s). Pour le  $\mu_0$ , nous avons utilisé le même que celui du modèle pour l'interface rugueuse ( $\mu_0 = 0,41$ ), c'est-à-dire avec une contrainte normale et tangentielle fixées respectivement, à 1,72 GPa et 0,7 GPa. Pour la zone où on déstabilise la faille, qui correspond à la longueur moyenne de nucléation obtenue pour l'interface hétérogène effective (tableau 4.3), nous avons imposé un  $\mu_0$  à 0,90, utilisé pour le modèle hétérogène effective avec  $\sigma_N = 1,51$  GPa et  $\sigma_\tau = 1,36$  GPa (voir figure 4.5 à  $t = 0$  s).

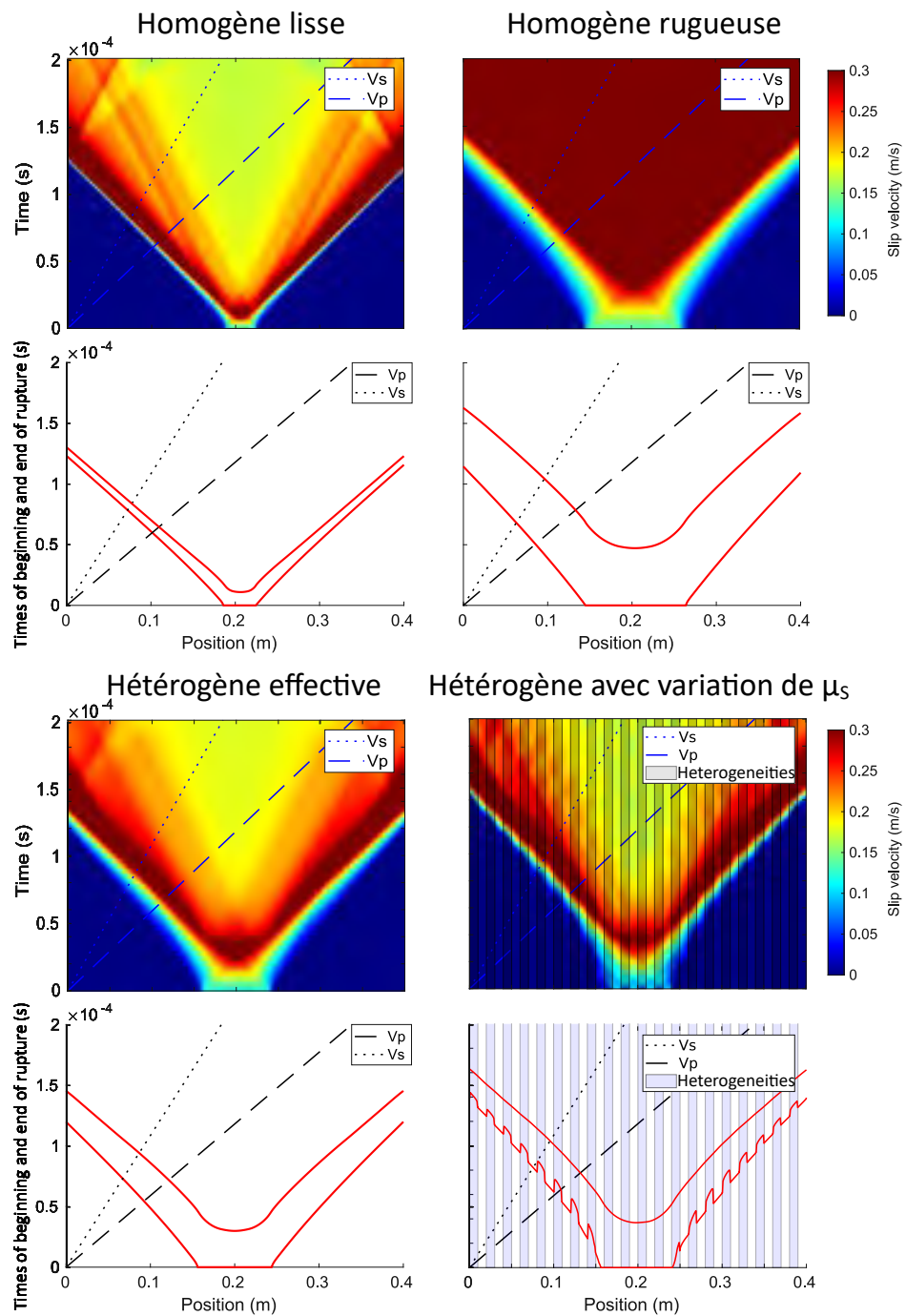


FIGURE 4.3 – Vitesses du glissement et front de rupture obtenus avec des contraintes initiales uniformes pour l'interface homogène lisse, l'interface homogène rugueuse et l'interface hétérogène effective.

## 4.2.2.2 Évolution de la rupture du modèle complexe

Ainsi, on obtient les paramètres de friction présentés dans la figure 4.5 à  $t = 0$  s. On voit sur cette figure l'évolution de la rupture au cours du temps. À  $t = 4 \mu\text{s}$ , la rupture vient de débiter et la faille glisse immédiatement sur les parties rugueuses de la zone déstabilisée suivies rapidement par les parties lisses de cette zone de la faille. À  $t = 16 \mu\text{s}$  et  $t = 32 \mu\text{s}$ , la rupture s'étend doucement au niveau des parties lisses. Lorsque le glissement commence sur ces parties on voit que le rapport de  $\sigma_\tau/\sigma_N$  diminue à ce niveau et augmente sur les bords de la zone lisse suivante. La rupture continue de s'étendre mais ralentit à  $t = 48 \mu\text{s}$  et  $t = 64 \mu\text{s}$  jusqu'à bloquer dans les parties lisses de la faille ( $t = 82 \mu\text{s}$ ), tandis qu'un glissement débute sur toutes les zones rugueuses près du centre. À  $t = 245 \mu\text{s}$  la rupture n'a pas beaucoup évolué et s'est arrêtée sur les zones lisses mais toutes les zones rugueuses de l'interface ont commencé à glisser. La figure 4.4 montre bien les zones rugueuses qui ont glissé tout le long de l'interface alors que seulement les zones lisses près de la zone d'initiation de la rupture ont glissé.

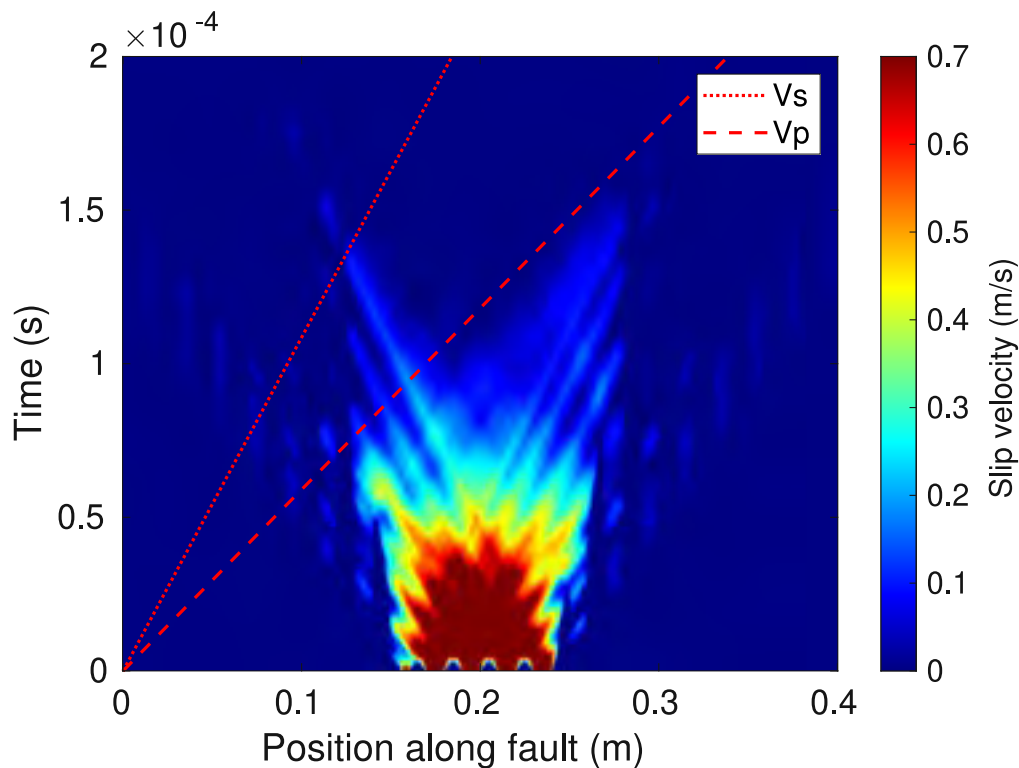


FIGURE 4.4 – Vitesses du glissement obtenues avec des contraintes initiales uniformes pour une interface hétérogène où les paramètres de frictions initiaux ne sont pas constants.

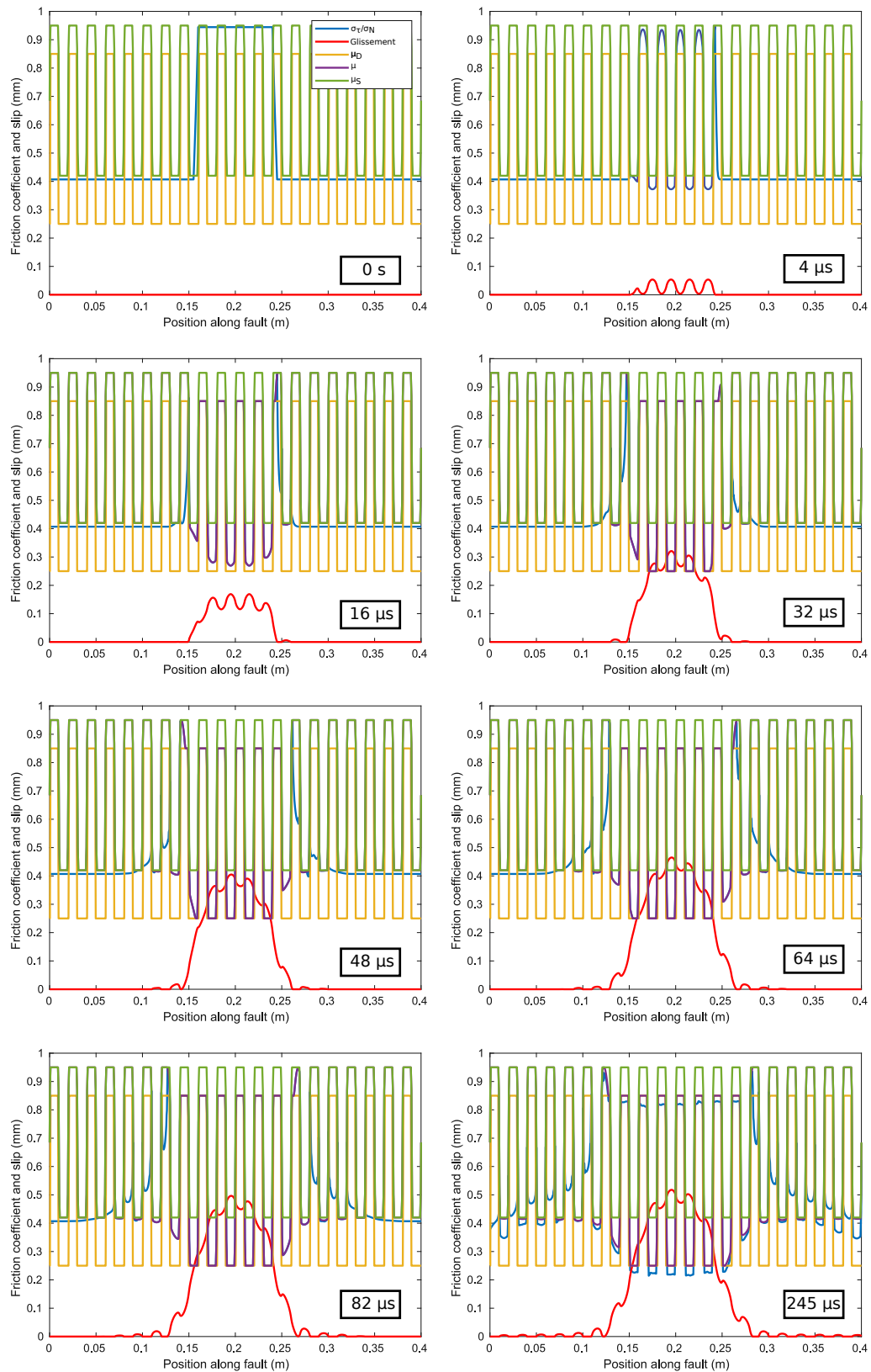


FIGURE 4.5 – Évolution des paramètres de friction au cours du temps.



## 4.3 Conditions initiales "réalistes"

### 4.3.1 Paramètres initiaux

Dans un second temps, nous utilisons un profil de contraintes initiales non-uniformes. En effet, lors des séries d'expériences les contraintes subies par notre matériau lors du chargement ne sont pas homogènes. L'utilisation du code Abaqus (annexe A.5) permet de connaître l'état de contrainte après le chargement pour notre dispositif expérimental, juste avant l'initiation de la rupture dynamique. Les profils de contraintes (Figure 4.6) ont été ajustés pour chaque interface de telle sorte que  $\sigma_\tau/\sigma_N$  (Figure 4.7) dépasse  $\mu_S$  sur une longueur qui correspond à la taille de nucléation critique associée à chaque interface (tableau 4.3) comme on peut le voir sur la figure 4.7.

Pour les paramètres de la loi de friction nous utilisons les mêmes valeurs que celles présentées dans la section 4.2.1.1 (voir tableaux 4.1 et 4.2).

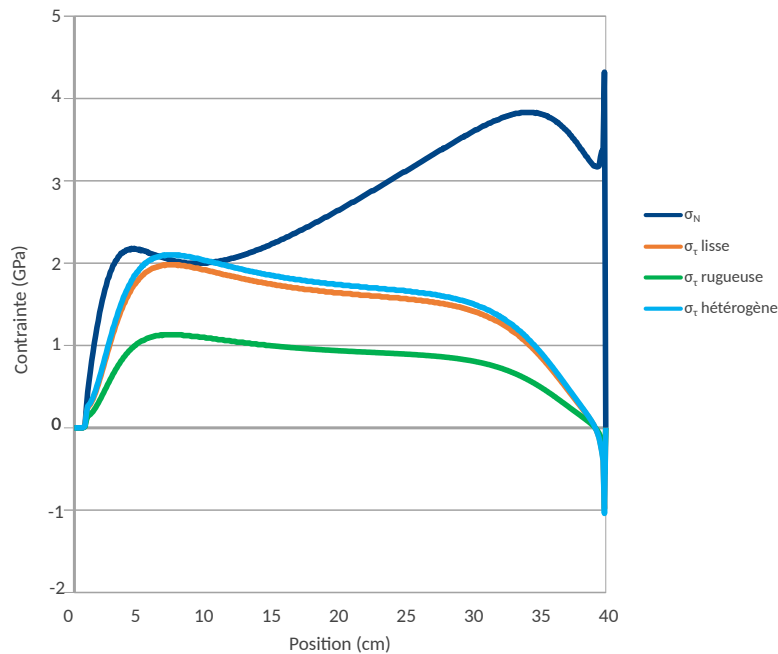


FIGURE 4.6 – Profils de contraintes obtenus par les simulations numériques du chargement de contrainte effectuées avec Abaqus et utilisés avec SEM2DPACK dans les conditions initiales pour chaque interface. La contrainte normale est la même utilisée pour les trois interfaces.

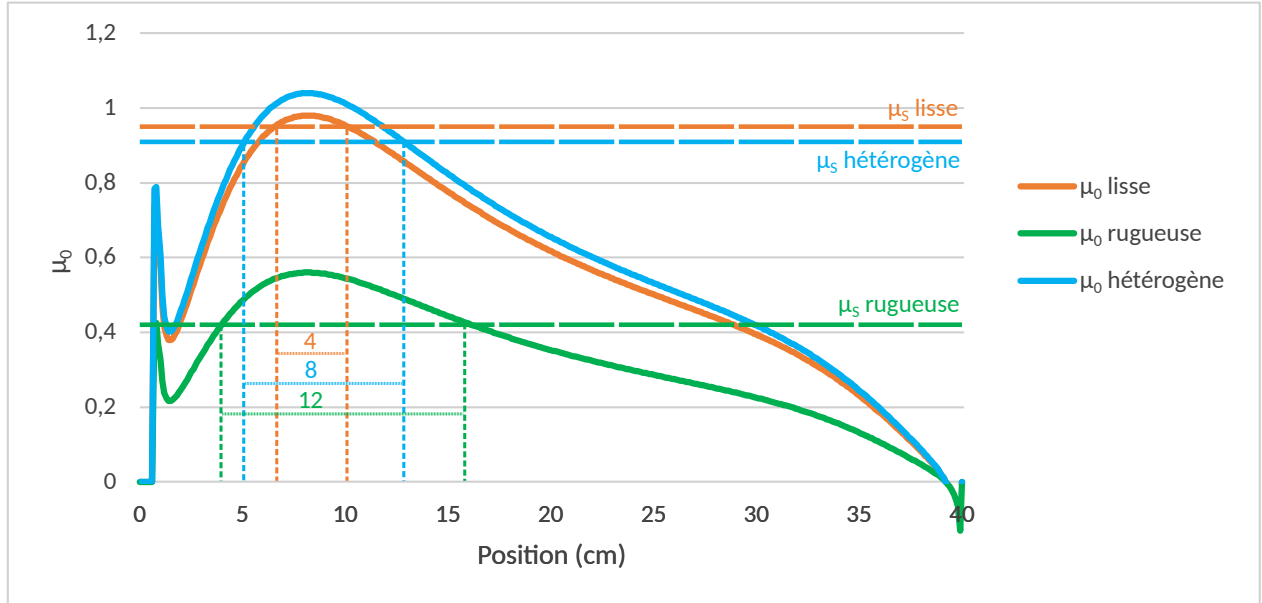


FIGURE 4.7 – Profils du rapport entre la contrainte tangentielle et la contrainte normale pour chaque interface présentées dans la figure 4.6. En pointillés est représenté le coefficient de friction statique obtenu lors des expériences en laboratoire avec les trois interfaces.

### 4.3.2 Comparaison en fonction des conditions initiales

Dans cette partie, nous comparons les fronts de ruptures obtenus avec les contraintes initiales uniformes (en jaune, figure 4.8) et ceux obtenus avec les contraintes initiales non-uniformes (en rouge, figure 4.8). Pour les cinq interfaces, l'initiation se fait sur un bord pour les contraintes non-uniformes tandis que j'avais fixé l'initiation au milieu de la faille dans le cas des simulations uniformes. On peut observer que la vitesse de l'avant et de l'arrière du front de rupture sont plus lentes (*subshear*) lorsque les contraintes initiales sont non-uniformes. De plus, lorsqu'on utilise ces contraintes non-uniformes dans les simulations, on voit que la rupture s'arrête et ne s'étend pas sur toute la faille. La rupture s'arrête lorsque  $\mu_0$  devient inférieur à  $\mu_D$ . Les flèches bleues présentes sur la figure 4.8 montrent des variations de vitesse de l'avant du front de rupture sur les interfaces homogènes simulées avec des contraintes non-uniformes, qui ne sont pas présentes sur les front de rupture sur les interfaces homogènes simulées avec des contraintes uniformes. On peut donc considérer que ces variations sont dues à l'hétérogénéité du champ de contrainte. Néanmoins ces variations ne sont pas visibles sur l'arrière du front de rupture.

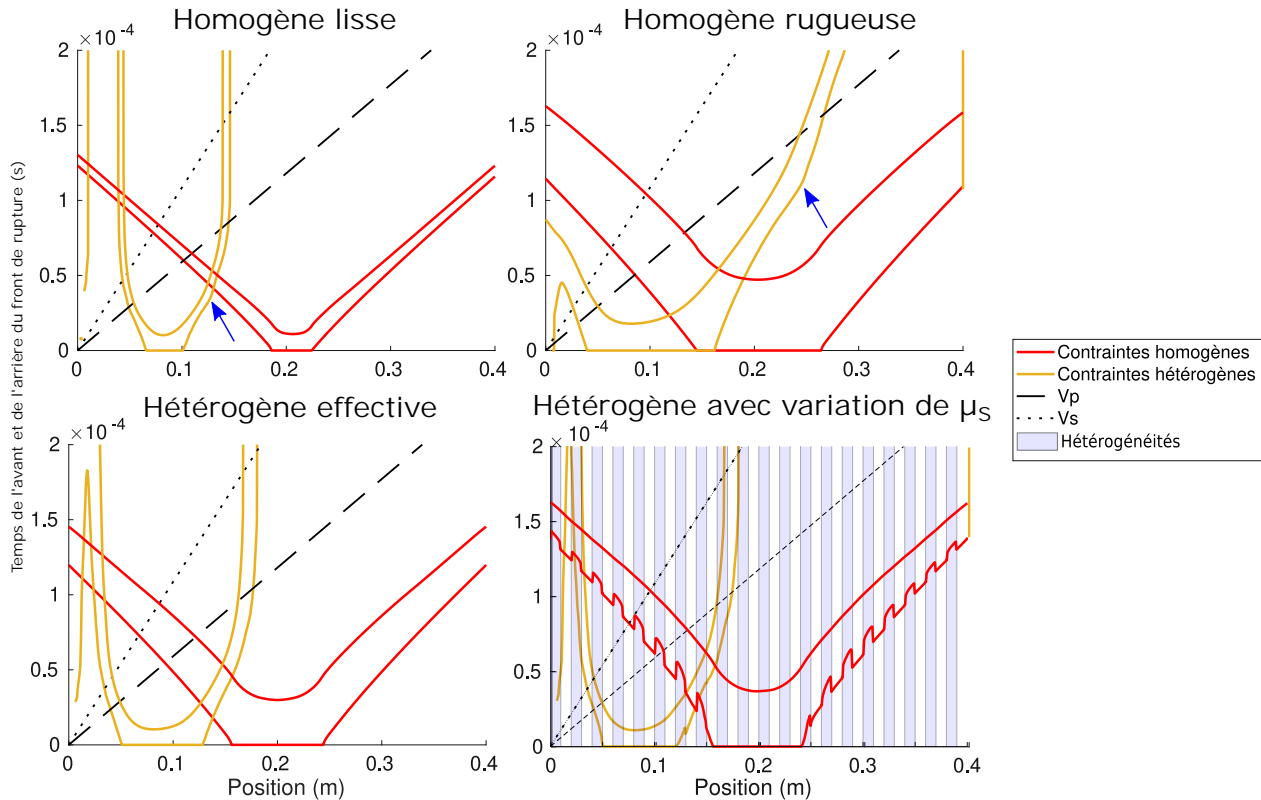


FIGURE 4.8 – Comparaison des fronts de rupture obtenus pour les simulations des 4 configurations d’interfaces. Les deux lignes rouges représentent l’avant et l’arrière du front de rupture avec des contraintes initiales uniformes. Les deux lignes jaunes représentent l’avant et l’arrière du front de rupture avec des contraintes initiales non-uniformes.

## 4.4 Discussion

Nous avons donc observé lors de nos simulations que lorsque les contraintes utilisées sont uniformes le long de l’interface, la rupture s’étend sur toute la faille avec des vitesses *supershear*. En laboratoire, certains évènements (Annexe A) avaient aussi des vitesses *supershear*. On peut penser alors que pour ces évènements la contrainte était uniforme sur toute, ou du moins une grande partie de la faille. Nous n’observons pas d’accélération globale de la vitesse de rupture laissant supposer seulement la présence de la phase de propagation. Dans les expériences, les évènements *supershear* ne possédaient pas de phase de nucléation visible ou sinon très petite.

Lorsqu’on simule une interface hétérogène avec des contraintes initiales uniformes, on ob-

serve des variations de vitesses sur le début du front de rupture. Néanmoins, ces variations ne sont pas visibles sur l'arrière du front de rupture. En plus de ces variations de vitesse ponctuelles, il y a une augmentation globale de la vitesse de rupture au cours du temps jusqu'aux bords de la faille. Nous n'observons pas de vitesse constante de la rupture alors que c'est le cas pour l'interface hétérogène effective. Nous sommes donc en présence d'une phase de nucléation possédant des variations de vitesse dues aux hétérogénéités de friction. Ajouter des hétérogénéités de friction rend nettement plus visible l'existence de la phase de nucléation. La rupture ralentit au niveau des hétérogénéités, ces observations rappellent les résultats présentés dans l'article Gounon et al. (2022) (section 2.3), ainsi que dans la section 3.4. À chaque variation de vitesse de l'avant du front de rupture on observe des émissions des ondes et pas seulement lorsque la rupture ralentit comme vu dans la section 2.4. Le glissement débute faiblement dans les zones lisses avant le passage du front de rupture. La dynamique de la rupture est présente à deux échelles. À grande échelle, on observe une phase de nucléation et une phase de propagation, tandis qu'à plus petite échelle on observe les deux phases au niveau des hétérogénéités. Pour bien comparer avec les simulations possédant des contraintes initiales non-uniformes, nous pourrions forcer l'initiation de la rupture proche d'un côté de l'interface et voir si le comportement de la rupture n'est pas influencée par un effet de bord.

Lorsque l'on hétérogénéise l'interface en alternant les parties lisses et les parties rugueuses avec les valeurs des interfaces homogènes, la rupture ne se propage pas sur toute l'interface. Nous supposons qu'elle s'arrête car la contrainte augmente dans les zones lisses au passage de la rupture et n'est pas relâchée entièrement lors du glissement à cause d'un  $\mu_D$  plus important que le  $\mu_0$  dans ces zones. Donc, localement après le glissement nous avons une augmentation de la contrainte par rapport à l'état initial.

En utilisant les paramètres de friction moyens mesurés pour les interfaces lisse et rugueuse, ce sont les zones lisses qui jouent le rôle de barrière à cause de leur  $\mu_S$  plus élevé dans le modèle complexe. Néanmoins, dans les résultats obtenus dans le chapitre 2 (Gounon et al. (2022), section 2.3) la rupture ralentit en traversant les zones plus rugueuses. Ce qui est aussi le cas pour les simulations avec un modèle simple.

Expérimentalement, pour les événements réalisés avec une interface homogène lisse, nous avons observé, dans certains cas, des variations de vitesse de rupture lors de la phase de

nucléation. Cette complexité a aussi été observée dans les simulations numériques lorsque les contraintes initiales étaient non-uniformes (flèches bleues, figure 4.8). Les hétérogénéités de friction influencent la dynamique de la rupture mais il y a d'autres hétérogénéités qui ont un rôle important dans l'évolution de la rupture.

Avec des contraintes initiales non-uniformes correspondant à la géométrie du chargement, nous obtenons des ruptures *subshear* s'étendant dans une seule direction comme lors de nos expériences en laboratoire. Néanmoins, la rupture ne se propage pas jusqu'au bout de l'interface, car  $\mu_0$  est inférieur à  $\mu_D$  localement. La phase de propagation n'est pas présente ou très courte. Pour mieux comprendre ce résultat, il faudrait faire d'autres simulations en modifiant les paramètres de la loi de frottement indépendamment les uns des autres, pour savoir si on peut obtenir une configuration qui permette à la rupture de continuer jusqu'au bout.

En conclusion de ce chapitre, nous pouvons confirmer que les hétérogénéités de frottement sur l'interface ont un effet sur la dynamique de la rupture grâce à l'observation de variations de vitesse. De plus, l'état initial du champ de contrainte joue aussi un rôle important et il est nécessaire de bien les prendre en compte lors de l'étude de la rupture.

## Chapitre 5

# Cas d'étude : essais sismiques dans les Hautes-Pyrénées

Durant ma thèse, j'ai eu l'occasion de travailler sur des données sismologiques. Dans un premier temps, en écrivant mon article sur la création d'un catalogue de sismicité avec une profondeur mieux contrainte dans l'est de l'Afrique (voir annexe C). Dans un second temps, en m'intéressant à l'apparition d'essais sismiques dans les Hautes-Pyrénées (65). Ces essais ont eu lieu dans une région habituellement peu sismique, alors qu'au même moment un gouffre s'est ouvert dans le lit d'une rivière relativement proche (8 km). De plus, les séismes détectés étaient semblables à des *repeaters* décrit dans la section 1.5.

### 5.1 Contexte de l'étude

En juin et septembre 2020, deux essais sismiques sont apparus dans la vallée de Gripp dans les Hautes-Pyrénées (65). En regardant la sismicité locale décrite depuis 1997 par le BCSF-RENASS (Bureau central sismologique français) (Figure 5.1), on se rend compte que la localisation de ces essais est assez inhabituelle, environ 8 à 10 km plus au sud que la sismicité locale. Ces essais sont composés de plusieurs centaines d'évènements de faible magnitude allant de 0 à 3. Le second essaim, apparu en septembre, est le plus actif. De plus, l'apparition de cet essaim concorde avec l'ouverture soudaine d'une cavité, le 20 septembre 2020, dans le lit d'une rivière locale appelée l'Adour de Payolle (Barréjot, 2020) située à huit kilomètres plus au nord, proche de Sainte-Marie-de-Campan.

Face à cette crise inhabituelle pour cette région, et l'essai restant actif en 2021, il a été décidé à l'Observatoire Midi-Pyrénées (OMP), de suivre avec attention cette sismicité par le déploiement de stations temporaires (voir section 5.3.1.1). J'ai ensuite participé à ce projet à la fois sur le plan organisationnel, technique ainsi que sur l'analyse des données (section 5.3).

## 5.2 Contexte géologique et historique

Les Pyrénées sont une chaîne de montagne de 430 km servant de frontière naturelle entre la France et l'Espagne, du golfe de Gascogne à l'ouest au golfe du Lion à l'est avec une extension nord-sud de 150 km. Cette chaîne de montagne est le fruit de deux orogénèses bien distinctes, tout d'abord l'orogénèse hercynienne de 360 à 290 Ma et l'orogénèse Alpine débutée il y a 60 Ma.

Les Pyrénées sont divisées en cinq domaines structuraux (Ducoux, 2017), du nord au sud (Figure 5.2) :

- Le bassin Aquitain, non déformé au nord et composé de bassins flexuraux au sud, récoltant les produits de l'érosion des Pyrénées. Il est limité au sud par le Chevauchement Frontal Nord Pyrénéen (CFNP).
- La Zone Nord Pyrénéenne, composée de séries de roches sédimentaires Mésozoïque pouvant être plissées ou basculées délimitée au sud par la Faille Nord Pyrénéenne (FNP). La Faille Nord Pyrénéenne est la structure qui délimite la plaque Ibérique au sud et la plaque Européenne au nord.
- La Zone Axiale, centre de la chaîne, là où culminent les plus hauts sommets des Pyrénées. Elle est majoritairement composée de roches héritées de l'orogénèse Hercynienne ayant subi un métamorphisme.
- La Zone Sud Pyrénéenne, bassin flexural d'avant pays accrété au prisme orogénique, se compose de séries Mésozoïque carbonatées plissées recouvertes par endroit de sédiments Cénozoïque.

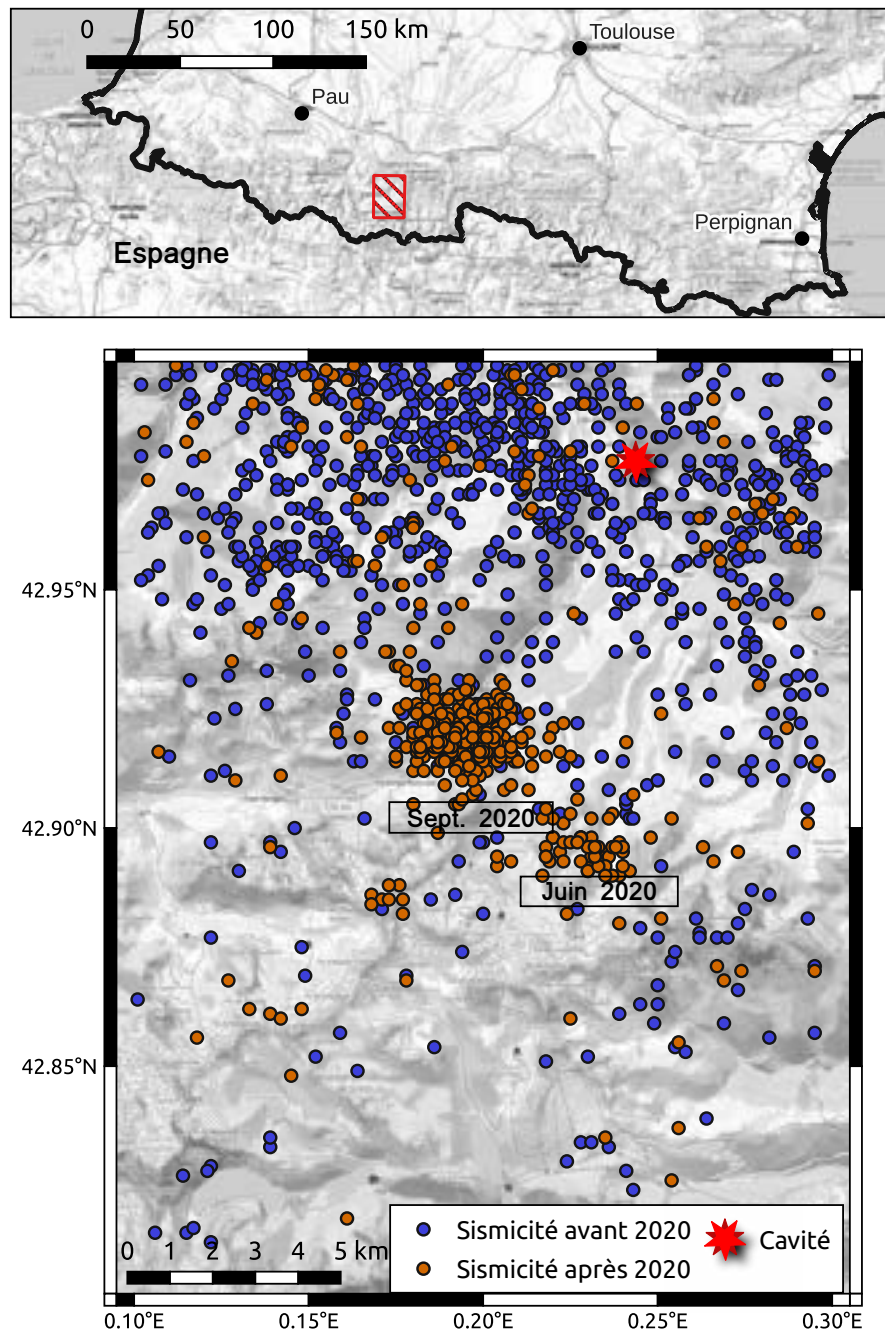


FIGURE 5.1 – En haut, carte de la zone de l'étude avec pour coordonnées (0.1 - 0.3° et 42.8 - 43°). En bas, position des essaims de juin et septembre 2020 par rapport à la sismicité enregistrée depuis 1997. Ici, les essaims sont localisés par le BCSF-RENASS en utilisant le logiciel Seiscomp. L'étoile rouge montre la position de la cavité dans l'Adour de Payolle.





FIGURE 5.2 – Présentation des cinq domaines structuraux des Pyrénées. Figure tirée de Ducoux (2017).

- Le bassin de l'Èbre, dépôts sédimentaires Cénozoïque séparés de la Zone Sud Pyrénéenne par le Chevauchement frontal Sud Pyrénéen.

### 5.2.1 Brève description géologique de la zone d'étude

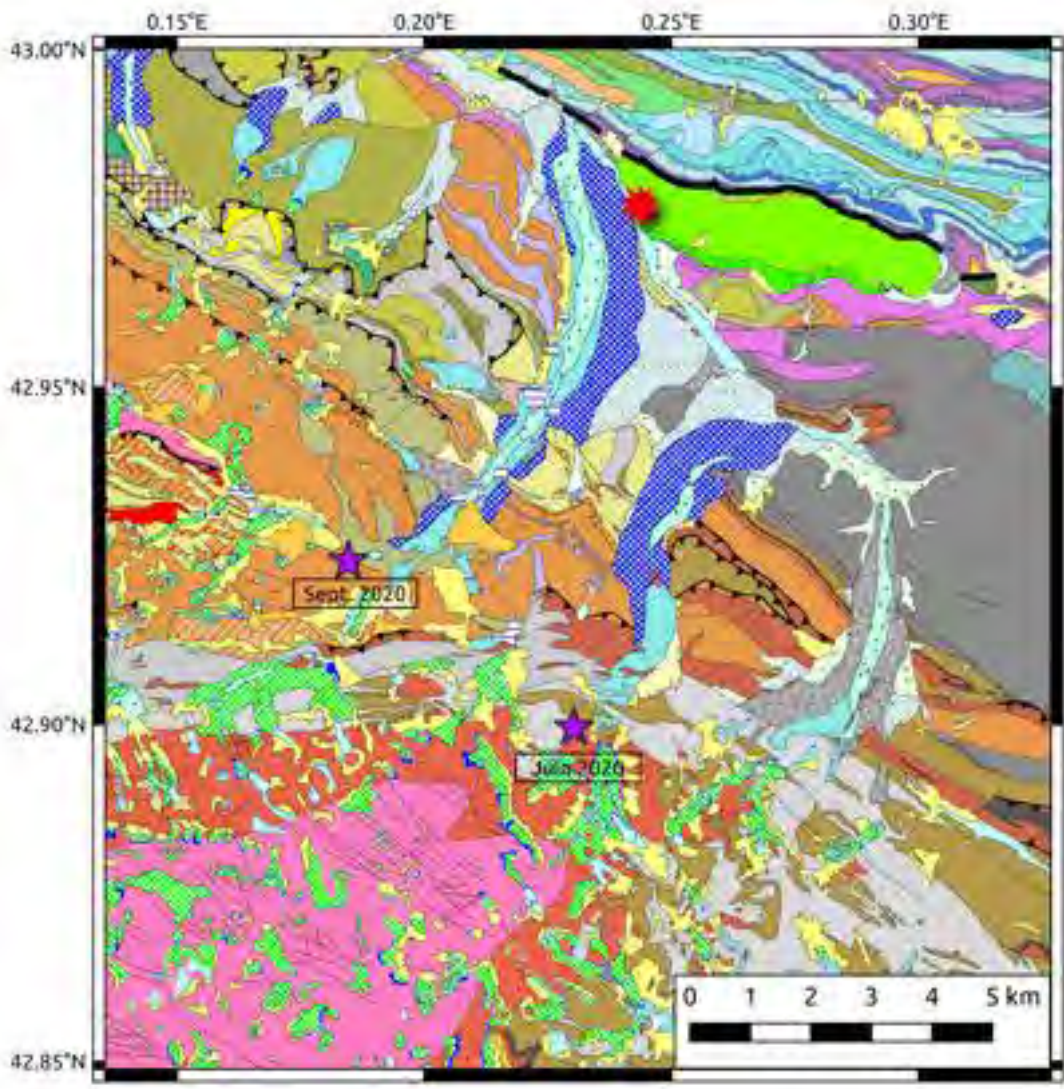
Les deux essais se situent dans la Zone Axiale (Figure 5.2), plus précisément dans la vallée de Gripp, ancienne vallée glaciaire. Les dépôts morainiques ainsi que les dépôts fluviaux (avec différentes nuances de bleu, figure 5.3) au fond de la vallée sont entourés de massifs cristallins métamorphisés pour la plupart datant du Paléozoïque (gris, orange et rose sur la figure 5.3), tel que celui du Pic du Midi. Deux failles normales ont été répertoriées grâce à des marqueurs géomorphologiques, notamment de déplacement, près de la sismicité actuelle : la faille de Pierrefitte et la faille du Pic du Midi de Bigorre. Les deux font environ 20km de long selon l'axe ONO-ESE. L'une d'entre elles pourrait être la cause du séisme de 1660 (Lacan et Ortuño, 2012; Sylvander et al., 2021), séisme présenté un peu plus loin dans la section 5.2.2. Au nord de notre zone d'étude se situe la Faille Nord Pyrénéenne séparant les unités carbonatées Mésozoïque du nord, des massifs cristallins Paléozoïque au sud. Néanmoins on retrouve une petite unité de calcaire au sud de la faille (vert, figure 5.3), s'étendant jusqu'à la vallée de Payolle, dans laquelle coule la rivière l'Adour de Payolle. Les séries carbonatées peuvent être dissoutes par des écoulements souterrains, créant ainsi des

galeries d'importances diverses et par extension des karsts ou massifs karstiques. Ainsi l'eau qui s'est engouffrée dans les différentes cavités de l'Adour de Payolle a parfois pu ressurgir à Médous (Adisson, 2008). Cela peut expliquer l'apparition régulière de gouffres dans l'Adour de Payolle, les karst pouvant parfois être sujet à des effondrements (Gombert et al., 2015; Zuo et al., 2009). Une dernière faille a été répertoriée dans la région par Lacan et Ortuño (2012) : la faille de l'Adour avec une direction NNO-SSE. Cette faille a déjà été décrite par plusieurs auteurs (Dubos et al., 2004; Souriau et al., 2001) à partir d'indices sismologiques, cependant aucun marqueur géologique n'a pu être observé sur le terrain. Son extension, ainsi que sa position exacte reste débattues.






### 5.2.2 Sismicité historique

Depuis 1997, plusieurs stations sismologiques appartenant au Réseau de Surveillance Sismique des Pyrénées (RSSP) sont déployées dans les Pyrénées permettant d'enregistrer la sismicité locale. En ce qui concerne la sismicité antérieure il est nécessaire de regarder dans les archives. SISFRANCE est une base de données créée pour répertorier toutes les archives associées à de la sismicité dans chaque département. À l'aide de cette base de donnée, on peut répertorier les événements historiques ayant eu lieu dans la région de Bagnères-de-Bigorre (Figure 5.4).

Une vingtaine d'évènements estimés avec une intensité d'au moins V sur l'échelle de Mercalli (séismes destructeurs), ont été décrits depuis le XV<sup>ème</sup> siècle dont certains proches de la position des essaims de 2020, comme celui du 6 janvier 1989, ressenti dans tout le sud ouest. Le plus important et destructeur fut le séisme du 21 juin 1660 (Martin-Grasset, 1969), atteignant une intensité maximale de VIII et une magnitude estimée à 6.1. Les dégâts générés près de Bagnères-de-Bigorre furent importants, 643 morts au minimum, de nombreuses habitations détruites et même la création d'un nouveau lac (Pallas, 2020). Le séisme a causé des dommages jusqu'à Montauban et a été ressenti à Montpellier ainsi qu'en Vendée. Son intensité fait de lui le séisme connu le plus important des Pyrénées françaises. Après cet évènement, trois autres séismes importants (intensité supérieure à VII) ont été enregistré dans la région de Bagnères-de-Bigorre, celui de 1750 à Juncalas ainsi que celui de 1854 à Argelès-Gazost et en 1950 à Campan (Chaillou et Gillan, 2002).



## Failles

-  Faille Nord Pyrénéenne
-  Faille observée
-  Faille supposée
-  Chevauchement ou faille inverse observé
-  Chevauchement ou faille inverse supposé

## Géologie

-  E, Eboulis actuels ou récents, cônes d'éboulis et d'avalanches - 2
-  Ea, Dépôts superficiels, souvent sulfureux, coulée boueuse, limons - 3
-  Ex-y, Eboulis fixés - 4
-  C, Colluvions, dépôts de pente indifférenciés - 5
-  CCa-y, Colluvions rémanant des moraines - 6
-  F1-y, Cônes de déjections tardi et postglaciaires - 8
-  LGa-y, Formations glacio-lacustres et glacio-fluvio-lacustres - 10
-  Fz, Alluvions fluviales actuelles et subactuelles - 13
-  Fy, Alluvions du stade du retrait glaciaire - 14
-  Fgy, Alluvions fluviales rémanant des moraines - 15
-  Fx, Alluvions anciennes du Riss - 17
-  Acm, Arcs et cordons morainiques du Tardiglaciaire et du Postglaciaire - 23
-  Gzd, Moraines subactuelles - 25
-  Gzc, Moraines du Postglaciaire récent - 26
-  Gzb, Moraines du Postglaciaire ancien - 28
-  Gza, Moraines du Tardiglaciaire - 30
-  Gy, Moraines du stade de retrait et de disjonction - 31
-  Gx, Moraines du stade d'extension glaciaire maximum - 33
-  Gxb, Phase de stationnement - 36
-  Gxa, Phase d'expansion - 37
-  c2-4Ff, Turonien - Sénonien inférieur : Flysch à fucoides - 86
-  c2-4FB2, Turonien - Sénonien inférieur : Flysch à fucoides, brèche polygénique à éléments granitiques - 87
-  c2-4FB1, Turonien - Sénonien inférieur : Flysch à fucoides, brèche polygénique à éléments mésozoïques - 88
-  c1, Cénomaniens : Calcaires à rapines, calcaires à prévaléolines, dolomies gréseuses - 97
-  n5-6, Aptien supérieur - Albien inférieur : Calcaires et marnes indifférenciés - 126
-  n5, Aptien inférieur-supérieur : Marnes à Deshayestres - 134
-  n1-4, Néocomien - Barrémien : Brèche polygénique à éléments mésozoïques et calcaires ; calcaires et calcaires argileux - 136
-  n1Bt, Bernisien : "Brèche limite", calcaires à Trocholines et Dasycladocles - 138
-  j7, Tithonien inférieur : Dolomies, calcaires et calcaires dolomitiques à ibérines, brèches calcaires - 139
-  j6-7B, Kimmériidgien - Tithonien : Brèches, calcaires et dolomies indifférenciés - 141
-  j6, Kimmériidgien : Calcaires noirs à exogyres et lituolides, brèches dolomitiques - 143
-  j6B, Kimmériidgien : Brèches, calcaires blancs - 144
-  j4-5, Callovien - Oxfordien : Dolomies noires à Trocholines, calcaires et calcaires dolomitiques - 146
-  j1-5, Aalénien - Oxfordien : Dolomies noires et grises Jérides, calcaires à incolites - 149
-  i3-4, Plémsbachien - Toarcien : Marnes et calcaires à Bélemnites - 153
-  i1-2, Sinémurien - Hettangien supérieur : Calcaires, brèches et dolomies - 154
-  t5-7, Trias supérieur : Argiles et marnes bariolées, dolomies, cargneules - 157
-  t3-4, Trias moyen : Dolomies et calcaires - 158
-  t1-2, Trias inférieur : Conglomérat, grès rouges à violacés, petites quartzites - 159
-  r3, Permien : Brèches rouges à éléments de quartzites et de calcaires - 162
-  r2, Permien : Brèches rouges à éléments de quartzites - 163
-  r1, Permien : Conglomérat polygénique, grès, petites gris-vert - 164
-  n3-4, Namuro-Wesphalien : Grès et pélites du Culm - 168
-  n3d, Namurien : Calcaires, schistes, grès, conglomérats - 169
-  n3G, Namurien : Grès de base du Culm - 170
-  n3a-b, Namurien : Pélites vertes et noires, grès - 171



FIGURE 5.3 – Carte géologique harmonisée de la zone d'étude d'après le BRGM.

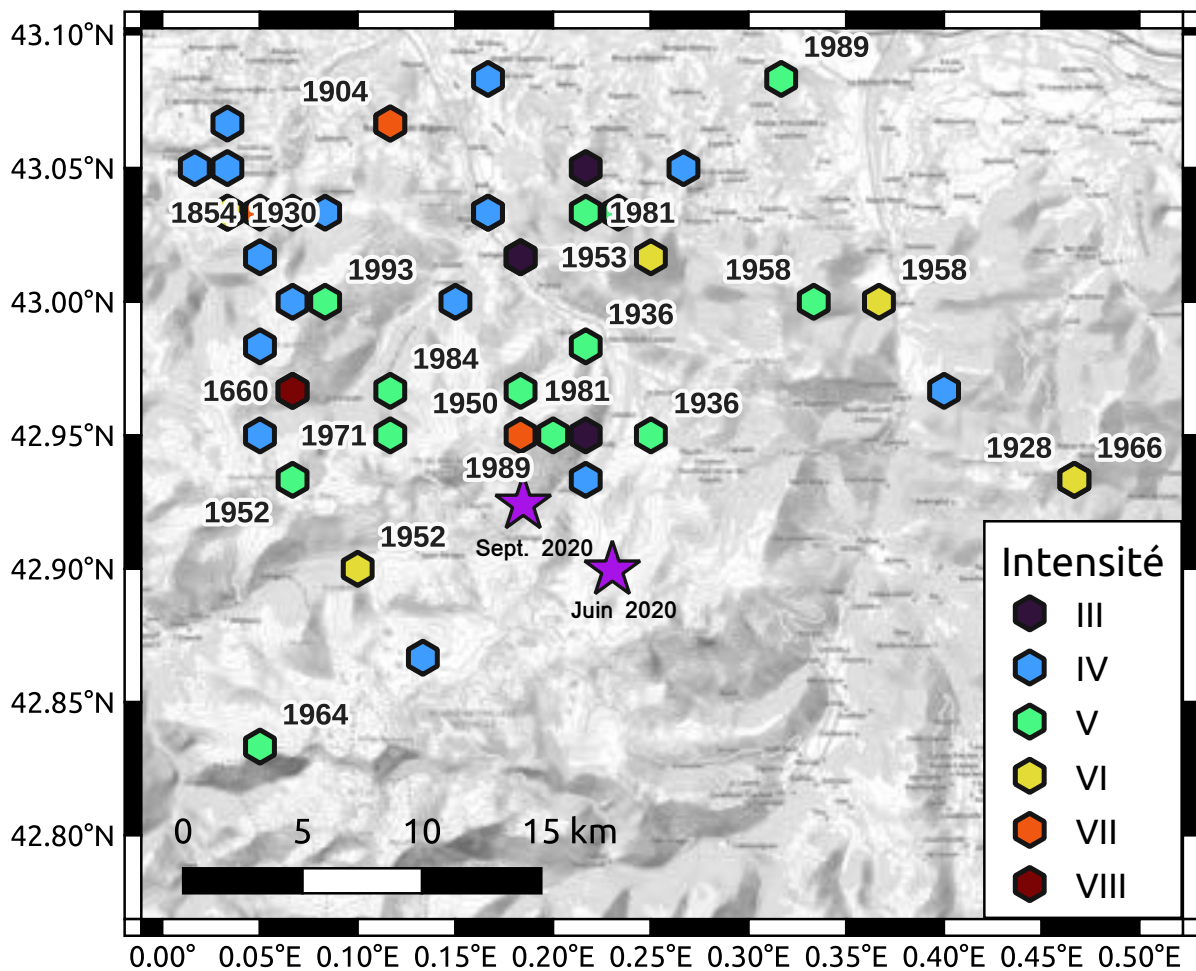


FIGURE 5.4 – Carte répertoriant la position de la sismicité historique avant le début de l'instrumentation dans la région de Bagnères-de-Bigorre. Les dates sont associées lorsque l'intensité du séisme a été estimée à plus de V. Les étoiles violettes sont positionnées au niveau des essais sismiques de 2020.

Cette sismicité historique montre que la région des deux essais de 2020 a déjà été confrontée par le passé à des séismes destructeurs possédant une intensité importante. Quelle est l'origine de ces essais ? Que nous apprennent-ils sur l'activité tectonique actuelle de la région ?

### 5.2.3 Histoire du Trou de l'Adour au fil des siècles

L'apparition d'ouvertures dans le lit de l'Adour de Payolle a déjà été observée au préalable au XVIII<sup>ème</sup> siècle. En effet, d'après les archives relatées par Adisson (2008), le 07 février 1773 un gouffre est apparu dans le lit de la rivière à trois kilomètres en amont du village de Campan. Le 08 décembre 1777, une dizaine de cavités se sont créées à 400 mètres en amont de celui de 1773 (Figure 5.5). En conséquence, le volume d'eau de la source de Médous, située en aval des cavités dans la commune d'Asté, augmenta de manière significative. La veille de l'apparition de ces cavités deux tremblements de terre ont été ressentis par la population, le second sera décrit comme "très violent" d'après un témoignage historique. Ces événements ont été identifiés comme la cause de l'ouverture des gouffres dans la rivière mais rien ne permet de le confirmer. Le 28 mai 1816, un autre gouffre s'est ouvert dans la zone du premier, et comme précédemment l'eau s'y est engouffrée et est ressorti au niveau de la source de Médous, inondant les jardins et obligeant le propriétaire "à se réfugier dans un arbre". La cause reste inconnue car aucun rapport sur un possible séisme ne nous est parvenu mais la principale hypothèse formulée par Adisson (2008) est celle d'un tremblement de terre.

## 5.3 Suivi opérationnel de la crise sismique de 2020, enjeux et implication personnelle

En juin, le premier essaim est apparu et de juin à septembre ce sont une quarantaine d'événements qui sont détectés grâce au Réseau sismologique et géodésique français (Résif) dans la vallée de Gripp. En septembre 2020, le second essaim apparaît à trois kilomètres au nord-ouest du premier, alors qu'au même moment une cavité s'ouvre soudainement dans l'Adour de Payolle. La rivière fut asséchée sur plusieurs centaines de mètres, avant que le colmatage de l'ouverture associé à un lâcher d'eau en amont ne permette le retour à la normale du courant de la rivière (Barréjot, 2020). Le débit d'eau s'écoulant dans la cavité a été estimé



FIGURE 5.5 – Carte répertorient la position des *gouffres* qui se sont ouverts en 1773 et 1777. Figure d’après Adisson (2008) tirée des archives départementales du Gers.



à 180L/s par M. Brau dans Barréjot (2020). Cette crise sismique s'est étendue en 2021 avec notamment une forte réactivation après un séisme de magnitude 3.1 en septembre 2021.

Plusieurs séismes ont été ressentis par les habitants de la région. La population locale est habituée à ressentir des événements sismiques, étant situés dans une zone où le risque sismique est moyen (Figure 5.6). Ils se renseignent sur la sismicité locale *via* les sites internet du BCSF-RENASS ou bien celui du CEA (Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies). Les habitants se sont alors fortement intéressés aux événements de 2020. La presse locale a publié un article sur la sismicité de la vallée de Gripp (Barréjot, 2021) et il y a eu plusieurs interactions avec une association locale ayant pour but d'étudier les Pyrénées sous tous les aspects, la société Ramond. Les pêcheurs locaux sont aussi à la recherche d'informations sur la crise, surtout si l'ouverture du trou dans la rivière y est reliée. En effet, du fait de l'assèchement rapide du cours de la rivière, la biodiversité, et en particulier la faune piscicole a été impactée (Barréjot, 2020). Pour répondre au besoin de communiquer sur ce sujet, j'ai créé une page spécifique sur le site du Réseau de Surveillance Sismique des Pyrénées afin de communiquer sur les opérations et les recherches effectuées autour de ces essaims ('<http://rssp.irap.omp.eu/Actualites/ProjetCampan.php>'). L'information sur la sismicité dans ce cas est d'autant plus importante que la vallée de Gripp et plusieurs vallées environnantes font l'objet de retenues de barrage qui pourraient induire un risque d'inondation soudaine si ces ouvrages venaient à céder.

### 5.3.1 Réseau de surveillance

#### 5.3.1.1 Déploiement des stations sismologiques temporaires

Le réseau Résif possède une dizaine de stations localisées à moins de 50 km des essaims. La plus proche est située à 10 km du second essaim. La plupart d'entre elles sont situées à l'ouest des événements (Figure 5.7a). C'est pourquoi avec l'équipe de sismologie de l'Observatoire Midi-Pyrénées, j'ai été en charge d'écrire un projet afin de déployer quatre nouvelles stations sismologiques temporaires proche de cette nouvelle sismicité (Figure 5.7b). Ces stations sont situées à moins de 10 km des essaims. Les deux premières (SMC et CAST) ont pu être déployées fin 2020 et les deux dernières (PICB et GREZ) l'ont été durant le premier semestre de 2021.

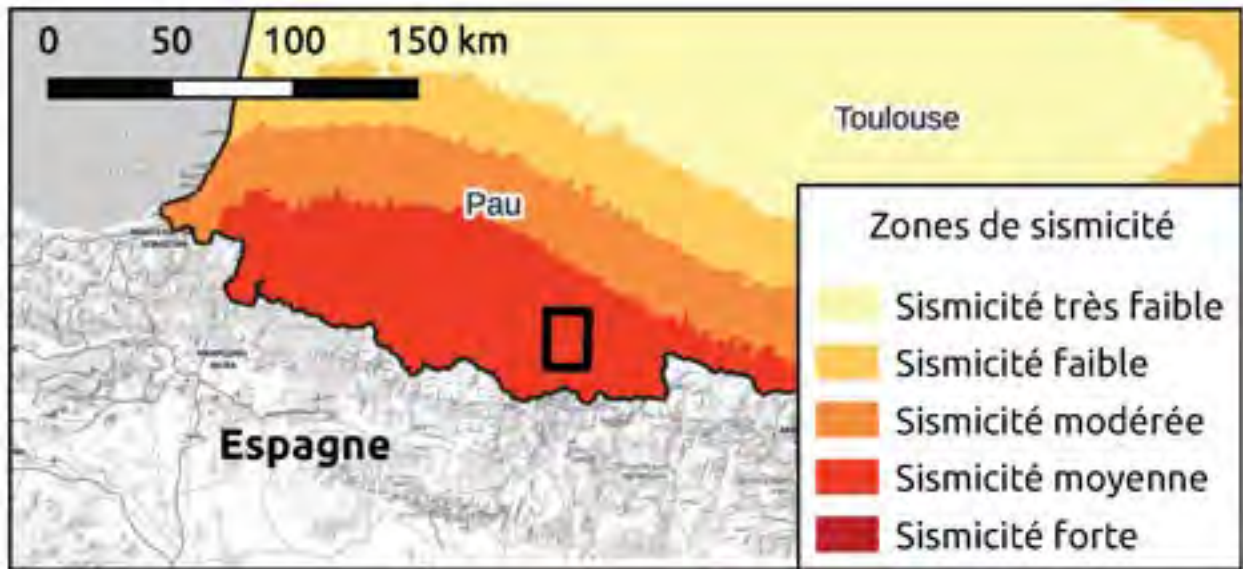
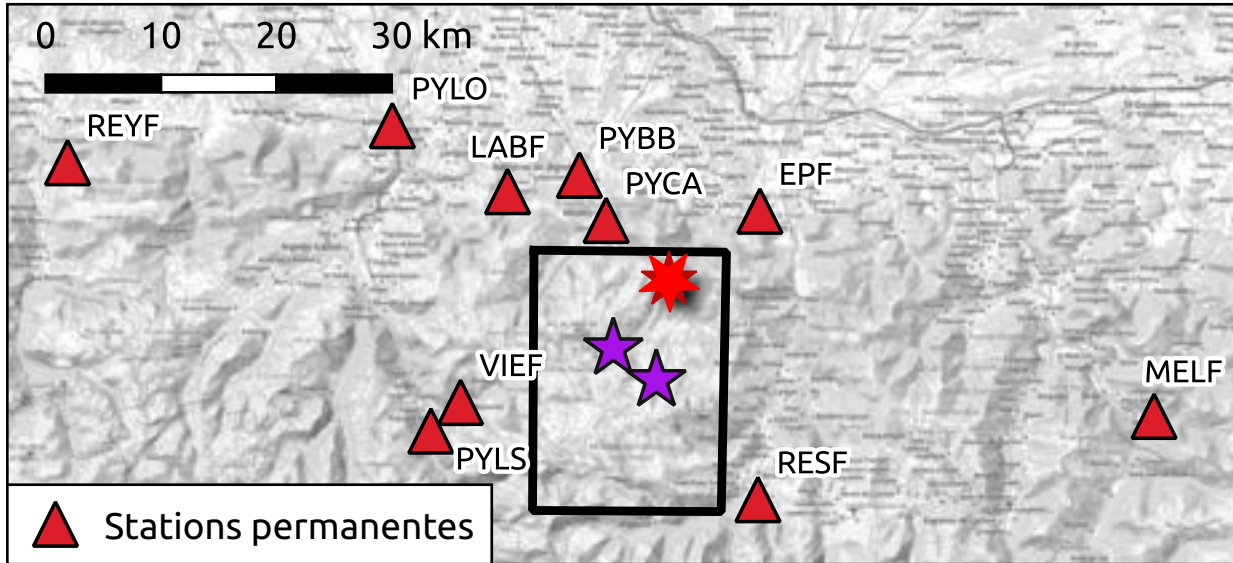


FIGURE 5.6 – Carte du risque sismique dans le sud ouest de la France. Le carré noir situe notre zone d'étude dans un risque de sismicité moyenne.

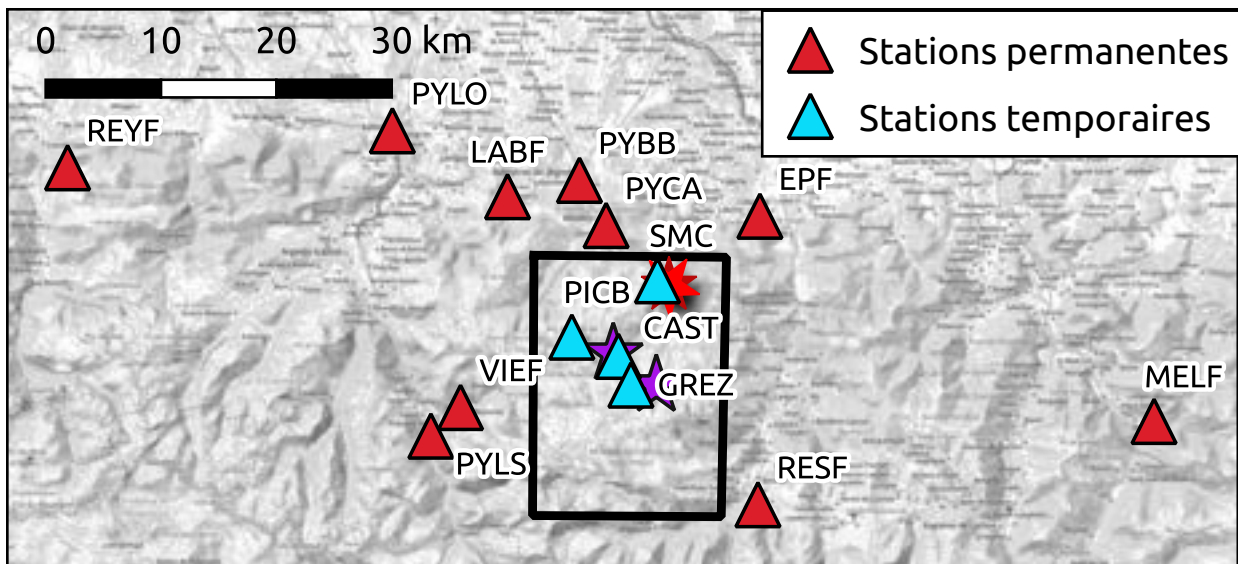
L'une de ces stations a été installée en moyenne montagne, à 1900 mètres d'altitude, au sud des deux essaims. Pour cela, il a été fait l'acquisition d'un numériseur (DATA-CUBE<sup>3</sup>). Ce type de numériseur est peu onéreux et léger, nécessite une pile (et non pas une batterie) pour son fonctionnement permettant une autonomie de 6 mois, ce qui en facilite le déploiement dans des régions montagneuses, comme c'est le cas ici (Figure 5.8).

### 5.3.1.2 Prospection GPS

En parallèle de l'installation de ces stations sismologiques temporaires, j'ai mené une réflexion concernant le déploiement de stations GPS. Différents sites ont été prospectés, certains à proximité du karst, de part et d'autre de la Faille Nord Pyrénéenne afin d'étudier des possibles déplacements en surface reliés au chargement et déchargement du karst ou bien à un mouvement de la faille. Néanmoins la majorité des sites retenus à l'aide des photographies satellites se sont avérés en réalité inaccessibles avec des véhicules. Mes recherches se sont donc concentrées sur le secteur des deux essaims et deux sites ont été retenus. Les stations GPS n'ont pu cependant être installées à ce jour (voir perspectives, section 5.5).



(a) Stations permanentes



(b) Stations permanentes et temporaires

FIGURE 5.7 – Carte du réseau de stations permanentes (a) et temporaire (b) utilisées par la suite dans l'étude des essais. Les étoiles violettes localisent les deux essais de 2020 et l'étoile rouge la position de la cavité.



FIGURE 5.8 – Photos de l'installation du DATA-CUBE<sup>3</sup> en moyenne montagne.

### 5.3.2 Mon implication dans ce projet

Mon travail s'est donc concentré en majorité sur la gestion technique et opérationnelle avec l'organisation de réunion de travail, d'achat du matériel et de prospections/installations de capteurs sur le terrain. J'ai également pu étudier les données acquises par les stations du Réseau sismologique et géodésique français ainsi que celles des quatre stations temporaires.

Avec ces données et notamment les stations temporaires plus proches, j'ai pu relocaliser de manière plus précise la sismicité. Pour cela j'ai récupéré le catalogue du BCSF-RENASS et, pour chaque évènement répertorié entre le 01/01/2020 et 01/10/2021 dans la zone délimitée entre 0.1 et 0.3° de longitude et 42.8 et 43° de latitude, j'ai pointé manuellement l'arrivée des ondes P et des ondes S. Sur les 537 séismes répertoriés, j'ai relocalisé 483 évènements grâce à la méthode d'inversion 1D NonLinLoc (Lomax et al., 2009, 2000) et le modèle de vitesse des Pyrénées (Pauchet et al., 1999). Ce travail a amené à l'écriture d'un article qui constitue la prochaine section 5.4, co-écrit avec les membres de l'équipe de l'IRAP.

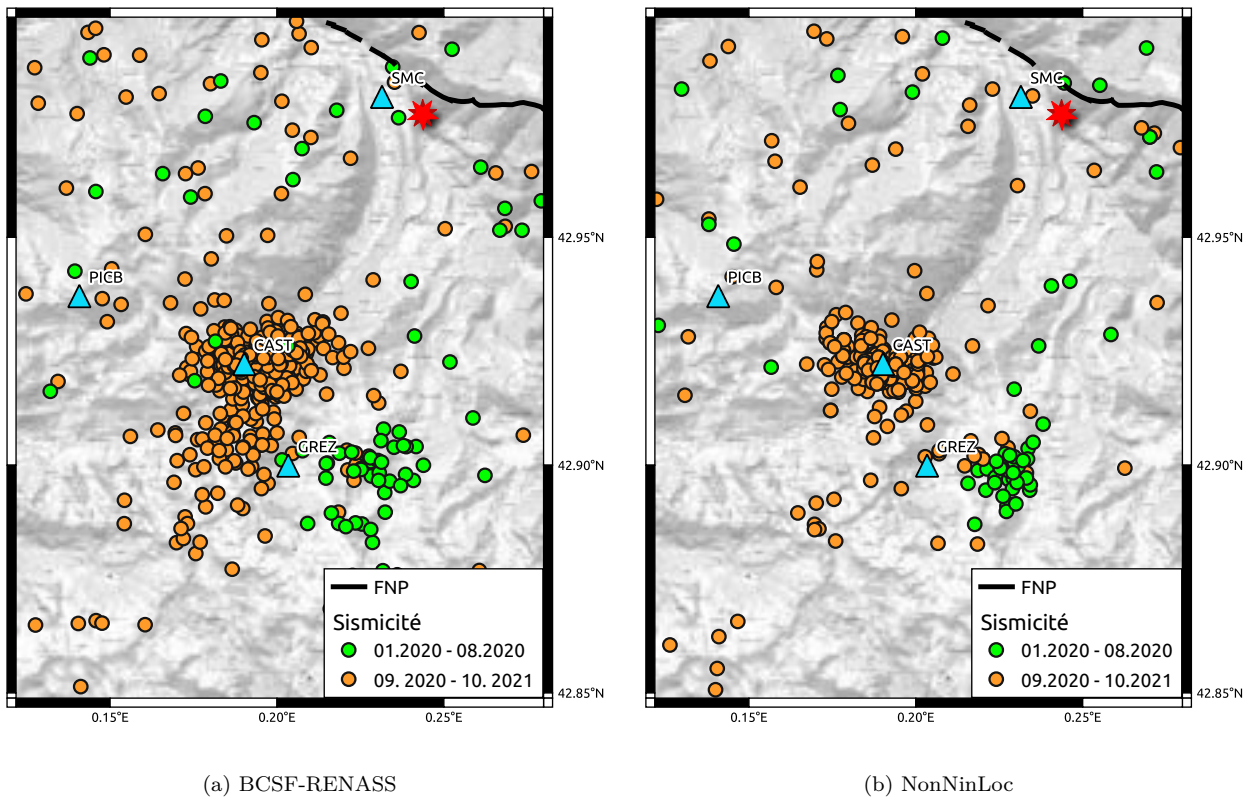


FIGURE 5.9 – Localisation des évènements entre le 01/01/2020 et 01/10/2021. Les stations temporaires sont localisées par les triangles bleus. L'étoile rouge montre la position de la cavité. FNP : Faille Nord Pyrénéenne.

## 5.4 Fluid-driven seismic swarms in the Gripp valley (Haute-Pyrénées, France)

Benoit Derode<sup>a</sup>, Alisson Gounon<sup>a</sup>, Jean Letort<sup>a</sup>, Matthieu Sylvander<sup>a</sup>, Alexis Rigo<sup>b</sup>, Sébastien Benahmed<sup>a</sup>, Frank Grimaud<sup>a</sup>, Soumaya Latour<sup>a</sup>, Hélène Pauchet<sup>a</sup>, Alvaro Santamaria<sup>c</sup>

<sup>a</sup> IRAP, UMR 5277, Université de Toulouse, CNRS, CNES, UPS (Toulouse), France

<sup>b</sup> Laboratoire de Géologie, CNRS UMR 8538, École normale supérieure, PSL University, Paris, France

<sup>c</sup> GET, UMR 5563, Université Paul Sabatier, CNRS, IRD, Toulouse, France

### 5.4.1 Résumé

Récemment, deux essaims sont apparus dans la vallée de Gripp une zone habituellement peu sismique, située dans la partie centrale des Pyrénées française. Le premier essaim est apparu au printemps 2020 et le second au mois de septembre de la même année. Le 20 septembre 2020, au moment de l'activation du second essaim, une cavité s'est soudainement ouverte dans le lit d'une rivière locale, l'Adour de Payolle, située près de la sismicité. Ce trou a drainé l'eau de la rivière, qui s'est asséchée sur 500 m. Nous suivons et étudions l'évolution spatiale et temporelle de ces essaims, en utilisant 4 stations temporaires déployées quelques jours/mois après le début de la crise pour compléter le réseau régional. Ces données supplémentaires conduisent à la construction d'un catalogue complet de plus de 5000 séismes, en utilisant à la fois une approche de *template matching* et une méthode de *deep learning* pour compléter et améliorer le catalogue initial disponible sur le catalogue de sismicité national (BCFS-RENASS). Ceci permet la mise en évidence d'une migration lente et nette de la sismicité pendant une année. La localisation absolue et relative des événements, révèle une structure de faille plongeante, confirmée par le mécanisme au foyer estimé pour l'événement de plus forte magnitude de la séquence (ML 3). Nous proposons d'expliquer la migration de la sismicité par des fluides profonds remontant à travers une nouvelle structure de faille.

### 5.4.2 Abstract

An unusual seismic activity has recently occurred in the Gripp valley, located in the central part of the French Pyrenees. Since spring 2020, two new swarms appeared, clearly outside the usual location of the seismicity in this area. On September 20, 2020, almost concomitantly

with the activation of the second seismic swarm, a hole suddenly opened in the bed of a local river, the Adour de Payolle. This hole drained the water from the river, which dried up over 500 m. We follow and study the spatial and temporal evolution of these clusters, using 4 temporary stations deployed a few days/months after the beginning of the crisis to complete the regional network. These additional data lead to the construction of a comprehensive catalog of more than 5000 earthquakes, using both a template matching approach and a deep-learning based phase picking method to complete and improve the initial catalog available from the French seismological agency. This allows the highlighting of a slow and clear migration of the seismicity during one year. Precise absolute and relative event location reveal a dipping fault structure, confirmed by the focal mechanism estimated for the highest magnitude event of the sequence ( $M_L$  3). We propose to explain the observed migration of the seismicity by deep fluids going up through a new faulting structure.

**Keywords :** Machine learning ; Earthquake source observations ; Seismicity and Tectonics

**Additional Keywords :** Seismic swarm ; Fluid migration

### 5.4.3 Introduction

At the boundary between the Eurasian and Iberian lithospheric plates, the Pyrenees has a moderate and well-documented crustal seismicity (see Sylvander et al. (2021), for a review). This seismicity is preferentially organized in the form of clusters, more intense in the central and western parts of the chain (Sylvander et al., 2021). Since spring 2020, two new seismicity clusters have appeared on the periphery of the active regions highlighted by Sylvander et al. (2021) in the central French Pyrenees. They are located in the Gripp valley and are not geographically connected to the clusters identified until then (Fig. 5.10a, red vs blue dots). The first of these two swarms (A, Fig. 5.10a and 5.10b) was activated in June 2020, and the second (B, Fig. 5.10a and 5.10b) in September 2020, 3-4 km further to the northwest. This second swarm mobilized hundreds of low magnitude events (between 0 and 3.5 on a local scale).

On September 20, 2020, almost simultaneously with the appearance of the second swarm (letter B in bold type, Fig. 5.10a and 5.10b), an unusual hydrological phenomenon attracted the attention of the local population and media. A cavity suddenly opened in the bed of a

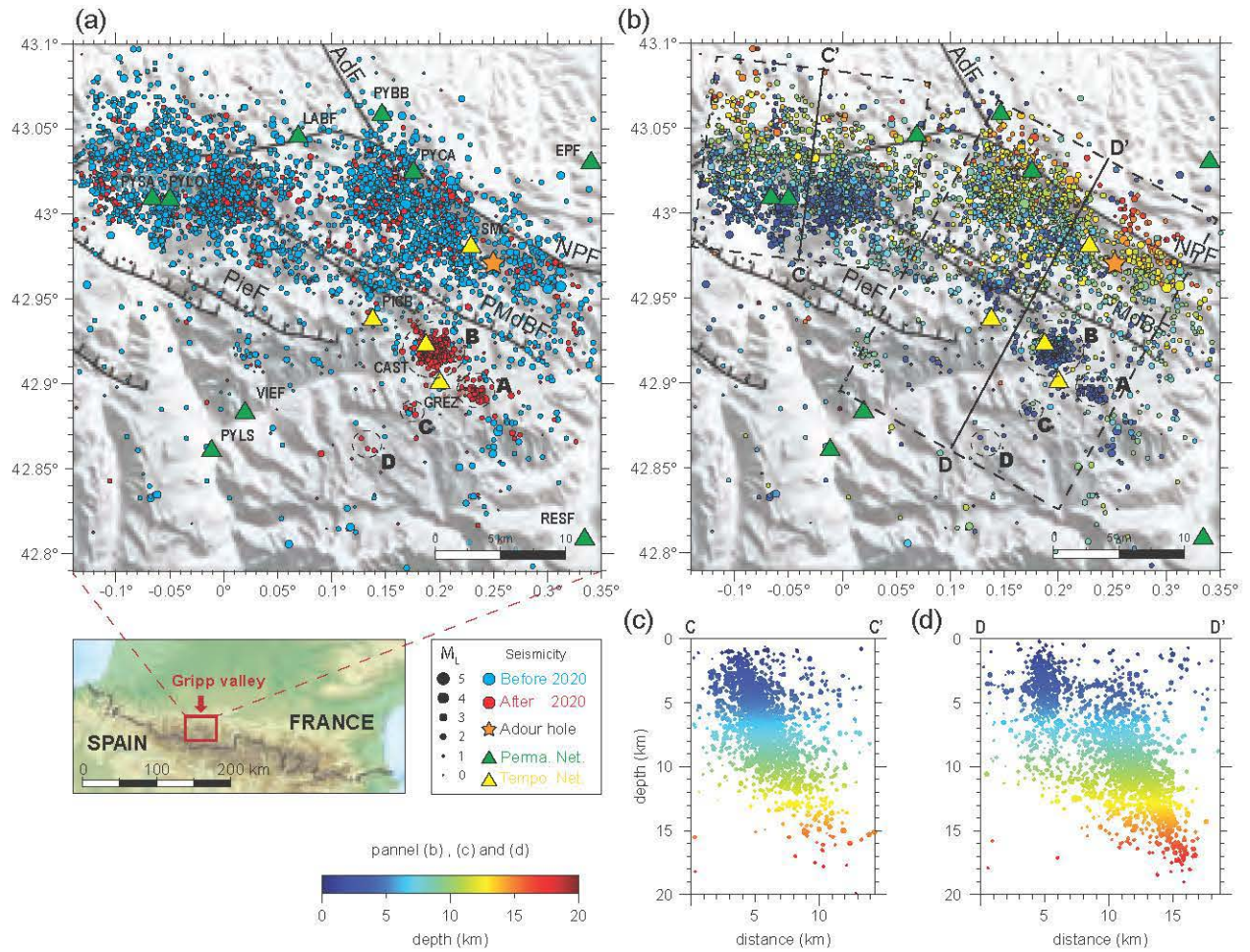


FIGURE 5.10 – BCSF-RENAISS-OMP merged seismic catalog for the period 1997-2021. (a) 1997-2019 (blue dots) and 2020-2021 (red dots). The main faults are taken from Lacan et Ortuño (2012) and represented : the NPF (North Pyrenean Fault), the PMdB Fault (Pic du Midi de Bigorre Fault), the AdF (Adour fault), and the PieF (Pierrefitte Fault). Four unusual seismic swarms occurring from 2020 are tagged with letters A, B, C and D. (b) Same catalog for the whole 1997-2021 period, with color indicating the depth of the seismic events. (c-d) Cross-sections of the boxes delimited in (b).



local mountain river, the Adour de Payolle, swallowing the water of the river, which went dry for more than 500 meters downstream (Barréjot, 2020).

The distance between the seismicity and this hole is quite large (8-10km), but the simultaneity of these unusual phenomena raises questions about a possible link between them. Furthermore, the opening of such cavities on this river was previously observed in 1773, 1777 and 1816 (Adisson, 2008). This author proposed a direct relationship between these cavities and some earthquakes felt by local populations a few days before the openings. Unfortunately, no instruments were available at that time, and this question still remains open. If no "major" event ( $M_L > 4$ ) was detected in this area a few days before the opening of the hole, the existence of a possible link with the activation of the two swarms should be considered and studied.

It is known that crustal fluids can play a major role in the earthquake cycle (Toutain et Baubron, 1999). Reciprocally, seismicity can locally impact fluid circulation (Derode et al., 2013, 2015) as already seen in the Pyrenees for the Ogeu spring (Toutain et al., 2006). Crustal instabilities (e.g. faults) can also appear during tectonic loading, even with small stress/strain perturbations (Toutain et Baubron, 1999). We therefore aim to evaluate if crustal fluids can consistently explain both the hole opening and the seismicity for the Gripp area.

Understanding the seismic properties of this area and this ongoing seismic crisis is even more crucial with respect to seismic hazard. In the past centuries, the region has experienced several major earthquakes, among which the strongest felt earthquake in the French Pyrenees, the so called Bagnères-de-Bigorre earthquake, that occurred on the 21<sup>st</sup> June 1660 and displayed a maximum macroseismic intensity estimated between VIII and IX (Martin-Grasset, 1969).

In this study, we propose a first analysis of the main properties of the swarms. In particular, we follow their spatial and temporal evolution, using four temporary stations deployed shortly after the beginning of the crisis to complete the regional network (Fig. 5.10a and 5.10b, yellow triangles). We build a comprehensive catalog of more than 1300 earthquakes detected and located using a deep learning-based phase picking method and the NonLin-Loc inversion algorithm (Lomax et al., 2009, 2000), respectively, to complete and improve

the initial French national BCSF-RENASS-OMP merged catalog available for this area. A relative event relocation was also conducted, highlighting a northeastward dipping faulting structure, confirmed by the focal mechanism estimated for the highest magnitude event of the cluster B (Fig. 5.11a to 5.11d). We finally completed this study by a template-matching approach applied on the different swarms, leading to the detection of more than 4900 events of lower magnitudes. The results show a slow and clear migration of the seismicity toward the southwest during more than one year. We finally discuss possible mechanisms that could explain this observed migration pattern.

#### 5.4.4 Data

##### *Initial BCSF-RENASS catalog*

The French national BCSF-RENASS catalog reports 537 events between 1<sup>st</sup> January 2020 and 1<sup>st</sup> October 2021 in the region of the swarms, with local magnitudes  $M_{L_v}$  between 0.1 and 3.1. During this period, the seismicity is clustered mainly in two patches covering each 10 km<sup>2</sup> and distant from 4 km (clusters A and B, Fig. 5.10), at the south of the usual background seismicity. Two smaller clusters (C and D, Fig. 5.10), with only a few events, can also be noticed. At first sight, these four clusters are not associated to known outcropping tectonic structures. The main faults known in the region are : 1) the North Pyrenean Fault, a highly metamorphized and segmented structure that separates the Pyrenean Axial Zone from the so-called North Pyrenean Zone and whose present seismic activity is debated ; 2) the Adour Fault along the Adour River that disappeared in September 2020 and which does not show any geomorphological expression ; and 3) the Pic du Midi and Pierrefitte normal faults, two parallel faults, oriented west northwest - east southeast (Fig. 5.10). See Lacan et Ortuño (2012) for a review.

##### *Seismic Recordings*

In order to better understand this seismic sequence, we have collected the complete time series for all the closest permanent stations from the Résif seismic network (Résif, 1995a,b), that includes broadband velocimetric and accelerometric stations. All the stations are located within 50 km of the cluster B (green triangles, Fig. 5.10). In order to reduce uncertainties on

Name	Network – Type of instrument	Longitude (°)	Latitude (°)	Distance from the second (B) seismic swarm (km)	Set up date
SMC	Temporary-SP velocimeter	0.2315	42.9808	7	15/10/2020
CAST	Temporary-SP velocimeter	0.1902	42.9222	0	02/12/2020
PICB	Temporary-SP velocimeter	0.1408	42.9371	4	30/04/2021
GREZ	Temporary-SP velocimeter	0.2034	42.8999	3	22/07/2021
LABF	OMP-BB velocimeter	0.0727	43.0459	17	permanent
VIEF	OMP-BB velocimeter	0.0229	42.8825	14	permanent
MELF	OMP-BB velocimeter	0.7575	42.8717	47	permanent
RESF	OMP-BB velocimeter	0.3379	42.8070	18	permanent
REYF	OMP-BB velocimeter	- 0.3933	43.0683	50	permanent
PYBB	OMP-BB velocimeter	0.1489	43.0586	15	permanent
PYLO	OMP-BB velocimeter	-0.0493	43.0969	27.5	permanent
PYSA	OMP-accelerometer	-0.066	43.0992	28	permanent
PYCA	BRGM-accelerometer	0.1771	43.0236	11	permanent
PYLS	BRGM-accelerometer	-0.0085	42.8603	18	permanent
EPF	CEA-SP velocimeter	0.34	43.0308	17	permanent

TABLE 5.1 – Temporary and permanent stations used in this study.

the locations, we complemented this network by four temporary short-period velocimeters (yellow triangles, Fig. 5.10). The complete monitoring system therefore included up to 15 three-component stations, sampled at 100Hz (Table 5.1).

### *Velocity model*

We used the 1D velocity model (Table 5.2) from Pauchet et al. (1999) for earthquake location. The  $V_p/V_s$  ratio has been modified and fixed to 1.72 instead of the initial value of 1.75. This change was induced by the estimation of a local value thanks to the construction

Pyrenean 1D velocity model		
Depth (km)	$V_P$ (km.s <sup>-1</sup> )	$V_S$ (km.s <sup>-1</sup> )
0 - 1	5.5	3.2
1 - 4	5.6	3.26
4 - 11	6.1	3.55
11 - 34	6.4	3.72
> 34	8.0	4.5

TABLE 5.2 – Velocity model used in the study, modified from Pauchet et al. (1999).

of a Wadati diagram (Wadati et Oki, 1933) using an accurate manual P and S pickings of all events of the BCSF-RENASS catalog.

#### 5.4.5 Focal mechanism estimation for the 2021-09-10 event.

The strongest event ( $M_{L_v}$  3) of the two-year sequence occurring inside the clusters was the September 10, 2021 (04 :29 UT), estimated at a depth of 6.2 km (Fig. 5.11a and 5.11d). A focal mechanism based on P-wave polarities could be determined for this event, thanks to a good azimuthal coverage of 23 permanent and temporary stations. It indicates clear normal faulting (Fig. 5.11a to 5.11d). The ENE dipping nodal plane (strike 326°, dip 42°, rake -107°) is most likely the activated fault plane, since it is the most consistent with the dipping of the seismicity (Fig. 5.11c).

#### 5.4.6 Earthquake detection and location from deep learning-based approach

A fully automated deep-learning based method (PhaseNet, Zhu et G. C. Beroza (2019)) is first used to detect new earthquakes missed by the BCSF-RENASS catalog, by tracking P and S waves arrivals, relying on the data from the four temporary short-period velocimeters, and from the whole permanent seismic network available.

PhaseNet (Zhu et G. C. Beroza, 2019) automatically picks regional P and S wave arrivals from three-components seismograms, based on a Deep Neural Network method (DNN). This algorithm has recently shown its ability in identifying regional seismic phases in different seismotectonic contexts (Ammirati et al., 2022; Münchmeyer et al., 2022; Retailleau et al., 2022). For the Pyrenees area, Derode et al. (2021) also proved the efficiency of this automatic picking method. They show that differences between PhaseNet and manual time phase-picks

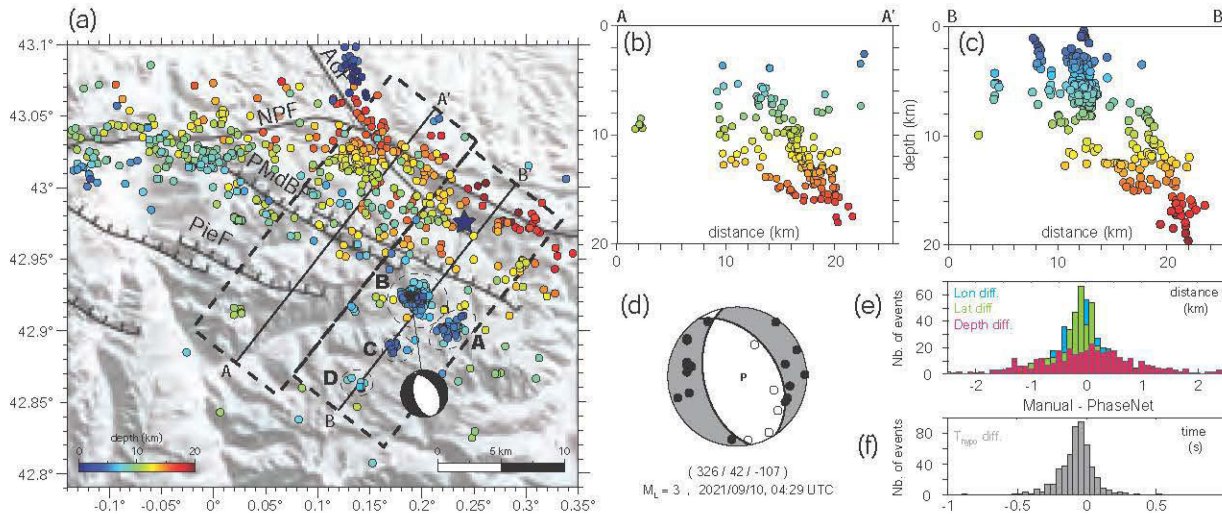


FIGURE 5.11 – (a) Location map of earthquakes (2020.01.01 to 2021.10.01) obtained through automatic methods. Dark-blue star marks the subsiding hole in the Adour River. Dashed-black lines represent the section tracks of panel 2b-c. (b) Cross-section through the AdF-NPF-PMdBF-PieF fault-complex. (c) Cross-section through the newly appeared seismic swarms. (d) focal mechanism of the strongest event occurring within the swarms (2021.09.10, 04 :29 UTC,  $M_L$  3). (e-f) histograms of event location differences (e) and origin time differences (f), for hypocentral locations estimated from manual and automatic pickings.

are smaller than 0.2s for both P and S waves, which is similar to the difference expected between picks provided by different analysts working on the same database of seismograms.

The time series of all stations are scanned for the period between 2020.01.01 and 2021.10.01 and P and S phases are automatically picked, with a minimal phase probability threshold of 0.3. Then, we use the Rapid Earthquake Association and Location algorithm (REAL, Zhang et al. (2019)) to associate the seismic phases from the different stations and to estimate a preliminary and rough location. By using precalculated time-arrival tables for each source-station pair on a predefined theoretical rough grid ( $0.02^\circ \times 0.02^\circ \times 2$  km), this rapid grid-search based algorithm provides a first catalog of suspected seismic events. To reduce the number of false positives events, we required a minimum of three P and three S arrivals. A last step of absolute relocation is performed, using the stochastic NonLinLoc inversion method, relying on the Pyrenean 1D velocity model (section 5.4.4). Finally, we remove the events displaying vertical and horizontal uncertainties greater than 2.5 km, and with RMS above 0.2s. A total of 1305 events are kept and located, from which 795 are included in the box of interest ( $42.8^\circ\text{N} - 43^\circ\text{N} - 0.1^\circ\text{E} - 0.3^\circ\text{E}$ ) containing the initial 537 events of the BCSF-RENASS catalog. A

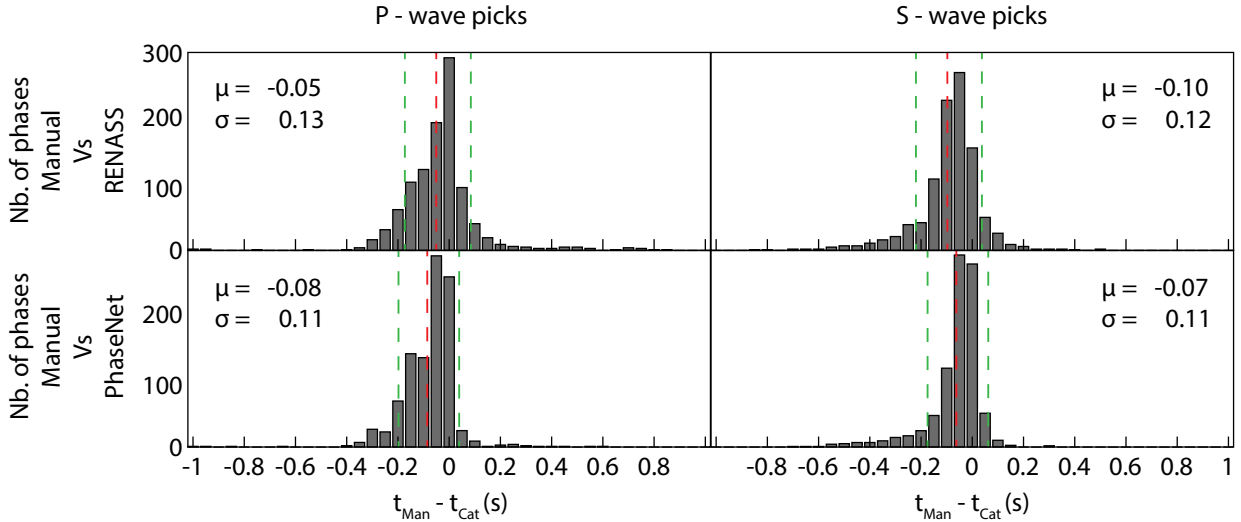


FIGURE 5.12 – Histogram of P and S residuals for both Manual / RENASS and Manual / PhaseNet picking comparisons. In each panel,  $t_{Man}$  corresponds to our manual reference time, and  $t_{Cat}$  to the RENASS time (upper part), and the PhaseNet time (lower part). The red dashed lines indicate the mean ( $\mu$ ) and the green dashed lines indicate the limits of the standard deviation ( $\sigma$ ).

significant increase in the catalog completeness is thus achieved (around 50% more events).

To evaluate and ensure the accuracy of the automatic picks provided by the PhaseNet approach, we compare them to the picks of two other independent picking methods : (1) the picks provided by the BCSF-RENASS analysts, and (2) a careful manual picking accomplished by the authors for this study. The comparison is carried out for the three high-quality broadband stations LABF, VIEF and RESF of the permanent network. The time differences between analysts and automatic picks are all small, which validates the automatic picks, being constrained at  $\pm 0.1$  s for both P and S waves (Fig. 5.12).

In order to validate our global procedure (automatic picking with PhaseNet, phase association with REAL and seismic location with NonLinLoc), we build a new manual catalog based on the events detected by the BCSF-RENASS, and compare the relocation obtained with those estimated from the automatic procedure. This new “manual” catalog is built by precisely repicking P and S waves of the permanent network for the 537 events, adding the new manual picks from the four temporary stations, and applying the same relocation procedure (NonLinLoc with our 1D velocity model). We then compare these new manual relocations with those from the automatic procedure, and found average differences in lati-

tude, longitude and depth of  $0.11 \text{ km} \pm 0.45 \text{ km}$ ,  $0.15 \text{ km} \pm 0.48 \text{ km}$  and  $0.07 \text{ km} \pm 1.51 \text{ km}$ , respectively (Fig. 5.11e to 5.11f). These small differences illustrate the efficiency of our automatic detection and location method.

Finally, once the absolute relocation based on our automatic picking procedure is achieved, and in order to better constrain the internal structure of the four observed swarms (A, B, C, D, Fig. 5.10 and 5.11), we perform a relative relocation using the double difference HYPODD algorithm (Waldhauser, 2001 ; Waldhauser et W. L. Ellsworth, 2002), particularly relevant in the context of cluster analyses. The automatic PhaseNet selected picks are used as absolute catalog times and waveforms are cross-correlated to produce a set of high-quality differential times. Cross-correlations (CC) are calculated on 2s time windows centered on the catalog (PhaseNet) picks. The correlation threshold is fixed at a conservative value of 0.7 for both P and S waves. We furthermore impose that both P and S arrivals correlate at this level in order to take into account the CC differential times at one station. This yields 23716 pairs of events for which at least one station provided CC differential times, for a total of 33115 P and the same amount of S differential times. This volume of data leads to a precise relocation of the PhaseNet-catalog events. We call this approach *HypoDD* in the next paragraphs/sections.

#### 5.4.7 Spatial and temporal evolution of the observed seismicity

At a large scale ( $\sim 600 \text{ km}^2$ , Figs. 5.11a to 5.11c), a general dipping of the seismicity toward the North-East is observed (Azim  $\sim 30^\circ$ , dip  $\sim 40^\circ$ ), which is consistent with the long-term features of the seismicity (Sylvander et al., 2021). Most of the deep seismicity ( $> 15 \text{ km}$ ) is found below the North Pyrenean Fault (red dots, Fig. 5.11a), with a deeper part East of the "Adour hole". This lateral deepening will be discussed in the section 8. Our absolute automatic detection and location approach (section 5.4.6) also allows to highlight and confirm the presence of the two small clusters (C, D, Fig. 5.10a-b, and Fig. 5.11a), detecting new events inside these clusters.

Our HypoDD relative relocations (Fig. 5.13) show tight clusters A, B, C and D, and confirm a dipping of the seismicity for cluster B towards ENE. Cluster A seems to be separated into two sub-clusters (Fig. 5.13c and 5.13f). The first one is shallow, around 3 km depth, and the second one deeper, around 7-8 km depth, but with exactly the same epicentral lo-

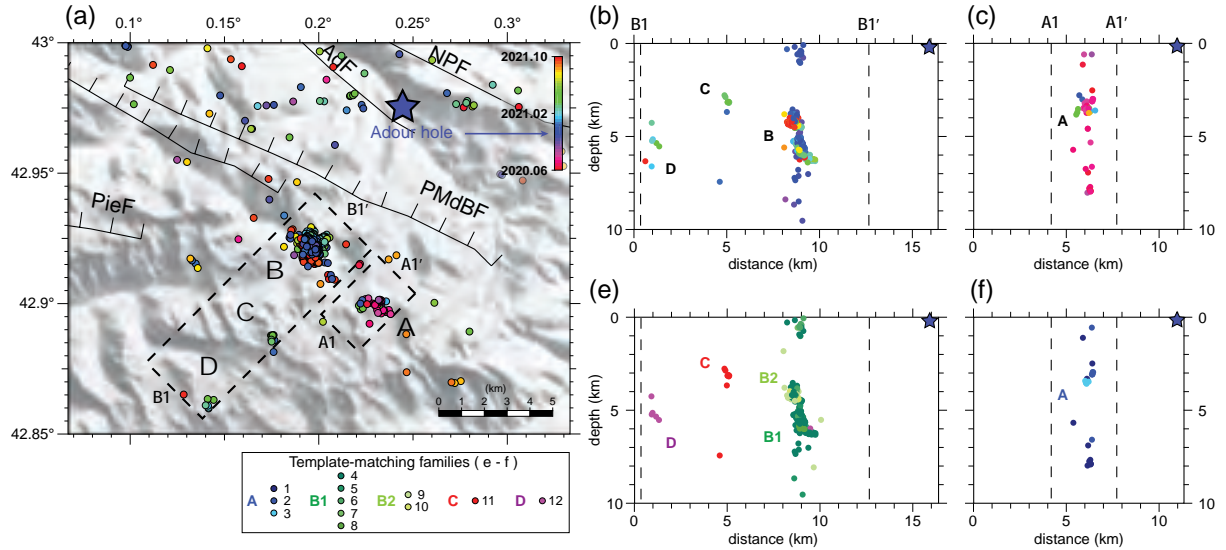


FIGURE 5.13 – Map and cross-sections of the 2020-2021 PhaseNet-HypoDD relocated seismicity (see text). (a) Large scale seismicity map, colors indicating the date of the events. (b-c) Cross-sections along the azimuth perpendicular to the delimited zones B1-B1' and A1-A1' in (a). The blue star indicates the position of the Adour hole. (e-f) Same as (b-c), but with colors indicating to which one of the 12 different families detected by template-matching (described in Table 5.3) belong the events of clusters A to D.

cations. However, no temporary stations were operating during the activation of this cluster (June to August, 2020), and we will show later that this observed double depth range could result from a bias in the location procedure, and that all events could be in fact in a same depth range.

#### 5.4.8 Temporal evolution of the clusters identified by template-matching.

In the previous section, we highlighted the presence of four clusters in the studied region. Clusters can also be defined based on their waveform similarity (e.g., Baisch et al. (2008); Gao et al. (2021); Hatch et al. (2020); Schaff et Richards (2011)). A preferred method to better estimate the temporal evolution of the seismicity within these clusters consists in improving our number of detections for a specific location by using seismic templates, and operating a systematic search of the similar waveforms within the noisy signal, the so-called Template-Matching technique. In the following, we will describe this classification and systematic search procedure that allowed us to densify our catalog at the level of the clusters identified in the previous section.



For the two temporary stations GREZ and SMC, as well as for the two permanent broadband stations VIEF and LABF, a common procedure of template matching is applied. For a given station, all the events (localized by our PhaseNet-HypoDD procedure, section 5.4.6) are selected. Their associated waveforms are band-passed filtered between 5 and 20 Hz. For all stations the waveforms are cut 0.5 s before the P-wave arrival, 11.5 s after, and cross-correlated. If waveforms from at least five events have their cross-correlation coefficients above 0.7, these events are considered as a family of events having similar waveforms. For each of these identified families, a template is then estimated, its composite waveform being the average waveform of all of its family individual waveforms. The exact same procedure is applied for the four stations GREZ, SMC, VIEF and LABF. We find 23 templates for the station VIEF, 22 for LABF, 15 for SMC, and 4 for GREZ.

The temporary station CAST is treated slightly differently as it is located just above the main cluster B and thus records closer events, only a few kilometers away from the station. To take into account this proximity, the records from the CAST station are filtered with a higher frequency band 10-40 Hz to allow the detection of smaller and closer events. The chosen time window is shorter (0.5 s before the P arrival and 7.5 s after for a total 8 s duration), and the minimum cross-correlation coefficient is set to 0.8. 11 families/templates are finally identified for the CAST station.

Then, for each of these five stations taken independently, the continuous time series are scanned, windowed with a time step of 2 s, and correlated with the waveforms of each of their template events. If a correlation coefficient reaches 0.4 for a given time window (0.5 s for CAST), a new detection is assumed, and the corresponding event is added to the family that has the highest correlation coefficient. This approach allows the detection of 11018 new events, all related to the 75 template events.

To reject possible false detections, only events that have been detected independently by at least two stations, and events that have been detected only at CAST but with a minimum correlation coefficient above 0.65, are selected. We also reject families with less than 10 events, as they do not really characterize an active cluster. Finally, we merge families that have common events on different stations. This protocol drastically reduces the total number

Cluster	Family N°	Lat (°)	Lon (°)	Depth (km)	Std Lat (km)	Std Lon (km)	Std Depth (km)	N° of ref. events	N° of detec. events	First detec. event in Init. Cat.	First detec. event with. Temp. Match.
<b>A</b>	1	42.897	0.234	7.8	0.2	0.5	2.5	14	39	2020-06-03	2020-05-31
<b>A</b>	2	42.900	0.233	3.1	0.1	0.2	1.5	9	35	2020-06-20	2020-06-19
<b>A</b>	3	42.897	0.232	3.6	0.0	0.1	0.1	5	13	2020-07-14	2020-07-14
<b>B1</b>	4	42.922	0.197	5.6	0.2	0.4	1.0	237	2177	2020-09-26	2020-09-22
<b>B1</b>	5	42.9238	0.196	5.7	0.2	0.2	0.5	91	334	2020-09-23	2020-09-23
<b>B1</b>	6	42.922	0.195	5.4	0.2	0.2	1.4	85	414	2020-10-14	2020-10-10
<b>B1</b>	7	42.922	0.194	5.2	0.0	0.1	2.1	5	14	2020-10-17	2020-10-17
<b>B1</b>	8	42.919	0.200	6.0	0.1	0.2	0.1	6	29	2020-12-10	2020-12-10
<b>B2</b>	9	42.919	0.193	4.3	0.3	0.3	0.5	84	1377	2020-12-03	2020-12-01
<b>B2</b>	10	42.917	0.195	4.3	0.2	0.4	0.1	14	225	2021-04-22	2020-12-02
<b>C</b>	11	42.888	0.176	3.1	0.2	0.1	1.4	10	231	2020-12-11	2020-12-07
<b>D</b>	12	42.861	0.141	5.2	0.2	0.2	0.5	5	21	2021-01-15	2021-01-19

TABLE 5.3 – Statistics on the 12 families of events selected after the template matching process (see text). The coordinates refer to the template of each family, and the standard deviations (Std) relate to the differences between events inside a same family.

of detected events to 4909, distributed in 12 different families, all included in the four main clusters A, B, C and D (Table 5.3 and Fig. 5.13e-f).

This template matching procedure allows us to identify much more events located within the four main clusters (Table 5.3) than the original and new catalogs. However, most of them cannot be easily located precisely, especially if seen by less than three stations. Therefore, for each family, we estimate a location, by taking the average location of all events included in this family and that have been localized by the new catalog (Table 5.3).

All detected events envelopes, recorded on VIEF and RESF for the cluster A and on CAST for the cluster B can be viewed in Figure 5.14. The direct observation of signals for the detected events allows a visual check and validation of our template matching procedure. We also observe a relative and progressive variation of the S-P delay, according to the date, for station CAST and for the cluster B (Fig. 5.14b). This supports the fact that there is a progressive migration inside this cluster B and that the seismicity migrates towards the surface, getting closer to station CAST (Fig 5.14b).

Cluster B is divided in two sub-clusters, as the B families are clearly divided in two groups inside this cluster. Some are activated earlier in October 2020 and are around 5-6 km depth, when others are activated later (since November/December 2020) and are shallower (3-4 km, Fig. 5.13b and 5.13e).

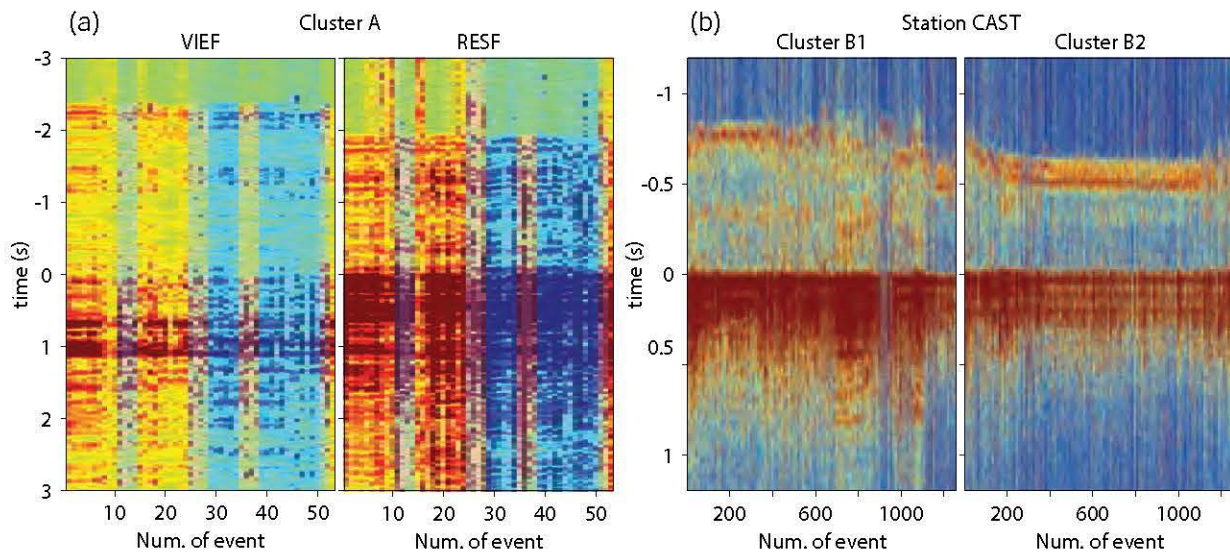


FIGURE 5.14 – (a) Mean waveform envelopes (normalized by the amplitude of the P-arrival) for all the events detected by template matching at cluster A and recorded at VIEF and RESF stations (sum of the three components). Signals are 5-20 Hz band-pass filtered and centered at the S-wave arrival time. The red color scale corresponds to the events of the deeper part of the cluster A (included in the family 1, see Table 5.3), and the blue color scale to those of the shallower part (families 2 and 3, Table 5.3). (b) Envelop of the CAST station signals for both B1 and B2 clusters. Signals are 10-40 Hz filtered, normalized, and sorted by date.

This approach allows a better description of the activation time for the different families : for instance, family 10 (B2) is activated in December 2020, although the first event present in our reference catalog is only on April 2021 (Table 5.3). It highlights a progressive activation time of the different clusters : cluster A (family 1-3, Table 5.3, Figs. 5.13 and 5.15) is first activated in May 2020, then the deeper part of cluster B (B1, Table 5.3, Figs. 5.13 and 5.15) in September 2020 at 5.6 km depth, its shallower part (B2, Table 5.3) in December 2020 at 4.3 km depth, and finally cluster C in December 2020 at around 3 km depth and cluster D in January 2021 at 5 km depth.

Note that for the three families of cluster A, which have been found to be composed of two sub-clusters from the location procedures (Fig. 5.13c to 5.13f), the events are found indifferently in the shallow part (2-3 km) or in the deeper part (5-7 km) of the cluster, which is puzzling. Either the differences in focal depths do not cause a substantial enough change in the waveforms for the events to be classified into distinct families and, therefore, to allow a clear separation between the two sub-clusters ; either the events are in fact all located in a same depth range, and the observed sub-clustering is an artifact of the localization procedure.

#### 5.4.9 Location uncertainties

Uncertainties and biases in the localization procedure could lead to misinterpret the spatial-temporal changes of the seismicity. At first order, the localization uncertainty can be estimated through the uncertainty provided by NonLinLoc during the localization procedure. For the A cluster, the average depth uncertainty is 2.3 km and the horizontal uncertainty is 1.2 km. For the cluster B, the average depth uncertainty is 1.8 km and the horizontal uncertainty is 1.3 km.

##### *Location uncertainties from picking uncertainties*

We first evaluate the influence of the picking accuracy on the final location, by comparing earthquake locations for the two absolute location methods used (automatic and manual, Fig. 5.11e and 5.11f). The epicentral locations are consistent, most of the location differences being within  $\pm 1$  km (Fig. 5.11e and 5.11f, and Fig. B20 of the Supp. Mat.). Most of the

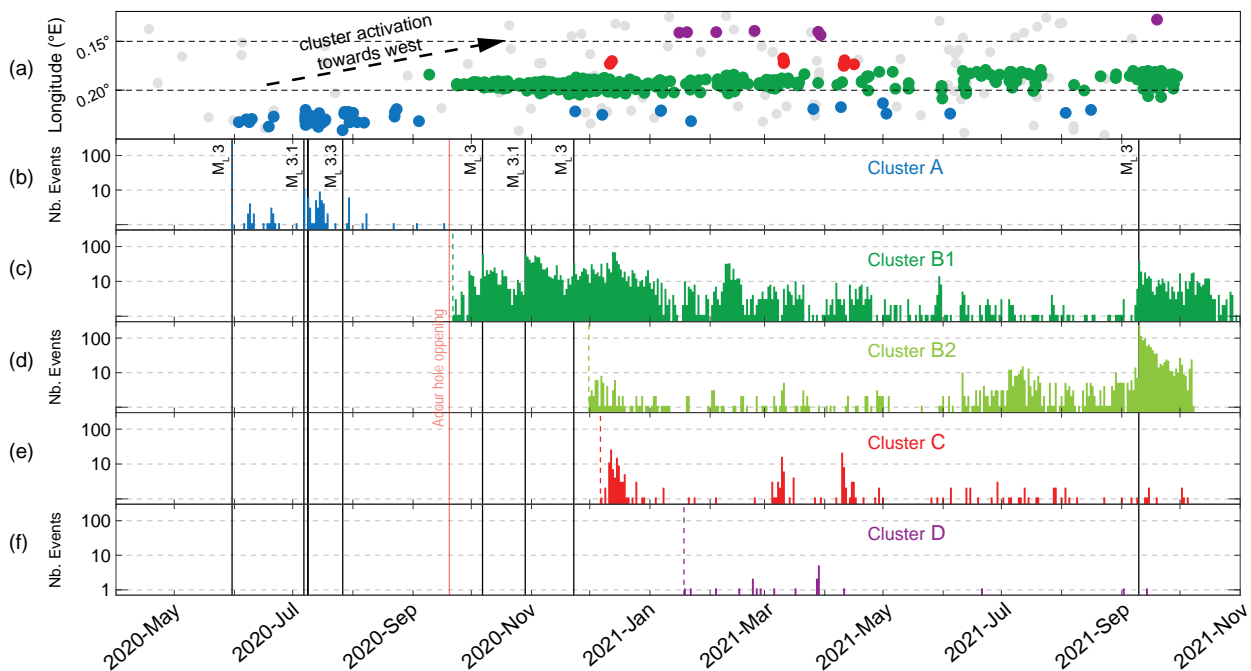


FIGURE 5.15 – Temporal evolution of the 5 clusters. (a) Longitude of the different events as a function of their date and corresponding cluster labels (PhaseNet reference catalog). (b-f) Number of events by day for each of the considered clusters A to D using detection by template-matching. The colored dashed lines indicate the time of the first event for each cluster. Black vertical lines show the date of major events ( $M_L \geq 3$ ). The orange vertical line indicates the date of the appearance of the “Adour hole”.

events in the cluster B show also depth difference below 1km. For the cluster A, the depth differences, however, can be quite large (Fig. B20 of the Supp. Mat.). As already observed, earthquakes are located in two depth ranges for this cluster A : approximately 2-4 km and 5-8 km. These two depth ranges are found from all localization procedures (manual, automatic and automatic-HypoDD), but a given event can be found located in the shallow part from one localization method and in the deeper part from another method (Fig. B20 of the Supp. Mat.). This is clearly an indication of a lack of robustness of the depth estimation : small picking differences/changes in the localization procedure can lead to two different depth solutions.

#### *Depth uncertainty for the cluster A*

Depth estimation accuracy relies mostly on the distance to the closest stations, the accuracy of picks of P and S waves on these stations, and on the velocity model accuracy (e.g. Bondár et al. (2004); Bondár et Storchak (2011); Gombert et al. (1990); Husen et Hardebeck (2010); Letort et al. (2014)). The depth parameter can also have a trade-off with the estimation of the origin time during the localization procedure (e.g. Husen et Hardebeck (2010); Letort et al. (2014)). To evaluate depth estimation for the cluster A, it is therefore interesting to have a closer look at the P and S arrivals at the closest stations available during the time of the activation of the cluster A, VIEF and RESF.

We remind that most of the events in the cluster A have an exact same S-P delay observed for the two stations (Fig. 5.14a). We estimate that these delays can vary at most between 1.75 and 1.85 s for RESF and between 2.25 and 2.4 s for VIEF. S-P delays depend on depth, epicentral distance and velocity model. Assuming that the epicentral localizations for the cluster A are well constrained (at 1 km level), and that the velocity model is trustworthy, these S-P delays depend only on depth estimation and can then be used to evaluate which depth range can explain these observed delays. Relying on S-P delays instead of direct P and S-wave arrival times allows avoiding issues from possible trades-off between depth and origin time. In Figure 5.16a, we can see that S-P delays varying from 1.75 to 1.85 s on RESF can be compatible with a large depth range according to event distance. For most of the events, at an average distance of 13.5 km, the depths that better explain the S-P delays are varying between 4 and 7 km. For events located only a few hundred meters further from RESF

(around 13.8 km), the delays point to depths varying between 0 and 6.5 km. A very small S-P delay variation of less than 0.05 s or an epicentral change of less than 0.5-1 km can therefore lead to different depth solutions. This illustrates that the depth cannot be constrained more precisely. We can only affirm that the events are in the 0 - 8 km depth range. This observation is consistent with the empirical rule proposed by Gomberg et al. (1990) : to constrain the depth, we need at least one S-wave arrival picked on a station located at an epicentral distance lower than 1.4 time the focal depth. Our closest station RESF is located at 13-14 km to the cluster A. According to Gomberg's rule, it is therefore difficult to constrain the depth for events below  $13 / 1.4 \approx 9$  km. For VIEF, a large range of depth between 0 and 10 km can then explain a similar S-P delay (Fig. 5.16b).

#### *Depth uncertainty for the cluster B*

Following the same procedure to evaluate depth estimation for the cluster B, S-P delays observed at station CAST for B1 (0.75 s-0.95 s) could explain a depth range varying between 4 km and 6 km (Fig. 5.16c). In addition, S-P delays observed at CAST for B2 (0.6 s-0.7 s) can explain a depth range between 3 km and 4 km, which is consistent with that found by the HypoDD procedure, although slightly shallower (Fig. 5.16d). For this cluster B, variations of S-P delays of 0.1 s and/or epicentral variation of 1km will yield maximal changes of 1-2km. Thanks to the location of CAST, just above the cluster B, the depth of this cluster is therefore very well constrained.

#### *Influence of the velocity model*

We also check the robustness of the locations by testing different velocity model. We test homogeneous velocity models, and layered velocity models derived from the Pyrenean model changing only the depth interface of the first and second velocity layer. We show that relatively small changes of the velocity model do not drastically impact the B cluster localizations. Depth and epicentral location are therefore robust for this cluster (Fig. B21 of the Supp. Mat.). However, when moving the depth of the second layer of the Pyrenean velocity model from 6km to 8km, most of the earthquakes' depths of the cluster A become deeper and remain localized each time around this varying interface depth (Fig. B21 of the Supp. Mat.). Once again, this tends to prove that this cluster A depth is not well constrained.

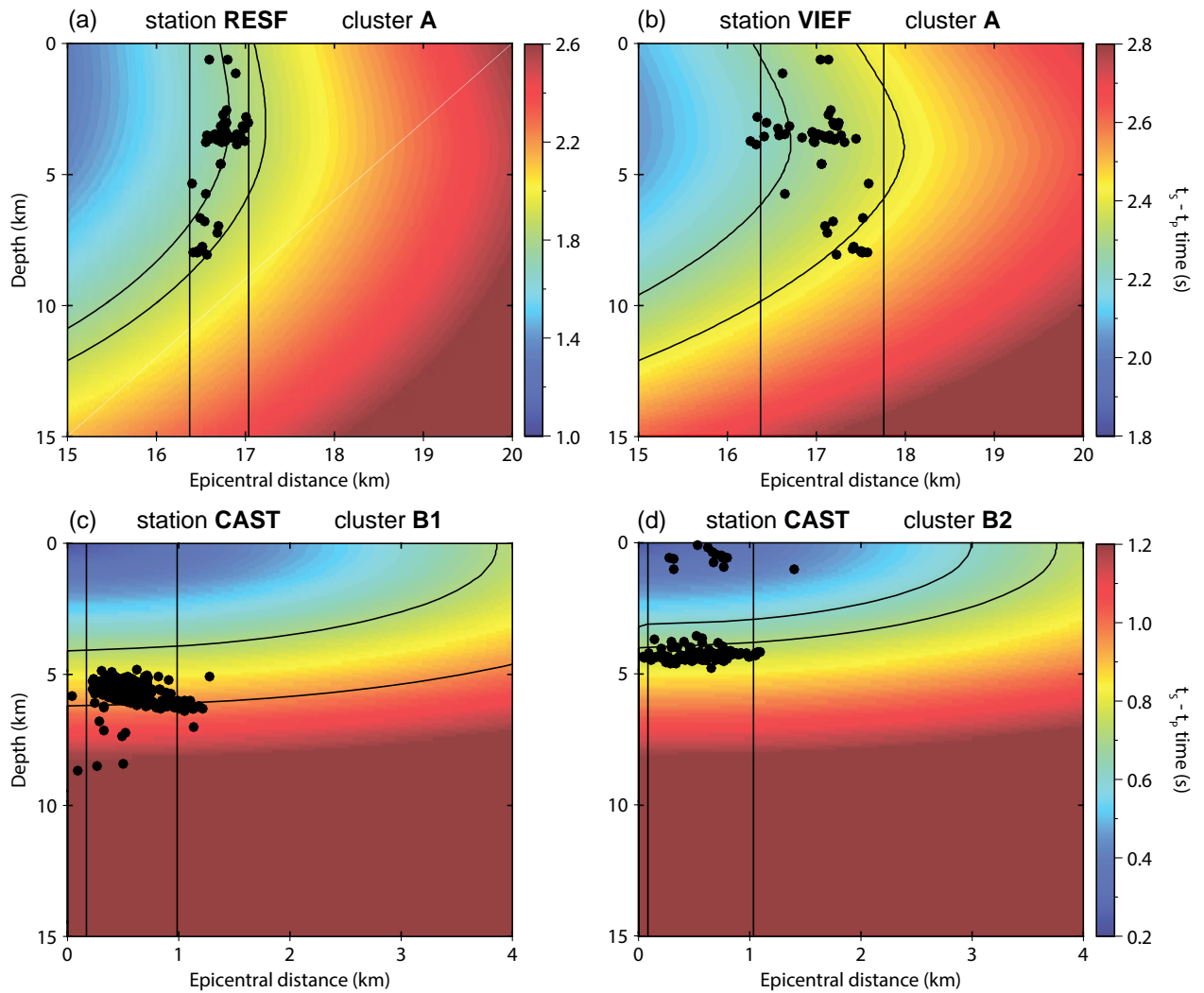


FIGURE 5.16 – Theoretical time  $t_S - t_P$  calculated with our 1D velocity model as a function of the epicentral distance and the depth, for events of the cluster A (a and b, stations RESF and VIEF respectively), and for the events of clusters B1 and B2 at station CAST (c and d). Vertical black lines delimit the range of the epicentral distance for the locations estimated with HypoDD. The curvy black lines indicate the range of the differences of  $t_S - t_P$  measured on the signals envelopes (see Fig. 5.14)



#### 5.4.10 Main features of the seismic crisis

##### *Clusters A to D : Progressive activation to the West-South-West*

A first interesting feature is that the earthquakes appear to migrate west or southwest, with progressive activation of the different clusters (Fig. 5.15a). Clusters A, B, C and D are located at  $0.230^{\circ}\text{E}$ ,  $0.195^{\circ}\text{E}$ ,  $0.175^{\circ}\text{E}$ , and  $0.140^{\circ}\text{E}$ , respectively (Fig. 5.13a), and are chronologically activated (dashed lines Fig. 5.15b to 5.15f), indicating a clear migration to the west with time. Apart from cluster A, located at  $42.900^{\circ}\text{N}$ , the three other clusters B, C and D also follow a chronological pattern to the south, being located at  $42.920^{\circ}\text{N}$ ,  $42.890^{\circ}\text{N}$ , and  $42.865^{\circ}\text{N}$ , respectively.

##### *Cluster B : dipping structure*

Focusing on the cluster B, the relative relocations (Fig. 5.13b) show clearly an extent of the seismicity along a dipping structure, with an orientation varying between northeast and east-northeast (azimuth  $124^{\circ}$ ). The only focal mechanism determined for an event from this cluster B shows a same consistent dipping to the East-North-East (section 5.4.5).

##### *Cluster B : migration of the seismicity toward surface*

Both the relative relocation approach as well as the template matching procedure show that the deeper part of the cluster B is first activated in September 2020 (B1, Fig. 5.13e, Fig. 5.15c), followed by its shallower part, in December 2020 (B2, Fig. 5.13e, Fig. 5.15d). This internal migration pattern can also be observed directly on the event waveforms. In Fig. 5.14b for instance, the average envelopes of the waveforms observed at CAST clearly show that the S-P delay decreases steadily with time. The relative variation of the S-P delay with time is an indication of the migration of the seismicity, which progressively gets closer to the station, and becomes shallower. Interestingly, this direct observation of these S-P delay variations is fully data driven, independent of any bias coming from the localization procedure. It allows noticing a weak but consistent migration pattern toward surface inside the B2-cluster that is not visible from the final catalog (Fig. 5.14b).

*Triggering processes*

In addition to the observed consistent migration patterns, at least one episode of triggering processes can also be noticed. The  $M_L$  3 event of September 10, 2021, which occurred in the shallow part of the cluster B (B2), is followed by an immediate burst of events in both the B2 and B1 clusters (Fig. 5.15c and 5.15d). Assuming that the size of the rupture is reasonably lower than 1 km, it seems unlikely that it could have broken the entire area of cluster B over several kilometers. A reactivation of the deeper part of cluster B, dynamically triggered by this major event, seems more likely.

Finally, we can observe bursts of seismic events preceded by a major event in only a few occurrences ( $M_L$  3.1 July 2020,  $M_L$  3 and 3.1 in October 2020, and  $M_L$  3 September 2021, see Fig. 5.15b to 5.15d). This lack of mainshock-event preceding a burst is one of the prerequisites to define a seismic sequence as a seismic swarm (Horálek et al., 2015), and their occurrence are generally attributed to fluid driven processes (e.g., Chen et al. (2012); Gueguen et al. (2021); Vidale et P. M. Shearer (2006)), slow-slip processes (e.g., Roland et J. J. McGuire (2009)), or both of them (e.g. De Barros et al. (2020)). In the next section, we investigate the possible role of fluids and triggering processes of these swarms.

**5.4.11 Discussion – mechanisms driving the seismicity and study of the link with the Adour hole**

Considering the initiation of seismicity within the cluster A on May, 2020, and the last cluster D, activated in January, 2021, the observed migration velocities are of around 1 km/month, i.e. in the order of few tens of meters per day, which is coherent with fluid driven swarms (Chen et P. Shearer, 2011; Chen et al., 2012; De Barros et al., 2020; Roland et J. J. McGuire, 2009; Vidale et P. M. Shearer, 2006). Despite the lack of geodetic data, which could have allowed us to constrain surface displacements, the aseismic slip is not likely to explain the seismicity around Gripp, as it would have involved migration velocities of two to three orders of magnitude higher (tens of km per day) (De Barros et al., 2020; Lohman et J. McGuire, 2007). Following Shapiro et al. (2002), we model the geometrical expansion of the swarms as a diffusion process, using a R-T diagram (time  $t$  vs absolute distance to the

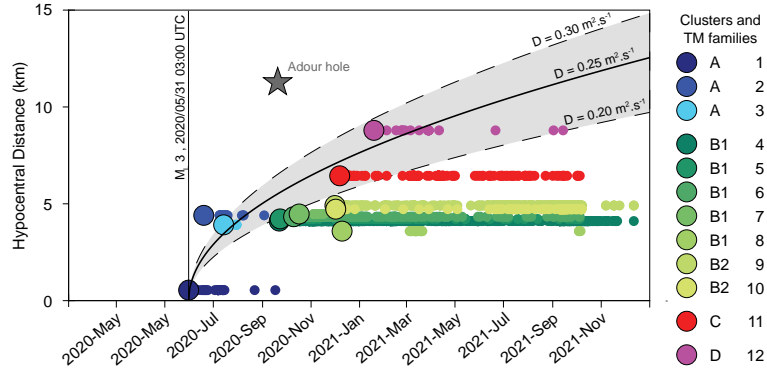


FIGURE 5.17 – R-T diagram. Hypocentral distance of events to the first cluster according to their origin time for all events detected by template matching. The big circles indicate the first event of each of the 12 families. The diffusivity curves with  $D = 0.20 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $0.25 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ , and  $0.30 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  are plotted in black to highlight the fluid diffusion process occurring.

first event  $r$ ) to estimate the fluid diffusion coefficient  $D$  (equation 5.4.11, and Fig. 5.17).

$$r = \sqrt{4\pi Dt} \quad (5.1)$$

From Figure 5.17,  $D$  ( $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ) can be estimated to be bounded between values of  $0.20 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  and  $0.30 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ , which is consistent with expected diffusivities estimated by previous studies, ranging from  $0.02 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  to about  $10 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  (Shapiro et al., 2002; Shapiro et al., 1997).

This seismic crisis is then probably driven, at first order, by a diffusion of fluids along the identified structures. The progressive activation of the B cluster from its deeper part (B1) toward its shallower part (B2) seems to indicate that fluids are migrating towards the surface. Mechanical triggering processes also seem to be involved, as suggested by the reactivation of the deeper part of the fault (cluster B2) in September 2021 (Fig. 5.15c and 5.15d). However, despite the apparent spatial and temporal correlation between the appearance of the cavity along the Adour River and the seismic pattern of the region (see supp. mat. Fig. B22), this process cannot be explained by the diffusion envelope (Fig. 5.17). We then explore the possible triggering relationship between the seismic activity and the “Adour hole” by calculating the static Coulomb stress change ( $\Delta \text{CFF}$ ). We use the Coulomb3.4 software (Toda et al., 2011) with a Young’s modulus of 80 GPa, a Poisson’s coefficient of 0.25, and a friction coefficient of 0.4 (mean values for calcareous rocks at 5km depth, Schön (2011)). The regional

stress field used is that determined for zone #5 in Rigo et al. (2015), *i.e.* with strike/plunge of 294/16, 119/73, and 24/1 for  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ , and  $\sigma_3$ , respectively. The considered triggering event is the May 31, 2020,  $M_L$  3, with a focal mechanism corresponding to a NW-SE trending normal fault. Based on the distribution of the east-dipping seismicity, we modeled the NE dipping nodal plane with strike/dip/rake of 326/42/-107, centered at 5 km depth, and with a seismic moment  $M_0 = 4.0 \cdot 10^{13}$  N.m corresponding to a magnitude  $M_W = 3.0$ . We calculated the  $\Delta CFF$  at the surface for an optimal normal fault, as we test whether an extensional style of deformation can be triggered at the “Adour hole” site.

As a result, the  $\Delta CFF$  at the “Adour hole” location is very small, of about 20 - 40 Pa, the order of magnitude of the diurnal atmospheric tide, which is too small to be considered as a valid shallow triggering process. However, the disappearance of the Adour water might be due to a slight and deeply variation of the karst permeability, by changes in fracture’s porosity at depth due to small deformations of the karstic volume (e.g. Derode et al. (2013); Guglielmi et al. (2013)). In this case, the calculated dilatation strain of 0.2-0.3  $\mu\text{str}$ , consistent with the strain values that can trigger karstic phenomena (Toutain et Baubron, 1999), can be sufficient to indirectly induce the Adour hole phenomenon.

The appearance of the “Adour hole” at Sainte-Marie de Campan shows then a spatial and temporal correlation with the recent seismic activity of the Gripp valley, and is furthermore located on a large karst environment, close to the intersection of two tectonic faults (the Adour Fault and the North Pyrenean Fault, Fig. 5.10, 5.11, and 5.13). It is unlikely that the Adour hole was triggered by static stress changes due to one of the main earthquakes in the region. However, we could imagine that this superficial hydrological phenomenon triggered itself the seismicity of the cluster B. For instance, the accumulation of superficial water in poro-fractured karsts can change the elastic stress at depth and produce seismicity (e.g. D’Agostino et al. (2018)). The propagation of the fluid within hydraulically connected fracture system can also change the internal pore pressure and reduce the frictional strength, leading to a fragile rupture along preexisting faults (e.g. Saar et Manga (2003)). In both cases, to be significantly involved in earthquake triggering a few km away, these poroelastic processes generally need to be two or three orders of magnitude higher than that observed in the Adour hole case, where water height of the river before its disappearance was of a few cm, inducing stress modulations of a few tens of Pascals where kPa are involved in other similar

cases (Christiansen et al., 2007). However, by the play of the pre-existing faults of the karsitic region where the Adour hole occurred, the entire zone is probably highly fractured and mechanically damaged, leading to the existence of decametric to kilometric instable heterogeneities hydraulically connected within the surrounding volume (e.g. Derode et al. (2013)). Furthermore, this zone has already been subjected to the occurrence of other cavities on several occasions. According to Adisson (2008), this same phenomenon has already occurred at least three times in the past, in 1773, 1777 and 1816. In 1777, 10 cavities were opened on about 800 m<sup>2</sup>, and a fault of 25 m long and 25 cm wide was even observed. The Adour disappeared completely, only to reappear 6 km downstream, at the level of the locality of Médous. All cavities and the outcropping fracture were quickly filled in to allow the river to return to its normal course. These ancient phenomena and the one observed in 2020 concern the same area, along the Adour de Payolle, one of the two main tributaries that converge to give birth to the Adour. If the cavity opening of 1773 and 1816 are poorly documented, two earthquakes has been felt in 1777 by the local population the day before the disappearance of the Adour (December 7, 1777, Adisson (2008)). Between 1816 and 2020, no other disappearance of the Adour hole was officially reported, but local rumors speak of a possible disappearance 20 years ago, and/or 50 years ago. Even if a direct connection between the seismicity of the Gripp valley and the “Adour hole” is not obvious, these different observations suggest a link between the two phenomena. We could imagine a larger fluid circulation over a wider area and a longer time period, not starting only at the time and location of cluster A, and/or aseismic processes that were not captured by this study.

#### 5.4.12 Conclusion

This one and half year swarm-distributed seismic sequence highlights a new active zone, previously unseen in seismicity catalogs. The swarm B is close to the PMdBF trace, but if we extend the plane drawn by the swarm towards the surface, we fall a few kilometers SW of the estimated PMdBF trace. It seems therefore unlikely that the cluster B occurs on this known fault. It could be related to the Pierrefitte fault (Fig. 5.13a), if we assume that this fault extends further to the east than known, but clusters C and D do not seem easily linked to any of these western faults. It seems therefore reasonable to think that new structures/segments are concerned here. According to Lacan et Ortuño (2012), the PMdBF is composed of two segments making up a larger fault, unlike the faults further west, which are all composed of

a single segment. This would support the fact that the deformation zone is more complex in this area located at the eastern end of the strong seismicity stripe of the central Pyrenees. It would be consistent with previous observations of a change of direction for the deepening of the seismicity in this area (Rigo et al., 2005).

This complex zone could then be strongly fractured, and possibly acts as a mechanical barrier (enhanced by the change in direction), that could explain the presence of three large historical earthquakes (Rigo et al., 2005) and thus the possibility of another normal fault structure. Moreover, when analyzing our new entire catalog at larger scale, the new earthquake's locations confirm a deepening of the seismicity along the North Pyrenean Fault, east of the "Adour hole" (dark red dots Fig. 5.11a and 5.11c), in the continuity of the four clusters of the Gripp valley (Fig. 5.11c). These strong larger-scale lateral variations are also in favor of a fractured and heterogeneous zone.

The origin of the fluids/gas possibly diffused from depth is unknown. However, the Pyrenean Mountains are known for the presence of numerous thermal springs, especially near the North Pyrenean Fault. In particular, the chemistry of the geothermal waters at Bagnères-de-Bigorre shows that hot waters, whose temperature can reach 50°C, rise from 2 km depth to the surface along pre-existing faults, and actively participate in the dissolution of carbonates, developing the karstic system of the region (Levet et al., 2002). The seismicity studied in the Gripp Valley, and the "Adour Hole" being located a few kilometers upstream of the city of Bagnères-de-Bigorre, we can assume that the geothermal waters present the same patterns and channels within the upper crust with the ascent of deep waters along mechanical weaknesses channels, like faults.

High-resolution 3D imaging of the whole area, and/or precise location of earthquakes, encompassing a larger region, could perhaps allow a better understanding of this central Pyrenean zone. Precise mapping of this highly fractured area and of its complex faulting system could allow to highlight possible connections between the four clusters and the Adour hole. Additional efforts should therefore be made to better understand the seismic properties of this area, the fault system, the occurrence of these seismic swarms and the associated risk, in a region known for its major historical earthquake of 1660. GNSS stations could be installed to measure with better accuracy possible long-term ground deformations and/or annual

ground motions due to karst charge/discharge cycles, to compare with seismicity characteristics. Gas measurements could be also made, as well as seismic and/or magneto-telluric imaging, to identify faults and deep fluids positions.

#### 5.4.13 Data and resources

The seismic catalog used in this study is available at : <https://api.franceseisme.fr/fr/search>. Local data used from the temporary instrumentation are available from the authors upon request. The deep-learning algorithm PhaseNet used for the phase picking is provided by Zhu W. at <https://github.com/wayneweiqiang/PhaseNet>. The relocation of the seismic events were obtained with NonLinLoc software available at <https://github.com/alomax/NonLinLoc>, and most of the figures were created using MATLAB codes downloadable at <https://fr.mathworks.com/products/matlab.html>.

#### 5.4.14 Acknowledgement

This work was mainly supported by the Résif-Epos, a Research Infrastructure (RI) managed by the CNRS-INSU. It is a consortium of eighteen French research organisations and institutions, included in the roadmap of the Ministry of Higher Education, Research and Innovation. Résif-Epos RI is also supported by the Ministry of Ecological Transition. We thank the Editor Margarita Segou and the two anonymous reviewers for their constructive comments and suggestions that strongly improved our paper.

# References

- Adisson, L. (2008). « Et l'Adour disparut 1773 1777 1816. » *Bulletin de la Société Ramond*, p. 195-204.
- Ammirati, J.-B., Villaseñor, A., Chevrot, S., Easton, G., Lehujeur, M., Ruiz, S. et Flores, M. C. (2022). « Automated Earthquake Detection and Local Travel Time Tomography in the South-Central Andes (32–35°S): Implications for Regional Tectonics ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 127(4). DOI : <https://doi.org/10.1029/2022JB024097>.
- Baisch, S., Ceranna, L. et Harjes, H.-P. (2008). « Earthquake cluster: What can we learn from waveform similarity? » *Bulletin of the Seismological Society of America*, 98(6), p. 2806-2814.
- Barréjot, A. (2020). « Ce trou mystérieux qui a englouti l'Adour de Payolle. » *LADEPECHE*.
- Chen, X. et Shearer, P. (2011). « Comprehensive analysis of earthquake source spectra and swarms in the Salton Trough, California ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 116(B9).
- Chen, X., Shearer, P. et Abercrombie, R. (2012). « Spatial migration of earthquakes within seismic clusters in Southern California: Evidence for fluid diffusion ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 117(B4).
- Christiansen, L. B., Hurwitz, S. et Ingebritsen, S. E. (2007). « Annual modulation of seismicity along the San Andreas Fault near Parkfield, CA ». *Geophysical Research Letters*, 34(4).
- D'Agostino, N., Silverii, F., Amoroso, O., Convertito, V., Fiorillo, F., Ventafridda, G. et Zollo, A. (2018). « Crustal deformation and seismicity modulated by groundwater recharge of karst aquifers ». *Geophysical Research Letters*, 45(22), p. 12-253.
- De Barros, L., Cappa, F., Deschamps, A. et Dublanchet, P. (2020). « Imbricated aseismic slip and fluid diffusion drive a seismic swarm in the Corinth Gulf, Greece ». *Geophysical Research Letters*, 47(9), e2020GL087142.
- Derode, B., Letort, J., Chevrot, S., Lehujeur, M., Sylvander, M., Pauchet, H., Grimaud, F. et Canot, Y. (2021). « Apport des réseaux de neurones convolutifs dans la détection et le pointé automatique des phases sismiques régionales Pg/Sg dans les Pyrénées ». In : *5èmes Rencontres Scientifiques et Techniques Résif*.
- Gao, D., Kao, H. et Wang, B. (2021). « Misconception of waveform similarity in the identification of repeating earthquakes ». *Geophysical Research Letters*, 48(13).



## REFERENCES

---

- Gomberg, J. S., Shedlock, K. M. et Roecker, S. W. (1990). « The effect of S-wave arrival times on the accuracy of hypocenter estimation ». *Bulletin of the Seismological Society of America*, 80(6A), p. 1605-1628.
- Gueguen, P., Janex, G., Nomade, J., Langlais, M., Helmstetter, A., Coutant, O., Schwartz, S. et Dollet, C. (2021). « Unprecedented seismic swarm in the Maurienne valley (2017–2019) observed by the SISmalp Alpine seismic network: operational monitoring and management ». *Comptes Rendus. Géoscience*, 353(S1), p. 517-534.
- Guglielmi, Y., Henry, P., Cappa, F. et Derode, B. (2013). « Relationships between slow slip, seismicity and fluids leakage during a pressurized fault zone rupture in situ experiment: Importance for reservoir/caprock stimulation monitoring and efficiency assessment ». In : *47th US Rock Mechanics/Geomechanics Symposium*. OnePetro.
- Hatch, R. L., Abercrombie, R. E., Ruhl, C. J. et Smith, K. D. (2020). « Evidence of aseismic and fluid-driven processes in a small complex seismic swarm near Virginia City, Nevada ». *Geophysical Research Letters*, 47(4), e2019GL085477.
- Horálek, J., Fischer, T., Einarsson, P. et Jakobsdóttir, S. S. (2015). « Earthquake Swarms ». In : *Encyclopedia of Earthquake Engineering*. Springer Berlin Heidelberg, p. 871-885. DOI : [10.1007/978-3-642-35344-4\\_294](https://doi.org/10.1007/978-3-642-35344-4_294).
- Lacan, P. et Ortuño (2012). « Active Tectonics of the Pyrenees: A review. » *Journal Of Iberian Geology*, 2012, vol. 38, num. 1, p. 9-30.
- Levet, S., Toutain, J., Munoz, M., Berger, G., Négrel, P., Jendrzejewski, N., Agrinier, P. et Sortino, F. (2002). « Geochemistry of the Bagnères-de-Bigorre thermal waters from the North Pyrenean Zone (France) ». *Geofluids*, 2(1), p. 25-40.
- Lohman, R. et McGuire, J. (2007). « Earthquake swarms driven by aseismic creep in the Salton Trough, California ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 112(B4).
- Lomax, A., Virieux, J., Volant, P. et Berge-Thierry, C. (2000). « Probabilistic earthquake location in 3D and layered models ». In : *Advances in seismic event location*. Springer, p. 101-134.
- Martin-Grasset, J.-J. (1969). « Bref historique des séismes connus dans notre région. » *Bulletin de la Société Ramond*.
- Münchmeyer, J., Woollam, J., Rietbrock, A., Tilmann, F., Lange, D., Bornstein, T., Diehl, T., Giunchi, C., Haslinger, F., Jozinović, D. et al. (2022). « Which picker fits my data? A quantitative evaluation of deep learning based seismic pickers ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 127(1), e2021JB023499.
- Pauchet, H., Rigo, A., Rivera, L. et Souriau, A. (1999). « A detailed analysis of the February 1996 aftershock sequence in the eastern Pyrenees, France ». *Geophysical Journal International*, 137(1), p. 107-127.
- Résif (1995a). « Résif RAP French Accelerometric Network. RESIF – Réseau Sismologique et géodésique Français. » DOI : [doi:15778/resif.ra](https://doi.org/10.15778/resif.ra).

## REFERENCES

---

- (1995b). « Résif RLBP French Broadband network, Résif RAP strong motion network and other seismic stations in metropolitan France. Résif– Réseau Sismologique et géodésique Français. » DOI : [doi:15778/resif.fr](https://doi.org/10.15778/resif.fr).
- Retailleau, L., Saurel, J.-M., Zhu, W., Satriano, C., Beroza, G. C., Issartel, S., Boissier, P., Team, O. et Team, O. (2022). « A Wrapper to Use a Machine-Learning-Based Algorithm for Earthquake Monitoring ». *Seismological Society of America*, 93(3), p. 1673-1682.
- Rigo, A., Vernant, P., Feigl, K., Goula, X., Khazaradze, G., Talaya, J., Morel, L., Nicolas, J., Baize, S., Chery, J. et al. (2015). « Present-day deformation of the Pyrenees revealed by GPS surveying and earthquake focal mechanisms until 2011 ». *Geophysical Journal International*, 201(2), p. 947-964.
- Rigo, A., Souriau, A., Dubos, N., Sylvander, M. et Ponsolles, C. (2005). « Analysis of the seismicity in the central part of the Pyrenees (France), and tectonic implications ». *Journal of Seismology*, 9(2), p. 211-222.
- Roland, E. et McGuire, J. J. (2009). « Earthquake swarms on transform faults ». *Geophysical Journal International*, 178(3), p. 1677-1690.
- Saar, M. O. et Manga, M. (2003). « Seismicity induced by seasonal groundwater recharge at Mt. Hood, Oregon ». *Earth and Planetary Science Letters*, 214(3-4), p. 605-618.
- Schaff, D. P. et Richards, P. G. (2011). « On finding and using repeating seismic events in and near China ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 116(B3).
- Schön, J. (2011). *Physical properties of rocks: A workbook*. T. 8. Elsevier.
- Shapiro, S. A., Rothert, E., Rath, V. et Rindschwentner, J. (2002). « Characterization of fluid transport properties of reservoirs using induced microseismicity ». *Geophysics*, 67(1), p. 212-220.
- Shapiro, S. A., Huenges, E. et Borm, G. (1997). « Estimating the crust permeability from fluid-injection-induced seismic emission at the KTB site ». *Geophysical Journal International*, 131(2), F15-F18.
- Sylvander, M., Rigo, A., Sénéchal, G., Battaglia, J., Benahmed, S., Calvet, M., Chevrot, S., Douchain, J.-M., Grimaud, F., Letort, J. et al. (2021). « Seismicity patterns in southwestern France ». *Comptes Rendus. Géoscience*, 353(S1), p. 79-104.
- Toda, S., Stein, R. S., Sevilgen, V. et Lin, J. (2011). « Coulomb 3.3 Graphic-rich deformation and stress-change software for earthquake, tectonic, and volcano research and teaching—user guide ». *US Geological Survey open-file report*, 1060(2011), p. 63.
- Toutain, J.-P. et Baubron, J.-C. (1999). « Gas geochemistry and seismotectonics: a review ». *Tectonophysics*, 304(1-2), p. 1-27.
- Toutain, J.-P., Munoz, M., Pinaud, J.-L., Levet, S., Sylvander, M., Rigo, A. et Escalier, J. (2006). « Modelling the mixing function to constrain coseismic hydrochemical effects: An example from the French Pyrénées ». *pure and applied geophysics*, 163(4), p. 723-744.

## REFERENCES

---

- Vidale, J. E. et Shearer, P. M. (2006). « A survey of 71 earthquake bursts across southern California: Exploring the role of pore fluid pressure fluctuations and aseismic slip as drivers ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 111(B5).
- Wadati, K. et Oki, S. (1933). « On the travel time of earthquake waves.(Part II) ». *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, 11(1), p. 14-28.
- Waldhauser, F. (2001). « hypoDD–A program to compute double-difference hypocenter locations ».
- Waldhauser, F. et Ellsworth, W. L. (2002). « Fault structure and mechanics of the Hayward fault, California, from double-difference earthquake locations ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 107(B3), ESE-3.
- Zhang, M., Ellsworth, W. L. et Beroza, G. C. (2019). « Rapid earthquake association and location ». *Seismological Research Letters*, 90(6), p. 2276-2284.
- Zhu, W. et Beroza, G. C. (2019). « PhaseNet: a deep-neural-network-based seismic arrival-time picking method ». *Geophysical Journal International*, 216(1), p. 261-273.

## 5.5 Discussion et perspectives

Les deux essais ont donc mis en évidence une structure d'axe NO-SE pentée vers le nord rejoignant la Faille Nord Pyrénéenne en profondeur dans le prolongement de la faille du Pic du Midi de Bigorre. La faille du Pic du Midi de Bigorre est suspectée d'être à l'origine de l'évènement de 1660 (Lacan et Ortuño, 2012 ; Sylvander et al., 2021). L'origine de ces essais serait due à de la diffusion de fluides remontant le long de cette faille vers la surface.

Le gouffre de l'Adour se situe dans un environnement karstique bordé de deux failles, la faille Nord Pyrénéenne et la faille de l'Adour. Cet environnement présente une instabilité liée à la sismicité et facilite l'apparition régulière de cavités. L'existence de la faille de l'Adour est contestée notamment à cause de l'absence de marqueurs géologiques (Lacan et Ortuño, 2012). Cependant, cette structure sépare deux régimes tectoniques différents avec à l'est une compression NE-SO et à l'ouest une compression NO-SE (Souriau et Pauchet, 1998). De plus, à l'ouest de cette faille la sismicité est dense tandis qu'à l'est, elle est fortement réduite (Lacan et Ortuño, 2012). Il est donc possible d'imaginer une extension de la faille de l'Adour vers le sud, et que la sismicité récente détectée y soit localisée. Quoi qu'il en soit, que cette faille de l'Adour existe ou non vers le sud, cette sismicité marque une zone complexe, faillée, délimitant deux blocs distincts, qu'il est important de surveiller.

D'après le catalogue du BCSF-RENASS, la sismicité au niveau des essais a continué jusqu'en Décembre 2021 avant de s'arrêter. L'étude des dernières données des stations temporaires pourrait nous en apprendre plus sur la fin de cette crise. Est-elle bien terminée ou est ce que les stations permanentes utilisées par le BCSF-RENASS sont trop éloignées pour détecter une faible sismicité qui resterait présente ? L'étude de ces données pourrait également permettre d'en apprendre plus sur la faille de l'Adour sur son extension, sa position exacte. En effet, en relocalisant la sismicité de la région pendant une plus grande échelle de temps, il est peut être possible de mieux contraindre les structures de la région. En particulier, la station la plus à l'Est, GREZ, déployée en montagne en Juillet 2021, pourrait permettre de mieux contraindre une microsismicité s'étendant entre l'Anetto au Sud et Campan au Nord, le long d'une éventuelle faille de l'Adour active.

La prospection a permis de mettre en évidence des sites potentiels pour le déploiement des stations GPS dans le futur (section 5.3.1.2). La mise en place de ces stations permettrait

d'évaluer les mouvements du sol à long terme dans la région sachant qu'il est difficile d'obtenir des données INSAR dans les régions montagneuses. De plus, disposer un GPS sur la zone karstique permettrait d'étudier son cycle de charge et de décharge afin de le comparer avec les caractéristiques de la sismicité.

Depuis plusieurs années, un GPS est disposé au Pic du Midi, à 4 km du second essaim. En regardant la composante Nord et la composante verticale de la position du GPS avec pour référence la plaque européenne, on peut observer une variation saisonnière d'environ 18 mm chaque année tandis que la composante Est indique une variation moins importante (<10 mm) mais un mouvement global vers l'est (Figure 5.18).

Des observations similaires ont été relevées par Flouzat et al. (2009) en Himalaya. Ils rattachent ces observations à la charge d'un bassin d'avant pays par l'augmentation du stockage et destockage de l'eau durant les saisons, montrant ainsi que l'hydrologie de surface peut être détectée sur les composantes horizontales. De plus, ils observent une variation de la sismicité saisonnière concordant avec la variation de charge en eau au cours de l'année, suggérant des implications importantes pour l'initiation des séismes. Dans les Pyrénées les variations sont moindres et plus locales mais la présence de nombreux karsts dans la région présentant également des cycles de charge et de décharge pourrait expliquer ces observations avec une circulation de fluides en profondeur. Ces cycles pourraient être accompagnés par une variation de la microsismicité, notamment au niveau du second essaim activé en septembre 2020 et ré-activé en septembre 2021. La mise en place d'autres GPS proches du Pic du Midi et la poursuite de la surveillance sismique au niveau des essaims sur une période plus longue permettrait d'en apprendre plus sur ces relations.

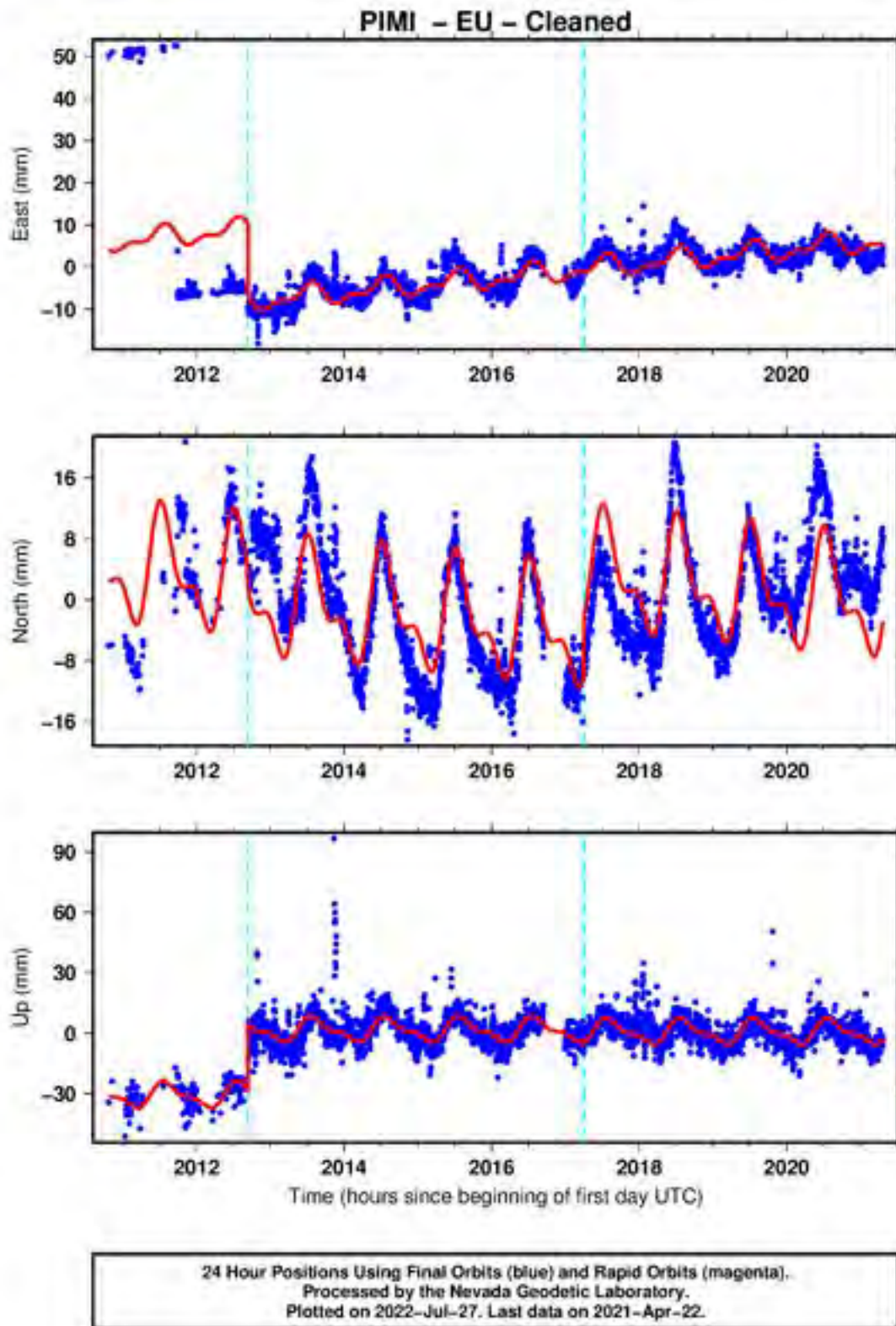


FIGURE 5.18 – Position du GPS du Pic du midi de 2012 à 2022, les points bleus sont une estimation de la position tandis que la courbe rouge représente le modèle qui correspond le mieux aux données. Les deux premiers graphiques indiquent les mouvements horizontaux de la station tandis que le troisième montre les mouvements verticaux.



## Chapitre 6

# Conclusions & perspectives

Durant ma thèse, j'ai travaillé sur la compréhension de la dynamique de la rupture, et plus particulièrement sur les effets des hétérogénéités de friction sur cette dernière. Pour cela, j'ai mis en place différents dispositifs expérimentaux qui m'ont permis d'observer l'évolution de la rupture au cours du temps, et j'ai repris une partie des résultats obtenus afin de paramétrer des simulations numériques.

Expérimentalement, j'ai observé une grande variabilité entre les événements et les expériences. Les événements successifs pour une même expérience peuvent avoir des tailles et des durées de nucléation différentes. Entre deux expériences possédant pourtant la même interface, les variations sont encore plus importantes, indiquant qu'il existe d'autres sources d'hétérogénéité en dehors des hétérogénéités de friction. Il existe des hétérogénéités de contraintes dans le matériau dues à la mise en contact de la surface et/ou au chargement de la contrainte dans le matériau. Ces observations confirment que lors des expériences le profil de contrainte le long de l'interface est hétérogène. Des précédentes études ont, quant à elles, mis en évidence des hétérogénéités de contraintes à plus petites échelles (Bayart et al., 2018 ; Bayart et al., 2016 ; Guérin-Marthe et al., 2019 ; Yamashita et al., 2021). Ces variations de contrainte pourraient expliquer, au moins en partie, la variabilité de la dynamique de la rupture observées entre les événements successifs.

L'utilisation du logiciel Abaqus nous a permis de simuler le chargement des contraintes selon la configuration de notre premier dispositif expérimental (Chapitre 2, section 2.1) et d'obtenir un profil du rapport de la contrainte tangentielle sur la contrainte normale hétéro-



gène le long de l'interface. Ce profil atteint un maximum sur une zone limitée près d'un bord. En utilisant ce profil dans les simulations (section 4.3), nous observons, malgré la variation des tous les paramètres de friction, une rupture qui s'initie toujours au même endroit, là où le maximum du rapport des contraintes dépasse le seuil du coefficient de friction statique. Expérimentalement, nous observons dans la majorité des cas, quelle que soit l'interface, une zone privilégiée, près d'un bord, pour l'initiation de la rupture.

Malgré ces variabilités, l'ajout des hétérogénéités de friction sur l'interface a complexifié le processus de nucléation. Lors de précédentes études (Xu et al., 2018 ; Yamashita et al., 2021, 2018), les hétérogénéités disposées aléatoirement sur l'interface influençaient la rupture avec l'augmentation de l'apparition des précurseurs là où elles étaient situées. Ici, les hétérogénéités de friction sont corrélées avec des variations de la vitesse de rupture. En effet, lorsque la rupture atteint les zones plus rugueuses ou plus cohésives (feutre marqueur), elle ralentit avant d'accélérer à nouveau jusqu'à atteindre la prochaine hétérogénéité. D'après l'étude de Gvirtzman et Fineberg (2021), les zones où la cohésion est plus importante sont des parties où l'énergie de fracture est plus élevée. Sur les événements observés avec le premier dispositif (Chapitre 2), ces variations de vitesses ont été aperçues seulement sur la phase de nucléation, c'est-à-dire la phase où la rupture est plus lente, localisée et qui accélère graduellement précédant la phase de propagation qui elle s'effectue à vitesse constante. Néanmoins, avec le second dispositif (Chapitre 3), nous avons aussi observé ce comportement sur la phase de propagation. De plus, nous avons observé expérimentalement et numériquement des émissions d'ondes lors des changements de vitesses. Nous pouvons relier ces émissions avec la présence de précurseurs, retrouvant ainsi les résultats obtenus expérimentalement par Yamashita et al. (2021), corrélant les hétérogénéités de friction et l'apparition de précurseurs. Par ailleurs, lorsque les variations de vitesses sont présentes dans la phase de nucléation, elles apparaissent de plus en plus rapidement au fur et à mesure que la rupture se propage, accélérant donc l'apparition des précurseurs comme cela a pu être observé lors de grand séismes tels qu'Iquique en 2014 (Socquet et al., 2017). Nous pouvons ainsi, associer l'augmentation de l'apparition des précurseurs sur certains événements à des hétérogénéités de friction qui influencent localement un processus de nucléation à grande échelle.

Cela reste difficile de comparer nos résultats avec les modèles numériques car expérimentalement nous introduisons plusieurs paramètres qui peuvent varier temporairement et

spatialement. Néanmoins, on observe des comportements similaires au régime de coalescence sous-critique de Schär et al. (2021) ou encore à Cattania et Segall (2021) et Yabe et Ide (2018) qui observent des petites ruptures successives reliées par des phases de propagation plus lentes.

Nous avons reproduit numériquement ces variations de vitesse en utilisant les paramètres de frictions obtenus expérimentalement mais en changeant périodiquement le coefficient de friction statique. Plus la différence entre les coefficients de friction statiques est importante, plus les changements de vitesses sont bien définis. Ayant choisis de démarrer la rupture au centre de la faille, nous observons ces variations seulement sur la phase de nucléation. La taille de l'interface est trop petite dans ces conditions pour observer une phase de propagation. Néanmoins, l'observation d'un ralentissement du front de rupture, au niveau des hétérogénéités générées par des variations du coefficient de friction statique, rappelle les résultats obtenus expérimentalement.

Ce travail alliant expériences et modèles numériques, a montré l'influence majeure qu'implique la variation d'un seul paramètre sur l'évolution de la rupture telle que la rugosité. Ce processus reste cependant complexe, et plusieurs paramètres jouent un rôle essentiel comme l'état de contrainte initial dans la propagation de la rupture.

Nous pourrions essayer d'aller plus loin numériquement en modifiant la position de la zone d'initiation de la rupture, en la déplaçant par exemple près d'un bord, pour que la rupture est plus d'espace pour se propager et ainsi voir son évolution. De plus, on peut modifier légèrement les paramètres de friction lorsque l'on utilise des conditions initiales non-uniformes afin d'obtenir une rupture qui se propage tout le long de l'interface et ensuite comparer ces variations avec les valeurs obtenues initialement en laboratoire. On pourrait aussi explorer les simulations où les hétérogénéités sont introduites sur tous les paramètres de friction (section 4.2.2) et les faisant varier afin d'étendre la rupture sur toute l'interface.

Expérimentalement, il serait intéressant, par la suite, de reproduire les précédentes expériences en mesurant le champ de contrainte dans tout le matériau durant le processus de rupture. De plus, lors de notre collaboration avec l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne, en plus des expériences présentées dans cette thèse, nous nous sommes intéressé à

l'effet de la viscosité sur la dynamique de la rupture en introduisant des fluides plus ou moins visqueux aléatoirement sur l'interface. Ces données sont actuellement traitées et analysées par Federica Paglialunga et prochainement présentées dans un article.

Le travail que j'ai effectué sur le projet d'observation des essaims sismiques dans la vallée de Gripp m'a permis de travailler sur de la microsismicité incluant des précurseurs. C'est une configuration naturelle qui se rapproche de nos expériences en laboratoire. De plus, l'apparition de la cavité de l'Adour de Payolle implique des changements d'état de contrainte macrosismique liés à la sismicité. Pour ce projet, nous avons utilisé plusieurs méthodes de détection, d'identification des *repeaters*, de localisation afin de bien contraindre le sismicité et de suivre son évolution spatiale au cours du temps en diminuant les incertitudes de localisation. Cela nous a permis de mettre en évidence une structure tectonique et relier l'origine de cette sismicité à de la diffusion de fluide. Ces méthodes pourraient être appliquées à l'étude de précurseurs de grands séismes, et permettre à terme, de mieux comprendre et anticiper la nucléation d'évènements pouvant représenter un risque pour la population.

# Annexes



## A Supplementary Material for *Rupture nucleation on a periodically heterogeneous interface*

A. Gounon<sup>1</sup>, S. Latour<sup>1</sup>, J. Letort<sup>1</sup>, S. El Arem<sup>2</sup>

<sup>1</sup>:Observatoire Midi Pyrénées, IRAP, CNRS UMR5277, Université Paul Sabatier, Toulouse 31400, France

<sup>2</sup>:LAMPA, Arts et Métiers sciences & technologies, Angers 49035, France

### Contents of this file

1. Text S1 to S6
2. Figures S1 to S19

#### A.1 Loading process and geometry – Stress Curves

The geometry of the loading apparatus is depicted in figure A1. The loading is applied with two manual pumps, and the only measurement available is the strain gauge rosette stuck at the center of the sample. The registered stress during all the experiments are depicted on figures A2 (smooth), A3 (rough) and A4 (heterogeneous).

During each run of the experiment, the normal stress is first applied and locked, then the shear stress is increased until slip events occur ; the first 15 slip events are not recorded, to allow stress adjustment inside the sample, and then the following 10 events are recorded. Note that the shear stress is applied *via* a manual pump, so the loading rate is neither controlled nor constant, and some pauses occur in the loading process because we stop loading as soon as an event occurs to allow time for data registration (Figure A4g). Although we close the pump applying the normal stress, we observed that the normal and shear stress curves decrease during the experiments showing that there may be either a slight leak of the pumps or a viscous relaxation of the setup. In some cases, a slip event occurs spontaneously when we are not increasing the shear stress. This is probably due to the normal stress decreasing. We do not register these events (because the camera is not armed during these pauses) and they are not included in the data. The registered events are grouped by pair in time because we can register 2 events in the inner RAM of the camera before we need to upload them to the computer, which requires approximately 400s.

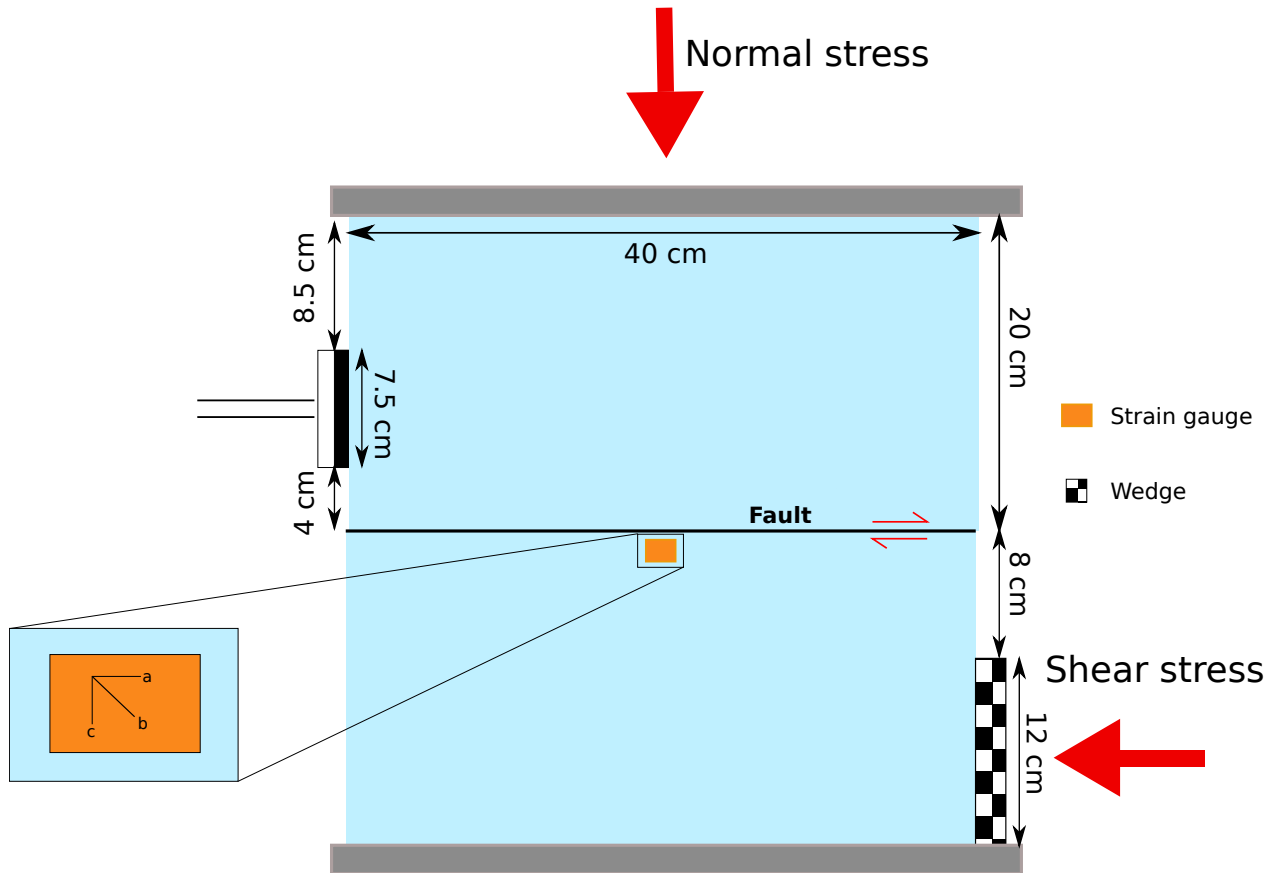


FIGURE A1 – Geometry of the loading process. The normal stress is applied manually until it reaches a value almost equal for all the experiments. The shear stress is then increased gradually (and manually) until slip events occur between the two plates of polycarbonate. For each event a strain gauge rosette (orientation represented on zoom) located at the center of the plates and one centimeter below the fault records the local deformation inside the plate.

In order to measure the initial stress and stress drop for each event, we picked manually the values just before and after the stress drop as demonstrated in figure A5. The distribution of the measurements of the shear stress drop, normal stress, and subsequent values of the initial friction and friction drop are available in figure A17.

## A.2 Optical set-up

The optical set-up is described in figure 2.13 and A6. The portions of the plates near the fault are illuminated thanks to a divergent laser diode followed by a linear polarizer and a cylindrical lens. After propagating through the plates, the light is refocused by a Fresnel lens in order to be fully received by the objective of an ultra-high speed camera (Phantom

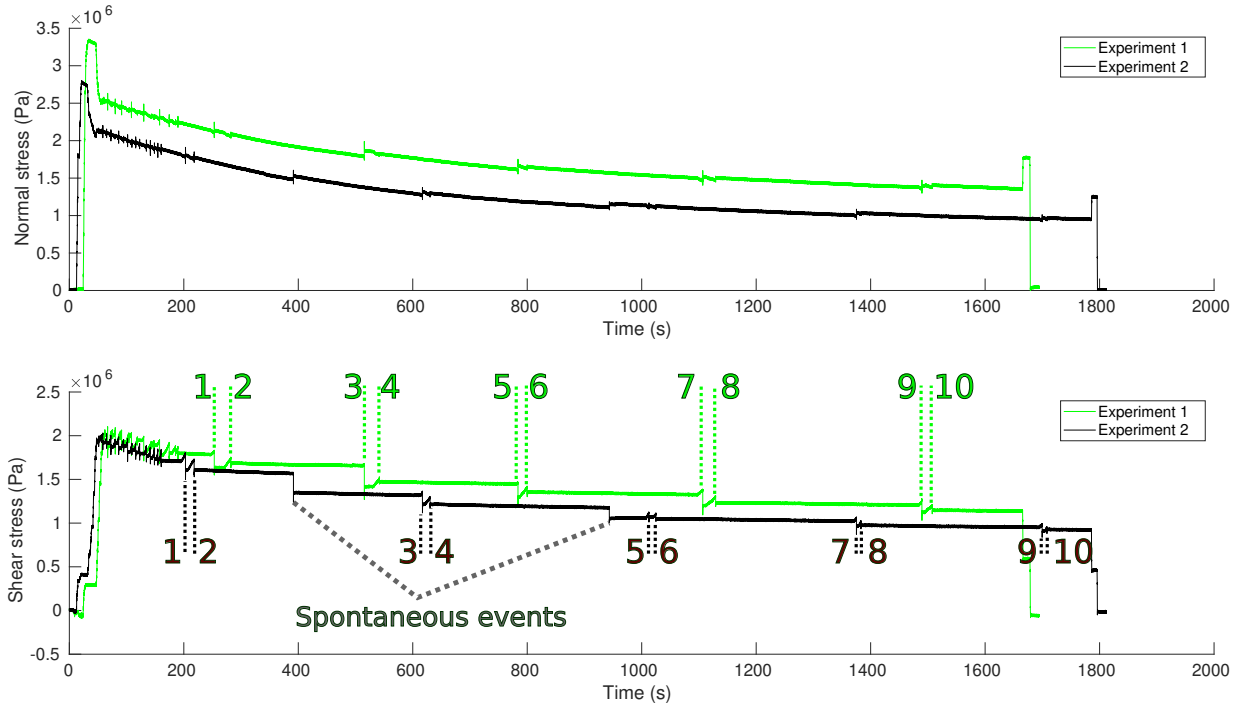


FIGURE A2 – (a) Normal and (b) Shear stress curves for the two experiments with **smooth** homogeneous interface obtained from the strain gauge (figure A2).

VEO710). This camera records at 170 000 frames per second a field of 1280x32 pixels that encompasses almost the whole fault. Before entering the camera, the light goes through a second linear polarizer crossed at 90 degrees with the other. This optical set-up creates interference fringes on the image of the sample, which are dependent on the stress state, and are thus displaced when the stresses inside the plates vary. This allows to follow rupture propagation, because the rupture front is surrounded by strong stress field variations (stress concentration followed by stress drop).

### A.3 Videograms and picking of the rupture front position

The image recording is triggered by the waves emitted from the fast rupture fronts *via* a piezo-electric sensor stuck on the plate. We record movies that are 884 ms long (150265 images, 143 265 of them being before the trigger time). For each image of the movie, we compute the light intensity variation with respect to the first image. We plot this light intensity variation for a line of pixel parallel to the fault at each time step, creating figures



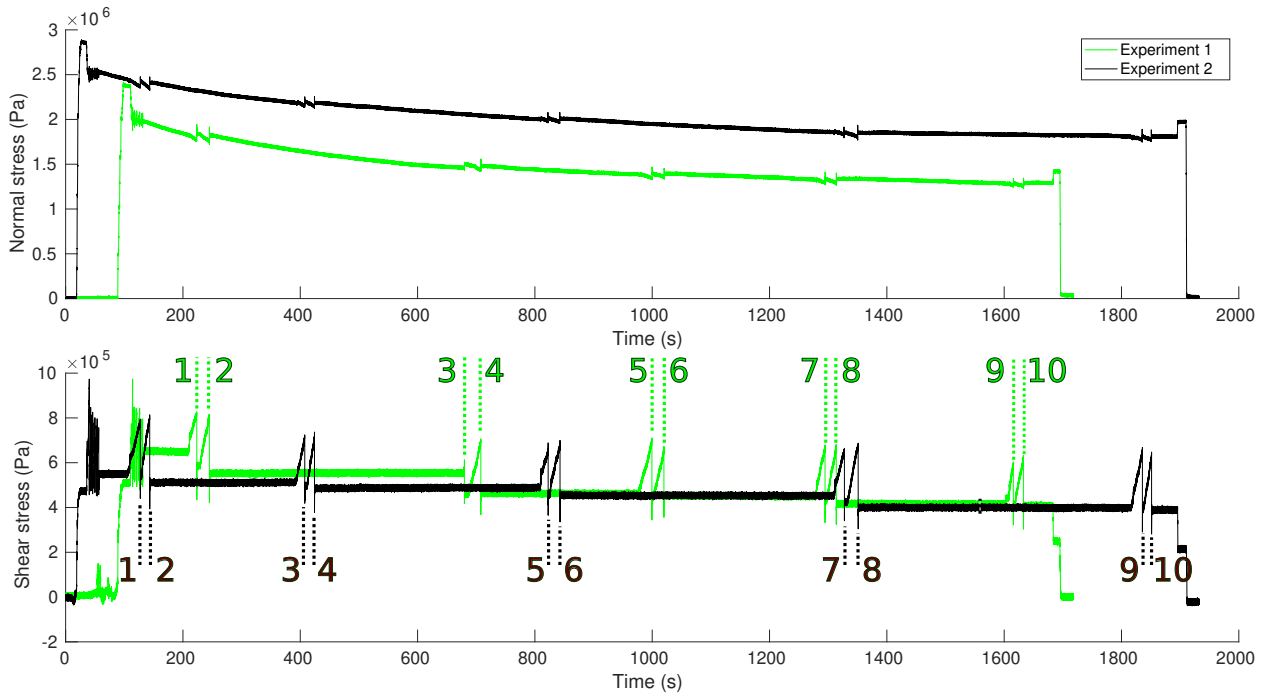


FIGURE A3 – (a) Normal and (b) Shear stress curves for the two experiments with the **rough** homogeneous interface obtained from the strain gauge (figure A2).

such as figure A7 and 2.14 in the paper, that we call videograms. The rupture front appears in these figures thanks to local light intensity variation that ensues from the stress perturbation related to slip.

The rupture front position at successive time steps is extracted by *manually* picking its position over time in an image processing software (namely, the open source SIG software QGIS), as demonstrated in figure A7. The figure A7 shows a videogram of an heterogeneous event belonging to the experiment 3. The red crosses in figure A7b are the picked positions for this event. We identify the (most probable) rupture position by taking into account the fact that we suppose that it is a continuous line. It is possible to identify its position for the fast rupture parts easily due to the rapid light intensity variations at the rupture front. During the nucleation process, the position is not as obvious. We chose to point the boundary between no light intensity variation (in white) and the first apparent change of the light intensity (in gray). Three zooms on the curve (in blue boxes figure A7b) are available in figures A7c, A7d and A7e. Some choices of interpretation are necessary during the picking process. For example, in figure A7c we decided to not point the first apparent light intensity change, because we suppose that it is caused by the propagation of an S-wave produced before with a

velocity of 875m/s, and we selected the light intensity change happening slightly afterwards as probably corresponding to the rupture front. The retrieved line for each events can be seen plotted together in figure A8 (smooth), A9 (rough) and A10 (heterogeneous), and plotted individually in the next section.

Note that at  $t=-0.1$  ms, the rupture bounces at the left edge of the plate. A signal then propagates from the left to the right, at 1595 m/s and 846 m/s, which roughly correspond to our estimates of P and S wave in our samples ( $c_p = 1694 \pm 61$  m/s,  $c_s = 921 \pm 33$  m/s). In this study we focus only on the first part of the propagation (nucleation and initial propagation to the left), and set aside for another study the complex and interesting behavior that arises after the first bounce.

#### A.4 Determination of nucleation lengths

The need arises to measure a nucleation length in order to compare it both to the size of the periodical heterogeneity, and to theoretical values. However, in the theoretical papers, the nucleation length is generally described in a way that cannot be identified in our experimental setup. For example, in studies using slip-weakening friction laws to describe friction, the end of the nucleation occurs when some point of the fault has reached complete strength drop and the critical slip weakening distance. In studies using rate-and-state laws, a limit is set in the slip velocity to identify propagation from nucleation. It is not straightforward to identify these theoretical critical nucleation lengths to the measurements in our experiments. In a previous experimental study (Latour et al., 2013), we worked on a very smooth fault and, following Ohnaka et Shen (1999), we identified a length at which the rupture dynamics changed its weakening process, and measured the length as this transition from a quasi-static phase to an acceleration phase. However, such a clear transition in the velocity-rupture length is not present in the results of the present study, probably due to the fact that the faults are rougher and less homogeneous, leading to a large amount of "complex" nucleation. Thus, following for example Yamashita et al. (2018), we decided to measure a nucleation length by applying the following process : for each event, a fast propagation phase at near constant velocity occurs at the end. We selected, manually, for each event, the region of the fault on which this constant velocity is occurring. On these data points, we fitted a linear function  $t = ux + t_0$ , and used the best fitting value of  $u$ , to determine the velocity of the dynamic propagation phase  $v_{dyn} = 1/u$ . We then selected the point at which the rupture position reaches this linear fit as the "end of nucleation" position (see figures A12 to A16). The identification of this point has

been done manually by pointing on the curves. We estimate the uncertainty associated with this manual pointing to be less than 3mm, which is largely enough given the high variability of the measurements. A larger uncertainty may come from the identification of the “fast propagation part” of the rupture, especially on the rough events, where the transition is continuous from small to high rupture velocity, and on which, moreover, a slowing down of the rupture is seen at the end of the event. This slowing down is probably due to an almost stable stress state at this point and controlled by Linear Elastic Fracture Mechanics. Thus during these events, we selected the fastest part of the dynamics propagation for the linear fit. Another uncertainty arises from the fact that the majority of the events only propagate in one direction, and thus we are not certain of the position of the edge of the sliding zone on the side where it is not propagating. We chose to set this limit at the first point where the nucleation is detected, because investigations we conducted with longer movies never allowed to identify a slipping area towards the right part of the fault for unilateral events. However, it means that the values estimated are more properly a critical *propagating distance* of the rupture front than an actual nucleation *length*. They can be seen as lower limits of the “actual” nucleation lengths. Finally, to keep a consistent measure, we discarded from the statistical analysis all the bilateral events. With this choice we ensure that we compare the same type of measured length for all the events. There remains for analysis 20 events for the heterogeneous interface, 14 for the smooth interface, and 17 for the rough interface.

### A.5 Modelisation of the initial stress profile with Abaqus

A numerical three-dimensional model is developed under the finite element commercial code Abaqus. The objective is to reproduce the experimental setup and complete the experimental measurements with numerical results for a deeper understanding of the rupture process. Eight-node linear brick elements C3D8 are considered to mesh the plates. The size of the elements is linearly decreased approaching the fault to reach 1x1x1 mm at the fault surface. To reduce computation costs, we have considered a coarser meshing of the upper plate. The whole mesh is composed of 190 000 elements and 218237 nodes.

The material is linear elastic with Young modulus  $E = 2.6$  GPa , Poisson ratio  $\nu = 0.33$  and a density of 1190Kg/m<sup>3</sup>. At the beginning of the simulation, the plates are in contact, with a shift of 5 mm as represented in Figure A18.

To reproduce the experimental boundary conditions, gravity and a pressure of 2.7 MPa is applied at the top of the upper plate in a first step. This applied pressure then remains

constant during all the simulation steps. During the second step, the upper plate horizontal displacement is prohibited on a portion of its left vertical side, as in the experimental setup (see figure A1) and an increasing horizontal displacement is applied to the bottom plate (on the portion corresponding to the setup geometry). The simulation is stopped just before the imposed static friction  $\mu_s=0.9$  is reached, to focus on the loading process only.

The stress profile evolves during step 2 as shown in figure 2.15d.

### A.6 Fitting the measured length with Andrews's formula

One can describe the critical length over which an already existing rupture becomes unstable as Andrews (1976) :

$$L_G = \frac{8}{\pi} \mu^* \frac{G}{(\tau_0 - \tau_r)^2} \quad (1)$$

with  $G$  the fracture energy,  $\tau_0$  the initial stress and  $\tau_r$  the residual stress. The curves corresponding to this formula have been plotted over the data in figure A19.  $G$  has been estimated by three different methods for each interface : by a least square fit (continuous curves), by estimating the mean value of  $\tau_0 - \tau_r$  and the mean value of  $L_C$  (dashed curves), and by computing individually for each event a fracture energy with the equation and averaging these values (dotted curves). This formula does not better fit the data than the formula of Dascalu et al. (2000) and Uenishi et Rice (2003) (fig 3b). It is due to the variability of the initial conditions and the approximation that  $\tau_0$  measured at the middle of the fault is equal to  $\tau_0$  at the position of rupture nucleation. Moreover, here again, it is not straightforward that this theoretical length corresponds to what we measure in the experiment.

## B Supplementary material for *Fluid-driven seismic swarms in the Gripp valley (Haute-Pyrénées, France)*

Benoit Derode<sup>a</sup>, Alisson Gounon<sup>a</sup>, Jean Letort<sup>a</sup>, Matthieu Sylvander<sup>a</sup>, Alexis Rigo<sup>b</sup>, Sébastien Benahmed<sup>a</sup>, Frank Grimaud<sup>a</sup>, Soumaya Latour<sup>a</sup>, Hélène Pauchet<sup>a</sup>, Alvaro Santamaria<sup>c</sup>

<sup>a</sup> IRAP, UMR 5277, Université de Toulouse, CNRS, CNES, UPS (Toulouse), France

<sup>b</sup> Laboratoire de Géologie, CNRS UMR 8538, École normale supérieure, PSL University, Paris, France

<sup>c</sup> GET, UMR 5563, Université Paul Sabatier, CNRS, IRD, Toulouse, France

### Contents of this file

Figure S1 to S3

#### B.1 Introduction

Figure B20 shows a comparison of the locations obtained with the three methods of location tested. The first one corresponds to the manual relocations, i.e. manual pickings + NLL relocations, the second one to the PhaseNet protocol, i.e. PhaseNet automatic picking + NLL relocation, and the third one corresponding to the PhaseNet picking + NLL locations + HypoDD relative relocations. Figure B21 shows a velocity-model analysis to evaluate the dependence of the relocations to the initial velocity-model used. Figure B22 shows the spatial and temporal clusterization of the seismicity in the region of the Adour hole. It represents the seismic density as a function of the date and the hypocentral distance to the Adour hole, and highlights the spatial and temporal correlation of the Adour hole and the closer seismicity (cluster B, see main text).

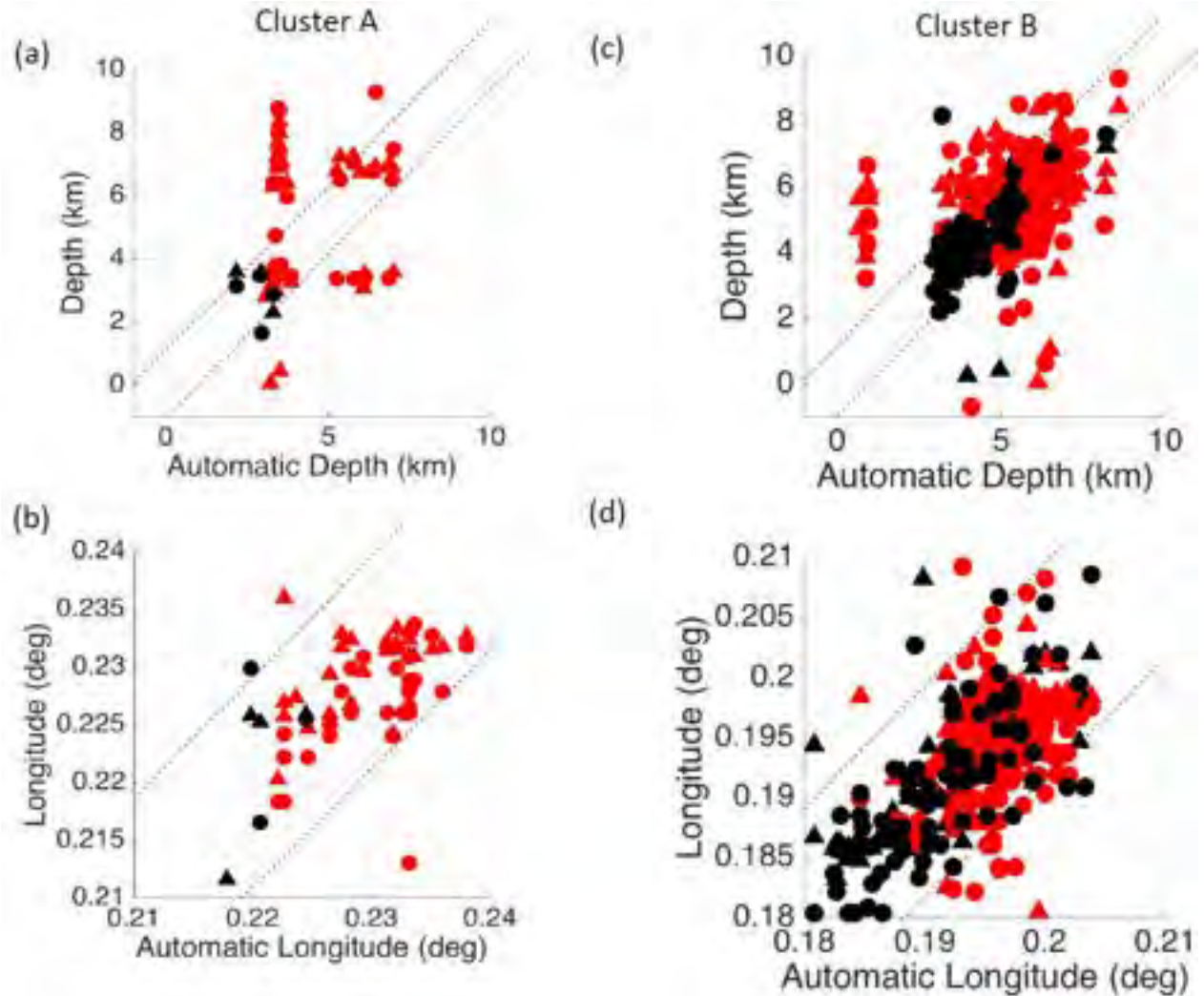


FIGURE B20 – Comparison between the three location methods : the absolute location from the manual pickings, the phasenet-automatic location method and the relative relocation from hypoDD. (a) and (b) for the A-cluster. (c) and (d) for the B-cluster. Red color corresponds to the 2020 events, and black to the 2021 ones. Triangles correspond to HypoDD relative locations, circles to absolute locations from the manual pickings. The dashed lines represent a location difference of 1 km. Most of the event have a consistent longitude, at less than 1 km (c-d). The depth estimation can however show larger difference, especially in 2020 (red dots) when the temporary network was not fully installed. For the A-cluster, all localization methods find 2 distinct depth ranges : 2-4 km and 6-8 km (a), but an event can be found located in the shallow part from one method and in the deeper one from another method.

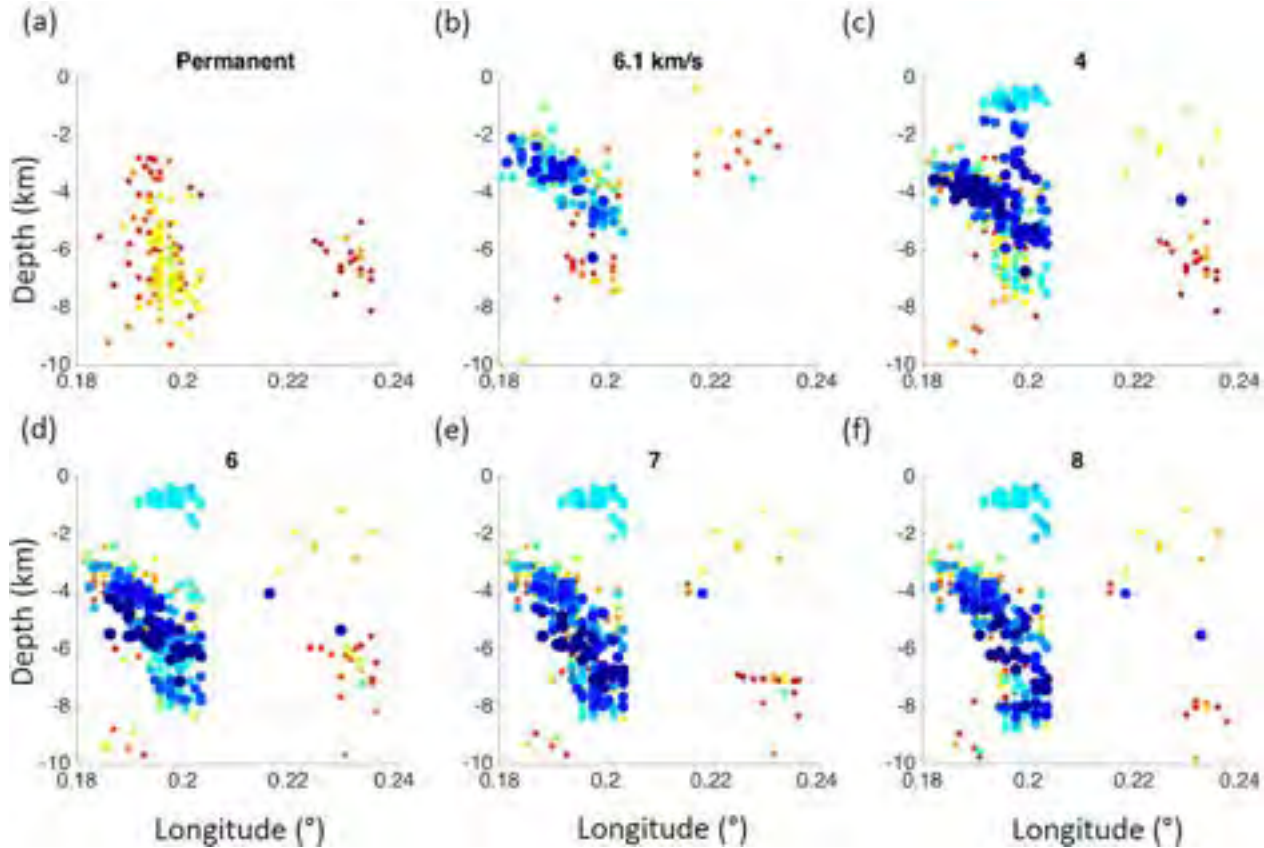


FIGURE B21 – West-East cross-section along the B and A clusters, for events located (a) from the Pyrenean velocity model, with the absolute NonLinLoc localization and from the automatic phasenet pickings (see main text), but relying only on the permanent RESIF stations - (b) from an homogeneous velocity model ( $V_P = 6.1$  km/s) and relying on automatic pickings made on all temporary permanent stations - (c), (d), (e), (f) from the Pyrenean velocity model, modifying only the depth of the second layer interface (originally at 4 km) respectively at 4, 6, 7, 8 km and still relying on automatic pickings made on all temporary permanent stations. The color (and the size of the dots) scales the NonLinLoc vertical uncertainty, between 1 km (blue) and 3km (red). The B-cluster is located between approx. 0.18 – 0.21 in longitude and the A-cluster between 0.21 and 0.24. This figure first illustrates the improvement of the localizations thanks to the use of the temporary network. Without any temporary station, no events are located well than 2 km and the shape of the B-cluster is clearly not well constrained (see a). Relying on all temporary and permanent stations, the B-cluster has always the same Eastward deepening, whatever the used velocity model (see c, d, e, f), and with only a systematic 1km shift toward the surface when using the more different homogeneous velocity model (b). The very shallow cluster above the B-cluster (blue light dots, see c - d) disappears when using the homogeneous velocity model (see b), and is probably a bias coming from the localization procedure, due to the first layer interface at 1 km. The A-cluster is not well constrained, with uncertainties above 2 km, and its average depth vary with the second layer interface depth, from 6 to 8 km (see d, e, f). Here again, we assume that it comes from a bias from the localization procedure, the localizations being found clustered around the depth of the second layer interface.

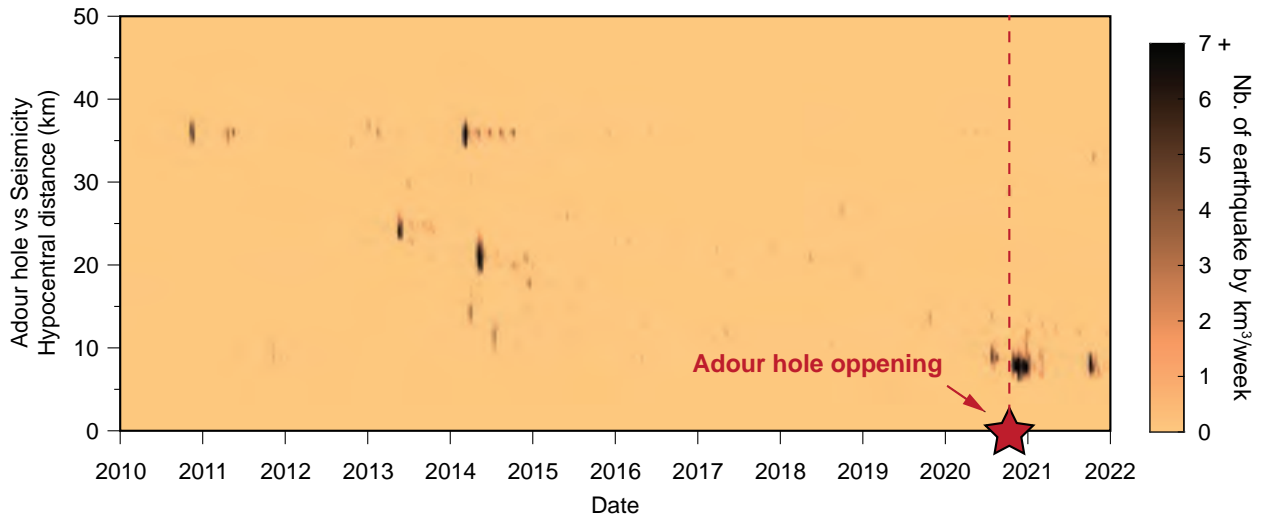


FIGURE B22 – Seismic density as a function of the date and the hypocentral distance to the Adour hole. The color scales the seismic density by week at a specific hypocentral distance and date. The light copper color indicates no seismicity, and black color to a zone with at least seven earthquakes occurring during the corresponding week.



## C Improving depth estimations of African earthquakes using teleseismic data, and influence for the East-African rift seismic hazard characterization

Alisson Gounon<sup>1</sup> (alisson.gounon@irap.omp.eu), Jean Letort<sup>1</sup> (jean.letort@irap.omp.eu), Fabrice Cotton<sup>2</sup> (fabrice.cotton@gfz-potsdam.de), Graeme Weatherill<sup>2</sup> (graeme.weatherill@gfz-potsdam.de), Matthieu Sylvander<sup>1</sup> (matthieu.sylvander@irap.omp.eu), Soumaya Latour<sup>1</sup> (soumaya.latour@irap.omp.eu)

<sup>1</sup> :Observatoire Midi Pyrénées, IRAP, CNRS UMR 5277, Université Paul Sabatier, Toulouse, France

<sup>2</sup> :GFZ German Research Centre for Geosciences Potsdam, Potsdam, Germany

### Résumé français

Des estimations de la profondeur des séismes bien contraintes sont importantes pour la détermination des risques sismiques. Les réseaux locaux du rift est-africain étant généralement trop épars pour permettre des estimations fiables de la profondeur, nous avons utilisé les détections des arrivées de phase pP et sP (les phases dites de profondeur) à distance télé-sismique pour contraindre la profondeur des séismes dans cette région. Nous nous appuyons sur une approche d'analyse cepstrale entièrement automatique (Letort et al., 2015), d'abord validée à l'échelle globale en utilisant le catalogue ISC-EHB, puis appliquée à la sismicité est-africaine. Nous avons étudié 9575 séismes de magnitude 2 depuis 2005, ce qui nous permet de contraindre l'estimation de la profondeur de 584 événements de magnitude principalement supérieure à 3,5, complétée par 139 estimations de profondeur fiables provenant d'études antérieures basées également sur des données télé-sismiques. Pour assurer un catalogue final aussi complet que possible, nous avons également identifié à partir de catalogues régionaux 113 séismes supposés être bien contraints, sur la base de critères empiriques de géométrie de réseau. Grâce à cette étude, nous proposons enfin de nouvelles distributions de profondeur des séismes pour la zonation des sources sismiques définie par Poggi et al. (2017), afin d'estimer l'aléa sismique de la région du rift est-africain. L'inclusion de ces nouvelles distributions dans les modèles de sources entraîne des changements significatifs dans les résultats des évaluations de l'aléa sismique.

**Mots-clés** :Ondes de volume, Aléa sismique, Afrique

**Abstract**

Well-constrained earthquake depth estimations are important for seismic hazard determination. As local networks of the East-African Rift are usually too sparse for reliable depth estimations, we used detections of pP and sP phase arrivals (the so-called depth phases) at teleseismic distance to constrain earthquake depths in this region. We rely on a fully automatic Cepstral analysis approach (Letort et al., 2015), first validated at the global scale using the ISC-EHB catalogue, then applied on the East-African seismicity. We investigated 9575 earthquakes from magnitude 2 since 2005 which allows us to constrain the depth estimation of 584 events with magnitude mainly above 3.5, complemented by 139 reliable depth estimations from previous studies based on teleseismic data as well. To ensure a final catalogue as complete as possible, we also identified from regional catalogues 113 earthquakes assumed to be well constrained, based on network geometry empirical criteria. Thanks to this study, we finally propose new earthquake depth distributions for the seismic source zonation defined by Poggi et al. (2017), in order to estimate the seismic hazard of the East African Rift region. Including those new distributions in the source models leads to significant changes of seismic hazard assessments results.

**Keywords :**Body waves, Earthquake hazards, Africa

**C.1 Introduction**

The seismicity of the eastern part of Africa is moderate, with earthquake magnitude generally below 6, and is mainly due to the presence of the East African Rift System. Poggi et al. (2017) estimated the seismic hazard map for this area, but without an exhaustive study of earthquake depth distributions. The common practice in the characterization of seismic hazard is indeed to take into account the focal depth only indirectly, via the modification it implies on the source-site distance.

However, it is usually assumed that focal depth should play a more important role in seismic hazard assessment. For instance, depth estimation is known to have an incidence on peak ground acceleration values (e.g. Derras et al. (2012); Douglas (2001) and on intensity (e.g. Stromeyer et Grünthal (2009)). Nevertheless, few studies have analysed the impact of earthquake depth estimation on seismic hazard characterization, often because the depth parameter is poorly constrained during earthquake localisation procedures (Bondár et al.,

2004). Furthermore, depth estimation is especially challenging for regions with sparse networks, as is the case for Africa.

The goal of this study is then to propose more reliable earthquake depth estimations based on teleseismic data, as originally proposed by (Craig et al., 2011). These authors used two approaches to determine 227 well-constrained depth estimations from teleseismic data only, for the years 1964-2010, encompassing the whole African continent. For  $M_w > 6$  events, they applied a waveform inversion procedure to estimate both depth and focal mechanism. For smaller magnitude events, they relied on P-pP and P-sP delays to constrain depth estimations. Here, we propose to analyse the more recent seismicity (2005-2019), relying on the Cepstral analysis proposed by Letort et al. (2015) to automatically detect and identify depth phase arrivals among the hundreds of available stations at teleseismic distance for each event.

This Cepstral method, detailed in the following part (I), allows for the processing of large data amounts from stations all around the world, and has been validated on various but specific case studies, (e.g. Mexico, Letort et al. (2015); Nepal, Letort et al. (2016)) but never at the scale of a whole continent. Craig (2019) show that is possible to process automatically seismic data on large scale area. We hence first tested the ability of the Cepstral method to deal with large areas, by an application for worldwide earthquakes belonging to ISC-EHB catalogue assumed to be well constrained at  $\pm 5$ km (L1-ISC-EHB events, see Weston et al. (2018)). Then, we used our procedure for depth estimation on all detected earthquakes with magnitude above 2 that occurred between 2005 and 2019 on the East African Rift System.

As teleseismic depth estimation can be limited for shallow events (Letort et al., 2014), 113 assumed reliable depth estimations are also extracted from regional localisations after a drastic selection on ISC bulletin from resolution criteria based on local seismic network geometry and number of detected phases. Indeed, several authors have shown that well-located events can be identified according to the network geometry used for the localisation process and have proposed empirical criteria for depth resolution (Bondár et al., 2004; Bondár et Storchak, 2011; Husen et Hardebeck, 2010; Letort et al., 2016; Theunissen et al., 2018). We finally provide a catalogue of 836 earthquakes, mostly with events constrained at teleseismic distances (723) and supplemented by these 113 regional catalogue events. We then discuss uncertainties and representativeness of the depth distributions for different areas. We finally

re-evaluate the East-African Rift seismic hazard, through the use of OpenQuake computational tools (Pagani et al., 2014), taking exactly the same settings as defined by Poggi et al. (2017), but revising the depth distributions used in the source model. The impact of source depth distributions on the seismic hazard is finally debated.

## C.2 Cepstral Method

The teleseismic approach is well suited for studying African earthquakes, as few local networks are generally available (Craig et al., 2011). Teleseismic P-wave data are a mix of the direct P, reflected pP, and sP wave arrivals, but can also have complex coda wave arrivals, and/or wave arrivals reflected from unconstrained small-scale heterogeneities in the crust and upper mantle. The identification and manual picking of these depth phases can hence be very challenging. To overcome this limitation, we can rely on 1- an automatic picking procedure based on a Cepstral analysis (Letort et al., 2015) and 2- the validation of these pickings from the redundancy of coherent information through an important number of teleseismic stations (Letort et al., 2018). Moreover, the number of available stations and arrays in the world has significantly increased over the last decades, most of them concentrated in the Northern hemisphere, providing thousands of stations at teleseismic distance for African regions and in all ranges of azimuths (Figure C23).

The automatic Cepstral picking procedure has already proved its efficiency in several tectonic contexts (Letort et al., 2014; Letort et al., 2016, 2015). However, it was always at local scale, with a careful selection of stations and arrays to be used for each studied area. One step ahead, Letort et al. (2018) proposed to scan all available stations on the IRIS datacenter to extract automatically the recordings to be used for depth estimation, from SNR (signal to noise ratio) criteria and cepstral peaks criteria. It allowed them to blindly identify approx. 450 stations with clear and coherent pP, sP detections for the 12 September 2016 event in South Korea, allowing for a more tightly constrained depth estimation.

This new approach (i.e. scanning automatically thousands of stations followed by completely blind station selection and depth estimation) has never been tested at the scale of a whole continent. Before applying it to the East African Rift earthquakes, we thus compare depth localisations of worldwide earthquakes obtained by Cepstral method to locations from the

ISC-EHB catalogue (with depth phases picked by hand), for Level 1 (L1) events. L1-Event depths are labelled as well-constrained by the ISC. They have a free depth solution with a standard depth error less than 5km and at least 3 depth phases (Weston et al., 2018) or fixed depth constrained by depth phases or by the USGS broadband solution. It makes the L1-ISC-EHB catalogue an interesting tool to evaluate our independent depth estimations. One year of seismicity has been treated : the year 2012, with 497 events in the L1-ISC-EHB catalogue.

### C.2.1 Cepstral teleseismic depth estimation

For each event, all the available teleseismic short-period data from the FDSN web service are first blindly downloaded. A time window of 100s is automatically selected 5s before the theoretical P wave arrival, estimated using the ak135 velocity model (Kennett et al., 1995), and 95s after. The data are systematically bandpass filtered between 0.8 and 2.5 Hz. Following Letort et al. (2018), an SNR criterion is then defined based on a power spectrum maxima ratio of two windows before and after the theoretical arrival time of the direct P-wave, allowing to reject noisy recordings. Then, cepstra functions are estimated, still following Letort et al. (2018). For each of the M stations ( $i=1$  to M), the cepstrum  $C_i(t)$  is a function of time delay between the direct P-wave and reflected waves in the P-coda.

Cepstrum peaks ( $C_i$  maxima) are mainly due to P-pP, P-sP and P-PcP interactions (Letort et al., 2015). P-PcP interactions do not bring useful information on focal depth and could even bias depth estimation if P-PcP delays are wrongly interpreted as P-pP delays. Thus, using the ak135 velocity model (Kennett et al., 1995), theoretical P-PcP delays ( $t_{iPCP-Pth0-700km}$ ) are estimated for a wide range of focal depths (0-700km). Parts of the cepstra that could be related to P-PcP interactions are simply put to 0, such as :

$$C_i(t_{iPCP-Pth0-700km}) = 0 \quad (2)$$

Then, we assume that the  $C_i(t)$  values indicate a reflected phase arrival (at the time delay  $t$  between the P-wave and the reflected wave) when they are above a certain level. This level is empirically chosen at 0.15 times above the value of the norm of  $C_i$  (see example of Cepstral function in Figure C24b). New Cepstral functions  $C_{n_i}(t)$  are then defined ; null everywhere,

except for the time delays between P and the reflected phases, such as :

$$Cn_i(t) = 1, \text{ if } C_i(t) > 0.15 * |C_i| = 0 \text{ otherwise} \quad (3)$$

At teleseismic distance, P-pP delays (resp. P-sP delays) depend only on depth estimation and velocity model. The  $Cn_i$  cepstra are first assumed to be due to P-pP delays, they can hence be converted into an equivalent depth probability function ( $d_{pPi}$ ) using the ak135 velocity model. They are then also converted into another equivalent depth probability function ( $d_{sPi}$ ) assuming this time they are due to P-sP delays.

The final depth probability function is simply the sum of all depth-converted cepstra (Figure C24) :

$$d = \sum_{i=1}^M (d_{pPi} + d_{sPi}) \quad (4)$$

### C.2.2 Validation of the Cepstral approach and Comparison with ISC-EHB L1 events and extraction of depth resolution criteria

We then compare depth localisation between Cepstral method and location from the ISC-EHB catalogue, for L1-events. To be sure that an event depth is well constrained by Cepstral estimation, the final depth probability function  $d$  (Equation 4) gives a first interesting clue of the number of coherent detected depth phases, but it is not a sufficient criterion. The azimuthal coverage of the detections and the uniqueness of a main Cepstral peaks are two others strong clues of the success of the method.

Criteria for depth resolution have then been defined as follows :  
An event is assumed to have constrained depth estimation if, and only if all the following conditions are respected :

- More than 20 coherent depth phases are detected,
- These depth phases have an azimuthal gap lower than  $290^\circ$
- The maximum of the final depth probability function  $d$  has to reach 10 times the value of its median (meaning  $d$  shows a strong dominant peaks). The resolution threshold is then defined as  $\text{median}(d)/\text{max}(d) < 0.1$

The first criterion is straightforward : the number of pP/sP detected phases. The second criterion, based on the azimuthal coverage is introduced to give more confidence to the depth phase detections, to assure that coherent secondary arrivals are well observed on a large azimuthal range. A last, introducing the criterion on the value of the final depth probability function, allow to keep only events where the final Cepstrum function show a strong dominant peak. It allows to take account possible non-coherent detections which are not depth phases (reflected waves on 3D structures, due to the propagation..). Hence, if the detected secondary phases are not coherently pointing to same depth estimation the final Cepstrum function will not have a strong peak. Then, even if a high number of secondary phases are detected in a wide range of azimuth, we will not retain this event as well constrained. To validate these criteria and choose the thresholds (20 phases – gap 290 –  $C < 0.1$ ), we have empirically tested different configurations of these criteria, until finding the combination that better satisfy the L1-ISC-EHB depth estimations (assumed to be the reference depth). With these three resolution criteria, 231 events from the 497 investigated events are assumed to be well constrained.

These Cepstral depth estimations are compared with the EHB-L1 depth estimations : it shows a very small average difference (0.6km) with a standard deviation of 8.5km (Figure C25a). This remaining quite large standard deviation is controlled by few deep events with important depth variations according to the two methods (Figure C25b). These events have strongly coherent phase detections, but these phases are interpreted differently in terms of pP/sP, without any clues to know which solution is the best. This illustrates the burning issue of the pP/sP interpretation, for all teleseismic approaches, which can lead to consequent bias in the depth estimations. However, note that for shallower crustal events, the difference between depth estimation derived from pP and sP became smaller. Hence, for the East-African Rift target, even with a misinterpretation of pP/sP depth phase arrival, the approach should be able to distinguish an event at a depth of 10-12km from another at 15-18km.

For this study, we rely on an unique 1D velocity model (ak135). The choice of this approach is driven by 1. a lack of knowledge about exhaustive and more complex velocity models covering the whole area, 2. to keep a coherent depth estimation that could be compared with other teleseismic studies (Craig et al. (2011), ISC-EHB-L1 catalog), and 3. To provide an homogeneous catalog for the area. When available, using local velocity models instead would improve the depth estimation as shown by Jerkins et al. (2020) and Gibbons et al. (2016). Letort et al. (2014) have also showed that a depth difference of 3-5km could arise

when using different models extracted the CRUST2.0 (Bassin, 2000) instead of using ak135 velocity model. Notes that uncertainties coming from the velocity model in the mantle and on the crust below the focal depth, are less important, as P and pP follow approximately the same path and will be affected in the same way by a local velocity anomaly. But, the presence of shallow low-velocity sediment layers could affect greatly the depth estimation. The knowledge of the crustal structure above the source remains a key point to constrain the depth.

For the update of the seismic hazard estimation for the East African Rift, the goal is to be able to sort one event into one of the 4 depth range groups (0-10km, 10-20km,20-30km,30-40km, see part C.3.5 ). The use of a global 1D velocity model such as ak135 should allow a reasonable sort into these 4 groups, even with large uncertainties of few kilometers. However we expect higher uncertainties for events in the Mozambique Channel : the difference of pP travel time predictions between the ak135 velocity model and a more realistic local velocity model can be important in such an offshore context, as seen by Jerkins et al. (2020) for shallow North Sea events. We will discuss in part C.3.4, this issue of depth estimation on this area.

Note also that well constrained events are seen for almost all locations on earth (Figure C25c). No systematic bias according to earthquake location have been noticed, which gives confidence on the success of the application for the East-African Rift System, that will be described now.

### **C.3 Depth estimation for the East-African Rift earthquakes**

#### **C.3.1 Data & Selected events**

The 9575 East African Rift System events, reported in the ISC catalogue, between 1st January 2005 and 1st January 2019, are all used. The exact same Cepstral analysis described in the previous paragraph is applied for depth estimation, on the teleseismic short-period data from the FDSN web service. The only change is a decrease of the time window length (80s instead of 100s), as we expect to have only earthquakes with focal depth largely smaller than 100km and it is not worth keeping a long time window. The same resolution criteria are applied, except for the number of detected depth phases, which has been relaxed to 10 arrivals because of a more restricted depth range and tectonic context, a more stable azimuthal coverage and a more stable number of scanned stations on the study area. Moreover, a manual check of the data is systematically processed, allowing us to reject few false detections



due to multiple arrivals from regional events that mask the teleseismic arrivals. Finally, 584 earthquakes have assumed constrained depth estimation with magnitude generally above 4, and even 14 events reaching weaker magnitudes, around 3.5 (these magnitudes have to be taken with care, as they have been extracted from the ISC website, mixing different kind of magnitude, ML, mb, Ms and even Md).

To ensure building the most exhaustive catalogue of constrained depth estimation for seismic hazard analysis, teleseismic depth estimations coming from published studies are used :

- 71 depth estimations from (Craig et al., 2011) between 2005 and 2010 in our area,
- 68 from the L1-ISC-EHB catalogue, i.e. events of the ISC-EHB catalogue with the L1 quality criterion, that ensures the highest constraint on depth estimation (Weston et al., 2018),
- 189 from the pP-ISC catalogue, i.e. events of the ISC bulletin for which a ‘pP-depth’ parameter is available. This pP-depth is computed from the depth-phase stacking method introduced by Murphy et Barker (2006) and detailed in (Bondár et Storchak, 2011).

Events can have depth estimation with several of this three teleseismic methods, as well as with the Cepstral analysis. A total of 82 events have been estimated both from Cepstral analysis and at least one these teleseismic approach, which will provide some insight on depth estimation uncertainty and on the best approaches to constrain the depth estimation (see later, paragraph C.3.3). Moreover, 139 events were depth constrained by at least one of these teleseismic method, and were not in the previous catalogue obtained by Cepstral analysis. They were added to the list to obtain a catalogue of depth constrained event containing 723 events.

### **C.3.2 Limitation of teleseismic depth estimation for shallow events : adding events constrained by Regional data**

These previous teleseismic approaches (Cepstral analysis and the other three teleseismic depth estimation) all use teleseismic data and could thus be limited for shallow event depth estimation (<5km) because the time delay between P-waves and depth phases is too short

to be detected automatically (less than 2-3s). A teleseismic catalogue could thus be biased, lacking shallower events, which would play a huge role on seismic hazard characterisation. In order to deal with this burning issue, an exhaustive study of depth resolution from regional localisations has been carried out, allowing us to extract from the ISC bulletin 121 seismic events assumed to be well constrained at depth, as explained below. Among them, 8 were already in the previous list, which allowed comparisons with other methods, and 113 events were not in the previous list, and were added to it to obtain a final catalogue of 836 events. The ISC bulletin has been scanned and events with supposedly reliable depth estimation have been selected according to empirical criteria based on the number, the kind (P, S) and the repartition (distance, azimuth) of the phases used for the localisation procedure. Indeed, several authors have proposed that the network geometry can control the quality of the depth estimation (Bondár et Storchak, 2011; Letort et al., 2016; Theunissen et al., 2018). Here, three different sets of criteria are used (Table 1) to extract events with constrained regional depth estimations. For each event fulfilling one of these three criteria, we used the depth indicated by the prime location of the ISC bulletin (i.e. the most reliable location according to ISC analysts), except if this depth is indicated as a fixed depth, in which case the event is discarded.

To summarize, well-constrained events are selected by three different classes of approaches : A. from the Cepstral analysis, B. from other published teleseismic approaches (Craig, pP-ISC, and L1-ISC-EHB) and C. from regional bulletins and catalogues, and according to empirical network geometry criteria. The complete depth distributions for the Eastern African Rift System obtained from those three approaches are shown in Figure C26. As expected, a clear difference is observed on the percentage of shallow events (<5km), according to the teleseismic or regional datasets used. Teleseismic depth estimations are indeed not appropriate for shallow events. The deep-earthquake parts of the depth distributions (>5km) look similar for the Cepstral method and for the other teleseismic approaches.

### **C.3.3 Depth estimation uncertainties**

Combining the three methods provides different depth estimations for a same event, allowing for the evaluation of epistemic uncertainties in the depth estimation and identifying

Reference of the criteria	Criteria
Theunissen et al. (2018)	Min. 1 station $< 15\text{km}$ & Azimutal gap $< 180^\circ$
Letort et al. (2016)	Min. 1 station $< 50\text{ km}$ & 6 P/S phase pairs & Azimutal gap $< 300^\circ$
This study	(Min. 1 station $< 30\text{ km}$ & 4 P/S phase pairs)

TABLE 1 – Resolution criteria used to select seismic events with well constrained depth estimation from catalogue. (Min.) Minimum.

which approach/method should prevail to define the best focal depth estimation.

The comparison of the 82 events having both a Cepstral and another teleseismic depth estimation shows an important standard deviation of 6.4km (Figure C27a). It illustrates the significant remaining uncertainties in the final catalogue. Similar observations can be made comparing Cepstral and regional depth estimation (Figure C27b) even if only 6 events are common, with an average difference of 3.1km and standard deviation of 8.2km. Going into more detail, it appears that the Cepstral analysis presents the best agreement with the study of (Craig et al., 2011) and with the L1-ISC-EHB catalogue (Table 2). It is on average in good agreement with L1-ISC-EHB, even with a still quite large standard deviation (6.9km), and shows a small systematic shift (1.7km) with the depth estimations of (Craig et al., 2011) with a very small standard deviation (3.8km).

These two kinds of methods are assumed to be the trustworthiest. The L1-ISC-EHB catalogue is assumed to contain events with focal depth well constrained at 5km (Weston et al., 2018) and (Craig et al., 2011) have conducted a specific and exhaustive study of depth estimation for African earthquakes, aiming to identify the best estimated focal depth. The consistency between Cepstral depth estimation and these two approaches is therefore an indication of the efficiency of the Cepstral depth estimation of these two catalogues. The pP ISC catalogue, estimated from the combination of manual pickings from different institutes, and without a systematic check of the depth phase’s identifications, is assumed to be less constrained than the Cepstral, L1-ISC-EHB and Craig’s catalogues.

Among the regional approaches, the resolution criteria proposed by Letort et al. (2016) and Theunissen et al. (2018) are more restrictive than the ones proposed in this study. The regional depth estimations are assumed to be less reliable than those obtained from teleseis-

mic approaches. This hypothesis could be debated, but it allows to have a final catalogue with a majority of events constrained by teleseismic data for the whole area, keeping it homogeneous and less dependent on local network geometry (see next paragraph).

Under these hypotheses/observations, a ranking of depth estimation accuracy is proposed among all these approaches :

1. The Cepstral depth estimation method
2. (Craig et al., 2011) using its full waveform inversion method
3. (Craig et al., 2011) from P-pP delays
4. The L1-ISC-EHB method
5. The pP ISC approach
6. From the regional location, if the Theunissen et al. (2018) resolution criteria are satisfied
7. From the regional location, if the Letort et al. (2016) resolution criteria are satisfied
8. From the regional location, if the “Study” resolution criteria are satisfied

For each of the 836 events of the catalogue, a unique depth estimation was selected : the one with the highest accuracy according to this ranking. This results in the definition of three sub-group in the catalogue : 584 events for which the final depth estimation were obtained by Cepstral analysis, 139 events for which it was obtained by teleseismic approaches, and 113 for which the final depth has been obtained by regional approach.

Approaches	pP ISC (teleseismic)	L1-ISC-EHB (teleseismic)	Craig et al. (2011) (A) (teleseismic)	Craig et al. (2011) (B) (teleseismic)	Letort et al. (2016) (regional)	Theunissen et al. (2018) (regional)	This Study (regional)
Number of events	73	24	7	17	5	2	6
Mean (km)	-1.8	0.7	4.9	1.7	3.3	-0.5	3.0
Std (km)	6.6	6.9	2.3	3.8	–	–	8.2

TABLE 2 – Difference in depth estimation for events with multiple depth estimates compared to the depth estimated with the Cepstral method. Craig et al. (2011) (A) : full waveform inversion method. Craig et al. (2011) (B) : P-depth phases delay. Std : standard deviation.

### **C.3.4 Final depth distribution of the East African Rift system : validation/ comparison through consistency with regional tectonic features**

To assess the seismic hazard of the East African Rift, Poggi et al. (2017) defined 6 zones (Figure C28a) having a common mechanical behaviour and a similar rheological profile. In the present study, the same zones will be used. The Figure C28b shows the depth distribution of our 836 events of the final catalogue inside the 6 zones. We saw previously that the three classes of depth estimation methods (A. Cepstral, B. other teleseismic, C. regional) rely on different approaches and show different kinds of limitations. It is therefore interesting to note that they do not constrain the same earthquakes and/or areas (example for group 4 in Figure C29). For instance, the regional approach allows for the identification of a family of shallow earthquakes for the group 4 (in green on Figures C29c and C29f, right panel). There lies one of the most active volcanoes in Africa, the Nyiragongo, close to Lake Kivu (Oth et al., 2017; Pouclet et al., 2016). However, this clustering of shallow earthquakes is not visible using the teleseismic approaches, which perfectly illustrates the complementarity of the different methods and the possible bias of teleseismic approaches in dealing with shallow events.

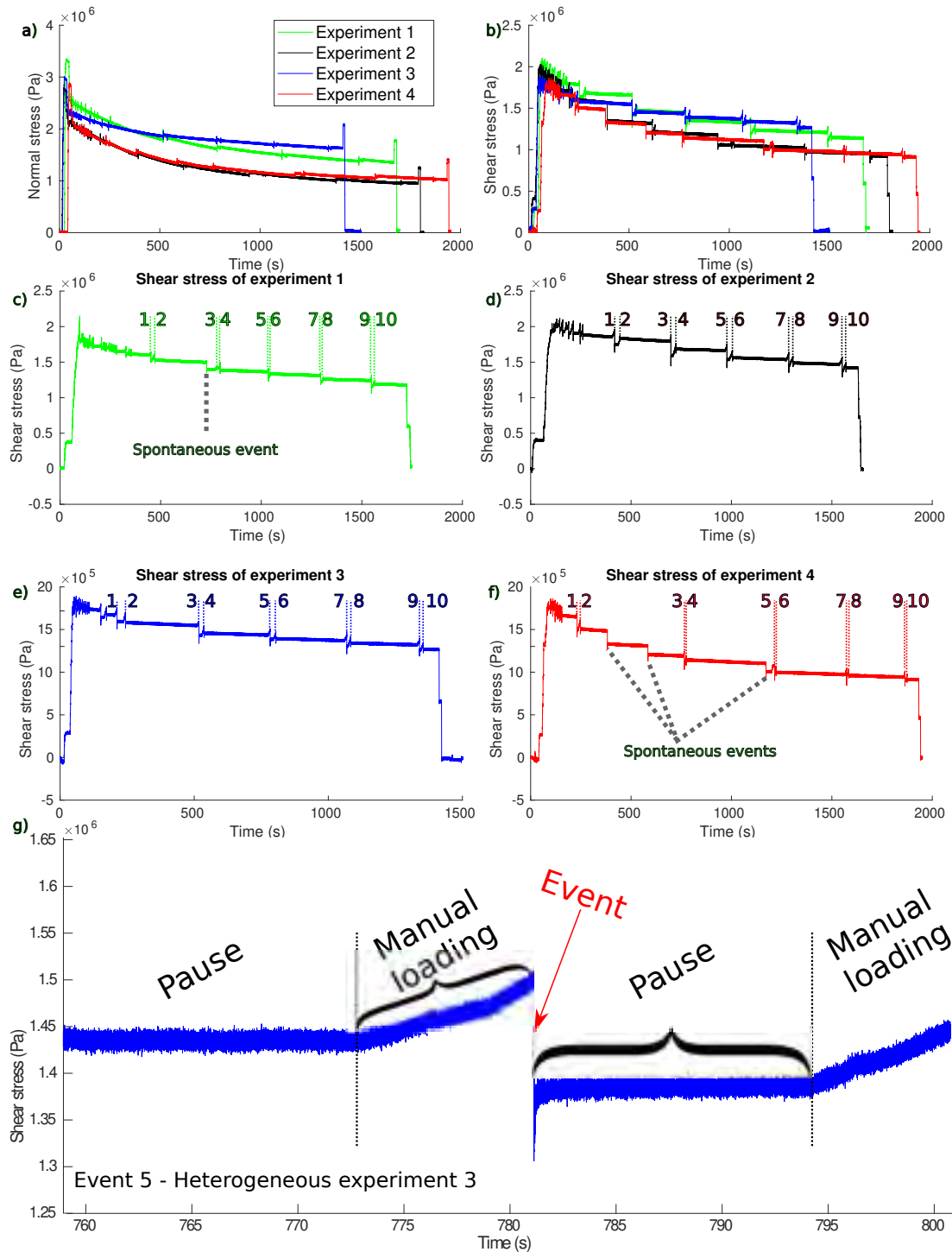


FIGURE A4 – (a) Normal and (b) Shear stress curves for the four **heterogeneous** experiments obtained from the strain gauge (figure A3). (c), (d), (e) and (f) shows with more precision the shear stress curve for the four experiments. (g) Example of the loading process for one event on the heterogeneous experiment 3.

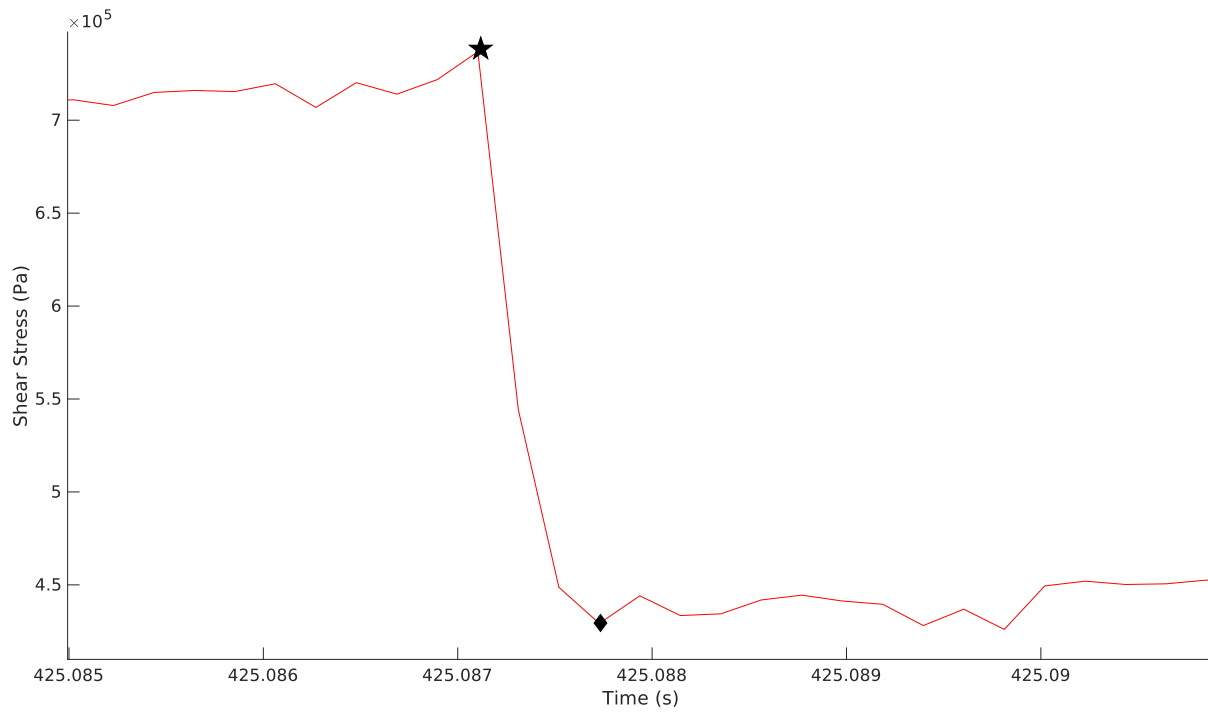


FIGURE A5 – Example of manually picking the stress drop on event 4 of the rough interface – experiment 2. The star and the diamond show the points on the shear stress curve that we used, respectively, for the initial shear stress  $\tau_0$  and the residual stress  $\tau_r$ . The initial and residual normal stresses are read directly on the normal stress curves at the same exact times.

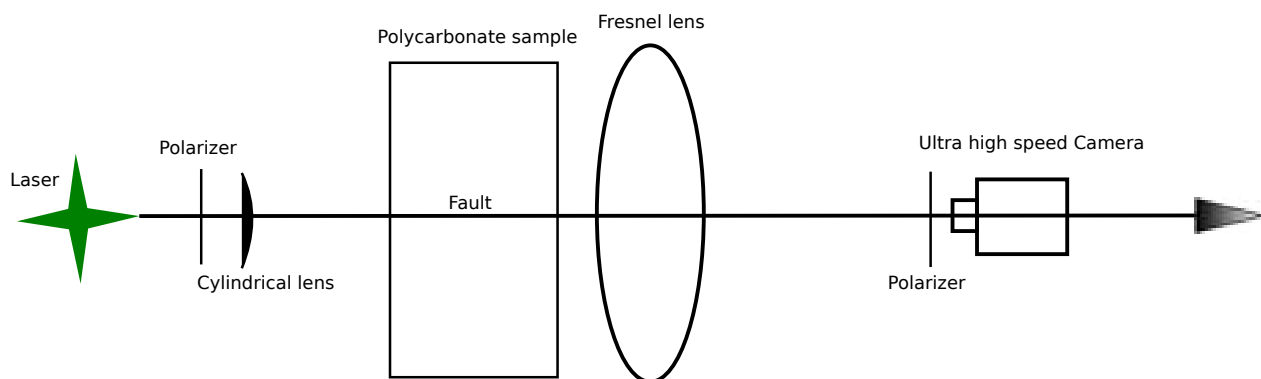


FIGURE A6 – Optical diagram of the optical set up presented in the figure 2.13 of the article.

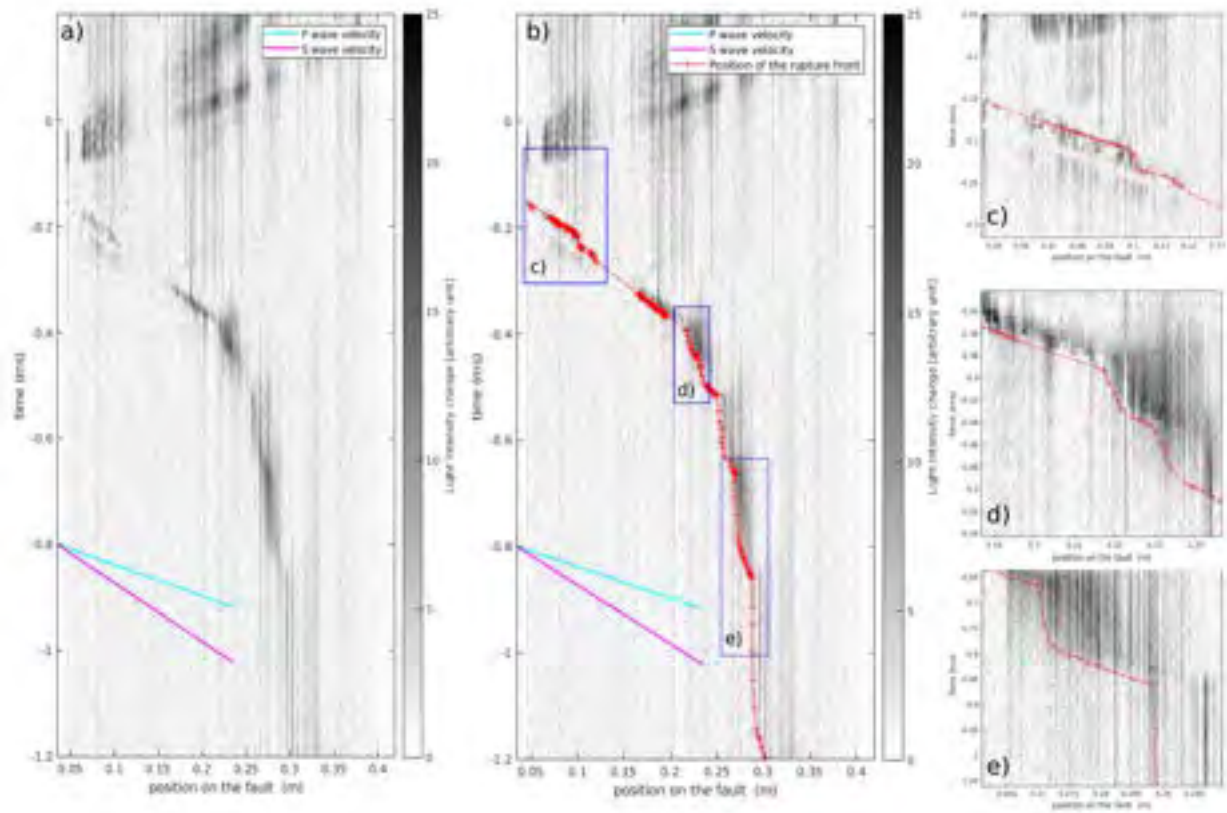


FIGURE A7 – (a) Videogram of an heterogeneous event, (b) with the position of the rupture front picked manually in red and three zooms in blue boxes (c), (d) and (e).



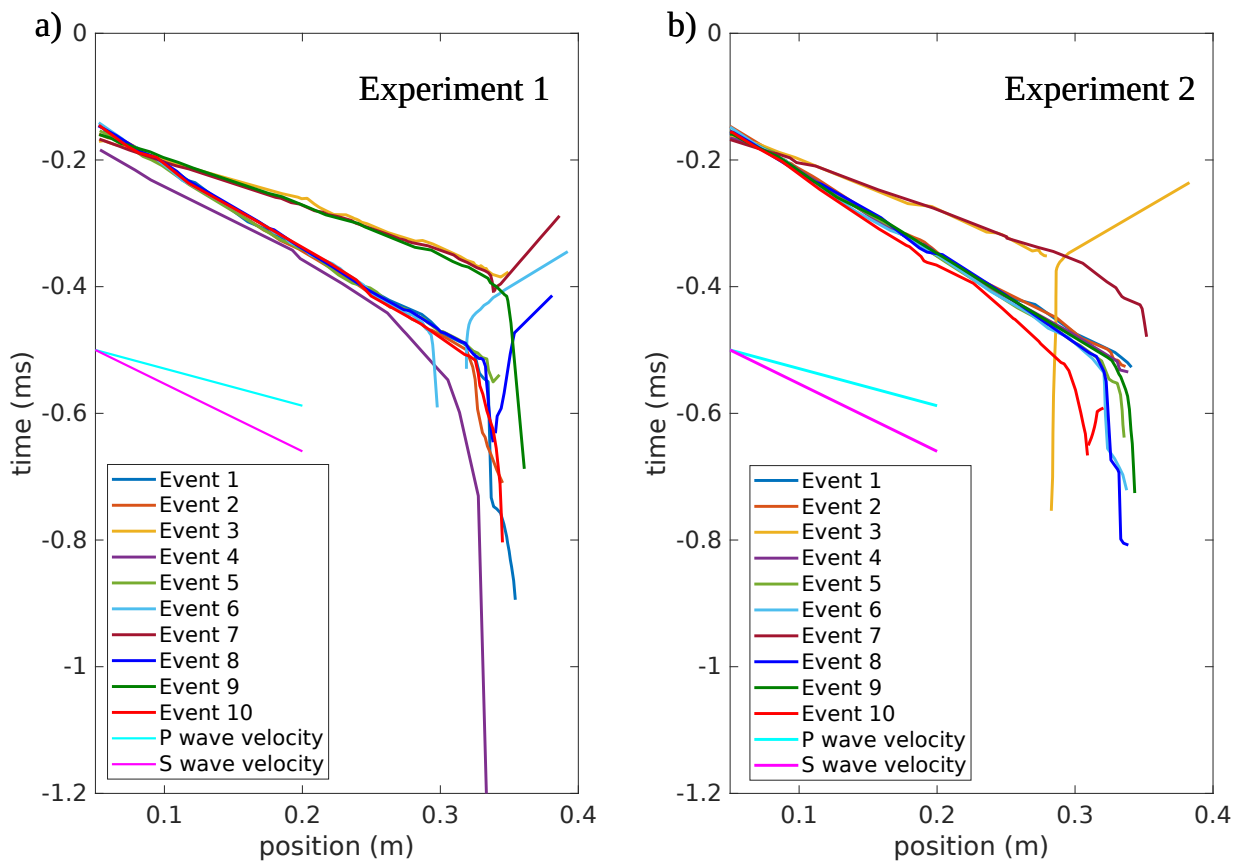


FIGURE A8 – Evolution of the rupture front of the 10 events of (a) experiment 1 and (b) experiment 2 with the **smooth** homogeneous interface

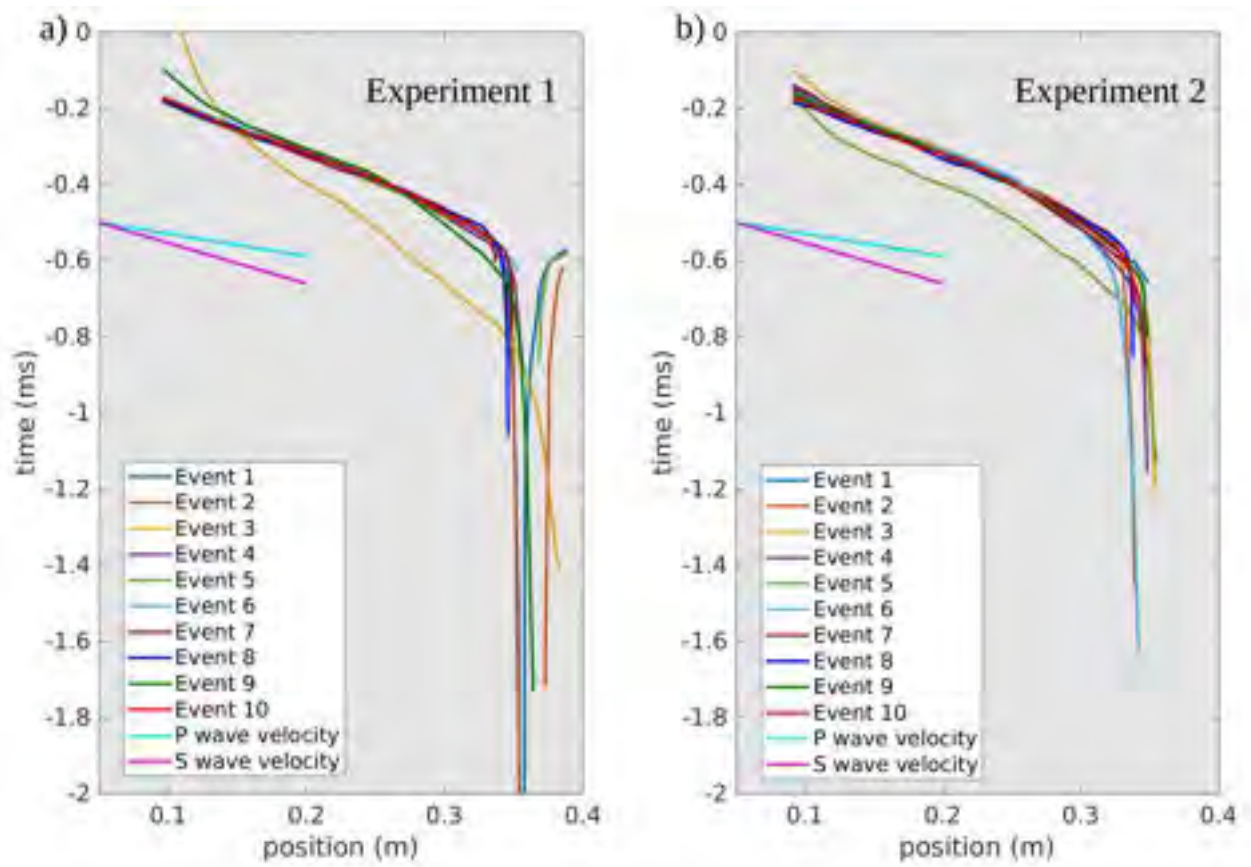


FIGURE A9 – Evolution of the rupture front of the 10 events of (a) experiment 1 and (b) experiment 2 with the **rough** homogeneous interface

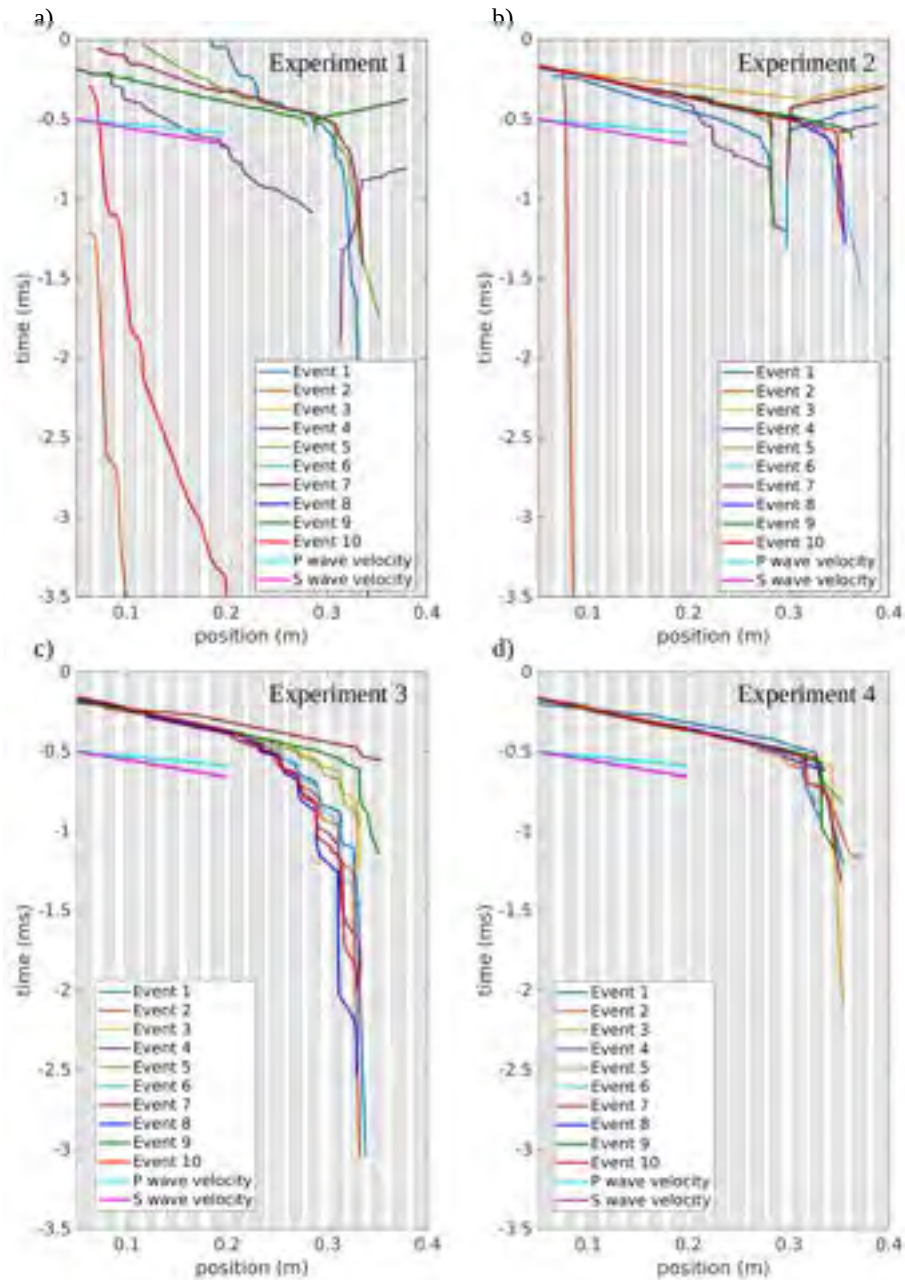
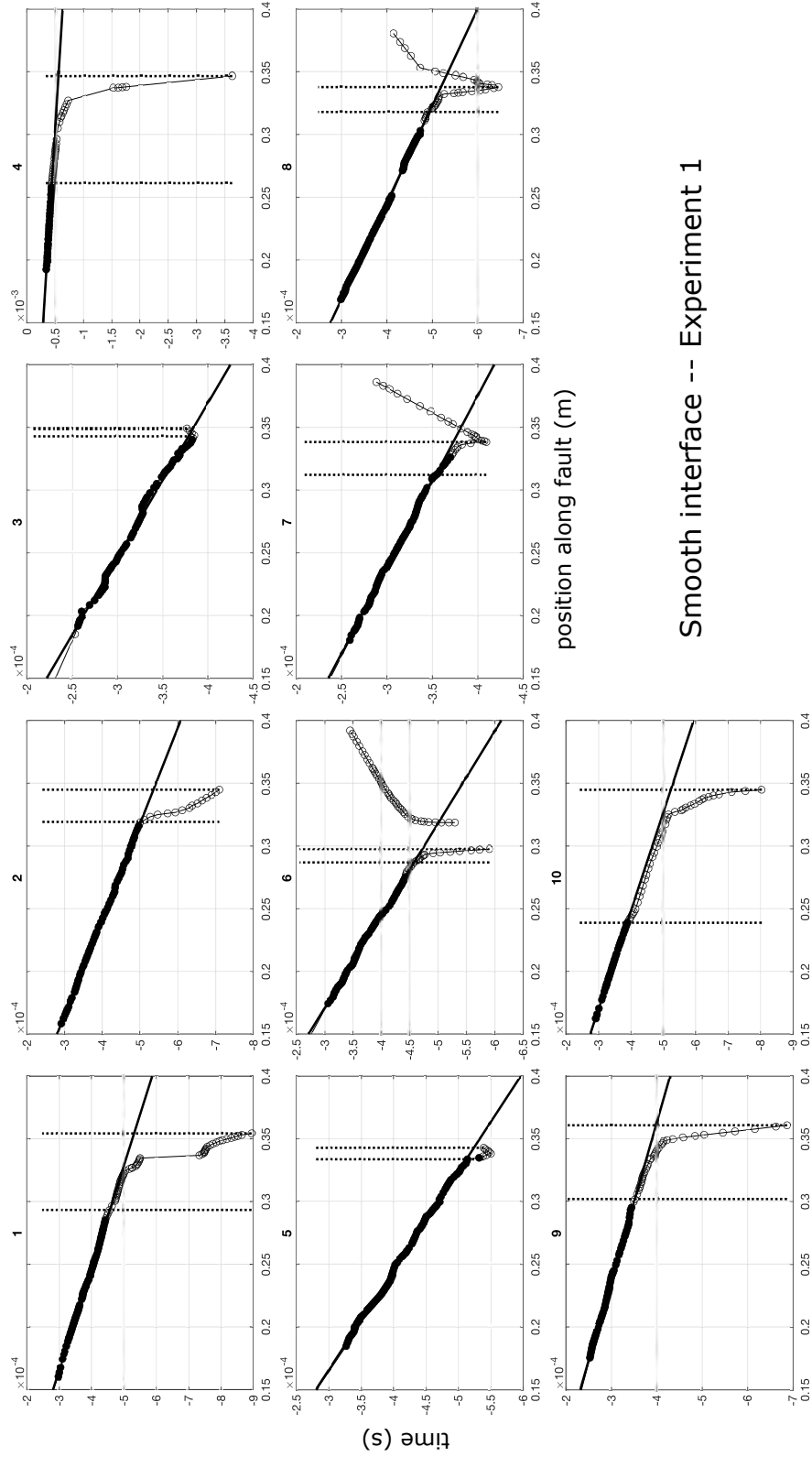


FIGURE A10 – Evolution of the rupture front of the 10 events of (a) experiment 1, (b) experiment 2, (c) experiment 3 and (d) experiment 4 with the **heterogeneous** interface. A high variability of rupture behavior is observed. There seems to be a poor reproducibility between different experiments. In experiment 3 and 4, a complex nucleation phase similar to figure 2.14e-f is observed for all the events, followed by a subshear propagation (and a transition to supershear propagation in two cases). These nucleation phases are composed of an alternation of slow and rapid rupture speed. In experiment 2, some events also share this behaviour, although half of them propagate in both directions (bilateral propagation) and one supershear rupture is also observed. In experiment 1, few events are also following this behaviour, but the majority of them instead show a very slow rupture velocity, less than 100 m/s across the whole fault, with local velocity variations.



Smooth interface -- Experiment 1

FIGURE A11 – Zooms on the nucleation of the events of experiment 1 on the **smooth** interface. The circles are the picked positions and times of the rupture front. The filled circles are the points used for the linear interpolation (continuous line) of the fast propagation phases. The 2 vertical dotted lines are the limits of the “nucleation length”. Note the variable time scale for the 10 images.

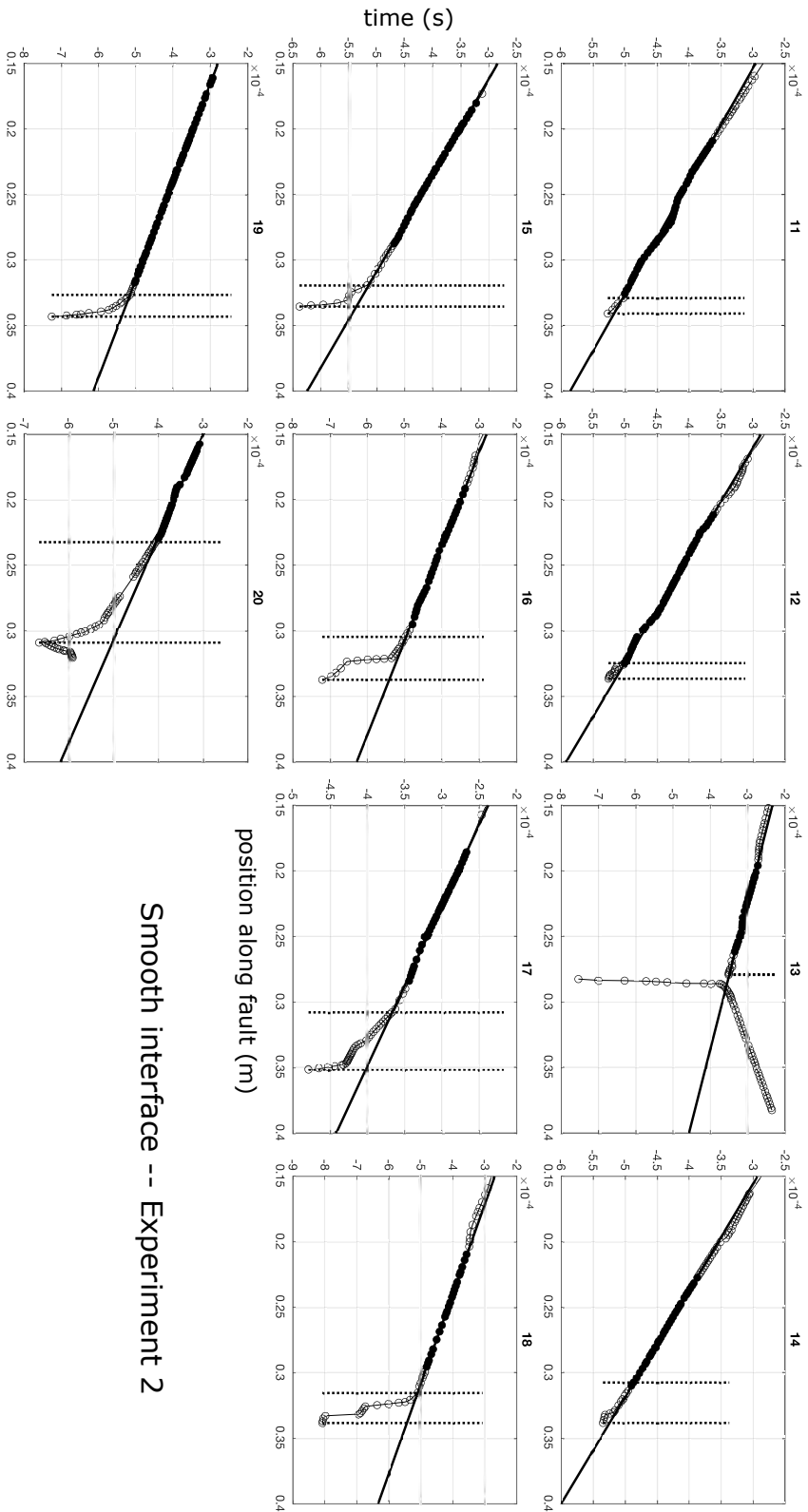


FIGURE A12 – Zooms on the nucleation of the events of experiment 2 on the smooth interface. The circles are the picked positions and times of the rupture front. The filled circles are the points used for the linear interpolation (continuous line) of the fast propagation phases. The 2 vertical dotted lines are the limits of the “nucleation length”. Note the variable time scale for the 10 images.

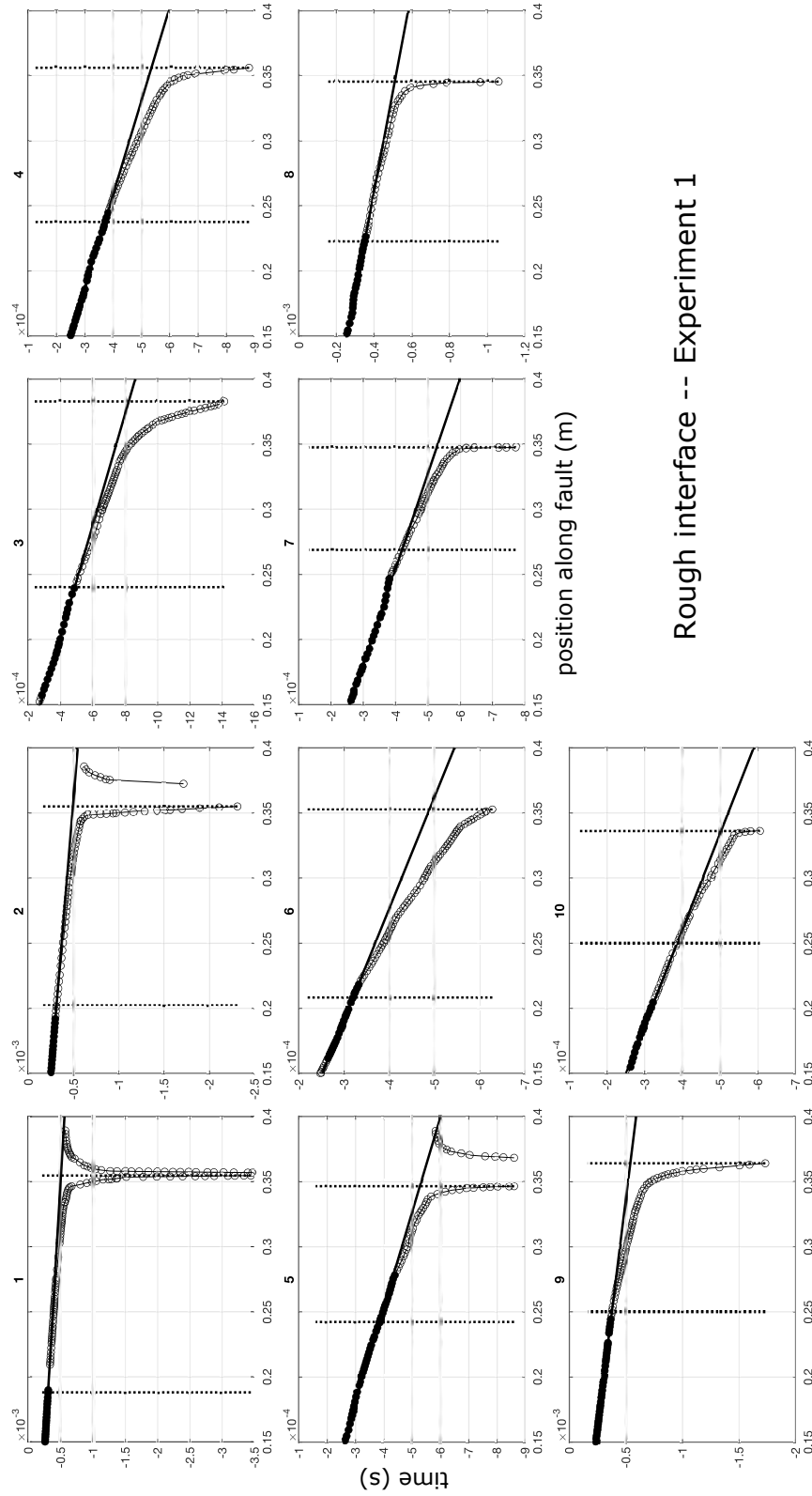


FIGURE A13 – ZOOMS ON THE nucleation OF THE events OF experiment 1 ON THE rough interface. The circles are the picked positions and times of the rupture front. The filled circles are the points used for the linear interpolation (continuous line) of the fast propagation phases. The 2 vertical dotted lines are the limits of the “nucleation length”. Note the variable time scale for the 10 images.

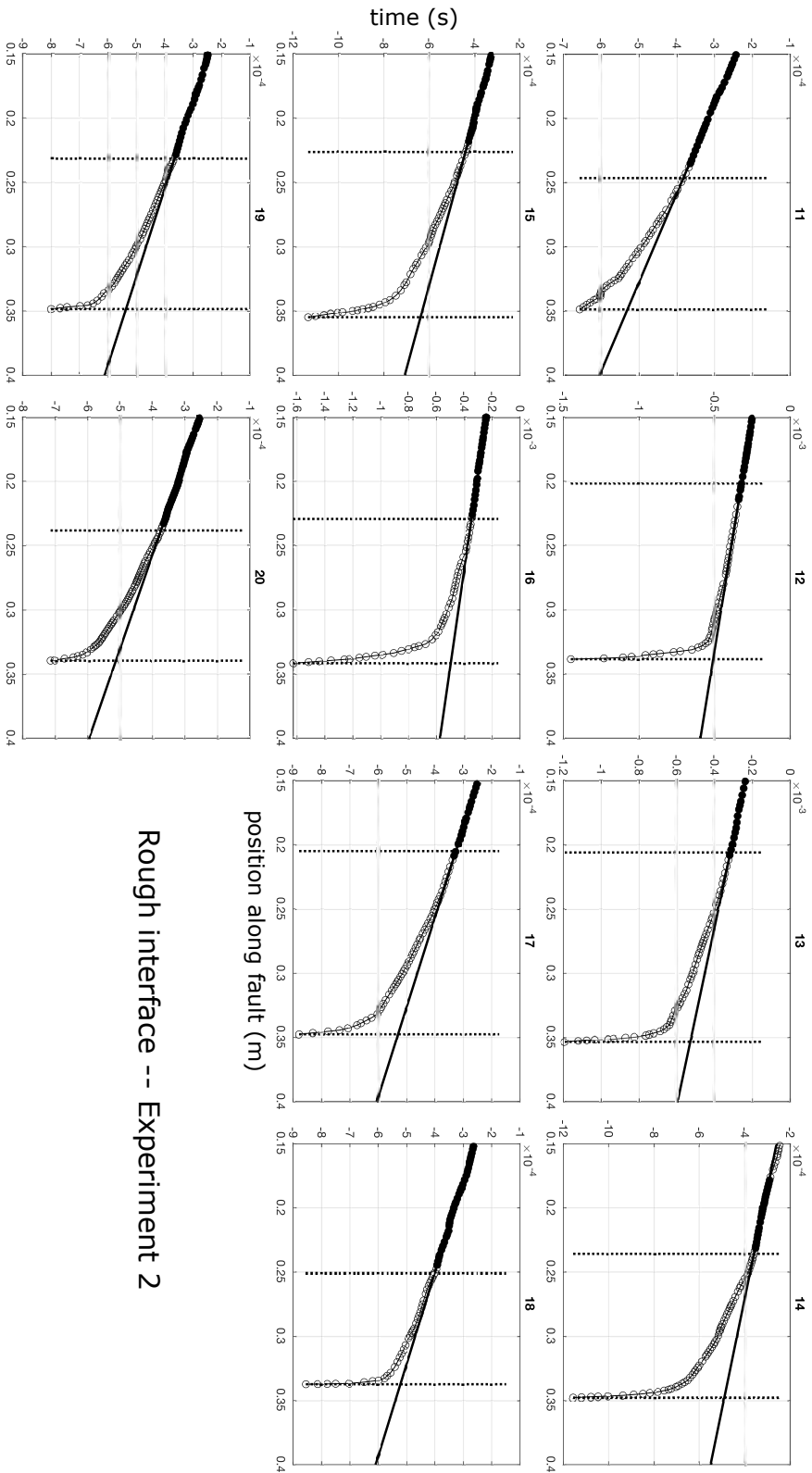


FIGURE A14 – Zooms on the nucleation of the events of experiment 2 on the rough interface. The circles are the picked positions and times of the rupture front. The filled circles are the points used for the linear interpolation (continuous line) of the fast propagation phases. The 2 vertical dotted lines are the limits of the “nucleation length”. Note the variable time scale for the 10 images.

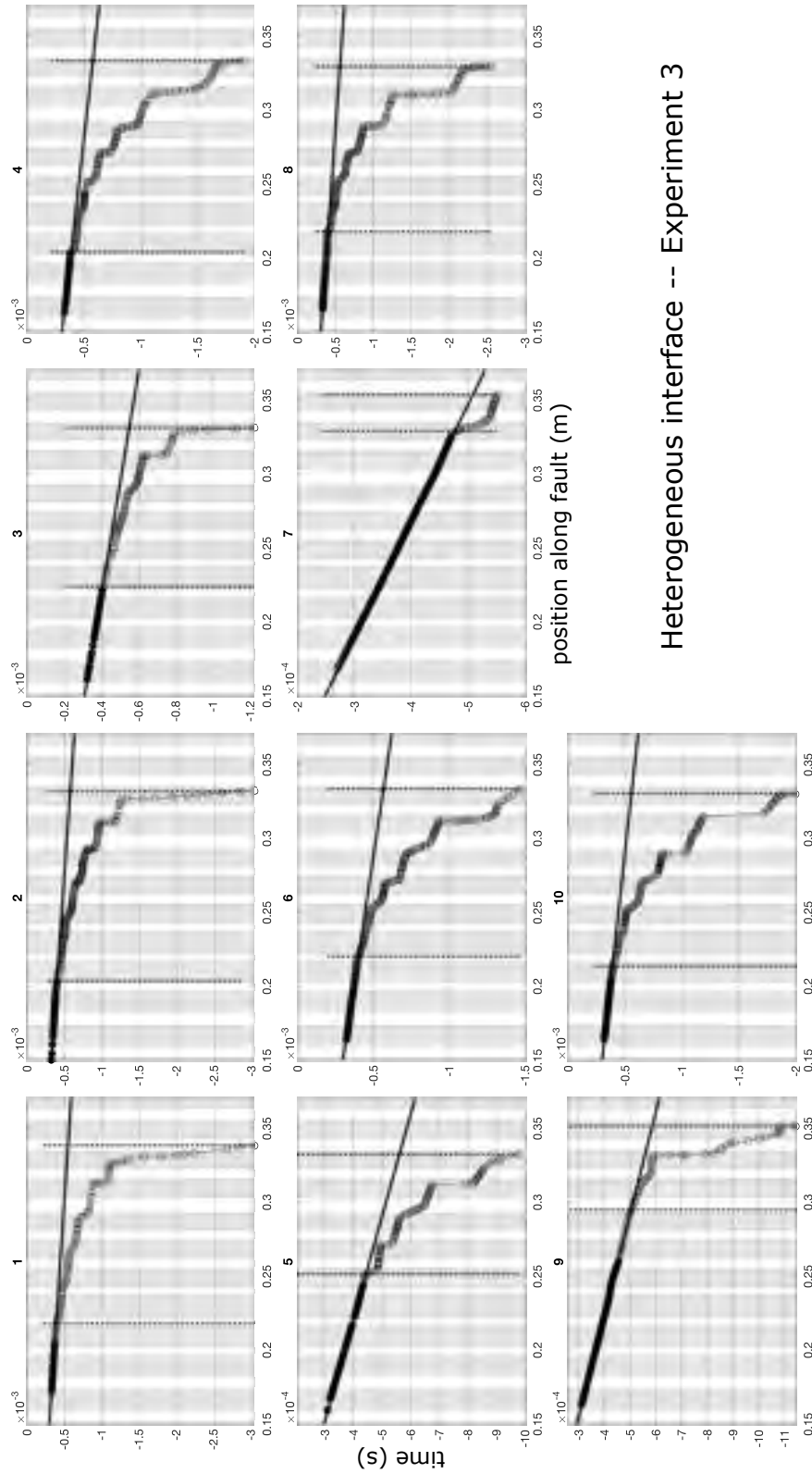


FIGURE A15 – Zooms on the nucleation of the events of experiment 3 on the **heterogeneous** interface. The circles are the picked positions and times of the rupture front. The filled circles are the points used for the linear interpolation (continuous line) of the fast propagation phases. The 2 vertical dotted lines are the limits of the “nucleation length”. The gray patches correspond to the position of the rough areas. Note the variable time scale for the 10 images.



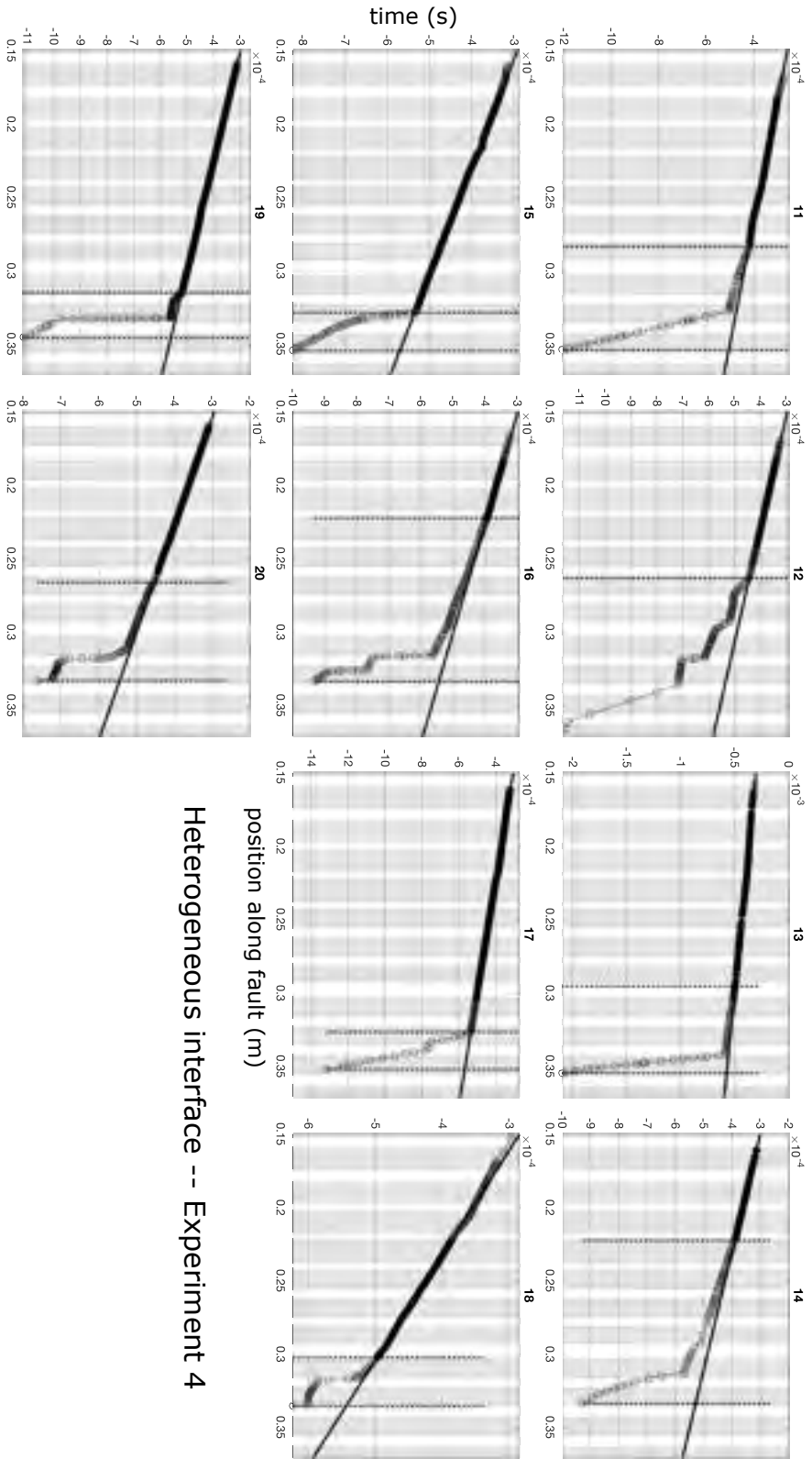


FIGURE A16 – Zooms on the nucleation of the events of experiment 4 on the **heterogeneous** interface. The circles are the picked positions and times of the rupture front. The filled circles are the points used for the linear interpolation (continuous line) of the fast propagation phases. The 2 vertical dotted lines are the limits of the "nucleation length". The gray patches correspond to the position of the rough areas. Note the variable time scale for the 10 images.

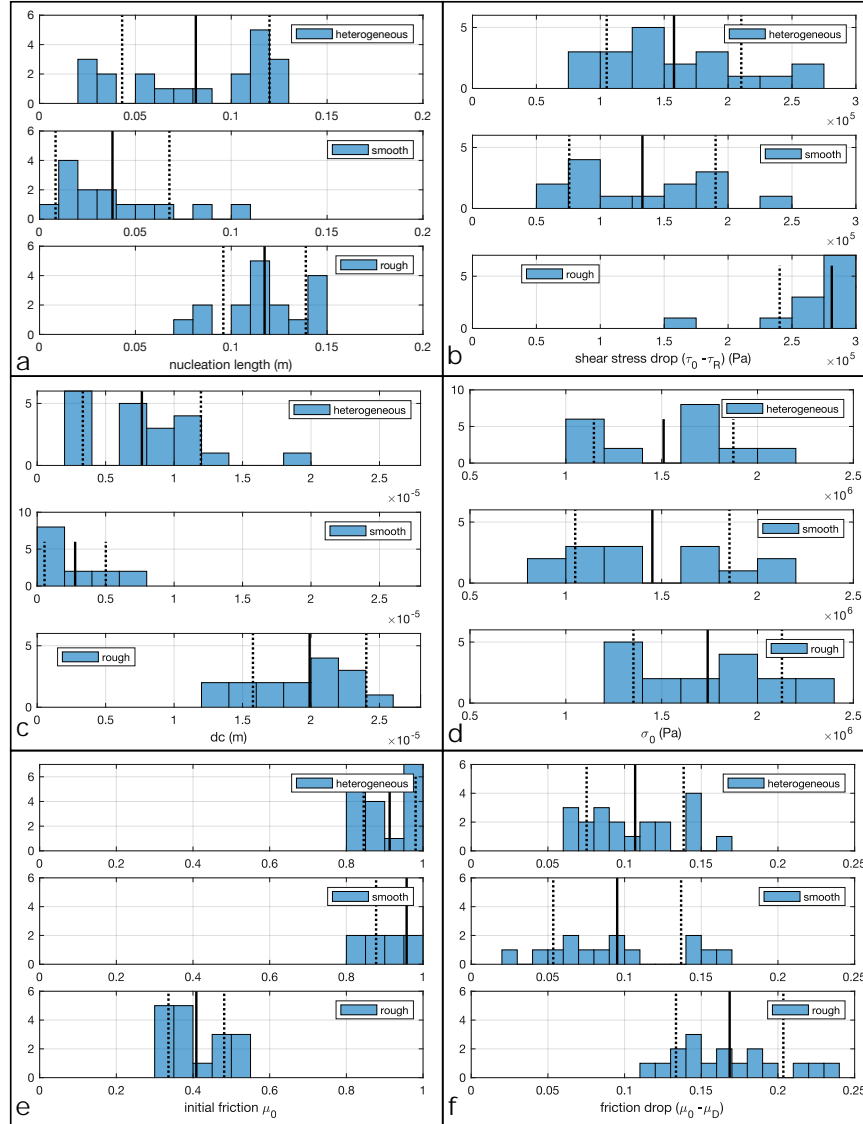


FIGURE A17 – Distribution of several measurements for the three types of interfaces. There are 20 events for the heterogeneous interface, 14 for the smooth interface, and 17 for the rough interface. The continuous line is placed at the mean value for each distribution, and the dotted lines are shifted from the mean value by 1 standard deviation. (a) Nucleation Length distributions  $L_C$ ; (b) shear stress drop distribution  $\tau_0 - \tau_R$ ; (c) The values of  $L_C$  and  $\tau_0 - \tau_R$  allow to compute an “effective” critical slip weakening distance  $D_C$  for each event (d) Values of the normal stress just before the stress drops can be considered as almost constant for the three types of experiments. They also allow to compute a (e) initial friction  $\mu_0 = \tau_0/\sigma_0$  and (f) friction drop.

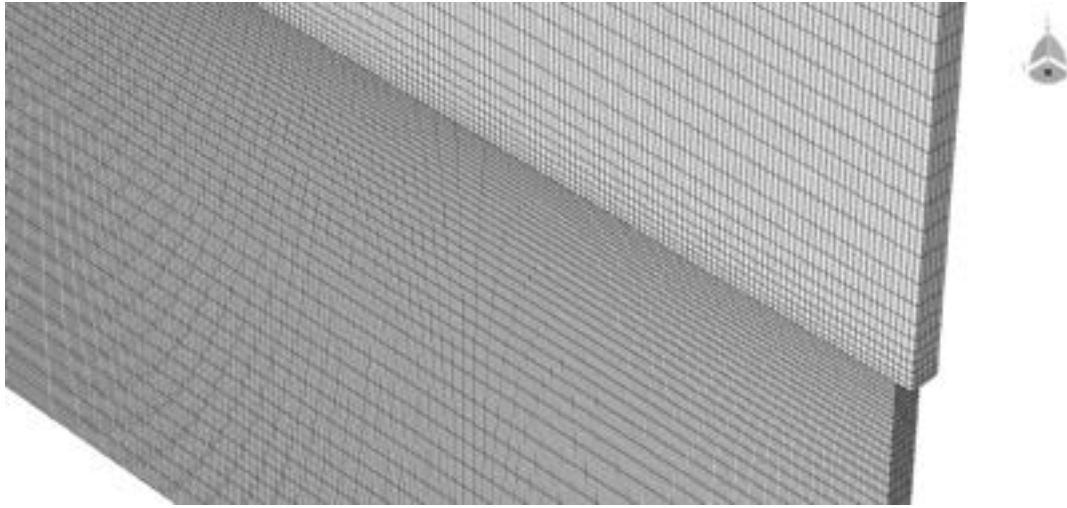
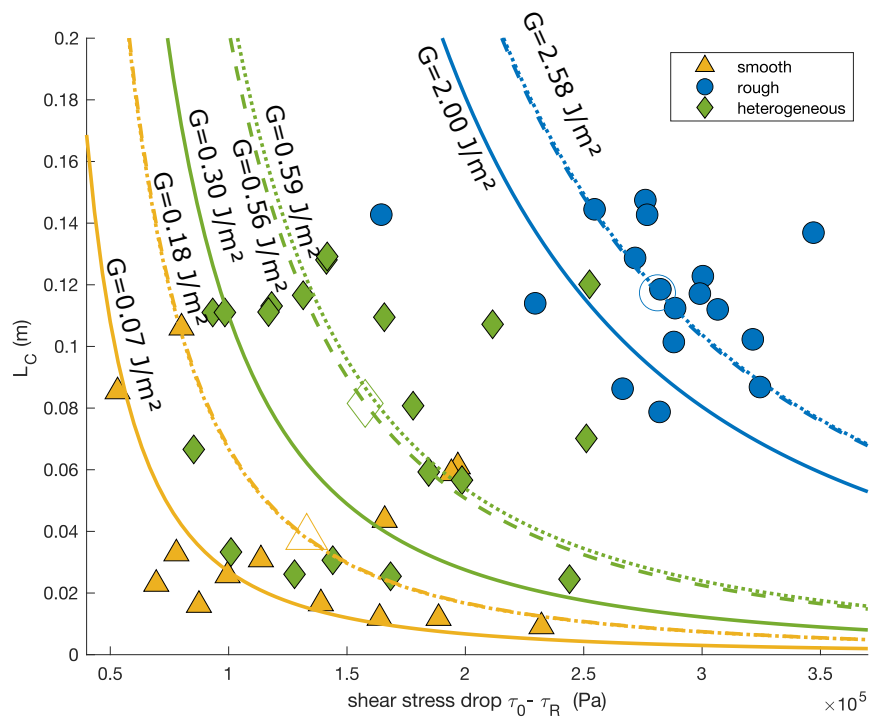


FIGURE A18 – Mesh and sample geometry for the numerical simulation.

FIGURE A19 – Comparison of the data and the curves corresponding to Andrews formula with  $G$  estimated by 3 different methods as explained in the supplementary material.

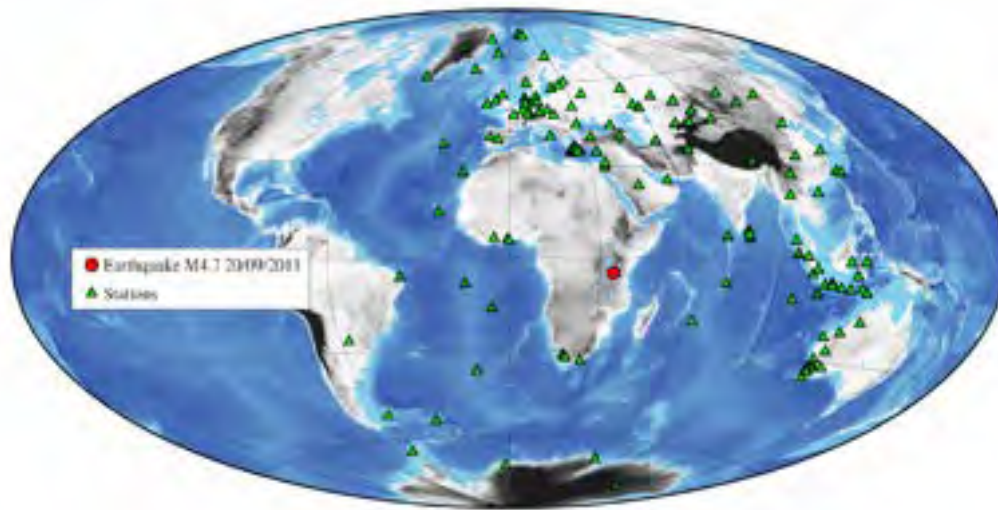


FIGURE C23 – Teleseismic stations with clear depth phase detections identified from Cepstral analysis for the Tanzania earthquake, with magnitude 4.7, on September 20<sup>th</sup> 2011

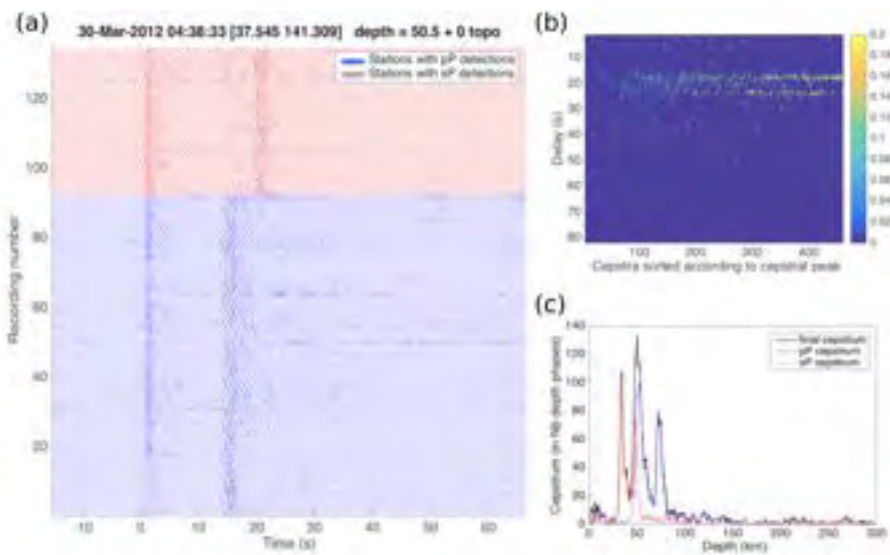


FIGURE C24 – a) All teleseismic recordings for one event (2012.03.30 - 04 :38), re-aligned on the direct P-wave arrival (at 0s), where pP and sP arrivals have been detected automatically with SNR >2 and with a Cepstral peak > 0.15. b) Cepstra for all investigated recordings. c) Final cepstra assuming pP detections only (blue), sP detections (red) and the combination of both kind of detections (black).

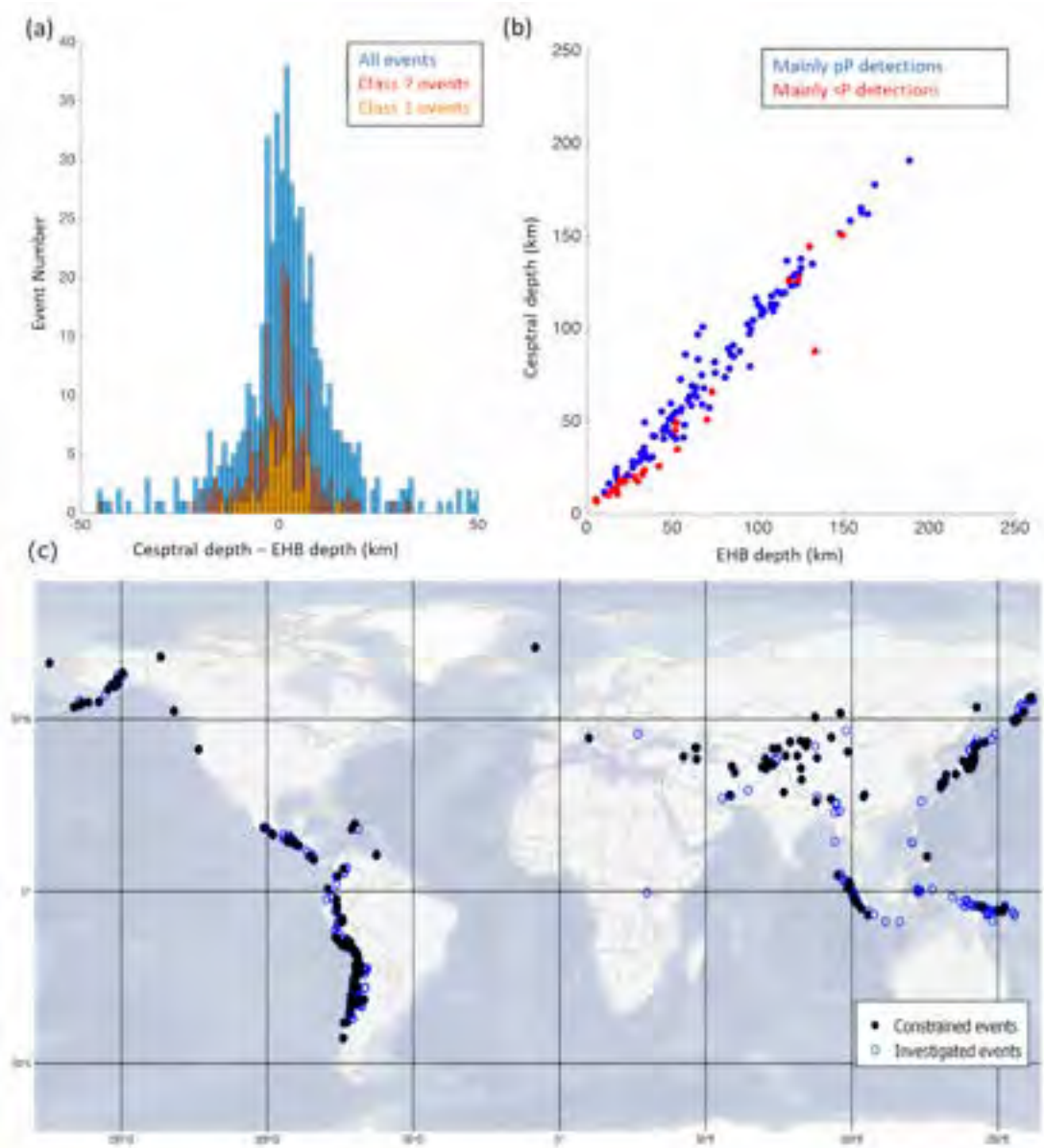


FIGURE C25 – a) Difference between Cepstral and EHB depths for earthquakes from the 2012 EHB-L1 catalogue. In blue, the difference is for all the 497 investigated events. The mean difference is  $-1.3\text{km}$  with a significant standard deviation of  $17\text{km}$ . Class 2 events (In red) are only the 231 events having an azimuthal gap below  $290^\circ$ , at least 20 depth phases and a minimum resolution threshold of  $0.1$ . The mean depth difference is  $-0.6\text{km}$  and the standard deviation is  $8.5\text{km}$ . The Class 1 events (orange) are the 44 events with 20 depth phases, a resolution threshold of  $0.3$  and an azimuthal gap below  $180^\circ$  (see main text). The mean difference between cepstral and EHB depth is  $-0.3\text{ km}$  and the standard deviation is reduced to  $5.5\text{km}$ . b) For the second class of events (Class 2, red in (a), resolution  $> 0.1$ ), comparison of Cepstral and EHB depths. The dots in blue are for earthquakes with mainly pP detections from Cepstral analysis, in red for mainly sP detections. c) Localisation of investigated events (blue, unfilled) and constrained events with a resolution threshold of  $0.1$  and at least 20 depth phase detections (black, filled).

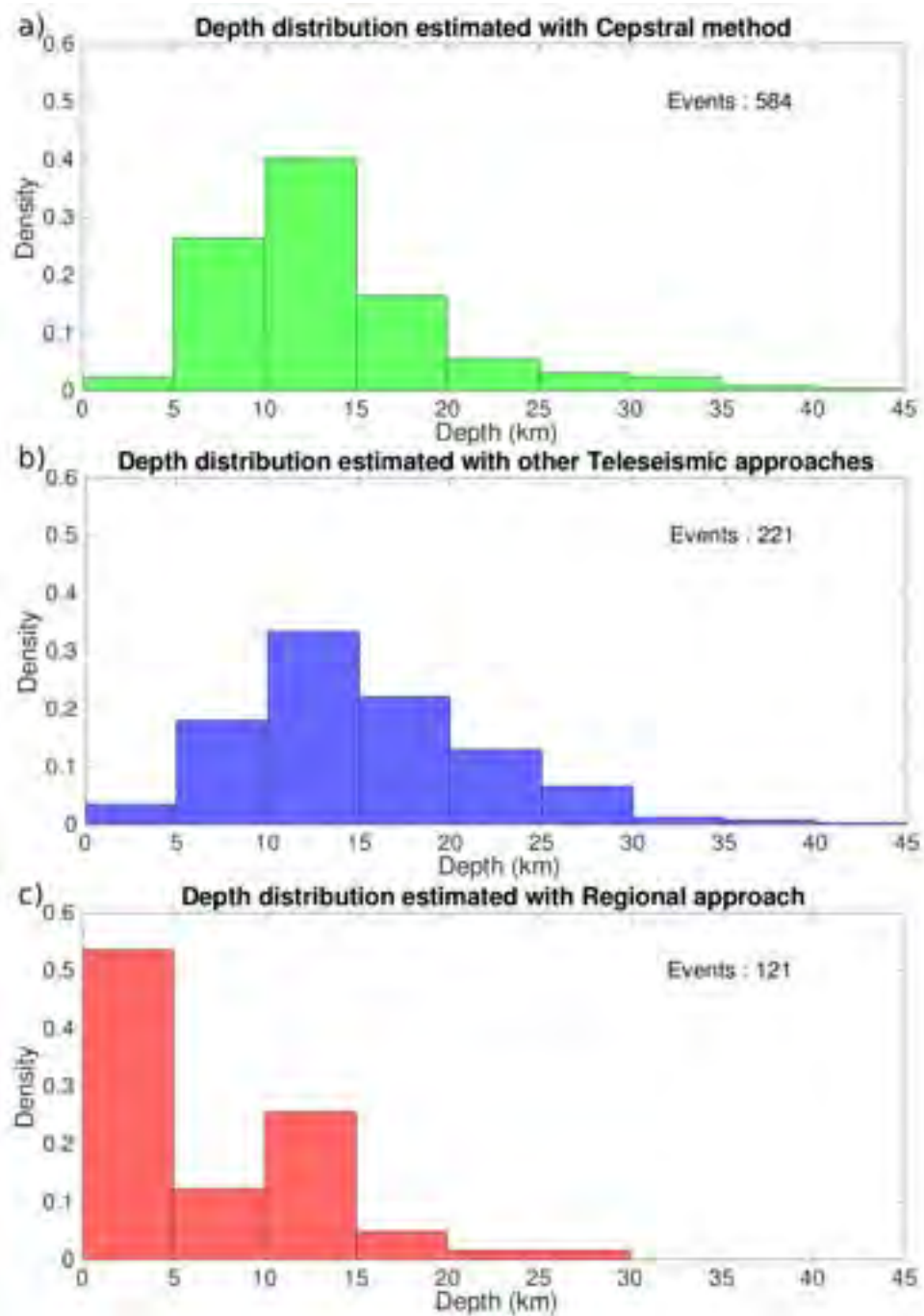


FIGURE C26 – Depth distribution estimated with different approaches for the Eastern African Rift System a) Cepstral method b) Other teleseismic approaches (Craig, pP-ISC, and L1-ISC-EHB) (c) Regional network geometry criteria.

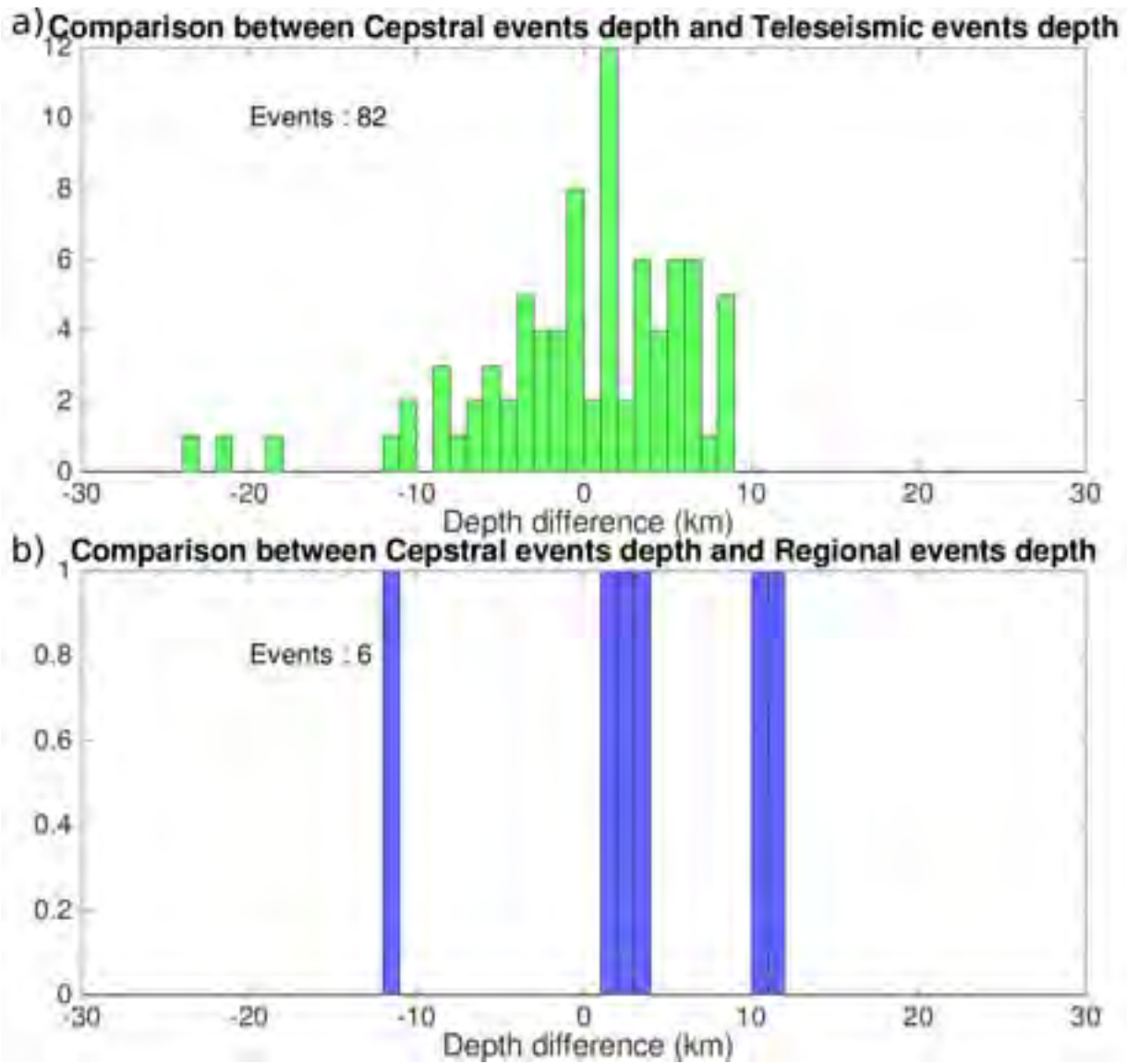


FIGURE C27 – Difference of depth estimation between Cepstral method and a) other Teleseismic approaches  
b) Regional approach.

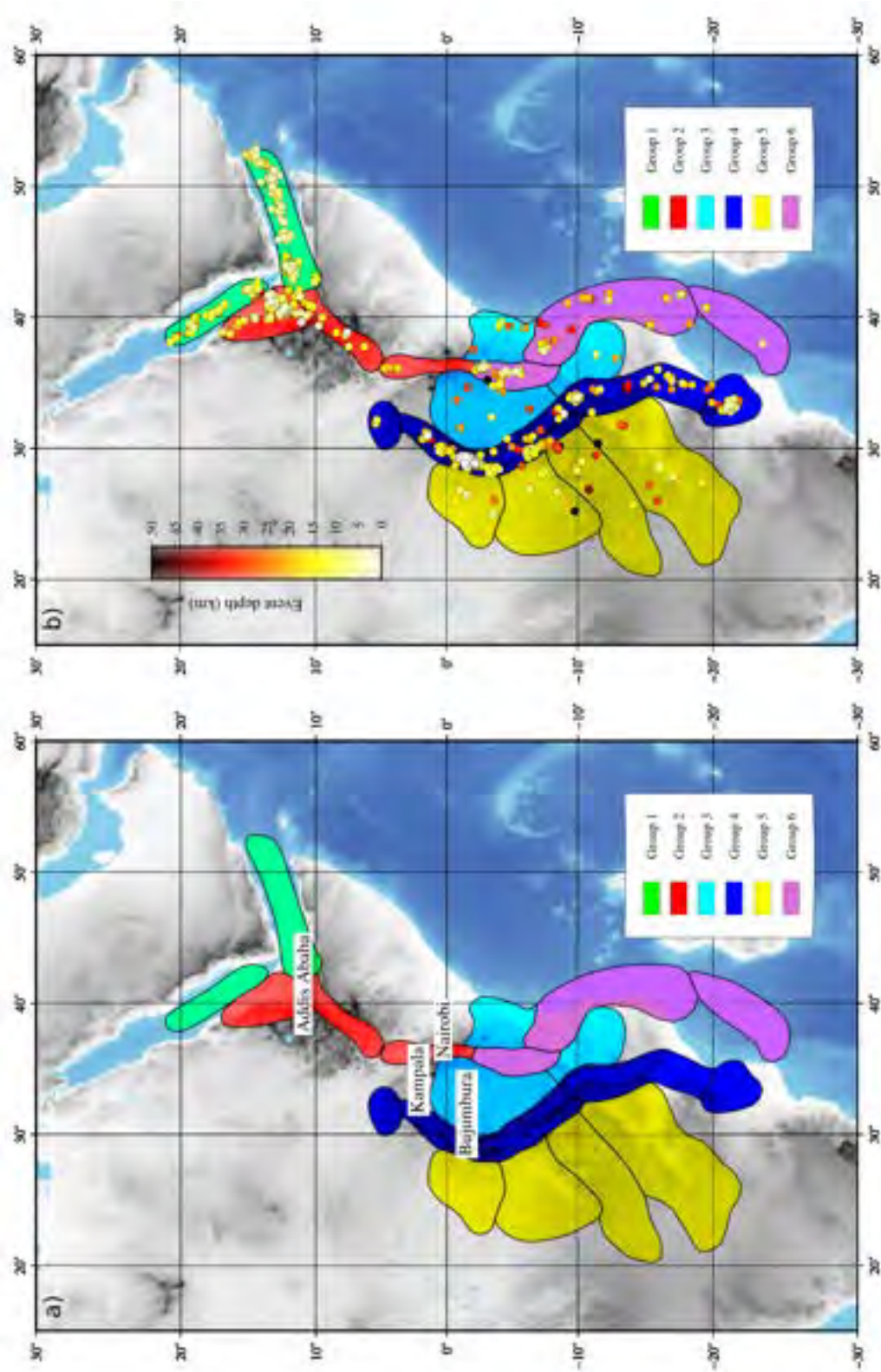


FIGURE C28 – a) Zonation of the Eastern Africa Rift System by Poggi et al. (2017). b) Zonation of the Eastern Africa Rift System by Poggi et al. (2017) with our depth distribution of our final catalogue.



Since they do not depend on the spatial coverage of regional networks, teleseismic approaches logically cover a much larger area (Figure C29). The Cepstral approach shows a clustering of the seismicity along a deep structure, not seen by the other approaches (Figure C29d, blue). This seismicity is distributed along a fault system near Lake Edward between the Democratic Republic of Congo and Uganda (Chorowicz, 2005; Craig et al., 2011; Ebinger, 1989; Skobelev et al., 2004). These coherent depth variations thus provide evidence of the efficiency of the Cepstral analysis for this area and, once again, the complementarity between all approaches, sensitive to different kind of structures/depth/areas. Note a vertical alignment (pink on Figures C29a and C29d and Figures C29b and C29e), which represents aftershocks of a magnitude 7 earthquake that occurred in Mozambique in February 2006 Yang et Chen (2008). Another concentration of earthquakes (in black, Figures C29a and C29d) is related to a seismic swarm in Malawi in December 2009 (Biggs et al., 2010).

The source zonation covers a part of the Mozambique Channel, between Africa and Madagascar island, where an open debate exists about the location of the crustal oceanic/continental transition zone (Franke et al., 2015; Klimke et al., 2018; Leinweber et al., 2013). As expected, no events can be constrained by regional networks in this oceanic context (Figure C30). Significant differences are also observed between the different teleseismic approaches (Figures C30a and C30b). Especially, some events are located deep in the mantle by the non-Cepstral approaches, when taking as reference the Moho depth (around 16km) from the CRUST 1.0 model (Laske et al., 2013). This deep seismicity could imply the presence of mantle seismicity or an indication of a Moho discontinuity deeper than reported.

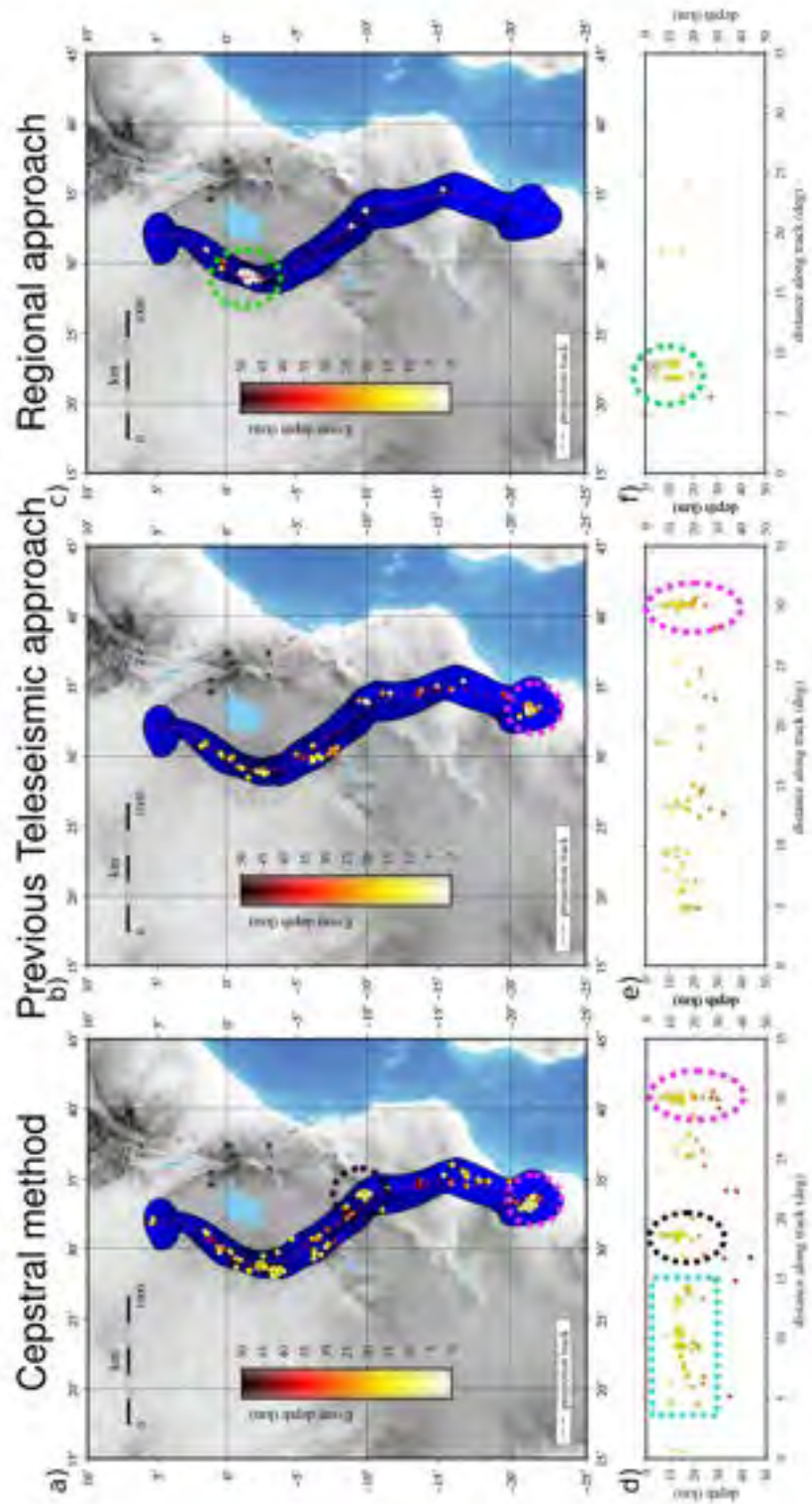


FIGURE C29 – Maps and cross sections for depth estimation of Group 4 events. Colour represents the depth estimation. a) Maps for depth estimate with Cepstral method. b) Maps for depth estimate with other teleseismic approaches. c) Maps for depth estimate with regional approach. d) Cross section for depth estimate with Cepstral method. e) Cross section for depth estimate with other teleseismic approaches. f) Cross section for depth estimate with regional approach.

This observed large depth variation can also be explained by a different interpretation of the detected depth phases : pwP phases (phases reflected on the top of the water layer) are preferentially chosen instead of pP arrivals by the Cepstral approach in oceanic context when the water column is greater than 1500m. This results in event depths shallower than under the assumption of pP arrivals (see for instance Letort et al. (2014)). Discrimination between pP/pwP arrivals is challenging, which gives three possible scenarios :

1. Deeper events in the Mozambique Channel do exist, which could imply that the crust is thicker than reported in CRUST1.0 for the central part of the Channel (around 15-20km). This could hence support the hypothesis that the central Mozambique Channel is composed mainly of continental crust as proposed by Franke et al. (2015) and Lort et al. (1979). Alternatively, this deep seismicity could also be seated in the upper mantle.
2. The events are all located between 5 and 20km depth in the center of the Channel, with pwP detections. Then, the seismicity is likely to be confined in the crust, above the Moho transition zone.
3. Real velocities are in fact much lower than in ak135 model and thus our depth estimations are overestimated (Jerkins et al., 2020).

Teleseismic data could hence provide useful information by constraining the seismicity depth for such geographically remote areas. However, the uncertainty on the depth estimation remains large due to the pP/pwP indeterminacy and choice of relevant velocity models. Resolving this indeterminacy would allow better understanding of the tectonic processes at work here.

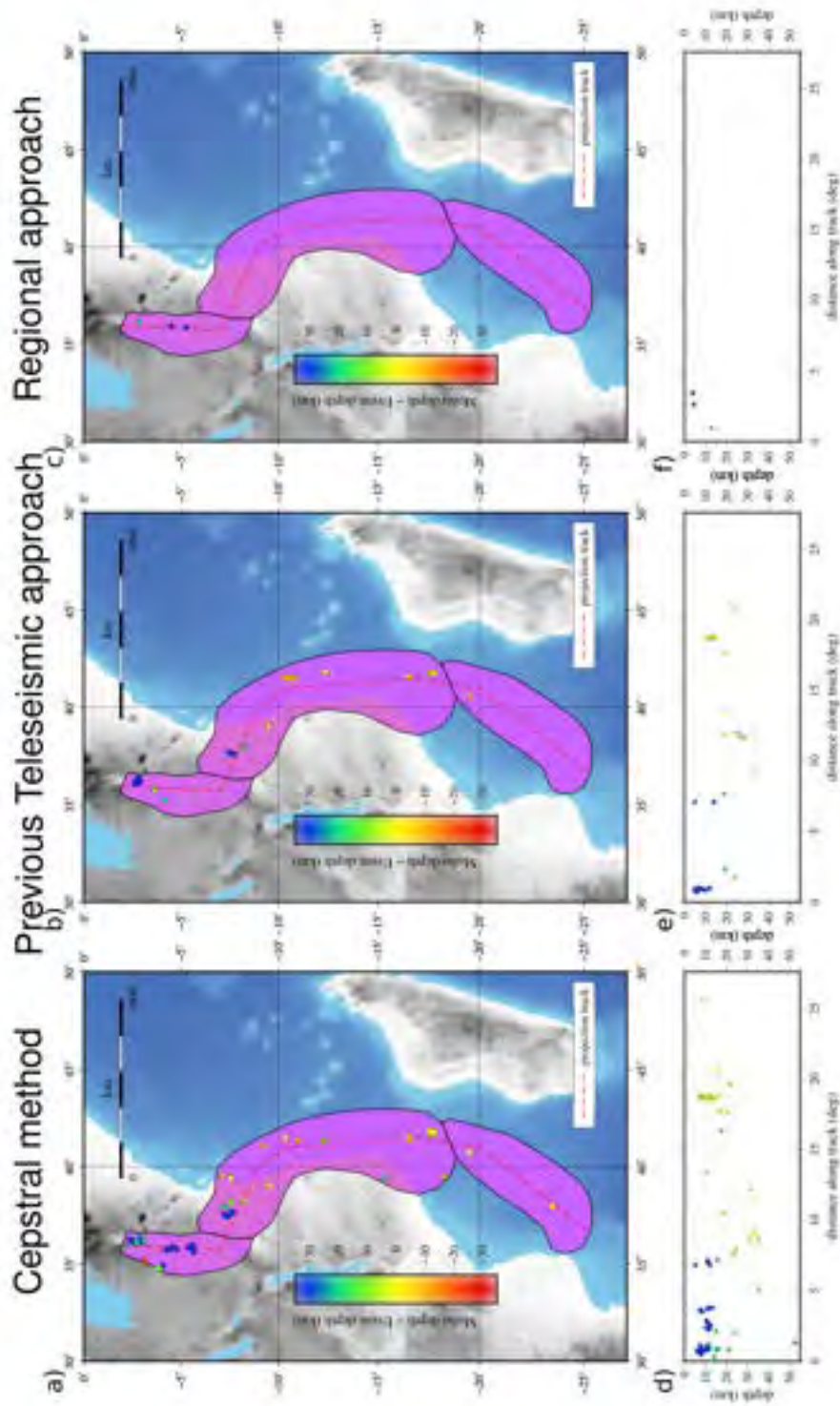


FIGURE C30 – Maps and cross sections for depth estimation of Group 6 events. Colour scale represent the difference between depth estimation of Moho given by the CRUST 1.0 model and the depth estimated by Cepstral (a,d), Teleseismic (b,e) and Regional (c,f) approaches.

**C.3.5 Final depth distribution for each Poggi et al. (2017) source zone**

In the previous paragraphs, an exhaustive selection of the best depth estimations for the East-African Rift seismicity for the years 2005 – 2019 allows us to complete the previous catalogue provided by (Craig et al., 2011) for the years 1964 – 2010. This catalogue is a mix of different approaches, dominated by teleseismic Cepstral depth estimations. Despite the possible remaining depth uncertainties highlighted by the comparison between methods (see previous paragraph, II.3), the consistency of earthquakes location with the tectonic features is a strong indication of the robustness of the final catalogue provided in supplementary material. This in turn allows us to define more precise source model for the six zones of Poggi et al. (2017) and to refine the seismic hazard assessment. Final depth distributions are significantly different from those proposed by Poggi et al. (2017) (Figure C31). The depth distribution differences are especially important for the proportion of shallow (<5km) vs deeper events (except for groups 3 and 5). Group 3 shows a higher proportion of deeper events (>20km), consistently with intraplate tectonic context, with thicker crustal structures.

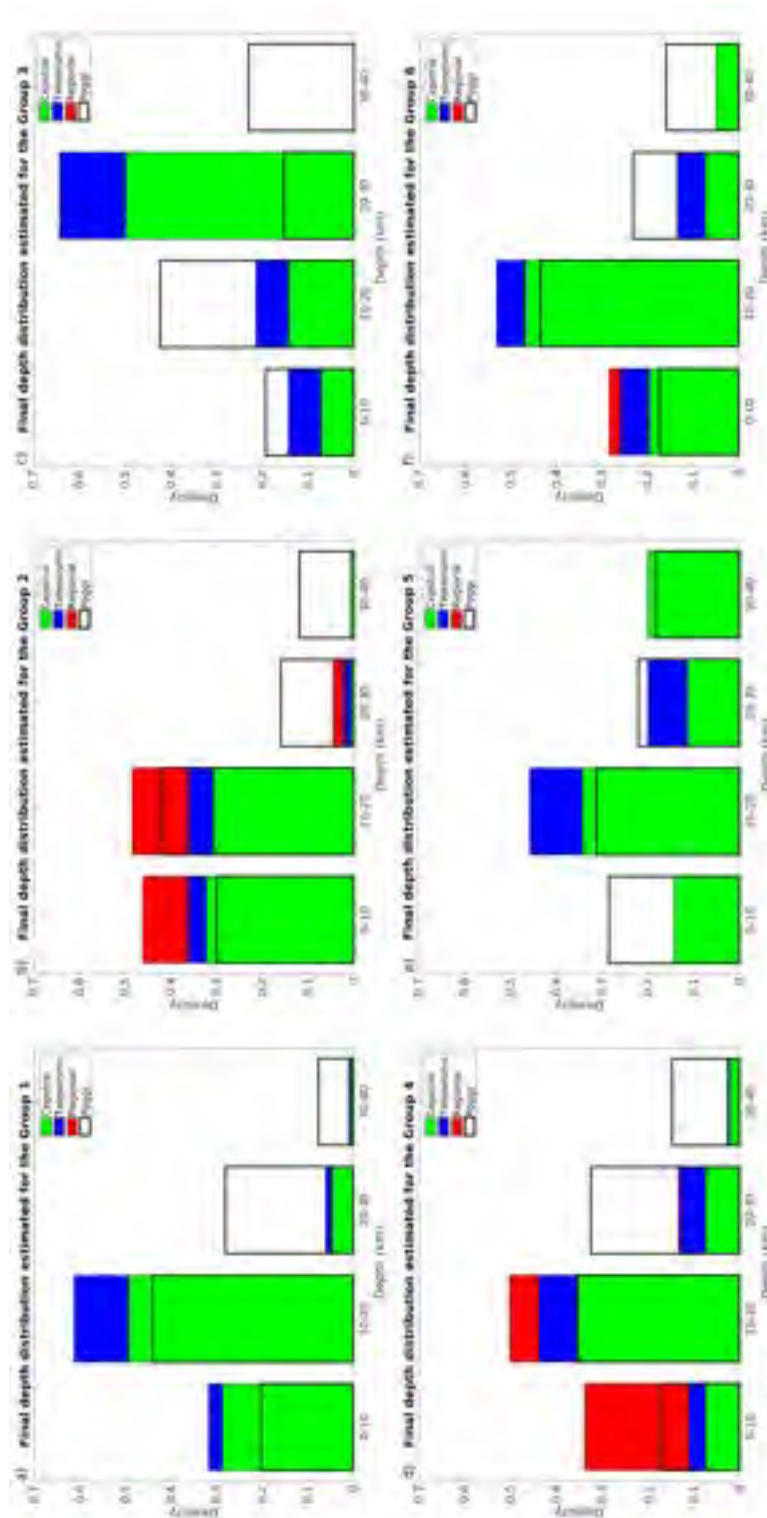


FIGURE C31 – Final distribution of the estimated depth for the 6 groups, each color corresponds to the proportion of events estimated with each approach (green : Cepstral approach, blue : Teleseismic approach, red : Regional approach). In white, delimited by the thick dark line the final distribution of the depth estimated by Poggi et al. (2017).

Despite different depth constraints and different sources of uncertainties, the depth distributions deeper than 5km show the same pattern for the three approaches (Figure C26). This gives great confidence on the picture of the seismicity distribution in this depth range in the Eastern Africa Rift System. The shallower part of the distribution (<5km) is different according to the chosen approach, is mainly constrained by events estimated through the regional approach (113 events) and could thus be a biased version of the real seismicity distribution. Favouring the teleseismic approaches could lead to an underestimation of the number of shallow events. Thus, the higher proportion of shallower events observed for 4 groups compared to Poggi et al. (2017) could be more drastic.

#### **C.4 Implication of new depth distributions for seismic hazard assessment**

We re-evaluated the East-African Rift seismic hazard, through the use of Openquake (Global Earthquake Model, GEM) computational tools. OpenQuake software uses a logic tree implementation, with 4 GMPEs (ground motion prediction equations) and different source models. We have taken exactly the same source model and ground motion logic tree configuration as used by Poggi et al. (2017), except for the source depth distributions, which are now defined from the new improved depth catalogue (Figure C31). The resulting PGA (peak ground acceleration) for a 10% probability of exceedance in 50 years, using a mesh of 79109 sites spaced at approximately 10 km (see Poggi et al. (2017)) is shown in Figure C32. Largest accelerations (0.21-0.27g) are found close to Lake Kivu (Group 4) near several active volcanoes like Nyiragongo volcano, and in the Eastern Rift System (Group 6). Moderate PGA values (0.15-0.21) are found in the region of the Afar triple point.

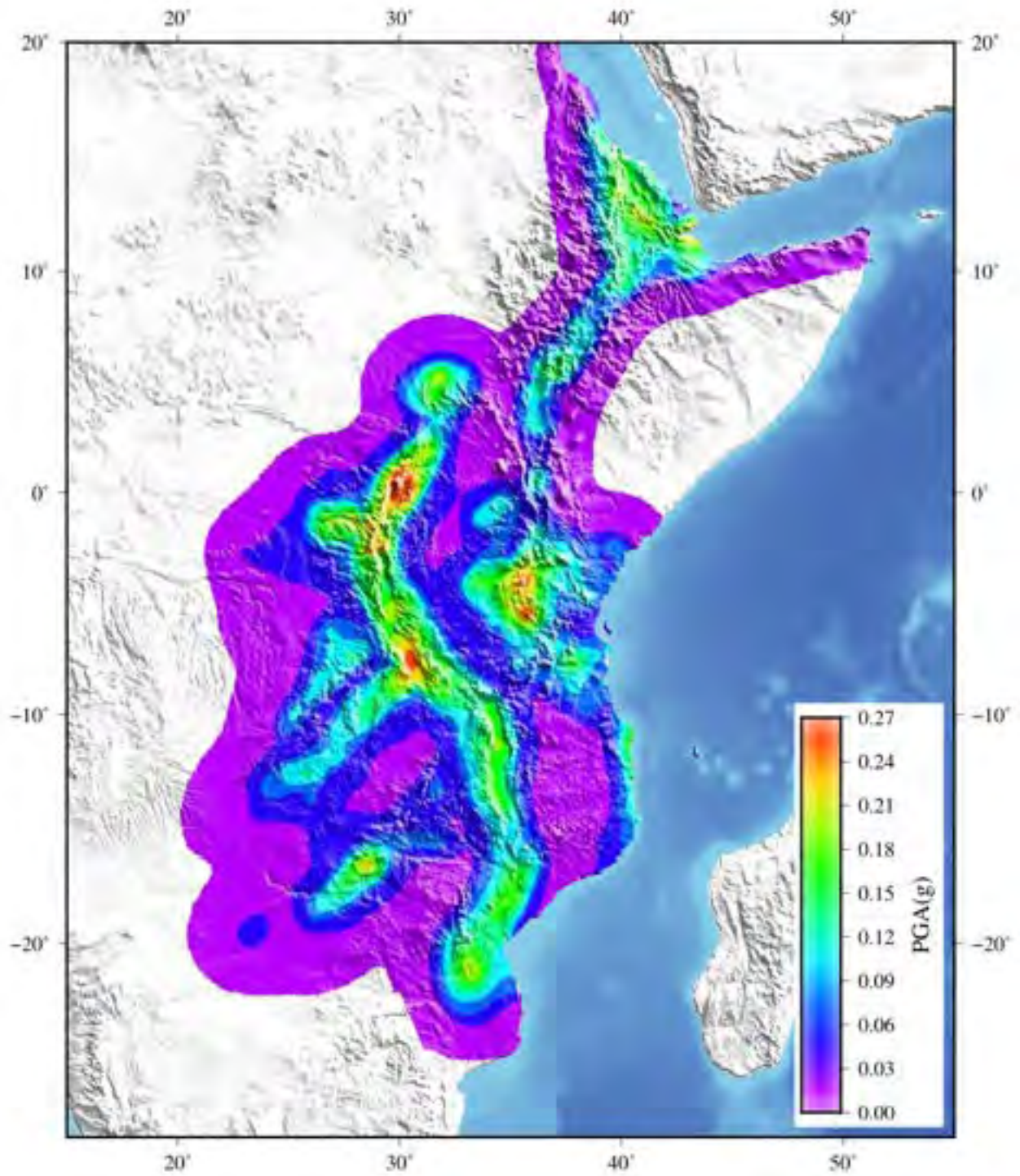


FIGURE C32 – Maps of seismic hazard obtained with new depth estimation. (g) : acceleration due to gravity. (PGA) : Peak Ground Acceleration for a 10% probability of exceedance in 50 years.



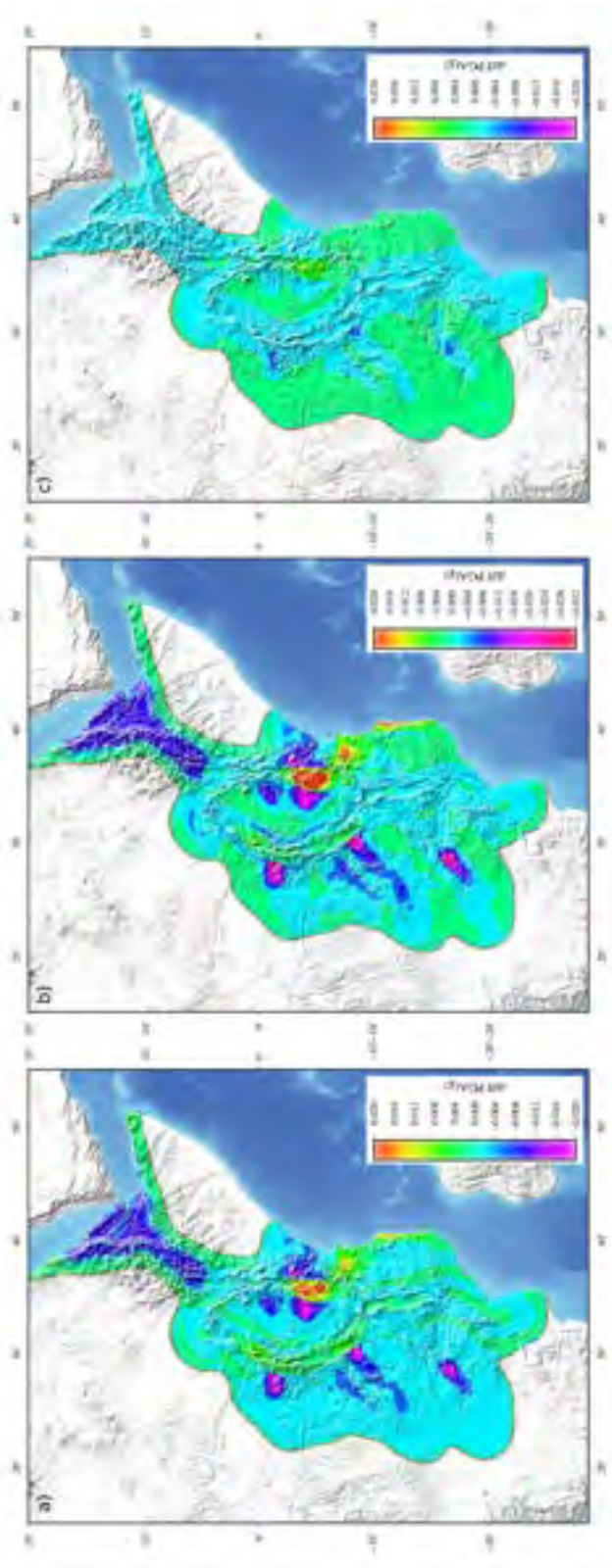


FIGURE C33 – Difference of PGA between : a) Our new depth distribution and Poggi et al.(2017). b) Our new depth distribution without regional approach and Poggi et al.(2017). c) Our new depth distribution without events constrained by the regional approach.

Introducing the new depth distributions lead to an increase of the PGA values for some areas of the group 6 and a decrease for the groups 3 and 5 (see Figure C33a and Figure C28). These local variations can be easily explained by the increase of the proportion of shallow events (<10km) for group 6 and by a decrease of shallow events for groups 3 and 5. Indeed, the sources are associated mostly with GMPEs that are dependent on distance to the rupture. This means that when the seismicity gets shallower the hazard increases as the net source-to-site distance is reduced.

For the group 2, the observed trend could seem counter intuitive : the source depths are shallower, however the hazard decreases. This decrease can be explained by the predominant role of the (Chiou et Youngs, 2014) [CY14] GMPE in the logic tree for this area. This particular GMPE has a rupture depth scaling term that produces an increase in short-period acceleration for deeper events. This increase in PGA due to the higher stress drop from the deep events will be more important than the decrease in PGA due to the increase in source-to-site distance for deeper events (Figure C34). Then, at close source to site distances, the deeper earthquakes actually produce higher ground shaking than the shallower ones.

This illustrates well the crucial importance of the choice of the GMPEs and how they take the source depth into account. The balance between the difference distance metrics and the possibility of depth-dependent short period ground motion increases predicted by the GMPEs, are what influence the change in hazard with source depth.

As adding the constrained focal depths coming from the regional approach tend to increase the proportion of shallow events in the distributions, we estimate also the seismic hazard removing those events (Figure C33b), which bring only one major change in the PGA values : a clear decrease in the western Rift System for 2 volcanic areas (Figure C33c).

Finally, the focal depth is taken into account indirectly in three of the GMPEs used by Poggi et al.(2017) by a modification of the distance to rupture parameter. Hence, the role of the depth distribution, proven to be non-negligible here, could even be underestimated in the final PGA values estimation.

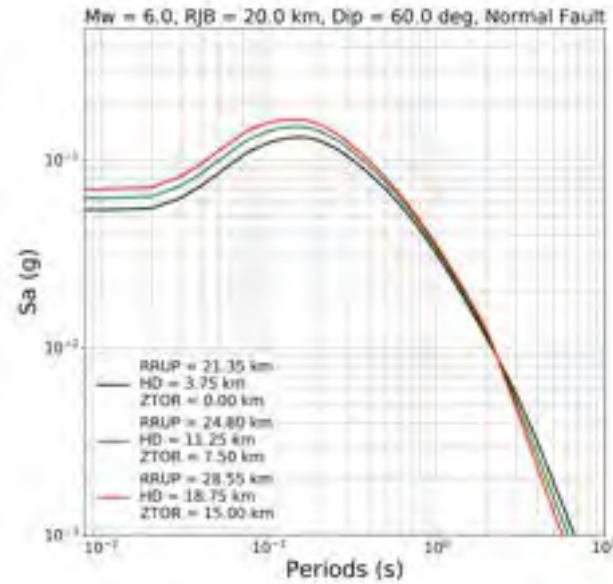


FIGURE C34 – Response spectra from CY14 for three earthquakes that have the same epicentral distance (20 km), the same magnitude from a same site and with three different depths (3.75km, 11.25km, 18.75km). The acceleration spectrum (close to PGA) for the deeper event, in red, is higher for small periods than for the shallowest (in black).

## C.5 Conclusions & discussions

We constrained the teleseismic depth estimations of 584 events with magnitude mainly above 3.5, completed by 139 reliable depth estimations from previous studies based on teleseismic data as well. We also identified from regional catalogues 113 earthquakes assumed to be well-constrained, based on network geometry empirical criteria.

Compiling different type of data (teleseismic and regional) and using several independent methods for depth estimation (Cepstral approach, use of manual teleseismic pP, sP picks, regional localisations), allows an estimation of the depth epistemic uncertainties. These uncertainties remain large, with standard deviation mostly around 7-8km (Table 2). Cepstral depth estimations are shown to be coherent with both the L1-ISC-EHB catalogue and the (Craig et al., 2011) catalogue, as well as with geologic and tectonic features.

The final depth catalogue is built after a drastic selection of constrained events and a sorting of the different depth candidates according to the different approaches, favouring the

Cepstral depth estimation. It is hence composed of mainly teleseismic depth estimation and completed with few regional depth estimations, and assumed to be the most reliable and exhaustive catalogue suited for seismic hazard characterisation. The catalogue is assumed to be well representative of the earthquakes depth distributions of the different zones of the East-African Rift system, even if the exact proportion of shallows earthquakes (<5km) is less constrained. The use of teleseismic approach brings important information to better understand the seismicity on poorly instrumented areas, and especially for remote transition zones between continental and oceanic crust.

Finally, the use of OpenQuake with the new improved depth distributions highlights significant differences in the PGA values, up to 10%, compared to Poggi et al. (2017). Even if the earthquake-resistant building standard would not be affected in this specific case, this study illustrates that source depth distribution could play a non-negligible role on the seismic hazard characterization. Indeed, a 10% change of the PGA value is obtained after introducing a moderate change in the source depth distribution function. Moreover, this study shows the crucial importance of the choice of the GMPEs and how they are taking into account the effect of the source depths on the ground motions. This study pushes forward the interest of characterizing more precisely the depth parameter influence on seismic hazard studies including the focal depth as a direct GMPE parameter and/or studying more the relationship between stress drop and depth according to different tectonic features. More generally, this study motivates more exhaustive theoretical analyses of the role of the source depth distribution in the seismic hazard characterisation.

## **C.6 Acknowledgement :**

We would like to thank the reviewers István Bondár, Steven J. Gibbons and Raymond Durrheim for their constructive and thoughtful comments allowing to improve our manuscript. We also would like to thank the editor Gabi Laske, assistant editor Louise Alexander and the editorial team for their work on our manuscript.

**C.7 Data Availability Statement :**

The data underlying this article are open data. The used bulletin is freely available at International (2020).

The facilities of IRIS Data Services, and specifically the IRIS Data Management Center, were used for access to waveforms, related metadata, and/or derived products used in this study. IRIS Data Services are funded through the Seismological Facilities for the Advancement of Geoscience (SAGE) Award of the National Science Foundation under Cooperative Support Agreement EAR-1851048.

Catalog of Craig, T.J., Jackson, J.A., Priestley, K. & McKenzie, D. (2011) Earthquake distribution patterns in Africa : their relationship to variations in lithospheric and geological structure, and their rheological implications. *Geophysical Journal International*, 185, 403–434. doi :10.1111/j.1365-246X.2011.04950.x.

Codes are available on request to [jean.letort@irap.omp.eu](mailto:jean.letort@irap.omp.eu) .

# References

- Bassin, C. (2000). « The current limits of resolution for surface wave tomography in North America ». *EOS Trans. AGU. 81: Fall Meet. Suppl., Abstract*.
- Biggs, J., Nissen, E., Craig, T., Jackson, J. et Robinson, D. (2010). « Breaking up the hanging wall of a rift-border fault: The 2009 Karonga earthquakes, Malawi ». *Geophysical Research Letters*, 37(11). DOI : <https://doi.org/10.1029/2010GL043179>.
- Bondár, I., Myers, S. C., Engdahl, E. R. et Bergman, E. A. (2004). « Epicentre accuracy based on seismic network criteria ». *Geophysical Journal International*, 156(3), p. 483-496. DOI : <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2004.02070.x>.
- Bondár, I. et Storchak, D. (2011). « Improved location procedures at the International Seismological Centre ». *Geophysical Journal International*, 186(3), p. 1220-1244. DOI : <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2011.05107.x>.
- Chiou, B. et Youngs, R. (2014). « Update of the Chiou and Youngs NGA Model for the Average Horizontal Component of Peak Ground Motion and Response Spectra ». *Earthquake Spectra*, 30, p. 1117-1153. DOI : [10.1193/072813EQS219M](https://doi.org/10.1193/072813EQS219M).
- Chorowicz, J. (2005). « The east African rift system ». *Journal of African Earth Sciences*, 43(1-3), p. 379-410. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.jafrearsci.2005.07.019>.
- Craig, T. (2019). « Accurate depth determination for moderate-magnitude earthquakes using global teleseismic data ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 124(2), p. 1759-1780. DOI : <https://doi.org/10.1029/2018JB016902>.
- Craig, T., Jackson, J., Priestley, K. et McKenzie, D. (2011). « Earthquake distribution patterns in Africa: their relationship to variations in lithospheric and geological structure, and their rheological implications ». *Geophysical Journal International*, 185(1), p. 403-434. DOI : <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2011.04950.x>.
- Derras, B., Bard, P.-Y., Cotton, F. et Bekkouche, A. (2012). « Adapting the neural network approach to PGA prediction: An example based on the KiK-net data ». *Bulletin of the Seismological Society of America*, 102(4), p. 1446-1461. DOI : <https://doi.org/10.1785/0120110088>.

- Douglas, J. (2001). *A comprehensive worldwide summary of strong-motion attenuation relationships for peak ground acceleration and spectral ordinates (1969 to 2000)*. Imperial College of Science, Technology et Medicine, Civil Engineering.
- Ebinger, C. J. (1989). « Geometric and kinematic development of border faults and accommodation zones, Kivu-Rusizi rift, Africa ». *Tectonics*, 8(1), p. 117-133. DOI : <https://doi.org/10.1029/TC008i001p00117>.
- Franke, D., Jokat, W., Ladage, S., Stollhofen, H., Klimke, J., Lutz, R., Mahanjane, E. S., Ehrhardt, A. et Schreckenberger, B. (2015). « The offshore East African Rift System: Structural framework at the toe of a juvenile rift ». *Tectonics*, 34(10), p. 2086-2104. DOI : <https://doi.org/10.1002/2015TC003922>.
- Gibbons, S. J., Antonovskaya, G., Asming, V., Konechnaya, Y. V., Kremenetskaya, E., Kværna, T., Schweitzer, J. et Vaganova, N. (2016). « The 11 October 2010 Novaya Zemlya earthquake: Implications for velocity models and regional event location ». *Bulletin of the Seismological Society of America*, 106(4), p. 1470-1481. DOI : <https://doi.org/10.1785/0120150302>.
- Husen, S. et Hardebeck, J. (2010). « Community Online Resource for Statistical Seismicity Analysis ». *Earthquake Location Accuracy*. DOI : [10.5078/corssa-55815573](https://doi.org/10.5078/corssa-55815573).
- International, S. C. (2020). *On-line Bulletin*. DOI : <https://doi.org/10.31905/D808B830>.
- Jerkins, A. E., Shiddiqi, H. A., Kværna, T., Gibbons, S. J., Schweitzer, J., Ottemöller, L. et Bungum, H. (2020). « The 30 June 2017 North Sea Earthquake: Location, Characteristics, and ContextThe 30 June 2017 North Sea Earthquake: Location, Characteristics, and Context ». *Bulletin of the Seismological Society of America*, 110(2), p. 937-952. DOI : <https://doi.org/10.1785/0120190181>.
- Kennett, B. L., Engdahl, E. et Buland, R. (1995). « Constraints on seismic velocities in the Earth from traveltimes ». *Geophysical Journal International*, 122(1), p. 108-124. DOI : <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1995.tb03540.x>.
- Klimke, J., Franke, D., Mahanjane, E. S. et Leitchenkov, G. (2018). « Tie points for Gondwana reconstructions from a structural interpretation of the Mozambique Basin, East Africa and the Riiser-Larsen Sea, Antarctica ». *Solid Earth*, 9(1), p. 25-37. DOI : <https://doi.org/10.5194/se-9-25-2018>.
- Laske, G., Masters, G., Ma, Z. et Pasyanos, M. (2013). « Update on CRUST1.0 - A 1-degree global model of Earth's crust ». *Abstract EGU2013-2658 presented at 2013 Geophys. Res. Abstracts 15*, 15, p. 2658-.
- Leinweber, V. T., Klingelhoefer, F., Neben, S., Reichert, C., Aslanian, D., Matias, L., Heyde, I., Schreckenberger, B. et Jokat, W. (2013). « The crustal structure of the Central Mozambique continental margin—Wide-angle seismic, gravity and magnetic study in the Mozambique Channel, Eastern Africa ». *Tectonophysics*, 599, p. 170-196. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2013.04.015>.
- Letort, J., Vergoz, J., Guilbert, J., Cotton, F., Sebe, O. et Cano, Y. (2014). « Moderate earthquake teleseismic depth estimations: new methods and use of the Comprehensive Nuclear-Test-Ban Treaty Organization network data ». *Bulletin of the Seismological Society of America*, 104(2), p. 593-607. DOI : <https://doi.org/10.1785/0120130126>.

- Letort, J., Bollinger, L., Lyon-Caen, H., Guilhem, A., Cano, Y., Baillard, C. et Adhikari, L. B. (2016). « Teleseismic depth estimation of the 2015 Gorkha- Nepal aftershocks ». *Geophysical Journal International*, 207(3), p. 1584-1595. DOI : <https://doi.org/10.1093/gji/ggw364>.
- Letort, J., Guilbert, J., Cotton, F., Bondár, I., Cano, Y. et Vergoz, J. (2015). « A new, improved and fully automatic method for teleseismic depth estimation of moderate earthquakes ( $4.5 < M < 5.5$ ): application to the Guerrero subduction zone (Mexico) ». *Geophysical Journal International*, 201(3), p. 1834-1848. DOI : <https://doi.org/10.1093/gji/ggv093>.
- Letort, J., Trilla, A. G., Ford, S. R. et Myers, S. C. (2018). « Multiobjective Optimization of Regional and Teleseismic Data to Constrain the Source of the 12 September 2016 M w 5.4 Earthquake in South Korea ». *Bulletin of the Seismological Society of America*, 108(1), p. 175-187. DOI : <https://doi.org/10.1785/0120170217>.
- Lort, J., Limond, W., Segoufin, J., Patriat, P., Delteil, J. et Damotte, B. (1979). « New seismic data in the Mozambique Channel ». *Marine Geophysical Researches*, 4(1), p. 71-89. DOI : <https://doi.org/10.1007/BF00286146>.
- Murphy, J. et Barker, B. (2006). « Improved focal-depth determination through automated identification of the seismic depth phases pP and sP ». *Bulletin of the Seismological Society of America*, 96(4A), p. 1213-1229. DOI : <https://doi.org/10.1785/0120050259>.
- Oth, A., Barrière, J., d'Oreye, N., Mavonga, G., Subira, J., Mashagiro, N., Kadufu, B., Fiama, S., Celli, G., Bigirande, J. d. D. et al. (2017). « KivuSNet: the first dense broadband seismic network for the Kivu Rift region (western branch of East African Rift) ». *Seismological Research Letters*, 88(1), p. 49-60. DOI : <https://doi.org/10.1785/0220160147>.
- Pagani, M., Monelli, D., Weatherill, G., Danciu, L., Crowley, H., Silva, V., Henshaw, P., Butler, L., Nastasi, M., Panzeri, L. et al. (2014). « OpenQuake engine: An open hazard (and risk) software for the global earthquake model ». *Seismological Research Letters*, 85(3), p. 692-702. DOI : <https://doi.org/10.1785/0220130087>.
- Poggi, V., Durrheim, R., Tuluka, G. M., Weatherill, G., Gee, R., Pagani, M., Nyblade, A. et Delvaux, D. (2017). « Assessing seismic hazard of the East African Rift: a pilot study from GEM and AfricaArray ». *Bulletin of Earthquake Engineering*, 15(11), p. 4499-4529. DOI : <https://doi.org/10.1007/s10518-017-0152-4>.
- Pouclot, A., Bellon, H. et Bram, K. (2016). « The Cenozoic volcanism in the Kivu rift: Assessment of the tectonic setting, geochemistry, and geochronology of the volcanic activity in the South-Kivu and Virunga regions ». *Journal of African Earth Sciences*, 121, p. 219-246. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.jafrearsci.2016.05.026>.
- Skobelev, S., Hanon, M., Klerkx, J., Govorova, N., Lukina, N. et Kazmin, V. (2004). « Active faults in Africa: a review ». *Tectonophysics*, 380(3-4), p. 131-137. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2003.10.016>.



## REFERENCES

---

- Stromeyer, D. et Grünthal, G. (2009). « Attenuation relationship of macroseismic intensities in Central Europe ». *Bulletin of the Seismological Society of America*, 99(2A), p. 554-565. DOI : <https://doi.org/10.1785/0120080011>.
- Theunissen, T., Chevrot, S., Sylvander, M., Monteiller, V., Calvet, M., Villaseñor, A., Benahmed, S., Pauchet, H. et Grimaud, F. (2018). « Absolute earthquake locations using 3-D versus 1-D velocity models below a local seismic network: example from the Pyrenees ». *Geophysical Journal International*, 212(3), p. 1806-1828. DOI : <https://doi.org/10.1093/gji/ggx472>.
- Weston, J., Engdahl, E., Harris, J., Di Giacomo, D. et Storchak, D. (2018). « ISC-EHB: reconstruction of a robust earthquake data set ». *Geophysical Journal International*, 214(1), p. 474-484. DOI : <https://doi.org/10.1093/gji/ggy155>.
- Yang, Z. et Chen, W.-P. (2008). « Mozambique earthquake sequence of 2006: High-angle normal faulting in southern Africa ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 113(B12). DOI : <https://doi.org/10.1029/2007JB005419>.

# Références

- Adams, R. (2009). « Re-evaluation of early instrumental earthquake locations: Methodology and examples ». *Annals of Geophysics*, 47. DOI : [10.4401/ag-3339](https://doi.org/10.4401/ag-3339).
- Adisson, L. (2008). « Et l'Adour disparut 1773 1777 1816. » *Bulletin de la Société Ramond*, p. 195-204.
- Agnew, D. C., Lee, W., Kanamori, H., Jennings, P. et Kisslinger, C. (2002). « History of seismology ». *International handbook of earthquake and engineering seismology*, 81(A), p. 3-11.
- Albertini, G., Lebihain, M., Hild, M., Ponson, F. et Kammer, D. (2021). « Effective toughness of heterogeneous materials with rate-dependent fracture energy ». *Physical Review Letters*, 127(3), p. 035501.
- Albertini, Karrer, Grigoriu et Kammer (2021). « Stochastic properties of static friction ». *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 147, p. 104242. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.jmps.2020.104242>.
- Ammirati, J.-B., Villaseñor, A., Chevrot, S., Easton, G., Lehujeur, M., Ruiz, S. et Flores, M. C. (2022). « Automated Earthquake Detection and Local Travel Time Tomography in the South-Central Andes (32–35°S): Implications for Regional Tectonics ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 127(4). DOI : <https://doi.org/10.1029/2022JB024097>.
- Amontons, G. (1699). « De la résistance causée dans les machines ». *Mémoires de l'Académie Royale A, A*, p. 257-282.
- Ampuero, J. (2012). *SEM2DPACK, a spectral element software for 2D seismic wave propagation and earthquake source dynamics, v2. 3.8*.
- Andrews, D. (1976). « Rupture velocity of plane strain shear cracks ». *Journal of Geophysical Research*, 81(32), p. 5679-5687.
- Baisch, S., Ceranna, L. et Harjes, H.-P. (2008). « Earthquake cluster: What can we learn from waveform similarity? » *Bulletin of the Seismological Society of America*, 98(6), p. 2806-2814.
- Barréjot, A. (2020). « Ce trou mystérieux qui a englouti l'Adour de Payolle. » *LADEPECHE*.
- (2021). « Pyrénées : Campan, le village qui tremble tout le temps ». *LADEPECHE*.
- Bayart, E., Svetlizky, I. et Fineberg, J. (2018). « Rupture Dynamics of Heterogeneous Frictional Interfaces ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 123(5), p. 3828-3848. DOI : <https://doi.org/10.1002/2018JB015509>.

## RÉFÉRENCES

---

- Bayart, E., Svetlizky, I. et Fineberg, J. (2016). « Fracture mechanics determine the lengths of interface ruptures that mediate frictional motion ». *Nature Physics*, 12(2), p. 166-170.
- Ben-Menahem, A. (1995). « A concise history of mainstream seismology: Origins, legacy, and perspectives ». *Bulletin of the Seismological Society of America*, 85(4), p. 1202-1225.
- Beroza, G. C. et Ellsworth, W. L. (1996). « Properties of the seismic nucleation phase ». *Tectonophysics*, 261(1-3), p. 209-227.
- Bondár, I., Myers, S. C., Engdahl, E. R. et Bergman, E. A. (2004). « Epicentre accuracy based on seismic network criteria ». *Geophysical Journal International*, 156(3), p. 483-496. DOI : <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2004.02070.x>.
- Bondár, I. et Storchak, D. (2011). « Improved location procedures at the International Seismological Centre ». *Geophysical Journal International*, 186(3), p. 1220-1244. DOI : <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2011.05107.x>.
- Bouchon, M., Durand, V., Marsan, D., Karabulut, H. et Schmittbuhl, J. (2013). « The long precursory phase of most large interplate earthquakes ». *Nature geoscience*, 6(4), p. 299-302. DOI : [10.1038/ngeo1770](https://doi.org/10.1038/ngeo1770).
- Bouchon, M., Karabulut, H., Aktar, M., Özalaybey, S., Schmittbuhl, J. et Bouin, M.-P. (2011). « Extended nucleation of the 1999 Mw 7.6 Izmit earthquake ». *science*, 331(6019), p. 877-880.
- Campillo, M., Favreau, P., Ionescu, I. R. et Voisin, C. (2001). « On the effective friction law of a heterogeneous fault ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 106(B8), p. 16307-16322. DOI : <https://doi.org/10.1029/2000JB900467>.
- Campillo, M. et Ionescu, I. R. (1997). « Initiation of antiplane shear instability under slip dependent friction ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 102(B9), p. 20363-20371. DOI : <https://doi.org/10.1029/97JB01508>.
- Cattania, C. et Segall, P. (2021). « Precursory slow slip and foreshocks on rough faults ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 126(4), e2020JB020430.
- Chaillou, A. et Gillan, H. (2002). « Archéosismicité des Hautes-Pyrénées. » *Actes des VIe Rencontres - Archéosismicité Vulnérabilité - Environnement, bâti ancien et société*.
- Chen, X. et Shearer, P. (2011). « Comprehensive analysis of earthquake source spectra and swarms in the Salton Trough, California ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 116(B9).
- Chen, X., Shearer, P. et Abercrombie, R. (2012). « Spatial migration of earthquakes within seismic clusters in Southern California: Evidence for fluid diffusion ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 117(B4).
- Christiansen, L. B., Hurwitz, S. et Ingebritsen, S. E. (2007). « Annual modulation of seismicity along the San Andreas Fault near Parkfield, CA ». *Geophysical Research Letters*, 34(4).
- Coulomb, C. A. (1821). *Théorie des machines simples en ayant égard au frottement de leurs parties et à la roideur des cordages*. Bachelier.

- Coutellier, D. (2006). « Contribution à l'amélioration des lois de comportement pour la simulation numérique du choc sur les structures composites du domaine des transports ». *Recherche - Transports - Sécurité*, 90. DOI : [10.3166/rts.90.29-40](https://doi.org/10.3166/rts.90.29-40).
- D'Agostino, N., Silverii, F., Amoroso, O., Convertito, V., Fiorillo, F., Ventafridda, G. et Zollo, A. (2018). « Crustal deformation and seismicity modulated by groundwater recharge of karst aquifers ». *Geophysical Research Letters*, 45(22), p. 12-253.
- Dally, J. (1979). « Dynamic photoelastic studies of fracture ». *Experimental Mechanics*, 19(10), p. 349-361. DOI : <https://doi.org/10.1007/BF02324250>.
- Dascalu, C., Ionescu, I. R. et Campillo, M. (2000). « Fault finiteness and initiation of dynamic shear instability ». *Earth and Planetary Science Letters*, 177(3-4), p. 163-176. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0012-821X\(00\)00055-8](https://doi.org/10.1016/S0012-821X(00)00055-8).
- De Barros, L., Cappa, F., Deschamps, A. et Dublanchet, P. (2020). « Imbricated aseismic slip and fluid diffusion drive a seismic swarm in the Corinth Gulf, Greece ». *Geophysical Research Letters*, 47(9), e2020GL087142.
- Derode, B., Cappa, F., Guglielmi, Y. et Rutqvist, J. (2013). « Coupled seismo-hydrromechanical monitoring of inelastic effects on injection-induced fracture permeability ». *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 61, p. 266-274.
- Derode, B., Guglielmi, Y., De Barros, L. et Cappa, F. (2015). « Seismic responses to fluid pressure perturbations in a slipping fault ». *Geophysical Research Letters*, 42(9), p. 3197-3203.
- Derode, B., Letort, J., Chevrot, S., Lehujeur, M., Sylvander, M., Pauchet, H., Grimaud, F. et Canot, Y. (2021). « Apport des réseaux de neurones convolutifs dans la détection et le pointé automatique des phases sismiques régionales Pg/Sg dans les Pyrénées ». In : *5èmes Rencontres Scientifiques et Techniques Résif*.
- Dieterich, J. H. (1986). « A model for the nucleation of earthquake slip ». *Earthquake source mechanics*, 37, p. 37-47.
- Dodge, D. A., Beroza, G. C. et Ellsworth, W. (1995). « Foreshock sequence of the 1992 Landers, California, earthquake and its implications for earthquake nucleation ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 100(B6), p. 9865-9880.
- Dresen, G., Kwiatek, G., Goebel, T. et Ben-Zion, Y. (2020). « Seismic and aseismic preparatory processes before large stick-slip failure ». *Pure and Applied Geophysics*, 177(12), p. 5741-5760.
- Dublanchet, P. (2018). « The dynamics of earthquake precursors controlled by effective friction ». *Geophysical Journal International*, 212(2), p. 853-871.
- Dublanchet, P., Bernard, P. et Favreau, P. (2013). « Interactions and triggering in a 3-D rate-and-state asperity model ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 118(5), p. 2225-2245. DOI : <https://doi.org/10.1002/jgrb.50187>.

## RÉFÉRENCES

---

- Dubos, N., Sylvander, M., Souriau, A., Ponsolles, C., Chevrot, S., Fels, J.-F. et Benahmed, S. (2004). « Analysis of the 2002 May earthquake sequence in the central Pyrenees, consequences for the evaluation of the seismic risk at Lourdes, France ». *Geophysical Journal International*, 156(3), p. 527-540.
- Ducoux, M. (2017). « Structure, thermicité et évolution géodynamique de la Zone Interne Métamorphique des Pyrénées ». Theses. Université d'Orléans.
- Dziewonski, A. M. et Anderson (1981). « Preliminary reference Earth model ». *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 25(4), p. 297-356. DOI : [https://doi.org/10.1016/0031-9201\(81\)90046-7](https://doi.org/10.1016/0031-9201(81)90046-7).
- Ellsworth, W. et Beroza, G. (1995). « Seismic evidence for an earthquake nucleation phase ». *Science*, 268(5212), p. 851-855.
- Favreau, P., Campillo, M. et Ionescu, I. R. (2002). « Initiation of shear instability in three-dimensional elastodynamics ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 107(B7), ESE-4. DOI : <https://doi.org/10.1029/2001JB000448>.
- (1999). « Initiation of in-plane shear instability under slip-dependent friction ». *Bulletin of the Seismological Society of America*, 89(5), p. 1280-1295. DOI : [10.1785/BSSA0890051280](https://doi.org/10.1785/BSSA0890051280).
- Flouzat, M., Bettinelli, P., Willis, P., Avouac, J.-P., Héritier, T. et Gautam, U. (2009). « Investigating tropospheric effects and seasonal position variations in GPS and DORIS time-series from the Nepal Himalaya ». *Geophysical Journal International*, 178(3), p. 1246-1259.
- Freund, L. (1979). « The mechanics of dynamic shear crack propagation ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 84(B5), p. 2199-2209.
- Gao, D., Kao, H. et Wang, B. (2021). « Misconception of waveform similarity in the identification of repeating earthquakes ». *Geophysical Research Letters*, 48(13).
- Gomberg, J. S., Shedlock, K. M. et Roecker, S. W. (1990). « The effect of S-wave arrival times on the accuracy of hypocenter estimation ». *Bulletin of the Seismological Society of America*, 80(6A), p. 1605-1628.
- Gombert, P., Orsat, J., Mathon, D., Alboresha, R., Al Heib, M. et Deck, O. (2015). « Rôle des effondrements karstiques sur les désordres survenus sur les digues de Loire dans le Val d'Orléans (France) ». *Bulletin of Engineering Geology and the Environment*, 74(1), p. 125-140.
- Gounon, A., Latour, S., Letort, J. et El Arem, S. (2022). « Rupture nucleation on a periodically heterogeneous interface ». *Geophysical Research Letter*. DOI : <https://doi.org/10.1029/2021GL096816>.
- Gueguen, P., Janex, G., Nomade, J., Langlais, M., Helmstetter, A., Coutant, O., Schwartz, S. et Dollet, C. (2021). « Unprecedented seismic swarm in the Maurienne valley (2017–2019) observed by the SISmalp Alpine seismic network: operational monitoring and management ». *Comptes Rendus. Géoscience*, 353(S1), p. 517-534.
- Guérin-Marthe, S., Nielsen, S., Bird, R., Giani, S. et Di Toro, G. (2019). « Earthquake nucleation size: Evidence of loading rate dependence in laboratory faults ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 124(1), p. 689-708.

- Guglielmi, Y., Henry, P., Cappa, F. et Derode, B. (2013). « Relationships between slow slip, seismicity and fluids leakage during a pressurized fault zone rupture in situ experiment: Importance for reservoir/caprock stimulation monitoring and efficiency assessment ». In : *47th US Rock Mechanics/Geomechanics Symposium*. OnePetro.
- Gvirtzman, S. et Fineberg, J. (2021). « Nucleation fronts ignite the interface rupture that initiates frictional motion ». *Nature Physics*, 17(9), p. 1037-1042.
- Hatch, R. L., Abercrombie, R. E., Ruhl, C. J. et Smith, K. D. (2020). « Evidence of aseismic and fluid-driven processes in a small complex seismic swarm near Virginia City, Nevada ». *Geophysical Research Letters*, 47(4), e2019GL085477.
- Horálek, J., Fischer, T., Einarsson, P. et Jakobsdóttir, S. S. (2015). « Earthquake Swarms ». In : *Encyclopedia of Earthquake Engineering*. Springer Berlin Heidelberg, p. 871-885. DOI : [10.1007/978-3-642-35344-4\\_294](https://doi.org/10.1007/978-3-642-35344-4_294).
- Huang, Y., Meng, L. et Ampuero, J.-P. (2012). « A dynamic model of the frequency-dependent rupture process of the 2011 Tohoku-Oki earthquake ». *Earth, planets and space*, 64(12), p. 1061-1066.
- Husen, S. et Hardebeck, J. (2010). « Community Online Resource for Statistical Seismicity Analysis ». *Earthquake Location Accuracy*. DOI : [10.5078/corssa-55815573](https://doi.org/10.5078/corssa-55815573).
- Ida, Y. (1972). « Cohesive force across the tip of a longitudinal-shear crack and Griffith's specific surface energy ». *Journal of Geophysical Research*, 77(20), p. 3796-3805.
- Ide, S. et Aochi, H. (2005). « Earthquakes as multiscale dynamic ruptures with heterogeneous fracture surface energy ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 110(B11).
- Iio, Y. (1995). « Observations of the slow initial phase generated by microearthquakes: Implications for earthquake nucleation and propagation ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 100(B8), p. 15333-15349.
- Ionescu, I. R. et Campillo, M. (1999). « Influence of the shape of the friction law and fault finiteness on the duration of initiation ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 104(B2), p. 3013-3024. DOI : <https://doi.org/10.1029/1998JB900090>.
- Kaneko, Y., Lapusta, N. et Ampuero, J.-P. (2008). « Spectral element modeling of spontaneous earthquake rupture on rate and state faults: Effect of velocity-strengthening friction at shallow depths ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 113(B9).
- Kato, A., Obara, K., Igarashi, T., Tsuruoka, H., Nakagawa, S. et Hirata, N. (2012). « Propagation of Slow Slip Leading Up to the 2011  $M_w$  9.0 Tohoku-Oki Earthquake ». *Science*, 335(6069), p. 705-708. DOI : [10.1126/science.1215141](https://doi.org/10.1126/science.1215141).
- Kobayashi, A., Emery, A. et Mall, S. (1976). « Dynamic-finite-element and dynamic-photoelastic analyses of two fracturing homalite-100 plates ». *Experimental Mechanics*, 16(9), p. 321-328. DOI : <https://doi.org/10.1007/BF02330248>.

## RÉFÉRENCES

---

- Lacan, P. et Ortuño (2012). « Active Tectonics of the Pyrenees: A review. » *Journal Of Iberian Geology*, 2012, vol. 38, num. 1, p. 9-30.
- Latour, S., Schubnel, A., Nielsen, S., Madariaga, R. et Vinciguerra, S. (2013). « Characterization of nucleation during laboratory earthquakes ». *Geophysical Research Letters*, 40(19), p. 5064-5069.
- Latour, S., Campillo, M., Voisin, C., Ionescu, I., Schmedes, J. et Lavallée, D. (2011). « Effective friction law for small-scale fault heterogeneity in 3D dynamic rupture ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 116(B10). DOI : <https://doi.org/10.1029/2010JB008118>.
- Lavallee, D. (2008). « On the random nature of earthquake sources and ground motions: A unified theory ». *Advances in geophysics*, 50, p. 427-461.
- Lebihain, M., Roch, T., Violay, M. et Molinari, J.-F. (2021). « Earthquake Nucleation Along Faults With Heterogeneous Weakening Rate ». *Geophysical Research Letters*, 48(21), e2021GL094901.
- Letort, J., Vergoz, J., Guilbert, J., Cotton, F., Sebe, O. et Cano, Y. (2014). « Moderate earthquake teleseismic depth estimations: new methods and use of the Comprehensive Nuclear-Test-Ban Treaty Organization network data ». *Bulletin of the Seismological Society of America*, 104(2), p. 593-607. DOI : <https://doi.org/10.1785/0120130126>.
- Levet, S., Toutain, J., Munoz, M., Berger, G., Négrel, P., Jendrzewski, N., Agrinier, P. et Sortino, F. (2002). « Geochemistry of the Bagnères-de-Bigorre thermal waters from the North Pyrenean Zone (France) ». *Geofluids*, 2(1), p. 25-40.
- Lewis, M. et Ben-Zion, Y. (2007). « Examination of scaling between proposed early signals in P waveforms and earthquake magnitudes ». *Geophysical Journal International*, 171(3), p. 1258-1268.
- Lohman, R. et McGuire, J. (2007). « Earthquake swarms driven by aseismic creep in the Salton Trough, California ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 112(B4).
- Lomax, A., Michelini, A., Curtis, A. et Meyers, R. (2009). « Earthquake location, direct, global-search methods ». *Encyclopedia of complexity and systems science*, 5, p. 2449-2473.
- Lomax, A., Virieux, J., Volant, P. et Berge-Thierry, C. (2000). « Probabilistic earthquake location in 3D and layered models ». In : *Advances in seismic event location*. Springer, p. 101-134.
- Martin-Grasset, J.-J. (1969). « Bref historique des séismes connus dans notre région. » *Bulletin de la Société Ramond*.
- McLaskey, G. C. (2019). « Earthquake initiation from laboratory observations and implications for foreshocks ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 124(12), p. 12882-12904. DOI : <https://doi.org/10.1029/2019JB018363>.
- Meng, L. et Ampuero, J. P. (2012). « Slow rupture and weakly pressure-sensitive strength enables compressional branching: » in :
- Michell, J. (1760). « Conjectures concerning the cause, and observations upon the phaenomena, of earthquakes: particularly of that great earthquake of the first of November 1755, which proved so fatal to

- the city of Lisbon, and whose effects were felt as far as Africa, and more or less throughout almost all Europe ». *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 51, p. 566-634.
- Münchmeyer, J., Woollam, J., Rietbrock, A., Tilmann, F., Lange, D., Bornstein, T., Diehl, T., Giunchi, C., Haslinger, F., Jozinović, D. et al. (2022). « Which picker fits my data? A quantitative evaluation of deep learning based seismic pickers ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 127(1), e2021JB023499.
- Nadeau, R. M. et McEvilly, T. V. (1999). « Fault Slip Rates at Depth from Recurrence Intervals of Repeating Microearthquakes ». *Science*, 285(5428), p. 718-721. DOI : [10.1126/science.285.5428.718](https://doi.org/10.1126/science.285.5428.718).
- Nielsen, S., Taddeucci, J. et Vinciguerra, S. (2010). « Experimental observation of stick-slip instability fronts ». *Geophysical Journal International*, 180(2), p. 697-702. DOI : [10.1111/j.1365-246X.2009.04444.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2009.04444.x).
- Ohnaka, M. et Shen, L.-f. (1999). « Scaling of the shear rupture process from nucleation to dynamic propagation: Implications of geometric irregularity of the rupturing surfaces ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 104(B1), p. 817-844.
- Okuda, T. et Ide, S. (2018). « Hierarchical rupture growth evidenced by the initial seismic waveforms ». *Nature communications*, 9(1), p. 1-7.
- Paglialunga, F., Passelègue, F. X., Brantut, N., Barras, F., Lebihain, M. et Violay, M. (2022). « On the scale dependence in the dynamics of frictional rupture: Constant fracture energy versus size-dependent breakdown work ». *Earth and Planetary Science Letters*, 584, p. 117442.
- Pallas, P. (2020). « Pyrénées. Il y a trois siècles, le 21 juin 1660, un terrible tremblement de terre secouait l'Occitanie ». *Actu.fr*.
- Palmer, A. C. et Rice, J. R. (1973). « The growth of slip surfaces in the progressive failure of over-consolidated clay ». *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*, 332(1591), p. 527-548.
- Passelègue, F. X., Latour, S., Schubnel, A., Nielsen, S., Bhat, H. S. et Madariaga, R. (2017). « Influence of fault strength on precursory processes during laboratory earthquakes ». *Fault Zone Dynamic Processes*, p. 229-242.
- Pauchet, H., Rigo, A., Rivera, L. et Souriau, A. (1999). « A detailed analysis of the February 1996 aftershock sequence in the eastern Pyrenees, France ». *Geophysical Journal International*, 137(1), p. 107-127.
- Reid, H. (1910). « Mechanics of the earthquake, the California Earthquake of April 18, 1906. » *Report of the State Investigation Commission, Carnegie Institution of Washington, Washington DC*.
- Résif (1995a). « Résif RAP French Accelerometric Network. RESIF – Réseau Sismologique et géodésique Français. » DOI : [doi:15778/resif.ra](https://doi.org/10.15778/resif.ra).



- Résif (1995b). « Résif RLBP French Broadband network, Résif RAP strong motion network and other seismic stations in metropolitan France. Résif– Réseau Sismologique et géodésique Français. » DOI : [doi:15778/resif.fr](https://doi.org/10.15778/resif.fr).
- Retailleau, L., Saurel, J.-M., Zhu, W., Satriano, C., Beroza, G. C., Issartel, S., Boissier, P., Team, O. et Team, O. (2022). « A Wrapper to Use a Machine-Learning-Based Algorithm for Earthquake Monitoring ». *Seismological Society of America*, 93(3), p. 1673-1682.
- Rice, J. R., Lapusta, N. et Ranjith, K. (2001). « Rate and state dependent friction and the stability of sliding between elastically deformable solids ». *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 49(9), p. 1865-1898. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0022-5096\(01\)00042-4](https://doi.org/10.1016/S0022-5096(01)00042-4).
- Rigo, A., Vernant, P., Feigl, K., Goula, X., Khazaradze, G., Talaya, J., Morel, L., Nicolas, J., Baize, S., Chery, J. et al. (2015). « Present-day deformation of the Pyrenees revealed by GPS surveying and earthquake focal mechanisms until 2011 ». *Geophysical Journal International*, 201(2), p. 947-964.
- Rigo, A., Souriau, A., Dubos, N., Sylvander, M. et Ponsolles, C. (2005). « Analysis of the seismicity in the central part of the Pyrenees (France), and tectonic implications ». *Journal of Seismology*, 9(2), p. 211-222.
- Roland, E. et McGuire, J. J. (2009). « Earthquake swarms on transform faults ». *Geophysical Journal International*, 178(3), p. 1677-1690.
- Rosakis, A., Samudrala, O. et Coker, D. (1999). « Cracks faster than the shear wave speed ». *Science*, 284(5418), p. 1337-1340.
- Rubin, A. M. et Ampuero, J.-P. (2005). « Earthquake nucleation on (aging) rate and state faults ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 110(B11).
- Rubinstein, S. M., Cohen, G. et Fineberg, J. (2007). « Dynamics of precursors to frictional sliding ». *Physical review letters*, 98(22), p. 226103.
- Rubinstein, S. M., Barel, I., Reches, Z., Braun, O. M., Urbakh, M. et Fineberg, J. (2011). « Slip sequences in laboratory experiments resulting from inhomogeneous shear as analogs of earthquakes associated with a fault edge ». *Pure and Applied Geophysics*, 168(12), p. 2151-2166.
- Rubinstein, S. M., Cohen, G. et Fineberg, J. (2004). « Detachment fronts and the onset of dynamic friction ». *Nature*, 430(7003), p. 1005-1009.
- Ruiz, S., Metois, M., Fuenzalida, A., Ruiz, J., Leyton, F., Grandin, R., Vigny, C., Madariaga, R. et Campos, J. (2014). « Intense foreshocks and a slow slip event preceded the 2014 Iquique Mw 8.1 earthquake ». *Science*, 345(6201), p. 1165-1169. DOI : [10.1126/science.1256074](https://doi.org/10.1126/science.1256074).
- Saar, M. O. et Manga, M. (2003). « Seismicity induced by seasonal groundwater recharge at Mt. Hood, Oregon ». *Earth and Planetary Science Letters*, 214(3-4), p. 605-618.
- Schaff, D. P. et Richards, P. G. (2011). « On finding and using repeating seismic events in and near China ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 116(B3).

- Schär, S., Albertini, G. et Kammer, D. S. (2021). « Nucleation of frictional sliding by coalescence of microslip ». *International Journal of Solids and Structures*, 225, p. 111059.
- Scherbaum, F. et Bouin, M.-P. (1997). « FIR filter effects and nucleation phases ». *Geophysical Journal International*, 130(3), p. 661-668. DOI : <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1997.tb01860.x>.
- Scholz, C. H. (2019). *The mechanics of earthquakes and faulting*. Cambridge university press.
- Schön, J. (2011). *Physical properties of rocks: A workbook*. T. 8. Elsevier.
- Schubnel, A., Nielsen, S., Taddeucci, J., Vinciguerra, S. et Rao, S. (2011). « Photo-acoustic study of subshear and supershear ruptures in the laboratory ». *Earth and Planetary Science Letters*, 308(3-4), p. 424-432. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2011.06.013>.
- Selim Saleh, M. M. (2011). « Body Waves ». In : *Encyclopedia of Solid Earth Geophysics*. Springer Netherlands, p. 29-35. DOI : [10.1007/978-90-481-8702-7\\_140](https://doi.org/10.1007/978-90-481-8702-7_140).
- Shapiro, S. A., Rothert, E., Rath, V. et Rindschwentner, J. (2002). « Characterization of fluid transport properties of reservoirs using induced microseismicity ». *Geophysics*, 67(1), p. 212-220.
- Shapiro, S. A., Huenges, E. et Borm, G. (1997). « Estimating the crust permeability from fluid-injection-induced seismic emission at the KTB site ». *Geophysical Journal International*, 131(2), F15-F18.
- Shibazaki, B. et Matsu'ura, M. (1992). « Spontaneous processes for nucleation, dynamic propagation, and stop of earthquake rupture ». *Geophysical Research Letters*, 19(12), p. 1189-1192.
- Socquet, A., Valdes, J. P., Jara, J., Cotton, F., Walpersdorf, A., Cotte, N., Specht, S., Ortega-Culaciati, F., Carrizo, D. et Norabuena, E. (2017). « An 8 month slow slip event triggers progressive nucleation of the 2014 Chile megathrust ». *Geophysical Research Letters*, 44(9), p. 4046-4053.
- Souriau, A. et Pauchet, H. (1998). « A new synthesis of Pyrenean seismicity and its tectonic implications ». *Tectonophysics*, 290(3-4), p. 221-244.
- Souriau, A., Sylvander, M., Rigo, A., Fels, J.-F., Douchain, J.-M. et Ponsolles, C. (2001). « Sismotectonique des Pyrenees; principales contraintes sismologiques ». *Bulletin de la Société Géologique de France*, 172(1), p. 25-39.
- Sudhir, K. et Lapusta, N. (2020). « Nucleation of Earthquake Slip on Heterogeneous Interfaces ». In : *AGU Fall Meeting Abstracts*. T. 2020, S026-05, S026-05.
- Svetlizky, I. et Fineberg, J. (2014). « Classical shear cracks drive the onset of dry frictional motion ». *Nature*, 509(7499), p. 205-208.
- Sylvander, M., Rigo, A., Sénéchal, G., Battaglia, J., Benahmed, S., Calvet, M., Chevrot, S., Douchain, J.-M., Grimaud, F., Letort, J. et al. (2021). « Seismicity patterns in southwestern France ». *Comptes Rendus. Géoscience*, 353(S1), p. 79-104.
- Thomas, M. Y. et Bhat, H. S. (2023). « Loi de friction et modélisation numérique du cycle sismique ». working paper or preprint.

## RÉFÉRENCES

---

- Toda, S., Stein, R. S., Sevilgen, V. et Lin, J. (2011). « Coulomb 3.3 Graphic-rich deformation and stress-change software for earthquake, tectonic, and volcano research and teaching—user guide ». *US Geological Survey open-file report*, 1060(2011), p. 63.
- Toutain, J.-P. et Baubron, J.-C. (1999). « Gas geochemistry and seismotectonics: a review ». *Tectonophysics*, 304(1-2), p. 1-27.
- Toutain, J.-P., Munoz, M., Pinaud, J.-L., Levet, S., Sylvander, M., Rigo, A. et Escalier, J. (2006). « Modelling the mixing function to constrain coseismic hydrochemical effects: An example from the French Pyrénées ». *pure and applied geophysics*, 163(4), p. 723-744.
- Uchida, N., Iinuma, T., Nadeau, R. M., Bürgmann, R. et Hino, R. (2016). « Periodic slow slip triggers megathrust zone earthquakes in northeastern Japan ». *Science*, 351(6272), p. 488-492. DOI : [10.1126/science.aad3108](https://doi.org/10.1126/science.aad3108).
- Uchida, N., Matsuzawa, T., Hasegawa, A. et Igarashi, T. (2003). « Interplate quasi-static slip off Sanriku, NE Japan, estimated from repeating earthquakes ». *Geophysical Research Letters*, 30(15). DOI : <https://doi.org/10.1029/2003GL017452>.
- Uenishi, K. et Rice, J. R. (2003). « Universal nucleation length for slip-weakening rupture instability under nonuniform fault loading ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 108(B1).
- Vidale, J. E. et Shearer, P. M. (2006). « A survey of 71 earthquake bursts across southern California: Exploring the role of pore fluid pressure fluctuations and aseismic slip as drivers ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 111(B5).
- Wadati, K. et Oki, S. (1933). « On the travel time of earthquake waves.(Part II) ». *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, 11(1), p. 14-28.
- Waldhauser, F. (2001). « hypoDD—A program to compute double-difference hypocenter locations ».
- Waldhauser, F. et Ellsworth, W. L. (2002). « Fault structure and mechanics of the Hayward fault, California, from double-difference earthquake locations ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 107(B3), ESE-3.
- Wu, B. S. et McLaskey, G. C. (2019). « Contained laboratory earthquakes ranging from slow to fast ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 124(10), p. 10270-10291.
- Xia, K., Rosakis, A. J., Kanamori, H. et Rice, J. R. (2005). « Laboratory earthquakes along inhomogeneous faults: Directionality and supershear ». *Science*, 308(5722), p. 681-684. DOI : [10.1126/science.1108193](https://doi.org/10.1126/science.1108193).
- Xia, K., Rosakis, A. J. et Kanamori, H. (2004). « Laboratory Earthquakes: The Sub-Rayleigh-to-Supershear Rupture Transition ». *Science*, 303(5665), p. 1859-1861. DOI : [10.1126/science.1094022](https://doi.org/10.1126/science.1094022).
- Xu, S., Fukuyama, E., Yamashita, F., Mizoguchi, K., Takizawa, S. et Kawakata, H. (2018). « Strain rate effect on fault slip and rupture evolution: Insight from meter-scale rock friction experiments ». *Tectonophysics*, 733, p. 209-231.

- Yabe, S. et Ide, S. (2018). « Variations in precursory slip behavior resulting from frictional heterogeneity ». *Progress in Earth and Planetary Science*, 5(1), p. 1-11.
- Yamashita, F., Fukuyama, E., Xu, S., Kawakata, H., Mizoguchi, K. et Takizawa, S. (2021). « Two end-member earthquake preparations illuminated by foreshock activity on a meter-scale laboratory fault ». *Nature Communications*, 12(1), p. 1-11.
- Yamashita, F., Fukuyama, E., Xu, S., Mizoguchi, K., Kawakata, H. et Takizawa, S. (2018). « Rupture preparation process controlled by surface roughness on meter-scale laboratory fault ». *Tectonophysics*, 733, p. 193-208.
- Zhang, M., Ellsworth, W. L. et Beroza, G. C. (2019). « Rapid earthquake association and location ». *Seismological Research Letters*, 90(6), p. 2276-2284.
- Zhu, W. et Beroza, G. C. (2019). « PhaseNet: a deep-neural-network-based seismic arrival-time picking method ». *Geophysical Journal International*, 216(1), p. 261-273.
- Zuo, J.-P., Peng, S.-P., Li, Y.-J., Chen, Z.-H. et Xie, H.-P. (2009). « Investigation of karst collapse based on 3-D seismic technique and DDA method at Xieqiao coal mine, China ». *International Journal of Coal Geology*, 78(4), p. 276-287.