



HAL
open science

Cinématique et Mécanique des Failles Décrochantes à l'échelle de Temps du Cycle Sismique: Apports d'un Modèle Expérimental.

Yannick Caniven

► **To cite this version:**

Yannick Caniven. Cinématique et Mécanique des Failles Décrochantes à l'échelle de Temps du Cycle Sismique: Apports d'un Modèle Expérimental.. Tectonique. Université de Montpellier 2, 2014. Français. NNT: . tel-02087041

HAL Id: tel-02087041

<https://hal.science/tel-02087041v1>

Submitted on 1 Apr 2019

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de
Docteur

Délivré par **UNIVERSITE MONTPELLIER 2**

Préparée au sein de l'école doctorale SIBAGHE
Et de l'unité de recherche Géosciences Montpellier-
UMR5243

Spécialité : **Géosciences**

Présentée par **Yannick CANIVEN**

**CINÉMATIQUE ET MÉCANIQUE DES
FAILLES DÉCROCHANTES À L'ÉCHELLE
DE TEMPS DU CYCLE SISMIQUE :
APPORTS D'UN MODÈLE EXPÉRIMENTAL**

Soutenue le 09/12/2014 devant le jury composé de

M. Stéphane DOMINGUEZ, CR1, Univ. Montpellier II	Directeur
M. Roger SOLIVA, MCF, Univ. Montpellier II	Co-Directeur
M. Jérôme VAN DER WOERD, CR1, EOST Strasbourg	Rapporteur
M. Christophe VOISIN, CR1, ISTERRE Grenoble	Rapporteur
M. Jean-Philippe AVOUAC, Pr, Univ. de Cambridge	Examineur
M. Stéphane BOUISSOU, Pr, Géoazur, Univ. Nice-Sophia Antipolis	Examineur
M. Stéphane MAZZOTTI, Pr, Univ. Montpellier II	Président
M. Vincent REGARD, MCF, Univ. Paul Sabatier, Toulouse	Invite

Cinématique et mécanique des failles décrochantes à l'échelle de temps du cycle sismique : Apports d'un modèle expérimental

Resumé

Le cycle sismique s'étend de la centaine à quelques milliers d'années mais les mesures géodésiques et sismologiques s'étendent sur moins d'un siècle. Cette courte échelle de temps d'observation rend difficile la mise en évidence du rôle des paramètres sismotectoniques clefs qui contrôlent la dynamique des failles actives. Pour palier à ce problème d'échelle temporelle, j'ai développé un nouveau modèle expérimental qui reproduit des microséismes le long d'une faille décrochante sur plusieurs centaines de cycles sismiques. Il est constitué de deux plaques de polyuréthane latéralement en contact, reposant sur une couche basale de silicone, simulant le comportement mécanique d'une croûte supérieure élastoplastique couplée avec une croûte inférieure ductile, respectivement. Pour chaque expérience, environ 4000 mesures du champ de vitesses horizontales sont enregistrées. L'analyse des déplacements de surface au cours des phases intersismiques, cosismiques et postsismiques et leur comparaison aux failles sismogéniques montrent que le modèle reproduit correctement les déformations proches de la faille et en champ lointain. J'ai aussi effectué des inversions du champ de vitesses en surface pour évaluer la distribution spatiale du glissement en profondeur le long du plan de faille. Pour comparer les expériences, j'ai développé plusieurs algorithmes permettant d'étudier l'évolution spatio-temporelle des principaux paramètres physiques et les processus de déformation de surface qui caractérisent le cycle sismique.

Mes premiers résultats suggèrent que la vitesse de chargement tectonique imposée en champ lointain joue un rôle sur le cycle sismique en influençant la magnitude des séismes, leur temps de récurrence, ainsi que la capacité de la faille à générer des séismes caractéristiques. Une vitesse de chargement lente favorise l'occurrence de forts événements caractéristiques et une vitesse rapide de nombreux microséismes de magnitude faible à modérée plus distribués le long de la faille. Ma première hypothèse est que ce comportement est contrôlé par le couplage fragile/ductile à la base des plaques de polyuréthane. Pour une vitesse rapide, les forces visqueuses dans la couche basale augmentent de même que ce couplage. Ce processus contraint la base de la faille à glisser à une vitesse proche de sa vitesse long-terme et induit un champ de contrainte plus hétérogène le long de son plan qui favorise les microséismes de magnitude faible à modérée. Pour une vitesse lente, le silicone se comporte comme un fluide newtonien et les forces visqueuses diminuent considérablement, permettant à la faille de rester bloquée sur une plus longue période et d'accumuler plus de déformation élastique. Les contraintes sont ensuite relaxées par de plus larges événements sismiques.

Enfin, j'ai étudié le rôle joué par les variations de contrainte normale le long de la faille sur le glissement cosismique et le comportement long terme du système. Les résultats montrent que la distribution spatiale du glissement cosismique est fortement contrôlée par les variations de résistance de la faille et de l'accumulation des contraintes cisailantes qui en résultent. Les événements majeurs se produisent préférentiellement dans les zones d'aspérité de contrainte cisailante et leur distribution spatiale du glissement suit une tendance similaire à celle de la variation de contrainte normale le long de la faille. L'analyse révèle aussi que l'hétérogénéité de l'état de contrainte initial influence la régularité du cycle sismique et le comportement long terme du modèle. Les résultats de cette étude paramétrique conforte ainsi l'hypothèse selon laquelle la distribution du glissement cosismique le long des ruptures peut fournir des informations pertinentes sur l'état de contrainte initial et pourrait améliorer notre compréhension de l'aléa sismique. Notre approche expérimentale apparaît donc, comme une méthode complémentaire et efficace pour étudier la dynamique des tremblements de terre.

Kinematics and mechanics of strike-slip faults at the seismic cycle time-scale : Insights from an experimental model

Abstract

Average seismic cycle duration extends from hundred to a few thousands years but available geodetic measurements, including trilateration, GPS, InSAR and seismological data extend over less than one century. This short time observation scale renders difficult, then, to constrain the role of key parameters such as fault friction and geometry, crust rheology, stress and strain rate that control the kinematics and mechanics of active faults. To solve this time scale issue, I have developed a new experimental set-up that reproduces scaled micro-earthquakes along a strike-slip fault during several hundreds of seismic cycles. The model is constituted by two polyurethane foam plates laterally in contact, lying on a basal silicone layer, which simulate the mechanical behaviour of an elastoplastic upper crust coupled with a ductile lower crust, respectively. For each experience about 4000 horizontal-velocity field measurements are recorded. The analysis of model-interseismic, coseismic and postseismic surface displacements and their comparison to seismogenic natural faults demonstrate that our analog model reproduces correctly both near and far-field surface strains. I also performed surface-velocity field inversions to assess the spatial distribution of slip and stress at depth along the fault plane. To compare the experiences, we have developed several algorithms that allow studying the spatial and temporal evolution of the main physical parameters and surface deformation processes that characterise the seismic cycle (magnitudes, stress, strain, friction coefficients, interseismic locking depth, recurrence time, ...).

My first results suggest that far-field boundary-velocity conditions play a key role on the seismic cycle by influencing earthquake magnitudes and recurrence time, as well as the capability of the fault to generate characteristic earthquakes. We observed that low loading rate favors rare but large strong characteristic events and high loading rate numerous low to moderate magnitude more distributed microquakes. My first hypothesis is that this behaviour may be controlled by the brittle/ductile coupling at the base of foam plates. For a high loading rate, viscous forces in the silicone layer increase as well as coupling at the base of the foam plates. These features force the base of the fault to slip at a velocity close to the far field velocity and induce a more heterogeneous stress field along the fault favoring low to moderate microquakes. For a low loading rate, silicone almost behaves as a newtonian fluid and viscous forces strongly decrease, allowing the fault to remain locked for a longer period and to accumulate more elastic strain. Stresses are then relaxed by larger seismic events.

Finally, I investigate experimentally the role played by along fault initial normal stress variations on coseismic slip and long term fault behavior. Results show that coseismic slip patterns are strongly controlled by variations in fault strength and subsequent accumulated shear stress along fault strike. Major microquake events occur preferentially into zone of major shear stress asperities and coseismic slip distributions follow similar trends than initial normal stress variations along the fault. Moreover, our experiment suggest that the heterogeneity of initial stress state along the fault influence the regularity of the seismic cycle and, consequently, long term fault slip behavior. Results of this parametric study comfort, then, the hypothesis that coseismic slip distribution along earthquake ruptures may provide relevant informations on unknown initial stress state and could thus improve our understanding of seismic hazard. Our experimental approach appears then, as an efficient complementary method to investigate earthquake dynamics.

Remerciements

C'est le début du manuscrit mais c'est à la fin que cette partie est généralement rédigée! Aussi, j'espère ne froisser personne en oubliant très certainement de citer des noms parmi les gens qui ont contribué d'une façon ou d'une autre à l'aboutissement de ce travail de thèse. Étant donné que c'est la seule partie "non-scientifique" du manuscrit, certaines expressions parfois locales ne seront comprises que par les gens concernés...

Je remercie tout d'abord mon directeur de thèse, Stéphane Dominguez. La route a été longue depuis le premier stage de L3 où tu m'as initié aux joies de la modélisation analogique! Je ne peux faire une page complète sur toi alors je veux simplement te dire un grand merci pour tout ce que tu m'as apporté, pour ta réactivité à mes sollicitations, pour ta disponibilité et l'écoute que tu m'as offerte dans les moments de doutes et de stress (quelques-uns à peine). Tu es un super directeur, d'un point de vue professionnel mais aussi humain. Nous avons partagé d'autres activités que celles du boulot ensemble et je suis bien fier de dire que c'est mon directeur de thèse qui m'a initié aux sensations d'un calibre 38! Oui, c'est vrai qu'entre ta passion pour le tir et la mienne pour le krav, on est un peu *cramés* tous les deux et c'est sûrement en partie pour ça qu'on s'est si bien entendu! La fin de thèse même si c'est, le Padawan de Yoda je resterai, et pas du côté obscur, nooooo ;-)!

Merci à Christian Romano, Môôôssieu Romanoooo! Je te connais depuis le début de cet aventure et je dois dire que tu es une personne phare de toute cette histoire. D'abord parce que sans toi, je n'aurais pas pu faire mieux qu'avec des légos!.. mais ça à la limite c'est normal, c'est ton métier après tout! Mais surtout parce qu'ensemble, nous avons fait résonner l'accent des hautes garrigues héraultaises depuis le Pic St Loup jusqu'à la salle de manip!

Merci à mon co-directeur, Roger Soliva. Merci pour ton écoute, tes conseils, pour ta disponibilité et les longues discussions scientifiques enrichissantes que nous avons eu. Mais nous n'avons pas discuté que de science, notamment dans les rues de San Francisco que tu m'as fait découvrir avec Hélène, lors d'un week-end pré-AGU que je n'oublierai jamais. C'était vraiment super! Cette étape se termine et nous n'avons toujours pas tapé le boeuf! À faire!

Merci à Rodolphe Cattin de m'avoir soutenu depuis le début du Master (quand j'étais encore petit) jusqu'à aujourd'hui. Tu n'es pas corse Rodolphe et pourtant s'il y a bien une chanson qui me rappelle ta générosité c'est bien "*Citadella dà fa*" dont tu nous as offert le CD complet pour un euro de plus à la station essence de St Florent! Hormis pour Latex, la mécanique du cycle sismique et les inversions, merci pour tout ce que tu es, ne change rien. J'essaie de m'appliquer pour cette section remerciement car je t'ai toujours sur mon épaule en train de me dire que c'est la partie la plus lue dans un manuscrit de thèse!

Merci à Jacques Malavieille pour ses conseils scientifiques et techniques. Le Salagou en VTT avec toi, à refaire quand tu veux! Merci à Serge pour ses remarques pertinentes lors de mes comités de thèse. Merci aussi pour ta disponibilité et ton écoute à tout type de questions. Merci

à Michel Peyret pour sa disponibilité, ses scripts qui facilitent la vie et sa sérénité souvent agréablement contagieuse! Merci à Jean Chéry pour les multiples discussions que nous avons eu sur les concepts mécaniques. Merci à Frédéric Bouchette pour l'éclaircissement sur les méthodes d'analyses statistiques envisagées et Sophie Peyrat pour ses explications et ses conseils sur les perspectives d'études de la rupture. Merci à Marie-France pour sa disponibilité et sa gentillesse. Merci aussi pour les trajets de St-André à Montpellier que nous avons fait ensemble quelques fois! Merci à Anne Delplanque pour ses encouragements répétés tous les soirs où nous étions encore là avec Antoine à rédiger. Merci à Christophe Larroque pour ses conseils avisés suite à mon deuxième comité de thèse et aussi pour l'expérience de terrain que j'ai pu partager avec lui en Nouvelle-Zélande. Merci à Pierre Dublanquet pour avoir pris de son temps pour m'éclaircir sur les lois rate-and-state. Merci à Frantz et Laurent Maerten ainsi que Mostfa avec qui nous nous sommes réunis quelques fois pour discuter des problèmes de friction. Merci à Jeff pour m'avoir permis de participer à plusieurs colloques internationaux et de m'avoir sorti rapidement d'un problème technique survenu en troisième année! Merci à Jérôme Van der Woerd et Christophe Voisin pour avoir accepté de juger mes travaux de thèse. Merci à l'équipe de Grenoble pour leur invitation à l'ISTerre lors d'une journée très intéressante et agréable. Merci à Nicolas Martin et Mathilde Marchandon pour leurs contributions en stage de Master. Merci à tout le personnel du laboratoire Géosciences Montpellier, je ne peux vous remercier tous chacun séparément mais sachez que j'ai toujours apprécié votre disponibilité et cette bonne humeur d'une manière générale!

Dans la vie, il y a les amis et les collègues, mais les collègues deviennent parfois de super amis!

Merci à Antoine Poujol avec qui nous avons partagé le bureau depuis le début de notre thèse. Toujours de bonne humeur mon Tonio! À ce qu'il paraît que c'est dans la galère que se forment les bonnes amitiés, ben je pense qu'on est vraiment amis là mec hahaha! Merci à Rémi Lehu sans qui la dernière année n'aurait pas le même goût! Aaaaah mon petit marraud! C'était génial d'aller s'aérer l'esprit au bois de Montmaure! De bons fous rires et une joie de vivre qui requinque comme on dit par ici! Sincèrement merci! Cette étape ne se passe pas facilement sans amis comme toi! Merci à Irène pour sa contribution, vous êtes adorables. Merci à Ninh pour son calme exceptionnel et sa générosité! Merci à Stéphanie Mahé pour avoir ajouté une part de féminité dans ce bureau dans la première moitié de notre thèse! Merci pour ta bonne humeur et les discussions scientifiques intéressantes sur les potins du labo! On aura quand même pas mal rigolé... pendant les pauses bien sûr!

Sans prendre le risque d'oublier des noms je remercie tous les autres doctorants et autres personnes avec qui nous avons pu partager de bons moments comme à Vienne, à San Francisco ou même mieux, au RU et au stade international de Véga!

Merci à mes potes Damien, Stéph, Mike, Leslie, Lulu (The Best..ani bien sur!), Sébastian,

Sophie (Navis), Nath, Gaëlle, Jess et Nas. Heureusement que vous êtes là!

Merci à mes instructeurs de Krav et amis, Philippe, Jean-Pierre, Sam, Umberto, Christophe, sans qui la diffusion du stress n'aurait pas été aussi efficace!

Merci à mon frère et à mes parents qui m'ont considérablement soutenu lors des passages "à vide". Je vous dois énormément! Vous êtes mes piliers. Ça mériterait un Chapitre mais bon je me confierai directement à vous ça sera mieux! Merci à mes grands-parents chez qui j'ai toujours trouvé l'énergie, les conseils et le réconfort nécessaires pour avancer. Que ce soit au milieu de la garrigue de Bel-air ou dans la rue du Torrent de Toulouse, vous êtes exceptionnels! Cette famille est magnifique et je tiens à remercier tout ce monde si soudé et chaleureux! Merci du fond du coeur!

Je remercie toute ma belle-famille qui fait tout simplement partie de la mienne et bientôt officiellement! Merci pour ce soutien inqualifiable et cette bonne humeur à toutes épreuves!

Comme on dit toujours : le meilleur pour la fin! Enfin, LA meilleure! Je veux parler évidemment de ma poupée Sophie. Je te dois tant... Il est difficile de te dire à quel point je te suis reconnaissant en quelques lignes sans s'étaler un peu alors je vais essayer de rester concis. Même si nous avons vécu tout notre cursus universitaire ensemble, il faut dire que cette dernière année a été particulièrement difficile. Pourtant, tu m'as tellement soutenu, épaulé et encouragé! Malgré ton travail, tu nous as toujours trouvé quelque chose à faire pendant les coupures pour me changer les idées et respirer un peu. Trouvez-moi une partenaire qui vous organise un saut en parachute extrême pendant la phase de rédaction! Pour prendre l'air c'est très efficace et ça remet les idées en place! Je ne m'étalerai pas sur tout ce que tu as pu faire pour me permettre d'avancer, la liste est bien trop longue, tu ne me contrediras pas! Mais au delà de tout ce que tu as fait, le plus important, c'est ce que tu es et représentes pour moi. Plus de dix années que tu partages ma vie... La route est tellement belle et on vient encore de franchir un dos d'âne, alors poursuivons jusqu'à la prochaine aire, un grand banquet nous attend! MERCI à l'infini...

"Plus on avance dans la science, plus on s'aperçoit combien on ignore encore de choses, et plus on devient modeste."

René Descartes (1596-1650)

Table des matières

1	Introduction	1
2	Le cycle sismique : État de l'art	
	Historique de l'approche et des concepts scientifiques généraux	5
2.1	Des vibrations du sol à la théorie du rebond élastique	7
2.2	Les phases du cycle vues par la géodésie terrestre et spatiale	9
2.3	Les apports de la morphotectonique et de la paléosismologie	12
2.4	Les modèles de cycle sismique	13
2.5	Lois d'échelle	17
2.6	Précurseurs et Prédicibilité	19
2.7	Mécanique du cycle sismique	20
	2.7.1 Problème frictionnel : Apports du laboratoire	20
	2.7.2 Lois <i>Rate and State</i> et modèles mécaniques	25
2.8	Les modèles expérimentaux dédiés à l'étude du cycle sismique	30
3	Grands décrochements : Caractéristiques majeures	39
3.1	La faille de San Andreas	40
	3.1.1 Contexte géographique et géodynamique	40
	3.1.2 Contexte géologique et vitesse de déformation	40
	3.1.3 Contexte sismotectonique	45
	3.1.4 Paramètres physiques et mécaniques	54
3.2	Comparaison avec la faille Nord-Anatolienne	61
3.3	Conclusion	67
4	Modèle expérimental d'un décrochement	69
4.1	A new multilayered visco-elasto-plastic experimental model to study strike-slip fault seismic cycle	71
4.2	Introduction	72
4.3	State of the art in experimental modeling of earthquakes	74
4.4	Analog modeling protocol	77
	4.4.1 Experimental set-up and boundary conditions	77
	4.4.2 Model rheology and first order scaling	79
	4.4.3 Physical and mechanical properties of the fault plane	82
	4.4.4 Kinematics monitoring, data processing and analysis	84
4.5	First experimental results	86
	4.5.1 General kinematics and mechanical model behavior	86
	4.5.2 Microquake characteristics	94
	4.5.3 Seismic cycle characteristics	104
4.6	Discussion	109
	4.6.1 Model limitations	109
	4.6.2 Model scaling evaluation	110
	4.6.3 Model potentialities and forthcoming scientific investigations	111
4.7	Conclusions	112
4.8	Rhéologie des matériaux : mesures complémentaires	114
	4.8.1 Élasticité de la mousse polyuréthane	114
	4.8.2 Friction du plan de faille analogique	117
	4.8.3 Largeur de cisaillement ductile	122

5	Exploration paramétrique du modèle	125
5.1	Vitesse de chargement tectonique	126
5.1.1	Introduction	126
5.1.2	Mesures et traitement des données expérimentales	128
5.1.3	Expériences réalisées	128
5.1.4	Interprétations mécaniques du comportement observé	146
5.1.5	Conclusion de l'analyse	149
5.2	How along fault stress heterogeneity control coseismic fault slip properties? Insights from an experimental strike-slip fault model	151
5.2.1	Introduction	152
5.2.2	Experimental model	153
5.2.3	Results	157
5.2.4	Discussion	163
5.2.5	Conclusion	168
6	Discussion et perspectives	171
6.1	Limites et Potentialités de l'approche expérimentale	172
6.2	Rôle de la Vitesse de chargement tectonique	174
6.3	Hétérogénéité de contrainte initiale	182
6.4	Perspectives d'analyses : prédictibilité et propagation de la rupture	188
6.4.1	Analyses statistiques et probabilistiques	188
6.4.2	Dynamique de la rupture	190
7	Conclusion	191
	Bibliographie	195

Table des figures

2.1	a) Réplique du sismomètre de Zhang Heng (132 av.J-C) (Source : Chabot Space and Center, Oakland, Californie, USA). b) "Seismoscope" de Robert Mallet (1851) (Source : USGS).	6
2.2	Séisme du 18 Avril 1906 à San Francisco et théorie du rebond élastique. a) Destructions des bâtiments (modifié de <i>Photo Chicago Daily News</i>). b) Décalage de clôtures par le jeu de la faille de San Andreas (SAF) au Nord-Ouest de Woodville (modifié de <i>Plate 1-B, USGS Bulletin 324</i>). c) Illustration de la théorie du rebond élastique formulée par Reid (1910) (modifié de <i>Iris image Gallery</i>).	8
2.3	Exemples d'observations géodésiques et modèles. a) Champ de vitesse intersismique (GPS) en Californie (Fulton et al., 2010) et c) profil associé (Schmalzle et al., 2006). b) Champ de déplacement cosismique (InSAR) du séisme d'Hector Mine Mw 7.1 (Peltzer et al., 2001) et d) profil associé. e) Illustration du déplacement de surface intersismique selon le modèle de (Savage and Burford, 1973) et cosismique selon les formulations d'(Okada, 1985), d'après (Becker et al., 2005).	10
2.4	Exemple d'analyse morphotectonique (Ritz et al., 2006). Reconstruction de la mise place de cônes alluviaux le long de la faille de Bogd (Mongolie) à partir de photographies aériennes. A : actuel ; B : décalage de 110 m ; C : Décalage de 220 m. "U" indiquent les chenaux majeurs en amont de la faille. "D" indiquent les axes majeurs sous la faille. "S" désignent les surface de dépôts.	13
2.5	Étude paléosismologique en Nouvelle-Zélande. a) Photo de l'emplacement de deux tranchées creusées au travers de la faille de Wellington (site de Te Kopahou). b) Zoom sur la zone de faille dans la deuxième tranchée. c) Log stratigraphique de la deuxième tranchée. (modifié de Langridge et al. (2009)).	14
2.6	Les modèles de cycles sismiques. a) Modèle périodique de Reid (1910). b) modèle Time-predictable et b) modèle Slip-predictable (modifiés de Shimazaki and Nakata (1980)).	15
2.7	Les modèles de comportement d'une faille. a) Modèle de glissement variable. b) Modèle de glissement uniforme. c) Modèle de glissement caractéristique (modifiés de (Schwartz and Coppersmith, 1984)).	16
2.8	Distribution de la sismicité mondiale mise en évidence par Gutenberg et Richter (1949) pour la période 1904-1945 (voir le rapport pour plus de détails sur le tri des évènements et des périodes d'analyse). La loi implique que $\text{Log } N(m>M) = a-bM$	18

2.9	Représentation schématique d'une surface de contact entre deux blocs a) vue de côté b) et de dessus la surface de contact. L'aire totale réelle de contact A_r est égale à la somme de toutes les aires de contact A_c . La force cisailante totale F est égale à la somme des forces cisailante F_a à chacune des jonctions entre les aspérités.	22
2.10	Résultats des mesures expérimentales de la friction sur des roches de la croûte supérieure (modifié de Byerlee (1978)).	23
2.11	Planche A.	24
2.12	Représentation schématique d'une instabilité frictionnelle. Modèle du patin-ressort et évolution de la résistance cisailante F en fonction du glissement u du patin. Dans ce cas la chute de F décroît plus rapidement que la relaxation élastique du ressort causant l'instabilité.	26
2.13	a) Exemple d'études de l'effet du temps de contact stationnaire sur la résistance frictionnelle F et sa chute ΔF à la rupture (adapté de Li et al. (2011)). b) Compilation de données sur l'effet du temps de contact par Marone (1998) . c) Exemple d'essai illustrant l'effet d'un changement brutal de la vitesse imposée aux limites (Marone, 1998). d) Schématisation de l'effet Rate-and-State.	27
2.14	Simulation numérique de trois cycles sismique basée sur les lois rate-and-state ainsi que la variation des paramètres frictionnels en fonction de la température et de la profondeur (Tse and Rice, 1986). Le diagramme illustre l'histoire du glissement le long de la dimension verticale d'une faille crustale.	29
2.15	Planche B.	31
2.16	Planche C.	32
3.1	Contexte géodynamique du système de faille de San Andreas (Wallace, 1990).	41
3.2	Cartographie des failles du système de San Andreas (Wallace, 1990).	42
3.3	Carte géologique simplifiée de la Californie (California Geological Survey).	43
3.4	Représentation schématique des assemblages lithologiques principaux (Ducea et al., 2009). PRB : Peninsular Range Batholith.	44
3.5	Exemple de décalage dextre de chenaux fluviaux sur la faille de San Andreas dans la plaine de Carrizo. Au centre, le chenal a été nommé Wallace Creek par Sieh and Jahns (1984)	45
3.6	Champ de vitesses GPS en Californie du Nord mesuré rapport au référentiel LUTZ (carré jaune au sud-ouest de San José) (d'Alessio, 2005).	46
3.7	Carte de sismicité de la Californie sur la période 1980-1986. (modifié de Wallace (1990)). Les deux ruptures majeures de 1857 et 1906 sont tracées en jaune.	47
3.8	Carte de sismicité de la Californie du Nord sur la période 1980-1986. La zone délimitée AB correspond à la sismicité en coupe présentée en Figure 3.16 (modifié de Wallace (1990)).	48

3.9	Carte de sismicité de la Californie dans la zone de San Francisco sur la période 1980-1986 (Wallace, 1990).	49
3.10	Carte : Microsismicité et champ de vitesse GPS dans la partie centrale de la faille de San Andreas. Vert : $M > 1$ de 1972 à 2009 (Northern California Earthquake Data Center). Pour informations sur les vecteurs et référentiels, voir l'article référé. A, B, C et D : profils de vitesses GPS correspondants aux sections mentionnées sur la carte. (Modifié de Titus et al. (2011))	50
3.11	Les cycles de Parkfield. a) Modèle de récurrence de Parkfield impliquant un seuil σ_1 pour les séismes caractéristiques et un deuxième seuil σ_2 pour la rupture de 1934. b) Série des 6 séismes de la séquence et régression linéaire suggérant la prédiction du 7 ^{ème} séisme pour la période 1988-1993. c) Sismicité historique montrant que les magnitudes supérieures à 4 se produisent lorsque σ_2 est dépassé. Projection du 7 ^{ème} évènement de magnitude 6 qui se produit finalement en 2004. (Modifié de (Bakun and Lindh, 1985)).	53
3.12	Les cycles de Wrightwood, évidence d'une analyse paléosismologique (Weldon et al., 2004).	53
3.13	Directions de compression horizontale maximale en Californie (Zoback et al., 1987). La longueur des barres mentionnées A, B et C est proportionnelle à la qualité des mesures.	55
3.14	Coupe géologique au niveau du forage SAFOD traversant la faille de San Andreas au nord-ouest de Parkfield (Carpenter et al., 2011).	56
3.15	Propriétés frictionnelles des roches autour (outcrop) et dans la zone du forage SAFOD (borehole) qui traverse la faille de San Andreas (Carpenter et al., 2009a). "Synthetic mixture" désigne des mélanges entre roches ou minéraux de l'encaissant tels que du quartz avec d'autres mécaniquement plus faibles tels que des serpentinites et du talc. a) Résistance frictionnelle. b) Valeur du paramètre (a-b).	56
3.16	Profil de sismicité au travers du système de faille de San Andreas selon la zone AB indiquée sur la carte de la Figure 3.8. Dénomination des failles : SA : San Andreas ; H : Hayward ; C : Calaveras ; GV : Greenville. (modifié de Wallace (1990)).	57
3.17	Modèles de variation de l'épaisseur élastique de part et d'autre du système de San Andreas. a) Illustration des variations d'épaisseurs élastiques et de la position des isothermes. b) Profil de vitesse intersismique GPS (points noirs) au travers du système de San Andreas, modèle de Savage and Burford (1973) et modèle tenant compte des variations d'épaisseurs élastiques (FEM) (modifié de Chéry (2008)).	58
3.18	Illustration de la résistance mécanique des couches lithosphériques dans l'ouest des États-Unis déduit des déformations postsismiques et des études de rebonds isostatiques post-glaciaires (Thatcher and Pollitz, 2008).	60

3.19	La faille Nord-Anatolienne, contexte géodynamique (modifié de Armijo et al. (1999)).	62
3.20	Séquence de séismes ayant rompu la faille Nord Anatolienne au cours du siècle dernier. a) Composante horizontale du glissement cosismique de surface (dextre) associé à chacune des ruptures de la séquence. b) Cartographie des failles actives ayant rompu au cours de la séquence. Ce cas montre essentiellement une migration des évènements vers l'Ouest (des couleurs chaudes vers les couleurs froides). (modifié de (Stein et al., 1997)).	63
3.21	Évolution de la contrainte de coulomb et perturbations associées aux ruptures le long de la faille Nord Anatolienne pour la séquence du siècle dernier. Chaque séisme provoque une relaxation globale (dans les tons bleus) de la contrainte de Coulomb autour des zones de ruptures et une augmentation aux extrémités. Au dernier stade (g), après la rupture de 1992, la zone proche de la ville d'Izmit est chargée positivement, là ou un séisme destructeur de magnitude 7.4 se produisit plus tard en 1999 (modifié de (Stein et al., 1997)).	64
3.22	Zone de glissement asismique le long de la faille Nord Anatolienne. a) Déformation de surface par interférométrie radar (InSar) dans la zone de glissement asismique d'Ismetpasa sur la période 2007-2011 et mesure de vitesse GPS (eurasie fixe) issues de Reilinger et al. (2006) . b) Profil de vitesse horizontale associé. (modifié de (Kaneko et al., 2013)).	66
3.23	Simulations de la vitesse de glissement asismique le long du segment d'Ismetpasa depuis le séisme de Kursunlu (1951) pour différentes valeurs de (a-b) et de profondeur de transition entre le comportement stable et instable. Comparaison avec les mesures géodésiques (modifié de (Kaneko et al., 2013)).	67
4.1	Example of a recent earthquake case study; the 2013 Balochistan earthquake (modified from Avouac et al. (2014) and Jolivet et al. (2014)). a) Accurate surface deformation measurements, derived from subpixel satellite image correlation and InSAR interferometry, allow for b) a detail analysis of earthquake surface horizontal coseismic slip. c) Numerical modelling is used to obtain complementary information about deformation processes mechanics, physical properties of faults and boundary conditions. Here, slip along the fault plane is inverted from geodetic surface displacement field.	74
4.2	a) Experimental set-up made of two large foam rubber blocks used to study frictional sliding and associated seismic wave propagation (e.g. Brune and Anooshehpour, 1998). b) Photoelasticity setup (polariscope + 2Mfps high-speed camera) use to study super-shear crack propagation in Homalite-100 plastic media (e.g. Rosakis et al., 1999). c) PVA Elastic gel friction experiment equiped with transducer allowing to image rupture propagation (e.g. Latour et al., 2013).	76

4.3	a) General view of the experimental set-up. The device is constituted by a computerized shear box fixed to a rigid aluminium structure. A digital sub-pixel image correlation system is used to monitor model surface deformation. b) Zoom on the shear box. Here, only the basal silicone layer is shown at bottom of the box. Black arrows indicates the displacement direction of the rigid compartments. c) Reference mechanical model. Mechanical and kinematical boundary conditions are based on the elastic rebound model (Reid, 1910). Model visco-elasto-plastic rheology is achieved by using two elastic polyurethane foam plates in frictional contact on their lengths, superimposed on a ductile basal silicone layer.	78
4.4	The model is constituted by a) three main superimposed layers of different analog materials whose physical properties were scaled down to simulate b) the mechanical behavior of an idealized continental crust. The basal layer is made of a visco-elastic silicone compound. The upper layer is made of a high resilience Polyurethan elastic foam. c) Model to Nature mechanical and physical properties comparisons and expected first order spatial and temporal model scaling.	80
4.5	a) Uncoated surface. b) Resin coated foam surface. Analysis of foam microtopography is performed using a laser interferometer. Maximum amplitude between crest and valley is lower than 1.5 mm. The comparison between resin coated and uncoated foam surfaces indicates that the topography is only slightly modified. Foam coating induces a reduction of the friction coefficient from 2-3 (uncoated foam) to about 1 related to changes in foam surface properties at a microscopic scale.	83
4.6	a) Schematic cross section of the experimental device showing its internal mechanical structure, the geometry of analog material layers and how boundary conditions (initial normal stress and loading rate) are controlled. b) Model surface horizontal displacements are monitored using sub-pixel image correlation technique. Numerical modeling tools are used to analyze model deformation at the surface and at depth.	85
4.7	Examples of surface horizontal displacement measurements acquired during a typical experiment. Each stage is separated by 6 s corresponding to 20 microns of far field simple shear model deformation. Stick slip behavior is observed ; instantaneous incremental fault slip events are separated by long time periods where the fault is locked and model records long wavelength elastic loading. Horizontal black lines indicate rupture locations along the fault trace.	88

4.8	Example of an interseismic phase showing fault locking. a) Amplitude of horizontal fault parallel surface displacements. b) Vector field superimposed on the amplitude of horizontal surface displacements. c) Fault perpendicular displacement profile showing the typical arctangent shape (green : experimental data, red : Savage and Burford model with a 60 mm locking depth. d) Example of an interseismic velocity profile (horizontal GPS data) across the San Andreas fault.	89
4.9	Example of an interseismic phase showing fault creep. a) Amplitude of horizontal fault parallel surface displacements. b) Vector field superimposed on the amplitude of surface displacements. c) Fault perpendicular displacement profile showing the typical arctangent shape (green : experimental data, red : Savage and Burford model with a 7 mm locking depth. d) Example of an interseismic velocity profile (InSAR data) across the North Anatolian fault.	90
4.10	Example of a coseismic phase showing incremental fault slip. a) Amplitude of horizontal fault parallel surface displacements. b) Vector field superimposed on the amplitude of surface displacements. c) Fault perpendicular displacement profile showing typical far field attenuation of surface displacements (green : experimental data, red : Okada half-space elastic dislocation model. d) Example of coseismic displacement profile (InSAR data) induced by the Manyi, Mw=7.6, earthquake.	91
4.11	Example of a postseismic phase during which fault slip concentrates at depth near the brittle/ductile transition and close to the model surface. a) Amplitude of horizontal surface displacements. b) Vector field superimposed on the amplitude of horizontal surface displacements. c) Fault perpendicular displacement profile showing maximum surface displacements located away from the fault trace. d) Example of an postseismic velocity profile (InSAR data) for the Landers earthquake.	93
4.12	a) Fault parallel horizontal displacements vs normalized distance along the fault (half profiles). b) Maximum displacement (D_{max}) vs average displacement (D_{mean}) from profiles of the graph (a). c) Half maximum fault parallel displacements (D_{max1} , D_{max2}) vs half rupture length ($L1, L2$). Earthquakes data from Wells and Coppersmith (1994); Manighetti et al. (2005); Wesnousky (2008). d) Surface displacements aspect ratio (Sar) : major (Le) vs minor (We) axis of average displacement (D_{mean}) isocontour.	96

4.13 a) First results obtained during the experiment with a standard HD camera taking 25 images/s. Amplitude of horizontal surface displacements (up) and associated synthetic interferogram (down) are presented. Each stage is separated by 1/25s. At this sampling frequency, the propagation of the rupture is not visible but it is possible to detect seismic events that occurred just prior and after the main shock which could be interpreted as foreshocks and aftershocks. b) Example of acoustic record (left) of a strong microquake with piezoceramic sensors (resonance frequency 4400 Hz) and its associated frequency spectra (right diagram, blue curve). The red curve is the ambient noise frequency spectra. The black curve indicates the difference between the red and the blue curves. Db : decibel. 98

4.14 Examples of interseismic (A) and coseismic (B) surface strain and stress fields. A1) Amplitude of interseismic horizontal displacements. A2) *XY* component of interseismic stress field. A3) Maximum principal components of interseismic stress (σ_1 in red, σ_2 in blue). B1) Amplitude of coseismic horizontal displacements. B2) *XX* component of coseismic stress field. B3) *YY* component of coseismic stress field. B4) *XY* component of coseismic stress field. B5) Maximum principal components of interseismic stress (σ_1 in red, σ_2 in blue). B5) Coseismic Coulomb stress change. 101

4.15 Results of fault slip inversion of four successive stages of model evolution. a) Interseismic phase; the fault appears totally locked. b) Coseismic phase; slip locates mainly in the upper part of the fault plane. c) Associated Coulomb stress drop (mean stress variation of about -100 Pa). d) Coseismic after slip phase; slip is concentrated in the middle to lower part of the fault plane. e) Postseismic phase; fault slip is limited to the very lower part of the fault plane, near the brittle/ductile transition. 103

4.16 Example of microquake clustering. a) Amplitude of horizontal surface displacements showing the progressive rupture of the fault by four successive microquakes propagating from right to left. b) Associated horizontal fault slip profiles. Note that fault slip profiles are characterized by «gaussian» or «bell» like shapes. . . . 105

4.17 Evolution of cumulated horizontal surface displacements. a) At one site near the center of the fault trace for two experiments performed with different loading rates of 5 mm/h (purple) and 20 mm/h (blue). Both curves are voluntarily offset from one another for easy reading. b) At two sites along the fault for one experiment. Site locations are indicated by the sketch (bottom right). Normal stress at the site 1 (red) is about 440 Pa. Normal stress at the site 2 (green) is about 250 Pa. Both curves are voluntarily offset from one another for easy reading. X-axis represents the far field displacements. 107

4.18	Cumulated XY shear stress component at two locations along the fault (same sites as for Figure 4.17b). Normal stress at site 1 (red) is about 520 Pa. Normal stress at site 2 (green) is about 450 Pa. a) Long-term evolution is plotted using a measure sampling rate of 0.002 Hz. b) Short-term (zoom) is obtained with a sampling rate of 0.17 Hz. Abscise axes represent the photo numbers, with 1 photo interval = 6 second.	108
4.19	Dispositif expérimental dédié à la mesure de l'élasticité de la mousse polyuréthane.	114
4.20	Photographies au microscope électronique à balayage (Université de Montpellier 2) du squelette de la mousse polyuréthane de type Bultex (densité=0.04) aux abords d'une section obtenue après la découpe industrielle.	116
4.21	Diagramme contrainte déformation d'essais en compression d'un échantillon de mousse polyuréthane de type Bultex (densité=0.04) dans les 3 directions de l'espace.	117
4.22	Dispositif expérimental type "mini-décrochement" permettant de mesurer la résistance frictionnelle des matériaux utilisés dans nos expériences.	118
4.23	Effet d'indentation produit lors d'un essais de frottement mousse/mousse réalisé avec le dispositif "mini-décrochement" présenté en Figure 4.22.	119
4.24	Exemple d'essai de recouvrement du plan de faille par des grains de quartz. Dans le cas d'une faible densité de colle néoprène, les grains se détachent facilement du plan de faille et entraînent du glissement aismique.	120
4.25	Mesure de la résistance frictionnelle du plan de faille recouvert d'une résine époxy à l'aide du dispositif "mini-décochement" présenté en Figure 4.22. La contrainte cisailante au plan de faille est mesurée pour différents paliers de contrainte normale appliquée	121
4.26	Expérience de décrochement réalisée uniquement avec la partie inférieure du modèle (silicone). La largeur de cisaillement ductile Wd mesurée dans la zone de faille nous donne une borne supérieure à celle qui doit se produire sous la base des plaques de polyuréthane au cours des expériences à rhéologie visco-élastique.	123
5.1	Enregistrement mondial des séismes de magnitude > 8 depuis 1900. Les cercles noirs indiquent les séismes de Mongolie. (Source USGS).	127
5.2	Amplitude du champ de déplacement d'une séquence de mesures extraite de l'expérience 14 réalisée à vitesse lente (10 mm/h). Durée extrait : 11 min.	131
5.3	Suite de l'extrait de l'EXP14 page précédente (Figure 5.2). Durée extrait : 11 min.	132
5.4	Microsismicité historique d'un extrait de l'expérience 14 réalisée à vitesse de chargement lente (10 mm/h). Enregistrement temporel des déplacements maximums ($Dmax$) des glissements détectés en surface le long de la faille.	133

5.5	Analyse des microséismes majeurs de l'EXP14, vitesse de chargement lente (10 mm/h). a) Amplitude du déplacement horizontal et vecteurs associés pour un microséisme majeur. b) Profil de déplacement cosismique horizontal, composante parallèle à la faille (tracé vertical en pointillés sur figure a). c) Profil de déplacement horizontal longitudinal, composante parallèle à la direction de la faille, (pointillés sur figure a). Haut gauche du graphe : Distribution des temps de récurrence des microséismes majeurs. Bas du graphe : Distribution de la localisation le long de la faille de leurs D_{max}	134
5.6	Amplitude du champ de déplacement d'une séquence de mesures extraite de l'expérience 13 réalisée à vitesse rapide (20 mm/h).	135
5.7	Suite de l'extrait de l'EXP13 page précédente (Figure 5.6).	136
5.8	Diagramme synthétique de la cinématique de l'EXP13 réalisée à vitesse rapide (20 mm/h). Points gris : 36 profils de déplacement horizontal (composante parallèle à la faille) et profil moyen (points bleus foncés). Profils pour un exemple de glissement asismique (points bleus clairs) et un évènement de faible magnitude (points verts) et champ d'amplitude du déplacement associé (voir numéros de couple d'images indiqués). Losanges et carrés rouges : Profils de déplacement théoriques issus d'un modèle de dislocation élastique (Savage and Burford, 1973).	137
5.9	Amplitude du champ de déplacement d'une séquence de mesures extraite de l'expérience 17 réalisée à vitesse modérée (15 mm/h).	139
5.10	Suite de l'extrait de l'EXP17 page précédente (Figure 5.9).	140
5.11	Comparaison de la cinématique des expériences de la série 1. a,c,e) Déplacements cumulés D_{ce} des évènements détectés au cours des 3 expériences de la série 1 pour une même quantité de chargement aux limites (5 mm). b,d,f) Enregistrement temporel des D_{max} associés à ces évènements.	141
5.12	Amplitude du champ de déplacement d'une séquence de mesures extraite de l'expérience 27 réalisée à vitesse lente (5 mm/h).	143
5.13	Suite de l'extrait de l'EXP27 page précédente (Figure 5.12).	144
5.14	Microsismicité d'un extrait de l'expérience 27 réalisée à vitesse de chargement lente (5 mm/h). a) Enregistrement temporel des déplacements maximums (D_{max}) pour les évènements détectés en surface le long de la faille. b) Distribution des temps de récurrence des microséismes majeurs.	145
5.15	Comparaison du déplacement détecté cumulé pour une même quantité de chargement pour les expériences de la série 2 : EXP26, 27 et 28, réalisées respectivement à des vitesses de chargement de 20 mm/h, 5 mm/h et 12.5 mm/h.	146

-
- 5.16 Analyse synthétique des séries 1 et 2. a) Déplacement cumulé D_{ce} des évènements détectés vs Vitesses de chargement Vl et régressions linéaires (pointillés). b) Compilation de 1934 déplacements maximaux D_{max} mesurés au cours des deux séries vs Vl . "pts" indique le nombre de mesures. 147
- 5.17 Comparaison de 2 expériences à vitesses de chargement lente et rapide (EXP24 et EXP25) effectuées avec une rhéologie "pure-élastique". Pour une même quantité de chargement aux limites, à son maximum, D_{ce} est environ deux fois plus important pour une vitesse de chargement lente (5 mm/h) que pour une vitesse rapide (20 mm/h). 148
- 5.18 a) General view of the experimental set-up. The device is constituted by a computerized shear box fixed to a rigid aluminium structure. b) Mechanical and kinematical boundary conditions are based on the elastic rebound model (Reid, 1910). Model visco-elastic rheology is achieved by superimposing granular, elastic and viscous layers. Schematic cross section of the experimental device showing its internal mechanical structure, the geometry of analog material layers and how boundary conditions (initial normal stress and loading rate) are controlled. c) Model surface horizontal displacements are quantified using sub-pixel image correlation technique and numerical modelling tools are used to analyze model deformation at the surface and at depth. Examples of surface horizontal displacement measurements acquired during a typical experiment. Each stage is separated by 6 s corresponding to 20 microns of far field simple shear model deformation. Stick slip behavior is observed ; instantaneous incremental fault slip events are separated by long time periods where the fault remains locked and model records long wavelength elastic loading, i.e. coseismic and interseismic stages respectively. . . 155
- 5.19 a) Model rheology and boundary conditions. b) Surface horizontal displacement amplitude and vector field showing the pre-stressing of the fault plane (up) and calculated stress YY component (normal stress to the fault). c) Normal stress distribution along the fault trace from the stress YY map in (b). 158
- 5.20 a) Fault parallel horizontal slip profiles and respective D_{max} (colored points) along the fault for SC events (red), PS events (green), $L2M$ events (blue). Dashed black line shows normalized initial normal stress distribution along the fault trace b) D_{max} along the fault vs $Time$. c) Locations of D_{max} along the fault vs $Time$. Red ellipses indicate sequences of left-lateral slip propagation (as indicated by the red arrow). Dotted black circles indicate single moderate events. The white-black shaded background indicates the initial normal stress distribution along the fault trace (from dashed profile) with highest values in white. 160
-

5.21	Analyse of kinematical parameters for the three event classes : A) <i>SC</i> events ; B) PS events ; C) <i>L2M</i> single events. Distributions of 1) <i>Dmax</i> at the model surface ; 2) <i>Dmax</i> location along the fault trace. Red line shows normalized initial normal stress distribution along the fault trace ; 3) Recurrence-time <i>Tr</i> of slip events. Red bar indicates mean value.	161
5.22	a) Evolution of the cumulated horizontal displacement (fault-parallel component) at two different sites located close to the fault trace. The inset shows the initial normal stress distribution along the fault trace and locations of observation sites. b) Horizontal displacement parallel to the fault at the two sites.	164
6.1	a) Relation entre la magnitude, la longueur de rupture et la vitesse long terme des failles pour 43 séismes s'étant produits dans différentes régions entre 1811 et 1994 (Anderson et al., 1996). b) Relation entre la magnitude, la longueur de rupture et le temps de récurrence moyen (τ) pour une trentaine de séismes répertoriés entre 1920 et 1984 (Kanamori and Allen, 1986). Les droites en trait noir indiquent chacune la tendance pour une chute de contrainte constante.	175
6.2	Relation entre le moment sismique et la longueur de rupture pour des séismes interplaques (uniquement des décrochements) et intraplaques (modifié de Scholz et al. (1986)).	176
6.3	Modélisation de la chute de contrainte cosismique en fonction de la vitesse de chargement basée sur des lois de friction rate-and-state (modifié de (Cao and Aki, 1986)). Les courbes A et B ont été calculé pour différentes valeurs des paramètres constitutifs qui contrôlent l'effet du temps de contact stationnaire. La variations maximale de la chute de contrainte est de 30% sur la gamme des valeurs de vitesse étudiées.	177
6.4	a) Carte des vitesses de déformation géodésiques en Italie ; Points jaunes : séismes de $M > 4$; rectangles noirs : sources sismogéniques répertoriées (base de données DISS). b) Vitesses de déformation géodésique en fonction de la magnitude pour 6380 séismes de $M_L > 2.2$ (modifié de (Riguzzi et al., 2012)).	178
6.5	Schéma tectonique simplifié de la Mongolie et séismes de $M > 8$ s'étant produit au cours du siècle dernier. Traits noir en gras : ruptures de surfaces ; Flèches larges : direction moyenne du raccourcissement (modifié de Chéry et al. (2001a)).	180
6.6	Le séisme du Wenchuan (2008) Mw 7.9. a) Modèle d'inversion cinématique du glissement sur le plan de faille avec l'hypocentre (étoile rouge) et la propagation de la rupture (isocontours noirs en seconde). b) Simulation de la rupture à l'aide d'un code d'éléments finis (code EQdyna) et d'une loi de friction permettant son initiation spontanée à partir d'une distribution hétérogène de contrainte cisailante τ_0 imposée à l'état initial (modifié de Wen et al. (2012b)).	183

6.7	Traces des ruptures de surface (en bleu) des séismes majeurs de 1857 (Fort Téton) et 1906 (San Francisco) et zones de glissements asismiques (en rouge). Les points numérotés indiquent les zones où ont été mesurées la vitesse de glissement (vitesse en mm/an, couleurs différentes en fonction des sources bibliographiques, voir détails dans l'article). La grande flèche noire indique la direction actuelle de convergence comparée à la direction de la faille dans sa partie centrale. Les autres indications concernent une reconstruction paléogéographique détaillée dans (Argus and Gordon, 2001)).	185
6.8	Amplitude du champ de déplacement horizontal d'une séquence de mesures extraite de l'EXP51 réalisée avec une friction hétérogène sur le plan de faille. Le patch de talc est délimité par les droites en pointillés jaunes.	186
6.9	a) Amplitude du déplacement horizontal cosismique pour une rupture traversant la zone de talc. b) Profil de déplacement cosismique longitudinal à la faille. c) Photographie de la tranche d'un plaque de polyéthane recouverte d'époxy (rouge) et localement de talc (blanc).	187

Introduction

Parmi les catastrophes naturelles, les tremblements de terre sont les plus dévastateurs en terme de dégâts humains et économiques. L'évaluation du risque sismique relève donc d'un enjeu sociétal majeur mais aussi scientifique puisqu'elle sous-entend la capacité à déterminer la magnitude maximale des séismes pouvant se produire ainsi que leur temps de récurrence.

Depuis la théorie du rebond élastique (Reid, 1910), nous savons que les séismes sont liés au glissement frictionnel rapide des failles (de la seconde à quelques minutes pour les plus importants) à la suite d'une déformation élastique lente de la croûte au cours de la période qui les précèdent. Le modèle périodique de Reid implique notamment que cette séquence de chargement/rupture se reproduit de manière cyclique, ce qui sous-entend une prédictibilité potentielle du système. Malheureusement, certaines études paléosismologiques montrent que la période de temps comprise entre les séismes majeurs (phase intersismique) peut être variable et que l'irrégularité du cycle observé ne permet pas la prédiction des événements (e.g. Weldon et al., 2004). Lors de la dernière décennie, l'occurrence de forts séismes destructeurs tels que celui du Wenchuan en Chine (Xu et al., 2009) ou celui de Tohoku au Japon (Ozawa et al., 2011), illustrent de manière concrète le caractère imprévisible et dévastateur des tremblements de terre. À ce jour, aucune méthode de prédiction n'est d'ailleurs reconnue comme étant fiable à cause du caractère non-systématique des "précurseurs" observés (Bernard, 2003).

Cependant, des travaux remarquables ont permis d'améliorer considérablement l'évaluation du risque sismique en mettant en évidence des lois empiriques permettant par exemple d'estimer la magnitude maximale pouvant se produire dans une région donnée (Gutenberg and Richter, 1949; Wells and Coppersmith, 1994; Wesnousky, 2008). Ces lois ont été établies à partir de compilations de données confrontant des paramètres sismotectoniques tels que la magnitude des séismes, la longueur et la profondeur des failles, ou encore le déplacement cosismique mesuré le long des ruptures de surface. Malheureusement, ces données, généralement issues de mesures géodésiques GPS (Thatcher, 2003) et InSAR (Peltzer et al., 2001) et sismologiques (Harvard USGS CMT Catalog) n'ont pas plus d'un siècle et ne sont acquises de manière continue que depuis les années 60 pour quelques failles décrochantes majeures seulement.

À cause de cette courte période de temps d'observation, des biais d'interprétation propres à ces lois ne peuvent être clairement expliqués (Scholz, 1982). La dispersion des données en est parfois telle que le rôle spécifique de chacun de ces paramètres dans la cinématique et la

mécanique des failles actives est difficilement identifiable.

Cette problématique d’actualité, constitue le coeur du projet de ma thèse. Pour y répondre, j’ai développé une nouvelle approche méthodologique permettant de simuler expérimentalement des séismes en laboratoire dans le but d’étudier le comportement des failles actives et la dynamique de la déformation crustale à l’échelle de temps du cycle sismique.

Le modèle expérimental qui a été développé au cours de ma thèse permet notamment de reproduire plusieurs centaines de cycles sismiques le long d’un plan de faille décrochante. Il est inspiré de précédents modèles expérimentaux qui ont permis de reproduire des ruptures sismiques dont les propriétés dynamiques se sont révélées comparables à celles des séismes réels (Brune, 1973; Anooshehpour and Brune, 1994, 1999; Brune, 1996). Cependant, bien que ces modèles permettent d’étudier les mécanismes du glissement cosismique sur le plan de faille, leur rhéologie uniforme (élastique) ainsi que leur géométrie très simple ne permettent pas des comparaisons directes avec les observations géodésiques et géophysiques qui intègrent les déformations en champ lointain.

Dans l’optique de pouvoir satisfaire ces comparaisons, je propose une rhéologie multi-couches plus réaliste qui tient compte des propriétés mécaniques de la croûte ainsi que de la structure géométrique d’une système tectonique en régime décrochant. Les principaux avantages de l’approche sont liés à 1) la capacité du modèle à produire des catalogues de données qui couvrent des périodes d’une durée équivalente à plusieurs centaines de milliers d’années dans la nature ; 2) la possibilité de contrôler l’ensemble des paramètres qui constituent les conditions aux limites, permettant d’isoler l’effet de chacun sur le cycle sismique analogique observé.

Ainsi, au cours de cette thèse, deux objectifs principaux ont été défini :

- Le premier objectif était d’analyser la cinématique et la mécanique du modèle afin de contraindre sa représentativité vis à vis des observations naturelles et d’apporter les modifications nécessaires pour améliorer son dimensionnement.
- Le deuxième objectif était de procéder à une analyse paramétrique dédié à l’étude du rôle spécifique de deux paramètres sur la dynamique du cycle sismique : la vitesse de chargement tectonique et l’hétérogénéité de contrainte initiale.

Organisation du manuscrit

Ce manuscrit est constitué de cinq parties principales :

Dans une première partie, je présente un état des connaissances sur la thématique du cycle sismique en évoquant les principales découvertes historiques qui ont permis d’établir les concepts scientifiques admis aujourd’hui. Après avoir énoncé les principales lois qui ont conduit à la modélisation mécanique de la dynamique des failles, je présenterai les principaux modèles expérimentaux qui ont contribué à améliorer l’interprétation des observations naturelles.

Comme le modèle expérimental utilisé au cours de ma thèse simule le cas d'une faille décrochante, je présente dans le chapitre suivant, les caractéristiques majeures de grands décrochements qui présentent une activité sismique. La faille de San Andreas (Californie, USA) sera plus particulièrement détaillée avant d'être comparée à d'autres systèmes comme celui de la faille Nord Anatolienne (Turquie). Ce chapitre permettra ainsi de fournir les informations nécessaires à la validation du modèle expérimental et à l'étude de sa dynamique. Il contribuera également à préciser la problématique définie plus généralement dans le chapitre précédent ainsi que dans cette introduction.

Le quatrième et cinquième chapitre constituent le coeur de la thèse. Le Chapitre 4 présente le développement méthodologique du modèle expérimental ainsi que l'analyse cinématique et mécanique d'expériences permettant d'évaluer ses limites et ses potentialités. La représentativité du modèle est évaluée à partir de son dimensionnement qui repose sur le respect de lois de similitudes ainsi que sur des comparaisons directes avec des données géophysiques issues de cas naturels. L'essentiel de ce chapitre est rédigé en anglais sous la forme d'un article qui a été accepté dans la revue *Tectonics*. À la suite de cet article, je présente en français un complément méthodologique sur les mesures de certains paramètres rhéologiques qui caractérisent les matériaux utilisés dans les expériences.

Le cinquième chapitre présente deux analyses paramétriques qui permettent de mettre en évidence 1) le rôle de la vitesse de chargement tectonique ; 2) l'hétérogénéité de contrainte initiale sur la dynamique du cycle sismique observé. La deuxième partie est écrite sous la forme d'un article, en anglais, qui sera soumis prochainement.

Enfin le sixième chapitre concerne la discussion générale de ce manuscrit de thèse. Je rappelle tout d'abord les limitations et les potentialités du modèle avant de discuter ensuite des résultats de l'étude paramétrique ainsi que de leurs implications vis à vis de la dynamique des failles naturelles. Au cours de cette partie, je propose des solutions permettant d'améliorer le dimensionnement du modèle et des perspectives d'analyses nécessaires à la confirmation de certains résultats ainsi qu'à l'évolution future du projet MODEXSYS.

Cadre de la thèse

Ma thèse a débuté en Octobre 2011 dans le cadre du projet MODEXSYS (financement INSU Action incitative et de suivi) qui s'inscrivait dans les thématiques prioritaires du nouveau quadriennal du laboratoire Géosciences Montpellier et la création d'une nouvelle équipe centrée sur les risques naturels. Ce projet, dirigé par S. Dominguez (Directeur de thèse) et R. Soliva (co-directeur de thèse) a débuté en 2009 par la réalisation d'un premier appareillage expérimental exploité dans le cadre d'un stage de Master 2 effectué par V. Strak (credits INSU-CNRS). En

2010 et 2011, j'ai participé à la mise en oeuvre du nouveau modèle dans le cadre de mes stages de Master 1 et Master 2. Au cours du stage de Master 2, en parallèle avec mes travaux expérimentaux, j'ai eu l'opportunité d'effectuer une mission de terrain en Nouvelle-Zélande dans le cadre du projet CENTURISK. J'ai pu ainsi participer à l'analyse morphotectonique d'un système de failles actives (faille de Wairarapa et faille de Wellington) et utiliser des instruments de mesure tels que le GPS cinématique (DGPS) ou le Géoradar (GPR).

J'ai démarré ma thèse en Octobre 2011 sur la base d'un financement assuré par une bourse présidence (fonds issues du ministère de la recherche) rattachée à l'école doctorale SIBAGHE de l'Université Montpellier 2.

Au cours de cette période, afin de subvenir au développement méthodologique et analytique de l'approche, deux projets ANR (Agence Nationale la Recherche) et un projet Insu ont été soumis. Malheureusement, en dépit des critiques positives des examinateurs notifiant le caractère novateur de ces projets, aucun n'a été financé. Malgré cela, grâce au soutien du laboratoire Géosciences Montpellier et de l'équipe "Risque", j'ai pu obtenir des financements nécessaires au fonctionnement me permettant de réaliser les expériences et de participer à plusieurs colloques scientifiques (Wegener 2012, EGU 2013, AGU 2013).

Mes travaux de thèse ont fait l'objet de collaborations internes au sein du laboratoire (R. Cattin, M. Peyret, S. Peyrat, C. Romano) ainsi qu'avec d'autres unités de l'Université Montpellier 2 telles que l'IES (Institut d'électronique, M. Myara) mais aussi externes avec l'entreprise Schlumberger (F. Maerten et L. Maerten).

Le cycle sismique : État de l'art

Historique de l'approche et des concepts scientifiques généraux

Sommaire

2.1	Des vibrations du sol à la théorie du rebond élastique	7
2.2	Les phases du cycle vues par la géodésie terrestre et spatiale	9
2.3	Les apports de la morphotectonique et de la paléosismologie	12
2.4	Les modèles de cycle sismique	13
2.5	Lois d'échelle	17
2.6	Précurseurs et Prédicibilité	19
2.7	Mécanique du cycle sismique	20
2.7.1	Problème frictionnel : Apports du laboratoire	20
2.7.2	Lois <i>Rate and State</i> et modèles mécaniques	25
2.8	Les modèles expérimentaux dédiés à l'étude du cycle sismique	30

Depuis des millénaires, l'homme a tenté d'expliquer les causes des tremblements de terre. Bien qu'une minorité de philosophes grecs ou autres penseurs historiques formulèrent des hypothèses impliquant l'action des éléments (eau, air et feu), bien souvent, les causes divines furent largement évoquées.

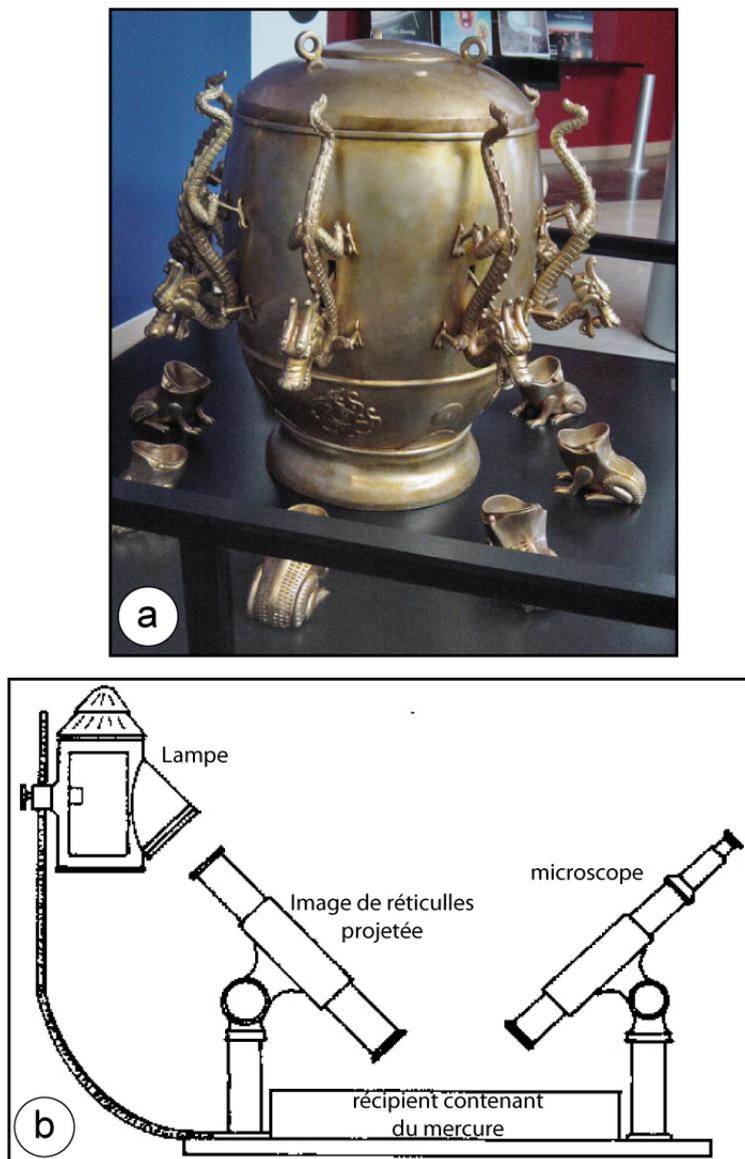


FIGURE 2.1: a) Réplique du sismomètre de Zhang Heng (132 av. J-C) (Source : Chabot Space and Center, Oakland, Californie, USA). b) "Seismoscope" de Robert Mallet (1851) (Source : USGS).

En 132 avant J-C, un maître chinois du nom de Zhang Heng, construisit un appareil reconnu comme étant probablement le premier sismomètre encore conservé aujourd'hui (Bernard, 2003) (Figure 2.1a). C'est sous les ordres de l'empereur (période de la dynastie des Han) que ce projet vit le jour. L'objectif était de le prévenir dès lorsqu'un grand séisme frappait la Chine à des distances telles que les messagers ne pouvaient l'en informer rapidement. Le dispositif avait été conçu à partir d'une grande jarre à vin percée à son sommet de huit orifices dont les sorties

extérieures étaient ornées de dragons, disposés exactement à la verticale de la gueule ouverte de crapauds en bronze au sol. À l'intérieur de la jarre, Zhang Heng avait suspendu une masse suffisamment lourde pour que sa stabilité soit sensible aux mouvements du sol provoqués par le passage des ondes sismiques. Lorsqu'un séisme se produisait à distance, un mécanisme permettait de libérer une bille qui sortait des dragons lorsque la masse se mettait à osciller. La bille tombait alors dans la gueule d'un des crapauds, indiquant de ce fait la direction de cette oscillation. Le principe de base de ce sismomètre suscita de nombreuses variantes dans les siècles qui suivirent, toujours dans l'optique de détecter le passage de ces ondes inexplicables.

Mais ce n'est qu'en 1755, date du terrible séisme de Lisbonne, Portugal (Paice, 2008) que l'approche scientifique débute véritablement. À partir de là, pour plusieurs séismes mondiaux, les scientifiques effectuent des observations quantitatives, généralement à partir des déformations de surface. On mesure les soulèvements de terrain, les subsidences, mais aussi les décalages de part et d'autres de grandes lignes fissurées que l'on appellera bientôt les failles. Un siècle plus tard, Robert Mallet, considéré comme le premier sismologue scientifique, effectue des mesures après la survenue du séisme de Naples en 1857 (Mallet, 1862). Ses observations font suite à des premières expériences explosives qu'il réalisa dix années auparavant (Dewey and Byerly, 1969) dans le but de comprendre la propagation des ondes dans un milieu. Pour détecter les ondes issues des explosions, Mallet regardait avec une loupe l'image des réticules reflétée sur une surface de mercure (Figure 2.1b). Une légère secousse faisait brouiller ou disparaître l'image. Basées sur ce principe, les expériences qui suivirent permirent notamment d'évaluer pour la première fois les vitesses de propagation des ondes sismiques dans les premiers kilomètres de la croûte.

2.1 Des vibrations du sol à la théorie du rebond élastique

La sismologie instrumentale se développe et dans le même temps, les géologues s'intéressent de plus en plus aux liens entre failles et séismes. Ce lien est formulé pour la première fois par Charles Lyell (Lyell, 1856a,b, 1868) qui reconnaît que les séismes modifient considérablement la surface du sol en se basant sur les observations faites pour les séismes de Rann of Cutch (Inde, 1819) et Wairarapa (Nouvelle-Zélande, 1855). La relation est clairement établie par Gilbert (1884) et Reid (1910) suite aux séismes de Californie d'Owens Valley (1872) et aux nombreuses mesures géodésiques effectuées avant et après le séisme de San Francisco de 1906 (Figure 2.2a et b).

Les mesures de Reid révèlent pour la première fois la succession de deux phases de déformation s'apparentant à un phénomène cyclique : la phase « intersismique » et la phase « cosismique ». Les mesures de trilatération acquises entre 1851 et 1906 montraient un déplacement nul au niveau de la faille de San Andreas tandis que les points de mesures situés à 10 km de part et d'autre de celle-ci s'étaient déplacés relativement de 1,5 m de manière continue. Le profil de vitesse horizontale au travers de la faille montrait ainsi une évolution en arc tangente. Les

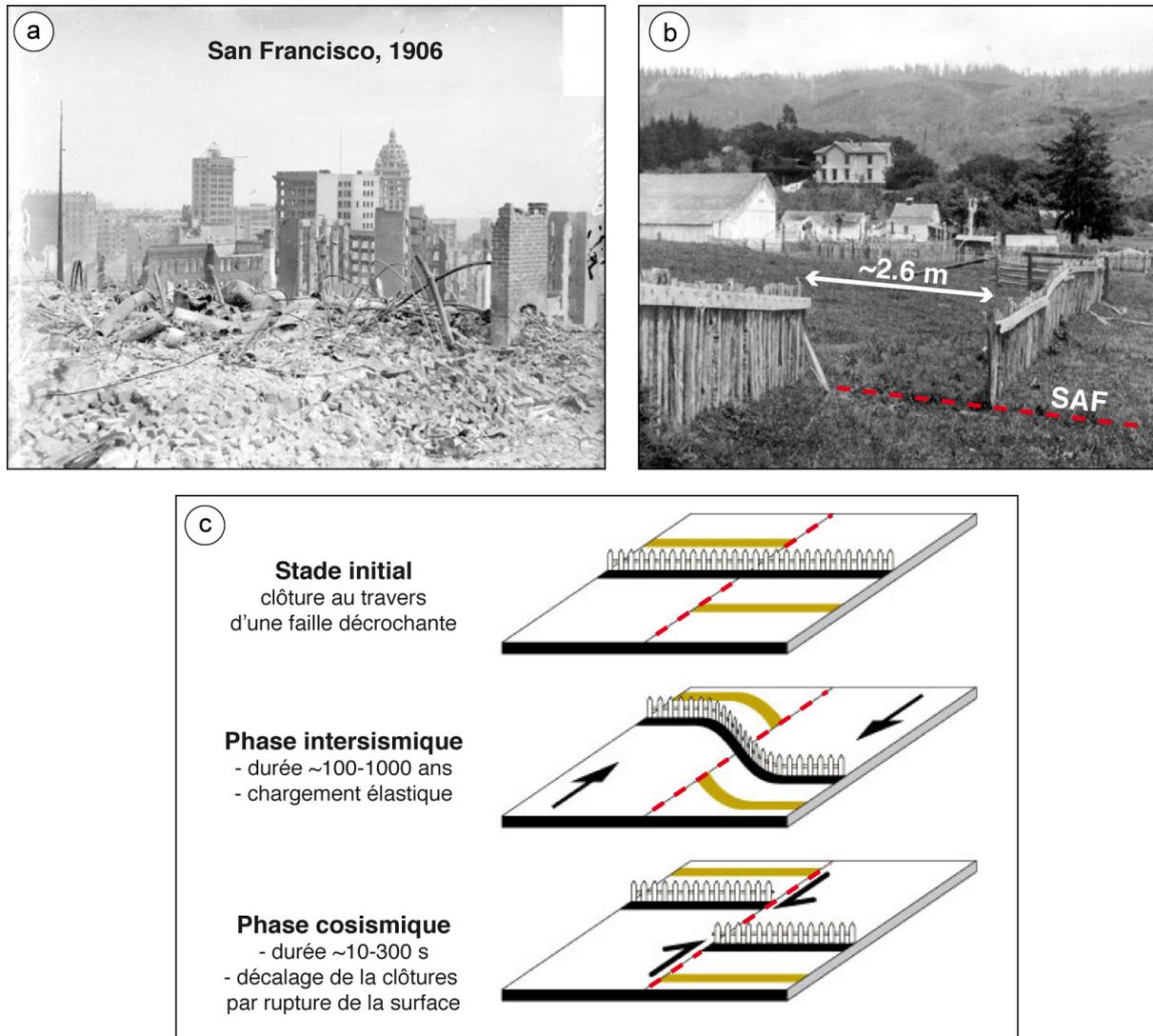


FIGURE 2.2: Séisme du 18 Avril 1906 à San Francisco et théorie du rebond élastique. a) Destrutions des bâtiments (modifié de *Photo Chicago Daily News*). b) Décalage de clôtures par le jeu de la faille de San Andreas (SAF) au Nord-Ouest de Woodville (modifié de *Plate 1-B, USGS Bulletin 324*). c) Illustration de la théorie du rebond élastique formulée par Reid (1910) (modifié de *Iris image Gallery*).

mesures réalisées juste après la survenue du séisme montrèrent un déplacement important de plus de 4 mètres au niveau de la rupture tandis qu'il était de plus en plus faible en s'éloignant de part et d'autre de sa trace en surface.

H. F.Reid interpréta la phase intersismique comme une période de mise en charge élastique par déplacement continu en champ lointain. La phase cosismique correspondait à une rupture de la faille lorsque le seuil de résistance de celle-ci était dépassé. La faille étant « bloquée » pendant toute la période de chargement, la rupture provoqua un déplacement instantané pour rattraper le déplacement accumulé en champ lointain. Reid interpréta cette déformation comme

étant élastique et de ce fait supposée répétable de manière périodique au cours de l'évolution cinématique d'une faille. C'est la théorie du rebond élastique (Figure 2.2c).

Depuis cette théorie, nous parlons de cycle sismique. La notion de cycle est intéressante puisqu'elle sous-entend une prédictibilité potentielle. Malheureusement, le cycle sismique s'étend sur une échelle de temps comprise entre la seconde et quelques centaines à milliers d'années. De ce fait, un cycle n'a que très rarement été observé dans son intégralité, ce qui rend difficile l'évaluation du risque associé au fonctionnement des failles actives. L'un des rares cycles qui ait pu être étudié est celui d'un segment de la faille de San Andreas qui passe au travers du hameau de Parkfield rendu ainsi célèbre (Bakun and Lindh, 1985). Le caractère unique de ce cas ne peut en faire cependant une référence pour la sismicité générale. Nous détaillerons plus amplement ce cas particulier au cours du Chapitre 3 dédié essentiellement à la faille de San Andreas (Californie, USA).

2.2 Les phases du cycle vues par la géodésie terrestre et spatiale

De façon intuitive, nous pouvons considérer que le signal de la déformation tectonique mesurée en surface dépend directement de la structure et des processus qui agissent en profondeur. Mais de quelle manière cette dépendance s'exprime-t-elle, et par le biais de quels paramètres, au travers de quelles lois physiques ? Cette analyse est primordiale pour contraindre la cinématique et la mécanique des failles sismogéniques.

Le développement de nouvelles techniques de mesures géodésiques à partir des années 90, telles que le GPS, l'interférométrie radar et la corrélation d'image optique (Van Puymbroeck et al., 2000; Thatcher, 2003), permettent l'analyse de chacune des phases du cycle sismique sur différentes failles à travers le monde (Figure 2.3).

Comme l'avait mis en évidence Reid, ces nouvelles analyses cinématiques indiquent que les profils de vitesse intersismique mesurés au travers des failles décrochantes présentent une forme en arc tangente. En se basant sur des modèles théoriques de dislocation élémentaire (Weertman and Weertman, 1964), certains auteurs ont par la suite proposé de définir cette courbe par une fonction mathématique (Savage and Burford, 1973; Savage and Prescott, 1978) qui exprime la vitesse de déplacement d'un point à la distance x par rapport à la faille telle que

$$V(x) = \frac{1}{\pi} \cdot V_0 \cdot \arctan \frac{x}{Dl} \quad (2.1)$$

avec V_0 la vitesse en champ lointain et Dl la profondeur de blocage. Cette dernière correspond à la profondeur limite au delà de laquelle la faille glisse de manière continue (transition fragile/ductile). Pour certains, le signal intersismique est directement lié à la vitesse long terme des failles (Freymueller et al., 1999; d'Alessio, 2005; Lisowski et al., 1991; Becker et al., 2005;

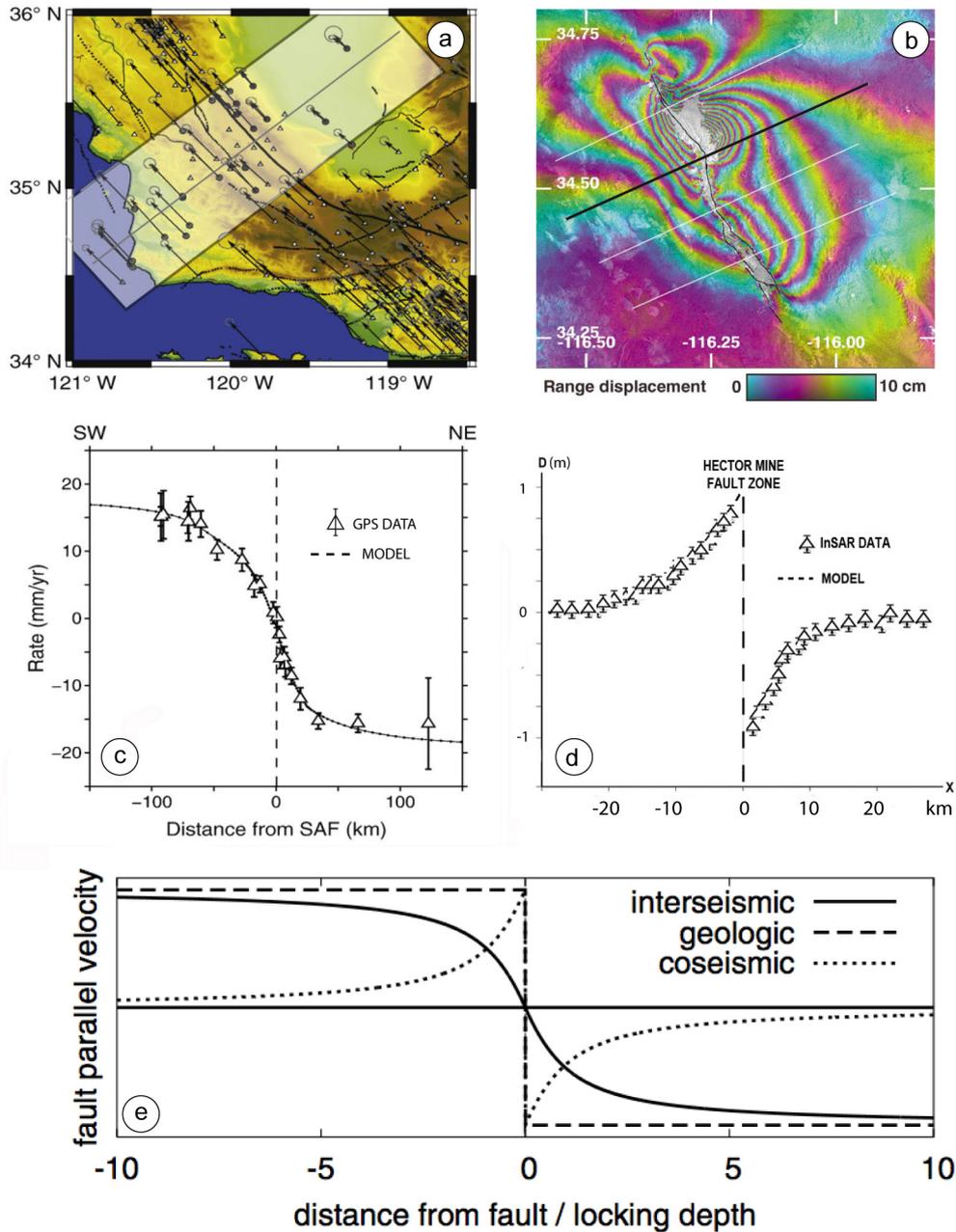


FIGURE 2.3: Exemples d'observations géodésiques et modèles. a) Champ de vitesse intersismique (GPS) en Californie (Fulton et al., 2010) et c) profil associé (Schmalzle et al., 2006). b) Champ de déplacement cosismique (InSAR) du séisme d'Hector Mine Mw 7.1 (Peltzer et al., 2001) et d) profil associé. e) Illustration du déplacement de surface intersismique selon le modèle de (Savage and Burford, 1973) et cosismique selon les formulations d'(Okada, 1985), d'après (Becker et al., 2005).

Fay and Humphreys, 2005; Meade and Hager, 2005). D'autres travaux soulignent le rôle des variations d'épaisseur élastique de la lithosphère (Chéry, 2008) ou proposent des dépendances aux propriétés physiques comme la viscosité et la rigidité (Schmalzle et al., 2006; Le Pichon

et al., 2005).

Le signal cosismique est aussi analysé pour évaluer les paramètres rhéologiques qui caractérisent la lithosphère (Fialko, 2004b; Peltzer, 1999). Mais les mesures géodésiques de cette phase permettent d'abord de cartographier la rupture de surface et de quantifier les déplacements produits le long de celle-ci au cours du séisme. Certains auteurs s'attardent sur la forme des profils longitudinaux pour discuter de la direction de propagation des séismes, de la segmentation des failles ou encore de la présence de barrières sismiques (Manighetti et al., 2005, 2001; Michel and Avouac, 2002). Par le biais des modèles théoriques de dislocation élémentaire (Weertman and Weertman, 1964), les déplacements cosismiques de surfaces sont aussi utilisés pour inverser numériquement la distribution du glissement sur le plan de faille (Okada, 1985; Peltzer et al., 2001; Dominguez et al., 2003; Fialko, 2004b) permettant ainsi de contraindre la cinématique en profondeur. La déformation cosismique est de type haute fréquence (rapide) et présente une décroissance non-linéaire du déplacement en s'éloignant de la zone de faille. Son addition avec le signal intersismique constitue ainsi la déformation géologique long-terme (Figure 2.3).

Après la rupture sismique, une phase de déformation lente dite « postsismique » se produit sur une période de quelques mois à quelques années. Les données géodésiques de cette phase mettent en évidence un signal de type basse fréquence à grande longueur d'onde avec un profil de vitesse transversal non-linéaire (Perfettini and Avouac, 2004; Bruhat et al., 2011). Ce signal mesuré en surface est généralement attribué en partie à la relaxation viscoélastique en profondeur qui dépend essentiellement de la rhéologie des couches lithosphériques (Hetland, 2005; Pollitz et al., 2001; Freed and Bürgmann, 2004; Johnson et al., 2007; Montési, 2004). Les viscosités de la croûte inférieure et du manteau sous-jacent sont de ce fait souvent estimées et inversées à partir des données géodésiques qui caractérisent cette phase de déformation particulière.

Depuis la théorie du rebond élastique, le développement des nouvelles techniques de géodésie et de sismologie instrumentale, les différentes phases du cycle sismique sont de mieux en mieux contraintes et permettent une meilleure évaluation de la cinématique des failles. Cependant, la densité et la qualité des mesures ne sont appréciables que depuis le début des années 60 et cela pour quelques unes des failles majeures telles que la faille de San Andreas ou la faille Nord Anatolienne. Cette courte période de temps (environ 50 ans) constitue ainsi un handicap majeur à la compréhension des mécanismes qui gouvernent la cinématique des failles.

2.3 Les apports de la morphotectonique et de la paléosismologie

Afin d'étendre la période d'analyse fournie par les catalogues récents, dans les années 70, une approche fait son apparition dans le but d'étudier les séismes passés, la paléosismologie. Elle concerne les séismes historiques et préhistoriques. Avant son développement, l'évaluation du risque sismique ne reposait que sur la sismicité connue pendant la période historique. Or, de nombreux exemples de failles à travers le monde montrent une activité tectonique évidente bien que n'ayant pas rompu la surface au cours de la période historique.

Ces évidences sont notamment reconnues à cause des modifications morphologiques du paysage qui est affecté par les ruptures de surface associées aux séismes majeurs. Afin d'illustrer ce type d'approche, la Figure 2.4 présente un exemple d'étude morphotectonique réalisée en Mongolie (Ritz et al., 2006). Lors de chaque séisme majeur, le jeu soudain de la faille de Bogd provoque le décalage des rivières qu'elles traversent en surface mais aussi des lignes de crêtes et des vallées. L'analyse consiste à la reconstruction de l'état initial de la morphologie par corrélation de ces marqueurs décalés de part et d'autre de la ligne de faille. L'étape suivante consiste ensuite au prélèvement et à la datation d'échantillons issus des terrains décalés dans le but de calculer une vitesse long-terme de la faille (e.g Cowgill, 2007).

Pour quantifier les temps de récurrence des séismes majeurs ayant rompu la surface, les scientifiques effectuent également des tranchées de quelques mètres de profondeur sur quelques mètres de longueur, au travers et aux abords des zones de failles (Ritz et al., 2006; van der Woerd et al., 2006)

La Figure 2.5 illustre ce type d'analyse paléosismologique appliquée au cas de la faille de Wellington, en Nouvelle-Zélande (Langridge et al., 2009). Deux tranchées ont été creusées au travers de la zone de faille afin de mettre en évidence les décalages stratigraphiques provoqués par son jeu répété au cours de l'histoire.

Le levé de log stratigraphiques est effectué pour les deux parois de chaque tranchée à l'aide d'un quadrillage dont la précision s'apparente à celle des méthodes archéologiques. Lors d'un séisme, si la composante verticale du jeu de la faille est suffisamment importante, le décalage des terrains en surface provoque la formation d'un escarpement qui est alors exposé aux processus d'érosion. Suivant les conditions climatiques, cet escarpement s'atténue plus ou moins vite et les produits sédimentaires issus de sa dégradation sont diffusés dans le sens de la pente topographique qui le caractérise. Si le temps de retour du prochain séisme est suffisamment long et que les conditions locales le permettent (environnement de dépôts), de nouvelles couches sédimentaires se superposent à l'ensemble, recouvrant par conséquent la trace de la faille en surface. Lors du prochain séisme, cet ensemble stratigraphique est à nouveau décalé et un nouveau cycle se poursuit jusqu'au séisme suivant. Les couches sédimentaires qui se déposent ainsi au pied de l'escarpement entre chaque rupture forment des cônes de dépôts

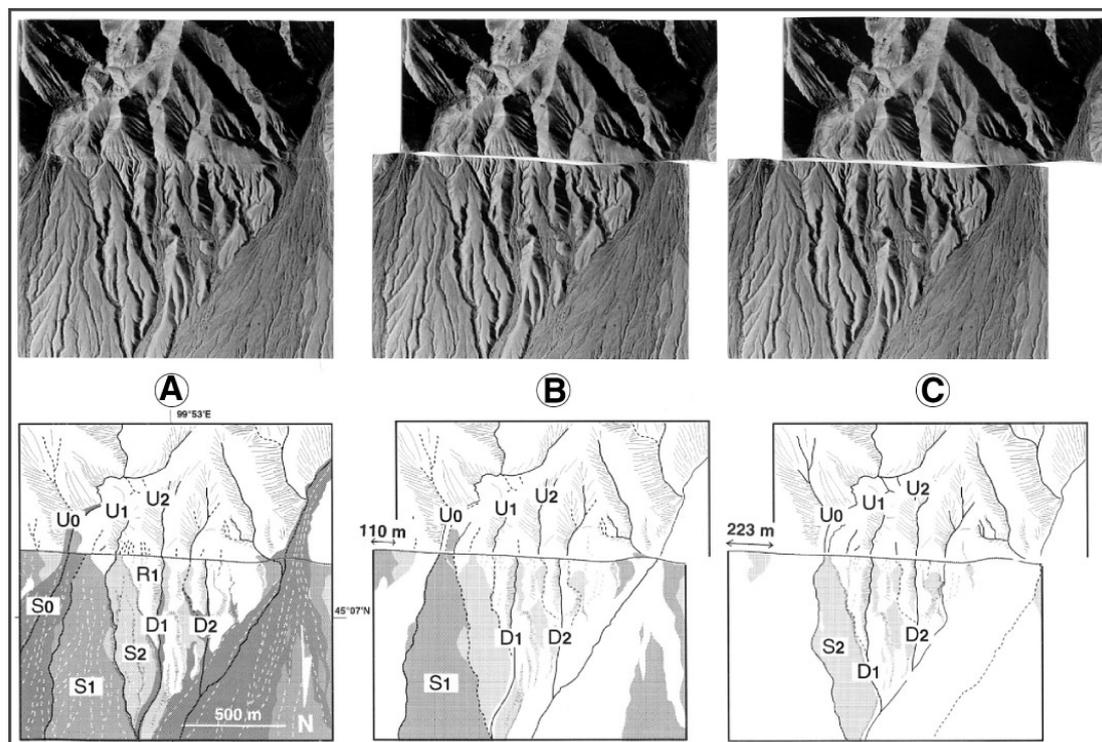


FIGURE 2.4: Exemple d'analyse morphotectonique (Ritz et al., 2006). Reconstruction de la mise place de cônes alluviaux le long de la faille de Bogd (Mongolie) à partir de photographies aériennes. A : actuel; B : décalage de 110 m; C : Décalage de 220 m. "U" indiquent les chenaux majeurs en amont de la faille. "D" indiquent les axes majeurs sous la faille. "S" désignent les surface de dépôts.

souvent mentionnés "*colluvial wedge*". Le log stratigraphique de la deuxième tranchée creusée au travers de la faille de Wellington indique la présence d'un cône de dépôts (1c) recouvert d'un horizon (1s) qui scelle la faille en surface. Ce schéma permet donc d'identifier le plus récent séisme ayant rompu la faille dans le secteur. Sur la base de l'âge des couches qui recouvrent la faille (1s,1c,1p), la date de cet évènement est estimé entre 800 et 900 ans BP (datation au radiocarbone).

La paléosismologie, couplée à l'analyse morphotectonique, permet ainsi de compléter les catalogues sismologiques et de pouvoir mieux distinguer le comportement des failles à l'échelle long-terme. Dans la section suivante, je présente les différents modèles de cycle sismique qui ont émergés en partie grâce à ce type d'approche.

2.4 Les modèles de cycle sismique

Le cycle sismique qui se produit au cours de l'histoire d'une faille apparaît bien plus complexe que ce que peut prédire la théorie du rebond élastique (Reid, 1910). En se basant sur des données

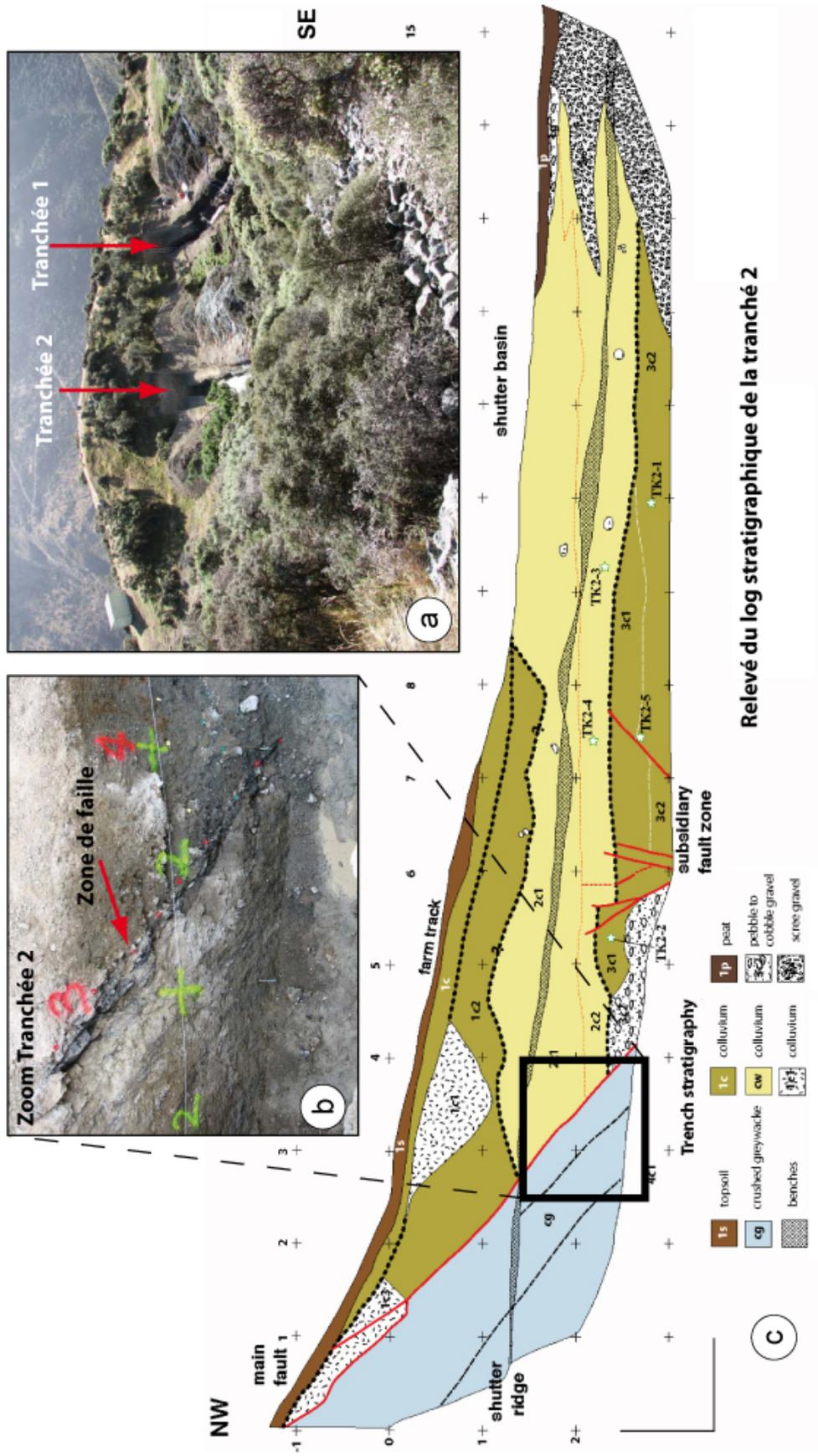


FIGURE 2.5: Étude paléosismologique en Nouvelle-Zélande. a) Photo de l'emplacement de deux tranchées creusées au travers de la faille de Wellington (site de Te Kopahou). b) Zoom sur la zone de faille dans la deuxième tranchée. c) Log stratigraphique de la deuxième tranchée. (modifié de Langridge et al. (2009)).

historiques et géomorphologiques, Shimazaki and Nakata (1980) proposent ainsi une évolution du modèle périodique de Reid et définissent le modèle "*time-predictable*" et le modèle "*slip-predictable*" (Figure 2.6).

- Le modèle *time-predictable* (prédictible en temps) est caractérisé par un seuil de contrainte fixe au delà duquel les séismes se produisent. La date du prochain séisme peut donc être prédite à partir du déplacement du dernier évènement.
- Le modèle *slip-predictable* (prédictible en taille) ne présente pas de seuil de rupture commun à tous les séismes mais limite la chute de contrainte cosismique par un seuil inférieur. La taille du prochain séisme peut ainsi être prédite à partir du temps écoulé depuis la dernière rupture.

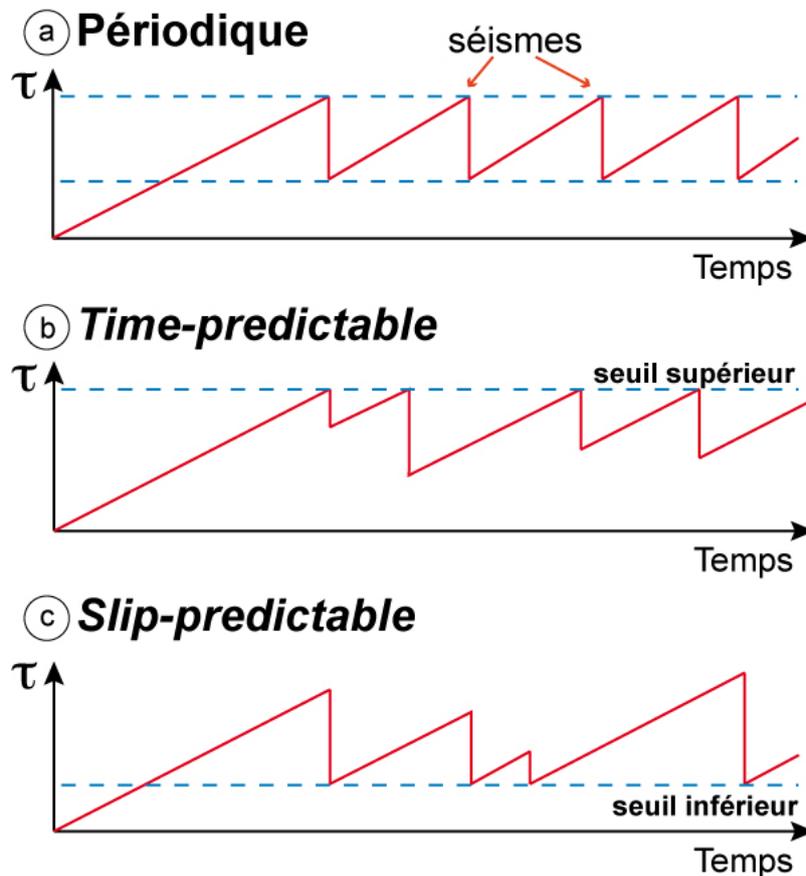


FIGURE 2.6: Les modèles de cycles sismiques. a) Modèle périodique de Reid (1910). b) modèle Time-predictable et b) modèle Slip-predictable (modifiés de Shimazaki and Nakata (1980)).

Bien que Shimazaki and Nakata (1980) suggèrent que les grands séismes semblent suivre un comportement *time-predictable*, l'acquisition de données supplémentaires dans les années qui ont suivi ne montrent pas clairement la même tendance à travers le monde. Sur la faille de San Andreas (USA, Californie) par exemple, les cycles de Wrightwood (Weldon et al., 2004) présentent ainsi plusieurs niveaux de contrainte seuil au delà desquels les séismes se déclenchent

et s'arrêtent¹, révélant le caractère imprévisible de la faille sur plusieurs milliers d'années.

Weldon et al. (2004) note l'intérêt et la nécessité de renouveler ce type d'analyse le long des failles afin de contraindre leur comportement sur une période de temps qui dépasse largement la période historique. Ils suggèrent par ailleurs que si le prochain séisme dépend de l'histoire de la déformation qui le précède, alors notre manière d'évaluer le risque sismique doit être revue en tenant compte des ruptures passées, bien au delà de la limite des catalogues de sismicité actuels.

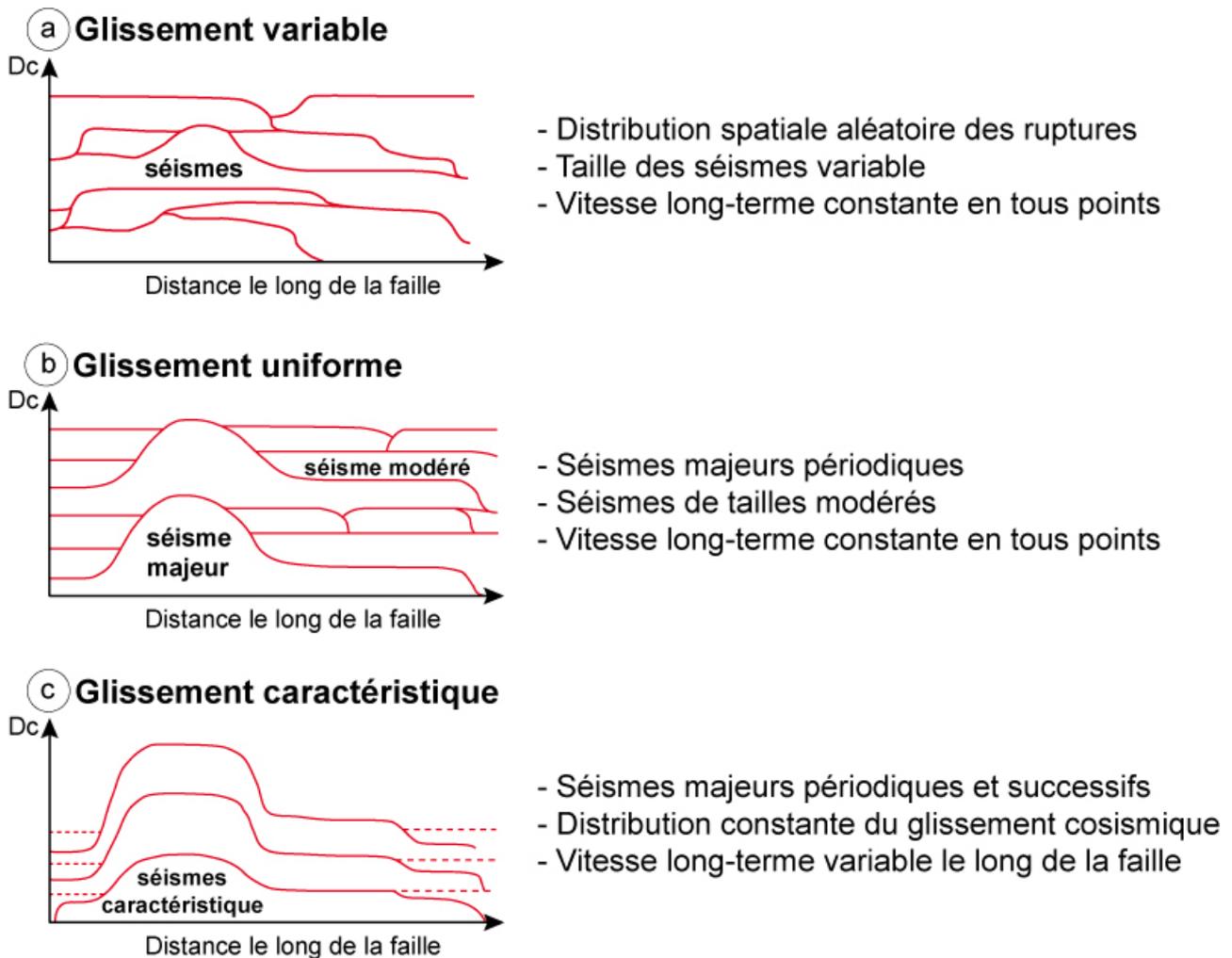


FIGURE 2.7: Les modèles de comportement d'une faille. a) Modèle de glissement variable. b) Modèle de glissement uniforme. c) Modèle de glissement caractéristique (modifiés de (Schwartz and Coppersmith, 1984)).

De plus, afin de contraindre le comportement global d'une faille, il semble nécessaire que ce type d'étude soit renouvelée spatialement sur plusieurs sites le long de sa trace. En effet, Schwartz and Coppersmith (1984) proposent que l'évolution du déplacement le long de la faille peut être décrite selon trois modèles principaux (Figure 2.7) :

1. Pour plus de détails sur les cycles de Wrightwood, se référer au Chapitre 3

- Le modèle de glissement variable
- Le modèle de glissement uniforme
- Le modèle de glissement caractéristique

Le modèle de glissement variable se caractérise par des séismes de différentes tailles qui se produisent de manière aléatoire le long de la faille. La répartition spatiale des glissements est telle que la vitesse long terme de la faille apparaît identique en tous points le long de sa trace en surface.

Le modèle de glissement uniforme ajoute au précédent modèle l'occurrence d'un glissement se produisant de manière périodique et toujours au même endroit. Pour que le glissement long terme soit le même en tous points le long de la faille, d'autres séismes de taille modérée comblent les lacunes de déplacement.

Enfin, le modèle de glissement caractéristique autorise uniquement l'occurrence de séismes successifs se produisant toujours au même endroit avec la même distribution de glissement cosismique et un temps de récurrence constant. Dans ce cas, la vitesse long terme de la faille varie en fonction de la zone considérée le long de la rupture.

Sur la base de données paléosismologiques, le comportement caractéristique fut suggéré par [Schwartz and Coppersmith \(1984\)](#) pour la faille de Wasatch en Californie. Il fut également proposé pour décrire celui de la faille de San Andreas dans la zone de Parkfield, évoqué précédemment dans ce chapitre. Cependant nous verrons plus loin (Chapitre 3) que ce comportement n'est pas assez régulier au point de pouvoir prédire la prochaine rupture avec précision.

Dans tous les cas, au vu de ces différents modèles suggérés, pour une seule et même faille, il semble important de considérer un ensemble d'observations plutôt qu'une analyse ponctuelle le long de sa trace pour en contraindre son comportement.

De ce fait, les études morphotectoniques et paléosismologiques présentent un intérêt majeur à l'analyse du comportement des failles à l'échelle de temps de plusieurs cycles sismiques, permettant également de confronter leur cinématique long-terme à la déformation actuelle quantifiée par la géodésie ([Titus et al., 2011](#); [Friedrich et al., 2003](#)).

2.5 Lois d'échelle

Avec le développement des disciplines évoquées dans ce chapitre, la quantité de données augmente et encourage les scientifiques à mettre en évidence de nouvelles lois empiriques ([Wells and Coppersmith, 1994](#); [Wesnousky, 2008](#)). L'intérêt de ces lois est de pouvoir estimer la valeur d'un paramètre tel que la magnitude d'un séisme à partir du glissement en surface et des dimensions de la rupture par exemple. Elles permettent notamment d'évaluer certains

paramètres parfois difficiles à mesurer (dimensions de rupture, déplacement moyen, maximal, type de distribution du rejet, magnitude) par extrapolation des données déjà acquises. Ces lois sont généralement utilisées pour la prévention du risque sismique.

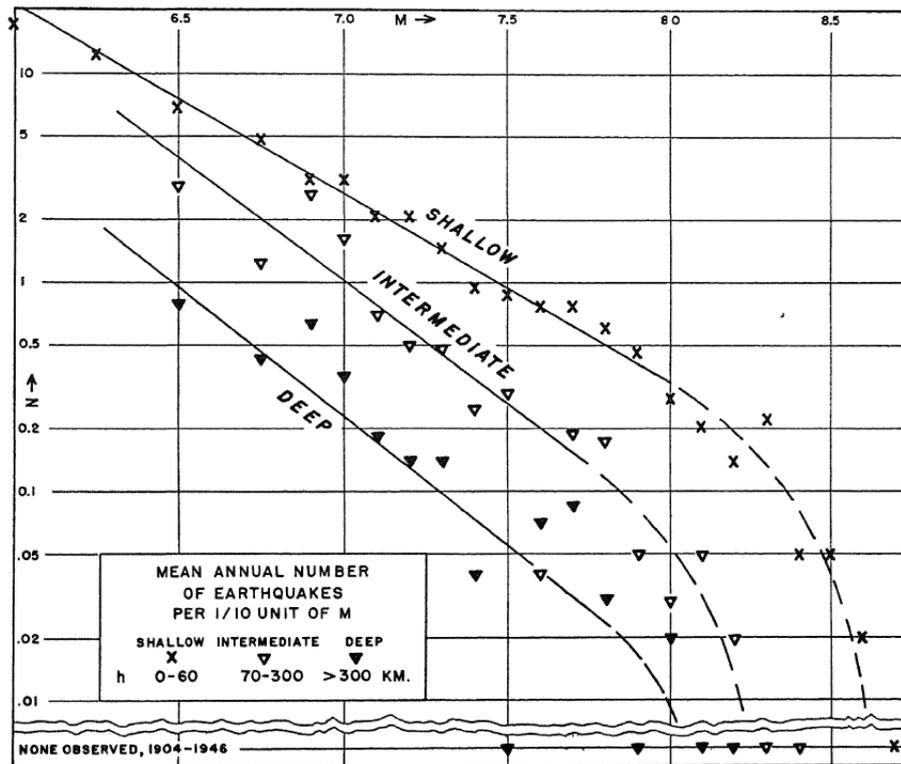


FIGURE 2.8: Distribution de la sismicité mondiale mise en évidence par Gutenberg et Richter (1949) pour la période 1904-1945 (voir le rapport pour plus de détails sur le tri des événements et des périodes d'analyse). La loi implique que $\text{Log } N(m > M) = a - bM$.

La loi d'échelle la plus connue et utilisée à cet effet est celle de Gutenberg-Richter, mise en évidence en 1949. La mesure de la magnitude d'un séisme s'est développée en 1935 avec Charles Francis Richter qui, dans les années qui suivent, développe de nouvelles manières de la mesurer ou de la calculer en collaboration avec Beno Gutenberg. Après quelques années de mesures, ils se rendent compte que la distribution des magnitudes pour une région donnée suit une loi qui ne s'applique pas seulement à la Californie! Celle-ci implique que pour n'importe quelle région du monde, quelle que soit la durée de la période étudiée, le nombre de séismes N de magnitude m supérieure ou égale à une valeur M décroît exponentiellement avec M (Figure 2.8). Cette loi de puissance revient à dire que lorsqu'on augmente la magnitude d'une unité, le nombre de séismes de cette magnitude est divisé par dix.

Pour expliquer cette loi d'échelle, deux principales hypothèses sont souvent évoquées : Plusieurs chercheurs proposent que c'est la géométrie fractale des failles qui en est à l'origine (Mandelbrot, 1982). En d'autres termes, il y aurait d'autant plus de segments de failles qu'ils sont

petits. Les magnitudes étant proportionnelles à la dimension des failles, leur distribution suivrait la même tendance. D'autres soutiennent la théorie de l'auto-criticalité (SOC) (Bak and Tang, 1989) qui traduit la capacité d'un système de failles à s'auto-organiser à partir des interactions entre les différents segments pouvant glisser. Cette théorie peut être vérifiée expérimentalement par une chaîne de patins et de ressorts entraînés par une barre qui les relie entre eux. L'expérience montre que des ensembles de patins peuvent glisser simultanément d'autant plus rarement que le groupe est important. Ainsi l'analogie est faite avec les réseaux de failles qui se perturbent mutuellement par la succession de leurs ruptures et de leurs phases de blocages.

La loi de Gutenberg-Richter est généralement extrapolée pour déterminer la magnitude maximale pouvant se produire dans une région donnée. Toutefois, cette approche reste difficile pour les régions à faible taux de sismicité, les catalogues étant trop pauvres en données. De plus, la paléosismologie a parfois mis en évidence de gros séismes ne s'alignant pas sur cette loi, impliquant ainsi une magnitude maximale supérieure à celle qui était prédite. L'explication peut venir soit d'un manque de données dans le catalogue soit d'un comportement différent pour les gros séismes (Scholz, 1982). Nous verrons plus loin que cette hypothèse semble se confirmer par des modélisations expérimentales. C'est donc toujours le même problème majeur qui se pose : celui de l'échelle temporelle.

2.6 Précurseurs et Prédicibilité

L'évaluation du risque sismique s'est améliorée au cours des dernières décennies mais elle reste encore largement dépendante de la région du globe étudiée. La prédiction des séismes remonte jusqu'à l'antiquité mais elle suscite un élan considérable au début des années 60. À cette époque, la théorie de la dérive des continents proposée par Alfred Wegener en 1915 est largement acceptée par les scientifiques (Hess, 1962; Morgan, 1968; McKenzie and Parker, 1967; Le Pichon, 1968) et le développement de la sismologie et la géodésie accentue considérablement la compréhension du phénomène. Cette évolution apporte un climat de confiance dans la communauté scientifique et encourage même à le prédire. De vastes programmes sont lancés, comme en Chine où la population est mise à contribution. Toutes sortes d'appareils de mesures sont déployés pour détecter d'éventuels précurseurs (Bernard, 2003). La première prédiction a lieu le 4 Février 1975 à Haicheng. Suite à une crise sismique, les autorités chinoises lancent officiellement une alerte huit heures avant l'occurrence d'un séisme de magnitude 7,3 qui frappe la ville. Il fera près de 1000 victimes mais le bilan aurait pu être beaucoup plus important sans l'alerte. Pour la Chine, c'est un succès dans le domaine de la prédiction. Malheureusement, d'autres séismes meurtriers se produisent dans les années suivantes sans qu'aucun signe précurseur n'ait pu être détecté.

Les chercheurs chinois se tournent alors vers les mesures géophysiques et les observations faites avant les séismes. Ils mettent ainsi en évidence plusieurs signes avant-coureurs : variations du niveau d'eau dans les puits, de la température des eaux souterraines, de leur composition

chimique, perturbations de la résistivité électrique des roches, phénomènes électromagnétiques, variations de la gravité, déformations locales du sol, fluage des failles et comportements anormaux des animaux. Le Japon, la Russie, les États-Unis et bien d'autres régions sismiques du globe suivent aussi ce type d'étude. Ils connaissent également des succès, comme des échecs, les précurseurs observés n'étant pas systématiques. À ce jour, aucune méthode de prédiction n'est reconnue comme étant fiable.

2.7 Mécanique du cycle sismique

Puisque la prédictibilité des tremblements de terre se révèle difficile voire inabordable, c'est probablement que la mécanique qui les gouverne est bien plus complexe que ce que suggère la théorie du rebond élastique (Reid, 1910).

Une des manières d'approcher la mécanique qui gouverne la cinématique des failles actives est la modélisation. Généralement, au cours de l'histoire des sciences, les idées ont souvent évoluées selon un schéma d'aller-retour incessant entre les observations naturelles, les expériences en laboratoire et les simulations numériques.

À ce jour, la mécanique du cycle sismique repose en particulier sur la compréhension du glissement frictionnel qui se produit sur le plan d'une faille. Quels sont les paramètres qui contrôlent cette résistance au glissement ? Pourquoi une faille se rebloque-t-elle après une rupture sismique ? Quel type de loi gouverne ce comportement ? Dans cette section, nous résumerons l'historique des découvertes qui ont contribué à résoudre ces problèmes majeurs. Nous présenterons notamment les principales lois physiques qui ont émergé des expérimentations en laboratoire et qui ont permis la proposition de modèles mécaniques convainquant pour la communauté scientifique du domaine.

2.7.1 Problème frictionnel : Apports du laboratoire

La friction est la résistance au mouvement qui se produit quand un corps glisse tangentielle-ment à une surface sur laquelle il est en contact avec un autre corps. Léonard de Vinci (1452-1519) fut le premier à mettre en évidence le lien existant entre la friction et les caractéristiques d'une surface de contact : plus la surface est lisse, plus la friction est faible.

Amontons redécouvre les notes cachées de Léonard de Vinci 200 ans plus tard et propose, en 1699, les deux principales lois de friction :

- loi 1 : La force de friction est indépendante de la surface de contact(en m^2).
- loi 2 : La friction est proportionnelle à la charge normale appliquée à cette surface.

Il note aussi qu'en règle générale, la friction est environ égale au tiers de la charge normale. Pour lui et d'autres scientifiques de l'époque, la friction est due aux interactions entre les irrégularités de surface, ou protrusions, que l'on qualifie d'aspérités. Si les aspérités sont rigides, la

friction est liée aux forces gravitationnelles nécessaires à vaincre pour qu'elles puissent glisser et monter les unes sur les autres. Si les aspérités sont élastiques, leur déformation augmente avec la charge normale, impliquant par conséquent aussi une hausse de la résistance frictionnelle, en accord avec la deuxième loi d'Amontons. Pour une charge donnée, la déformation de chaque aspérité et inversement proportionnelle au nombre total d'aspérités présentes sur la surface de contact. La somme des résistances de toutes les aspérités est donc la même quelque soit leur nombre, expliquant ainsi la première loi d'Amontons.

Environ 100 ans plus tard, en 1781, alors que la différence entre friction statique et friction dynamique était reconnue, Charles-Augustin Coulomb (1736-1806) tente de l'expliquer. Il compare ainsi les aspérités d'une surface aux brins d'une brosse à dents. En mettant en contact deux brosses à dents, lorsque les brins se rencontrent, ils provoquent une résistance au glissement. Plus on laisse de temps les brosses en contact stationnaire, plus le nombre de brins qui s'entrecroisent augmente, ces derniers se réarrangeant entre eux. La résistance frictionnelle est donc plus importante pour initier un glissement (résistance à l'état statique) que pour le faire perdurer (résistance à l'état dynamique, pendant le glissement). Mais ces premières théories ne tiennent pas compte de la dissipation énergétique que peut produire l'usure de la surface de contact par le frottement. Cette usure se traduit en particulier par le cisaillement des aspérités, qui est toujours compatible avec la première loi d'Amontons.

Bowden and Tabor (1950, 1964) proposent ainsi que la friction résulte en fait de l'aire totale réelle de contact A_r qui est la somme de toutes les aires de contact A_c entre chacune des aspérités (Scholz, 2002) (Figure 2.9). Un seuil de glissement est atteint lorsque ces aspérités ne peuvent plus se déformer élastiquement sous la force normale N qui leur est appliquée selon la dureté de pénétration du matériau. Pour pouvoir glisser, les aspérités se cisailent à leurs jonctions. La force de résistance frictionnelle F serait ainsi la somme des forces cisailantes F_a à chacune de ces jonctions. Cette force dépendrait par conséquent de l'aire réelle de contact mais aussi de la résistance au cisaillement propre au matériau lui-même. Considérant cela, la résistance frictionnelle d'un plan de glissement peut être caractérisée par un coefficient de friction μ tel que :

$$\mu = \frac{F}{N}. \quad (2.2)$$

Ainsi, pour une contrainte normale σ_n constante imposée, mesurer la force cisailante atteinte à la rupture d'un échantillon de roches soumis à des forces latérales, permet d'en déduire son coefficient de friction dit "interne".

Dans le but de caractériser la résistance mécanique de la croûte supérieure, Byerlee (1978) propose deux lois empiriques sur la base d'expériences de déformation effectuées avec différents types de roches tels que des roches plutoniques, métamorphiques, des grès et certaines variétés de phyllosilicates (Figure 2.10), pour deux domaines de pression :

- pour $\sigma_n < 200$ MPa : $\tau = 0.85\sigma_n$

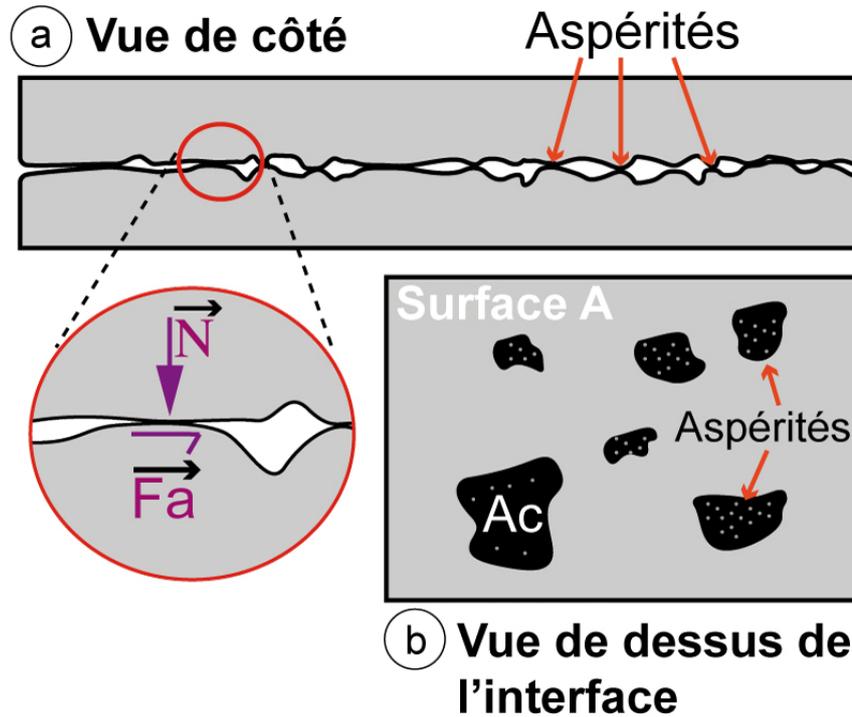


FIGURE 2.9: Représentation schématique d'une surface de contact entre deux blocs a) vue de côté b) et de dessus la surface de contact. L'aire totale réelle de contact A_r est égale à la somme de toutes les aires de contact A_c . La force cisailante totale F est égale à la somme des forces cisailantes F_a à chacune des jonctions entre les aspérités.

- pour $\sigma_n > 200$ MPa : $\tau = 0.6\sigma_n + 50$ (en MPa)

Byerlee note toutefois que même si la variabilité des roches qu'il a étudié affecte très peu la dispersion des données obtenues lors de ses mesures, la présence de gouges² ainsi que d'autres minéraux argileux dans un plan de faille sont susceptibles d'abaisser considérablement le coefficient de friction. Les différentes valeurs de friction mises en évidence pour les failles actives seront discutées dans le Chapitre 3.

Le paramètre "friction" traduit donc la résistance des roches à la fracturation ou à la rupture mais ne peut à lui seul indiquer le mode de glissement selon lequel deux plans glissent l'un contre l'autre.

Cette problématique est en fait déjà abordée bien avant la mise en évidence de ces lois empiriques. Ainsi, un des premiers modèles expérimentaux à s'inspirer de la théorie du rebond élastique de Reid est celui de [Brace and Byerlee \(1966\)](#) qui implique deux blocs de granite glissant l'un sur l'autre, les forces de résistance au glissement étant mesurées en temps réel. Les résultats présentent une succession de phases de blocages et de glissements des blocs les uns par rapport aux autres de manière cyclique. La résistance frictionnelle présente un premier seuil à l'initiation

2. Roche de faille composée d'une matrice argileuse très fine résultant d'un broyage intense et parfois d'éléments roulés tels que des galets siliceux.

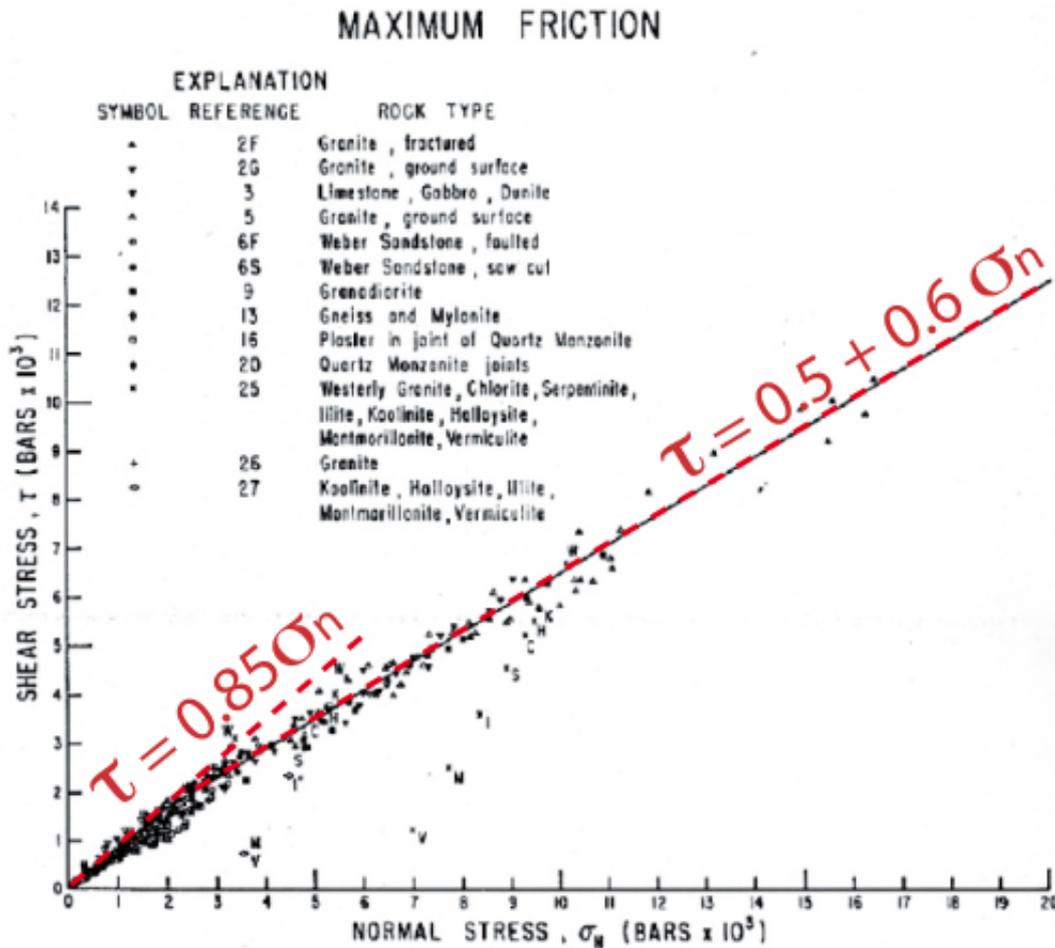


FIGURE 2.10: Résultats des mesures expérimentales de la friction sur des roches de la croûte supérieure (modifié de [Byerlee \(1978\)](#)).

du glissement puis chute rapidement vers un deuxième seuil avant de croître à nouveau à cause du chargement imposé aux limites du dispositif. Le premier seuil caractérise la friction statique μ_s , alors que le deuxième désigne la friction dynamique μ_d .

C'est sur la base de ces expériences qu'a été proposé le modèle de « patin-ressort » tel qu'il est conceptualisé plus tard dans l'article de ([Byerlee, 1978](#)) (Figure 2.11 centre). Pour la première fois, le terme de « stick-slip », ou glissement saccadé, est employé pour faire l'analogie avec les séismes. Dans la littérature, ce terme est parfois remplacé par « glissement instable », un glissement stable correspondant à un glissement continu aisé, qualifié également de « creep ». La Figure 2.11 résume quelques-unes des différentes études expérimentales traitant du glissement frictionnel pour différents types de roches, ayant contribué à l'émergence du modèle de patin-ressort ([Ohnaka, 1973](#); [Brace and Byerlee, 1966](#); [Dieterich, 1972b](#); [Johnson and Scholz, 1976](#); [Byerlee, 1970](#); [Scholz et al., 1972](#); [Brace, 1972](#); [Byerlee and Brace, 1968](#)).

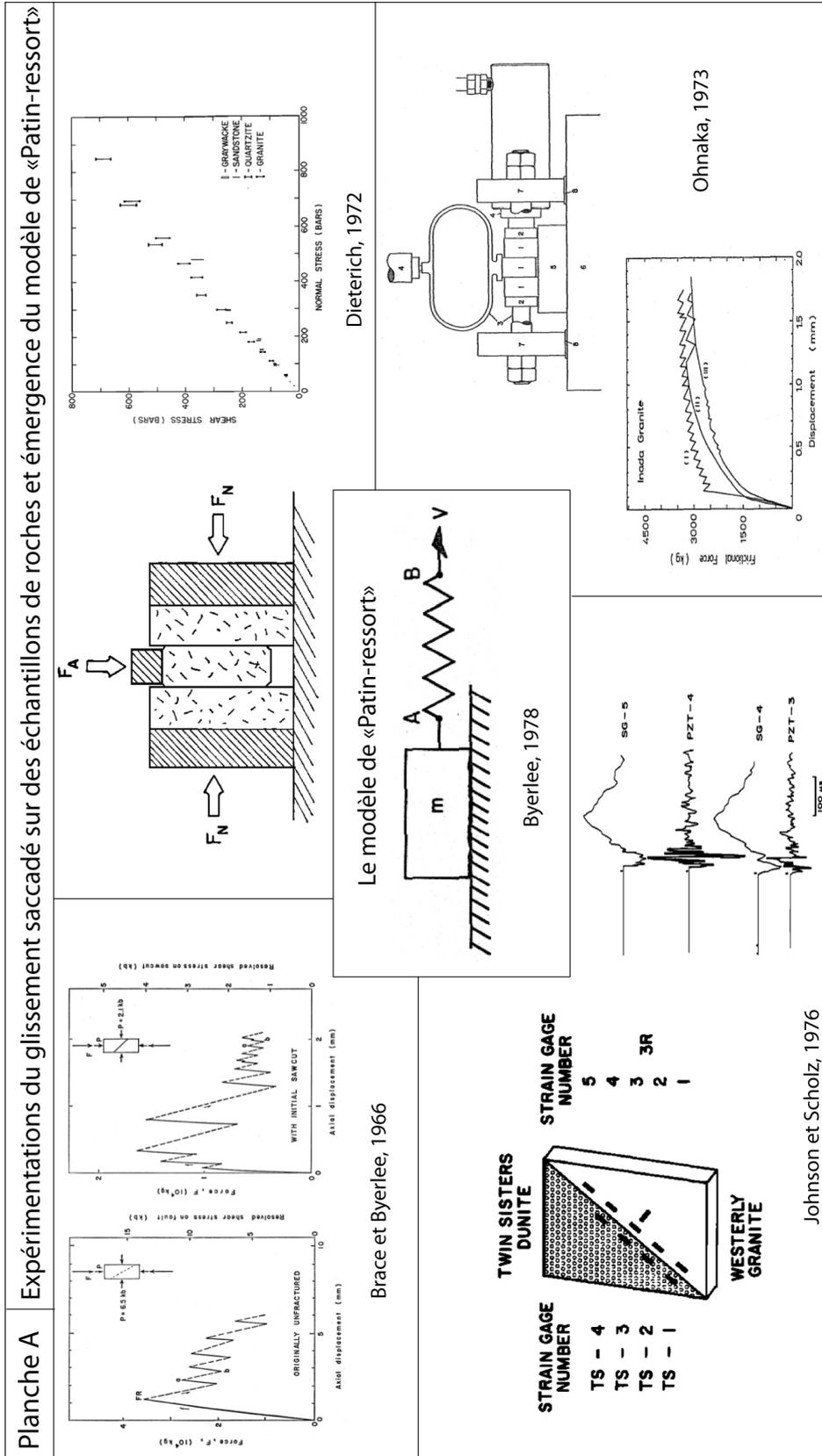


FIGURE 2.11: Planche A.

2.7.2 Lois *Rate and State* et modèles mécaniques

Considérons à présent ce modèle défini par une rigidité K du ressort et une résistance frictionnelle F à la base du patin glissant selon un déplacement u (Figure 2.12). En chargeant le système par traction sur le ressort, F atteint un certain seuil puis se met à décroître avec u alors que le ressort se détend selon $-K$ (Figure 2.12). Si la décroissance de F s'effectue plus rapidement que la relaxation élastique du ressort, l'instabilité frictionnelle se produit (Scholz, 2002). Par conséquent, nous pouvons considérer que le glissement sera saccadé dans le cas où

$$\left| \frac{\partial F}{\partial u} \right| > K \quad (2.3)$$

Le comportement frictionnel associé à la chute de F est ainsi défini comme étant de type *slip-weakening*. Pour une faille, la stabilité du glissement qui s'y produit dépend donc de ses propriétés frictionnelles et de l'élasticité du matériau environnant qui transmet le chargement élastique imposé en champ lointain par la tectonique des plaques. Cependant, bien que ces lois permettent d'expliquer certains mécanismes, tels que la propagation de la rupture ou la variabilité observée dans la source des séismes (Cochard and Madariaga, 1994; Shaw, 1994; Rice and Ben-Zion, 1996), elles ne permettent pas d'expliquer le reblocage de la faille après un glissement sismique, nécessaire pour pouvoir produire un comportement saccadé.

Dans les années 70, Dieterich (1972b) effectue des essais expérimentaux qui confirment les observations effectuées quelques années auparavant par Rabinowicz (1951, 1958), impliquant que le coefficient de friction statique μ_s pour lequel le glissement s'initie sur la surface que forment deux blocs superposés, augmente approximativement avec le logarithme du temps pendant lequel les blocs ont été maintenus en contact stationnaire (configuration de l'expérience dans la Figure 2.11). Un effet de "cicatrisation" du plan de glissement est ainsi mis en évidence pour la première fois pour des roches naturelles.

La Figure 2.13a présente un exemple de ce type de mesure pour lesquelles le seuil de rupture entre deux échantillons de silice dépend du temps de contact stationnaire imposé (Li et al., 2011). Cet effet est aussi observé pour de nombreux types de roches comme le suggère la compilation des résultats (Figure 2.13c) issus de différentes études basées sur le même type d'analyse (Marone, 1998).

Dans la continuité de ces travaux, Dieterich effectue des expériences au cours desquelles des variations brutales de la vitesse v sont imposées aux blocs glissants l'un contre l'autre (Dieterich, 1978, 1979b). Il montre ainsi que μ_s augmente d'abord rapidement lors d'un incrément de v_0 à v_1 puis décroît progressivement vers une nouvelle valeur μ_d de manière logarithmique avec la variation de v (Figure 2.13b). Ce comportement, comparable au *slip-weakening* est ainsi qualifié de *velocity-weakening*.

Tel que l'avait observé Rabinowicz, le passage de μ_s à μ_d s'effectue sur une distance de glissement caractéristique D_c avant d'atteindre l'état stationnaire. Considérant que μ_s doit être

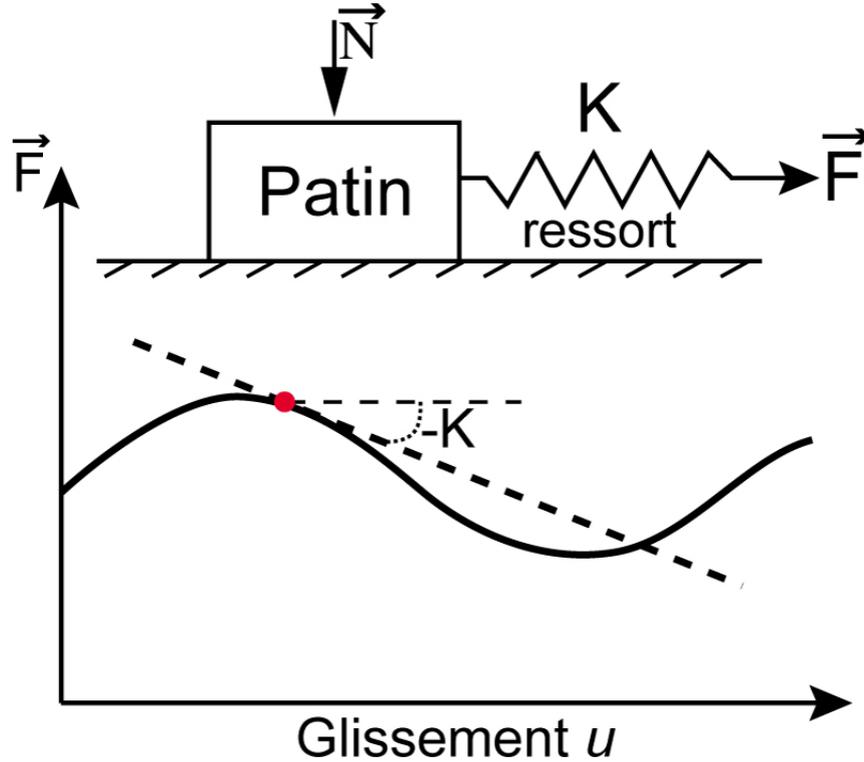


FIGURE 2.12: Représentation schématique d'une instabilité frictionnelle. Modèle du patin-ressort et évolution de la résistance cisailante F en fonction du glissement u du patin. Dans ce cas la chute de F décroît plus rapidement que la relaxation élastique du ressort causant l'instabilité.

supérieur à μ_d et que le passage de l'un à l'autre doit être plus rapide que la relaxation élastique du système pour qu'une instabilité se produise, la condition de l'équation Eq.2.3 peut s'écrire

$$\frac{(\mu_s - \mu_d)\sigma_n}{D_c} > K \quad (2.4)$$

Le coefficient de friction μ dépend donc de la vitesse de glissement v mais aussi d'une variable d'état θ (Ruina, 1983), interprété comme l'âge des populations de contacts établis entre les aspérités évoluant tel que

$$\dot{\theta} = 1 - \frac{v\theta}{D_c} \quad (2.5)$$

Suite aux résultats de Dieterich (1979a) et à ceux qui en ont découlés (Dieterich, 1979a; Rice, 1983), la loi de Dieterich-Ruina fut proposée pour expliquer au mieux les observations expérimentales, exprimant ainsi le coefficient de friction par

$$\mu(v, \theta) = \mu_0 + a \ln \frac{v}{v_0} + b \ln \frac{v_0 \theta}{D_c}, \quad (2.6)$$

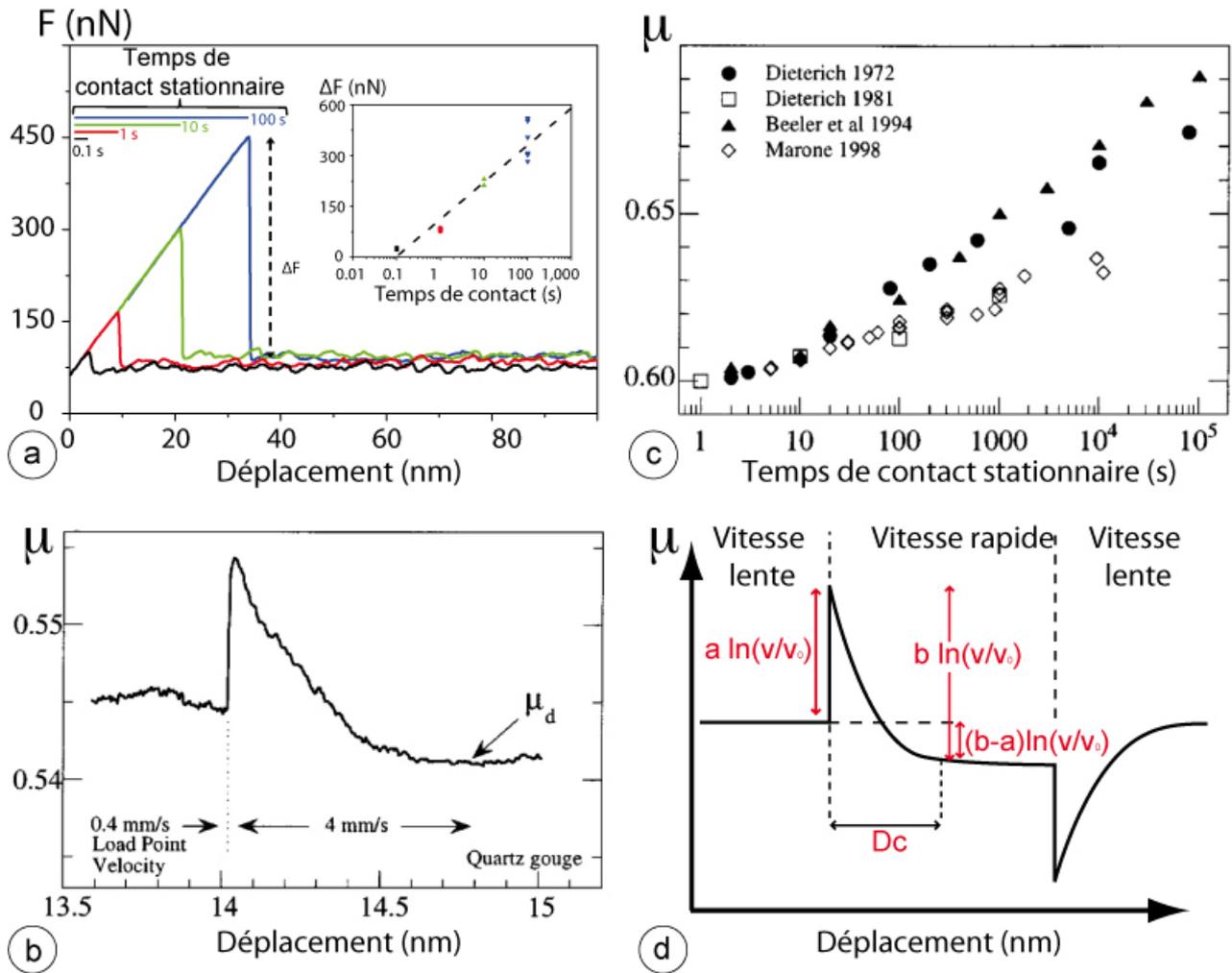


FIGURE 2.13: a) Exemple d'études de l'effet du temps de contact stationnaire sur la résistance frictionnelle F et sa chute ΔF à la rupture (adapté de Li et al. (2011)). b) Compilation de données sur l'effet du temps de contact par Marone (1998). c) Exemple d'essai illustrant l'effet d'un changement brutal de la vitesse imposée aux limites (Marone, 1998). d) Schématisation de l'effet Rate-and-State.

avec μ_0 une valeur référence du coefficient de friction connue pour une vitesse de glissement v_0 et a et b des paramètres sans dimensions.

De ce fait, pour une contrainte normale σ_n au plan de glissement, la contrainte cisailante τ évolue telle que

$$\tau = \sigma_n \left[\mu_0 + a \ln \frac{v}{v_0} + b \ln \frac{v_0 \theta}{D_c} \right] \quad (2.7)$$

Dans le cas d'un glissement stable, les populations de contacts se renouvelant sans cesse, impliquent par conséquent la suppression de θ . La résistance à ce glissement stable traduite par τ_s évolue donc telle que

$$\tau_s = \sigma_n \left[\mu_0 + (a - b) \ln \frac{v}{v_0} \right], \quad (2.8)$$

Par conséquent, pour des conditions expérimentales de glissement stable (système rigide, voir Eq. 2.4), lors d'un incrément positif de la vitesse de glissement imposée, τ_s augmente instantanément selon a et décroît vers un nouveau seuil selon b , et ceci sur une distance de glissement caractéristique D_c (Figure 2.13d).

Si ce seuil est plus faible que la valeur initiale, tel que $(a-b) < 0$, c'est que l'effet de la vitesse tend à affaiblir la résistance frictionnelle. Le comportement est ainsi qualifié de *velocity-weakening*. Dans le cas où le système est suffisamment élastique (dépendant notamment de σ_n) et respecte l'équation Eq. 2.4, le glissement peut alors être instable (saccadé). Dans le cas contraire, où $(a-b) > 0$ nous parlerons de comportement *velocity-strengthening* conduisant dans tous les cas à du glissement stable (creep).

Considérant la valeur $(a-b)$ et la condition de l'équation Eq. 2.4, l'instabilité du glissement se produit si la rigidité du système franchit une valeur critique telle que

$$K_c = \frac{(b - a) \cdot \sigma_n}{D_c} \quad (2.9)$$

Les expériences en laboratoire, effectuées à différentes températures (Blanpied et al., 1991; Stesky, 1975; Stesky et al., 1974) suggèrent que le comportement des roches tend vers un glissement instable ($a-b < 0$) en dessous de 300-350°C (i.e la transition fragile-ductile vers 10-15 km de profondeur).

Avec le développement de l'informatique au début des années 80, ces informations sont validées par des modèles numériques intégrant les lois *rate and state* et prenant en compte les variations de la température avec la profondeur (Tse and Rice, 1986). Ces modèles (Figure 2.14) permettent ainsi pour la première fois de reproduire plusieurs cycles sismiques sur le plan d'une faille crustale de manière cohérente avec la localisation en profondeur des séismes observés le long des failles actives. Les résultats sont notamment en accord avec les observations sismologiques concernant la profondeur maximale de nucléation des ruptures.

Ces modèles ont notamment permis de constater que les ruptures majeures se produisaient de manière rapide (de l'ordre de la seconde) dans la partie supérieure de la croûte et étaient suivies de glissements asismiques lents sur une durée de quelques minutes à quelques années. Pendant les phases intersismiques, le glissement est stable (continue) dans la partie inférieure alors qu'il est de plus en plus faible en se rapprochant de la surface. Les résultats de ces travaux ont ainsi permis de constituer le premier modèle mécanique réaliste de cycle sismique pouvant expliquer à la fois les observations géodésiques de surface mais aussi sismologiques.

Ces lois évolueront ensuite suivant les études et seront ainsi largement utilisées pour simuler le cycle sismique le long des failles décrochantes mais aussi dans les zones de subduction (Stuart,

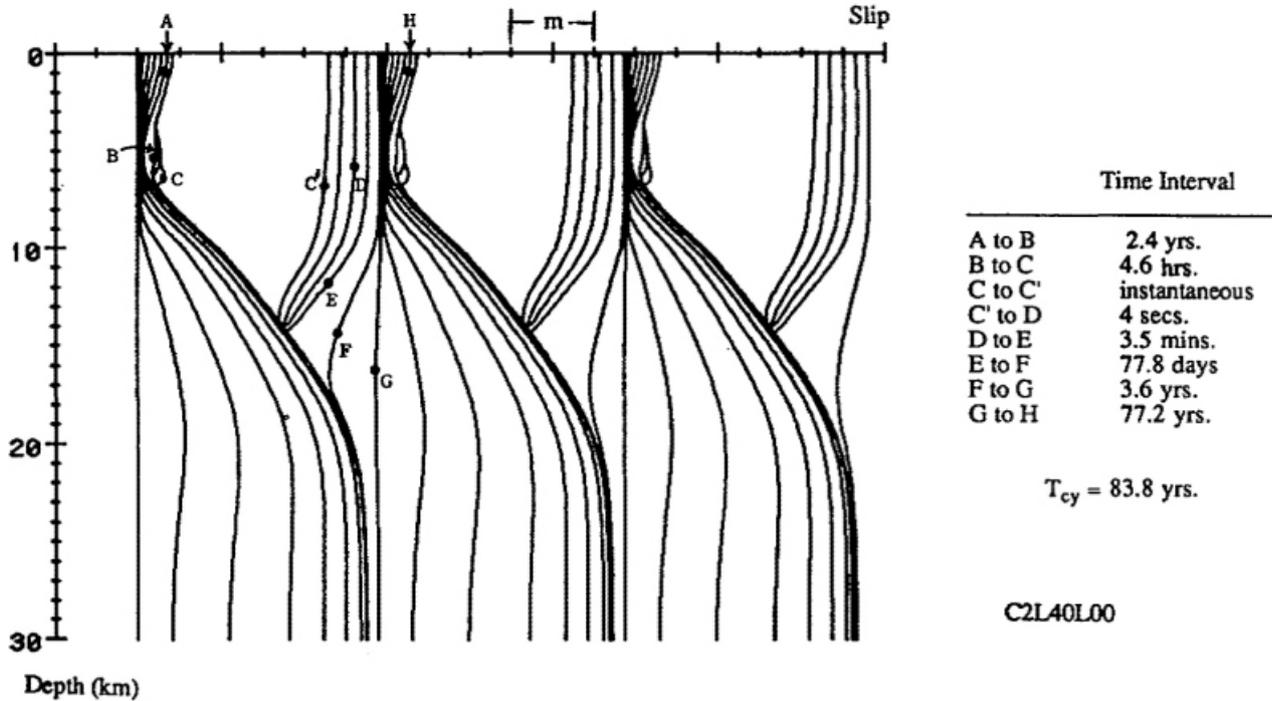


FIGURE 2.14: Simulation numérique de trois cycles sismique basée sur les lois rate-and-state ainsi que la variation des paramètres frictionnels en fonction de la température et de la profondeur (Tse and Rice, 1986). Le diagramme illustre l'histoire du glissement le long de la dimension verticale d'une faille crustale.

1988; Kato and Hirasawa, 1997; Lapusta et al., 2000; Lapusta and Rice, 2003).

L'avantage des modèles numériques est de pouvoir effectuer automatiquement une quantité très importante de calculs sur la base d'équations traduites sous forme d'algorithmes informatiques. Les résultats sont quantitatifs et permettent d'analyser l'évolution de plusieurs paramètres au cours du temps. L'inconvénient est que le résultat dépend justement des équations rigoureusement respectées dans les codes de programmation et des variables d'entrées qui sont parfois mal connues. Ces modèles permettent donc surtout de tester les lois physiques utilisées mais ne peuvent prendre en compte les processus physiques naturels non contraints.

En parallèle avec ces méthodes numériques, des modèles expérimentaux sont développés, qualifiés parfois d'analogiques lorsque certaines lois de similitudes (voir Chapitre 4) sont respectées, permettant une comparaison avec les processus naturels étudiés.

2.8 Les modèles expérimentaux dédiés à l'étude du cycle sismique

Les résultats remarquables issues des modélisations numériques évoquées précédemment impliquent que les essais expérimentaux effectués sur des roches naturelles sont fondamentaux pour mesurer les propriétés rhéologiques de la lithosphère. Cependant, la rigidité des roches à l'échelle du laboratoire est telle qu'elle rend difficile voire impossible la comparaison directe des déformations observées avec celles qui sont mises en évidence à l'échelle crustale par la géodésie.

Sur la base du modèle de patin-ressort, plusieurs chercheurs proposent alors d'explorer le phénomène en utilisant d'autres matériaux beaucoup plus élastiques.

Dans les années 70, la mousse polyuréthane est utilisée pour simuler le comportement élastique de la croûte (Brune, 1973; Archuleta and Brune, 1975). Au cours des expériences réalisées, les chercheurs mesurent les déplacements produits au niveau de failles prédécoupées dans des blocs de mousses soumis à une déformation cisailante. L'appareillage utilisé est représenté schématiquement dans l'article de Archuleta and Brune (1975) (voir Figure 2.15 en haut à gauche). Les résultats montrent une dépendance du comportement frictionnel de la faille (sismique ou asismique, instable ou stable) avec la contrainte normale qui lui est imposée. L'analyse des résultats s'attarde en particulier sur la dynamique du glissement au cours des expériences et à la valeur des chutes de contrainte.

Brune (1973) montre notamment que pour une contrainte normale nulle, le comportement de la faille reste stable (creep) au cours de l'expérience. En augmentant légèrement la contrainte normale, des épisodes de glissements asismiques sont observés et le glissement de la faille apparaît moins continue, ce qui traduit une légère accumulation d'énergie élastique. Pour une forte contrainte normale, des glissements rapides d'une durée de quelques millisecondes sont détectés et sont notamment parfois précédés d'une accélération du glissement asismique, impliquant un déblocage progressif de la faille avant la rupture sismique rapide. L'auteur note que ce comportement est similaire à celui observé pour des roches par Scholz et al. (1972) sur la base d'expériences du même type que celles de Brace and Byerlee (1966) évoquées précédemment.

Une des applications les plus remarquables de ce type de modèle est celle de Anooshehpour and Brune (1994). Dans cette étude, les scientifiques s'intéressent particulièrement aux raisons de l'absence de chaleur frictionnelle observée à l'aplomb de la faille de San Andreas (Californie) par les mesures de flux de chaleur en surface (Lachenbruch and Sass, 1980). Le dispositif utilisé est du même type que celui de Brune and Anooshehpour (1998), impliquant deux blocs de mousses glissant l'un sur l'autre (voir Figure 2.15 en haut à droite). Les résultats de ces expériences mettent en évidence, au cours des glissements de type rapides et sismiques, des vibrations dans la direction perpendiculaire au plan de faille qui impliquent une séparation de l'interface. Dans le cas de glissements asismiques lents (creep), une production de chaleur proportionnelle à la contrainte cisailante imposée le long de la faille est observée. Au contraire, aucune production de

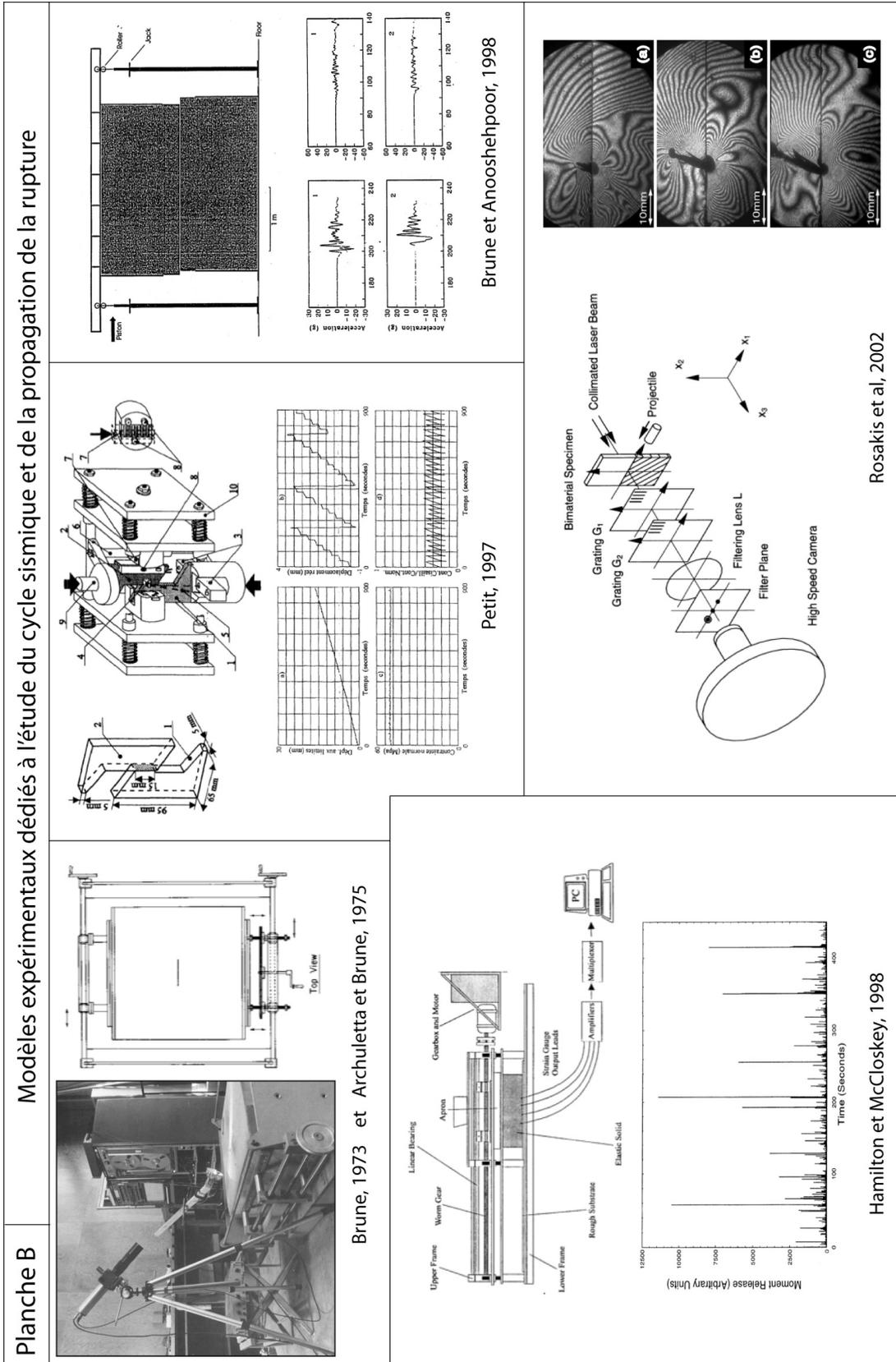


FIGURE 2.15: Planche B.

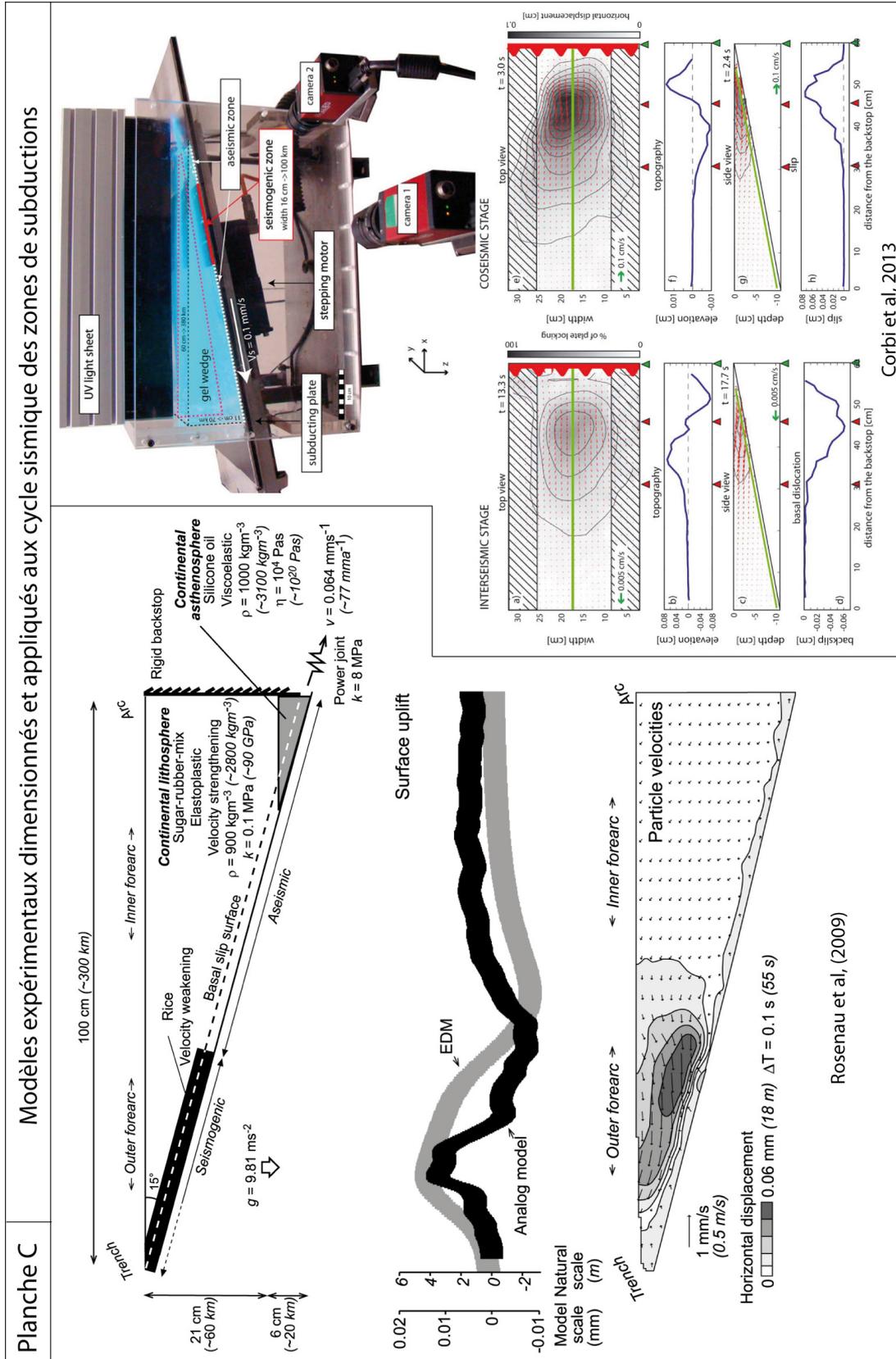


FIGURE 2.16: Planche C.

chaleur n'est observée au cours des glissements sismiques rapides, attribuée ainsi à la séparation de l'interface décrite précédemment.

Les auteurs indiquent que ce mécanisme est aussi observé pour d'autres types de matériaux et qu'une telle onde de séparation dynamique de l'interface au cours des ruptures rapides pourrait être une solution stable aux équations du mouvement qui contrôlent la mécanique du système (Comninou and Dundurs, 1977).

Par ailleurs Anooshehpour and Brune (1994) notent que ce type d'analyse est difficile voire irréaliste avec des échantillons minéralogiques, la rigidité des appareillages utilisés étant proches de celle des roches. Dans ce cas, la dynamique de la rupture observée est par conséquent confondue avec celle du dispositif qui impose le chargement. Ceci implique par conséquent que les modèles à mousse de polyuréthane sont plus représentatifs de la nature que ceux qui impliquent le frottement entre des échantillons de roches.

D'autres modèles comparables sont ainsi développés jusqu'à aujourd'hui, les scientifiques revendiquant à chaque fois la bonne analogie de ce matériau vis-à-vis de la croûte supérieure (Brune et al., 1993; Anooshehpour and Brune, 1999; Hartzell and Archuleta, 1979).

De multiples variantes expérimentales (Figure 2.15), utilisant d'autres matériaux plus ou moins élastiques, ont également vu le jour mais toujours sous la forme de modèles conceptuels, sans analogie directe avec la nature (Hamilton and McCloskey, 1997; Hamilton and McCloskey, 1998; Petit et al., 1997). Ces modèles sont dédiés entre autres à l'analyse de la distribution du glissement, de l'accélération, de la dissipation de l'énergie sur le plan de faille lors de la rupture tandis que d'autres sont dédiés à des analyses statistiques concernant la récurrence des glissements et leur prédictibilité. Dans la continuité des expériences de friction effectuées sur des roches, des investigations sont menées en utilisant du Polyméthacrylate de méthyle (PMMA) (Petit et al., 1997) (haut centre de la Figure 2.15). Les essais consistent au cisaillement de deux éprouvettes contenant le matériau, chargées par une machine de compression uniaxiale imposant le cisaillement entre les deux échantillons. Les résultats indiquent de manière intéressante que pour une forte rugosité du contact entre les échantillons, le glissement est stable alors qu'il devient saccadé (stick-slip) pour une surface plus lisse, sans aspérités. Cette étude implique par conséquent que le rôle de la rugosité est important dans le comportement du glissement le long d'un plan de faille. Ce type d'étude paramétrique concerne précisément l'analyse des modes de glissements mais ne permet pas de comparer directement les événements à des séismes réels.

En parallèle de ces expériences, d'autres chercheurs s'inspirent de l'approche de Brune (modèle à mousse) et utilisent des matériaux plus élastiques permettant de générer des ruptures sismiques comparables aux observations naturelles. À l'aide d'un dispositif impliquant le glissement d'un bloc de caoutchouc confiné dans un appareillage rigide en acier (bas gauche de la Figure 2.15), Hamilton and McCloskey (1997) proposent par exemple d'étudier la distribution des magnitudes enregistrées au cours de l'expérience. La déformation est quantifiée

par des capteurs implantés directement dans le bloc de caoutchouc permettant ensuite de calculer la valeur du moment sismique, et donc de la magnitude, pour chaque évènement. La sismicité "historique" de l'expérience montre en particulier que les plus gros glissements sismiques ne se produisent pas avec la même taille ni avec le même temps de récurrence. La distribution de la sismicité indique de ce fait une limite au delà de laquelle les magnitudes ne se distribuent plus en lois de puissance telle que la loi de Gutenberg-Richter. Au cours de cette expérience, cette limite correspond aux évènements qui rompent entièrement la surface du plan de faille simulée, dont le mécanisme est de ce fait potentiellement différent de celui des autres évènements de taille inférieure. Selon [Hamilton and McCloskey \(1997\)](#), ces résultats suggèrent que le mécanisme de la rupture doit être différent pour les grands séismes, ne permettant pas l'extrapolation de la loi de Gutenberg-Richter pour leur prédiction ([Stirling et al, 1996](#)).

Dans les années 2000, de nouvelles technologies permettent à l'expérimentation de se focaliser avec plus de précision sur la propagation de la rupture ([Rosakis, 2002](#); [Rosakis et al., 1999](#); [Xia et al., 2004](#)) (Figure 2.15 en bas à droite). Ces travaux ont notamment contribué à la discussion de mécanismes pouvant expliquer la propagation des ruptures *supershear*³ telles qu'elles ont été mises en évidence pour certains séismes comme celui d'Izmit (1999) ([Bouchon et al., 2002, 2010](#)).

Ce type de rupture a été observé pour la première fois en Californie lors du séisme d'Imperial Valley en 1979, Mw 6.5 ([Archuleta, 1984](#); [Spudich and Cranswick, 1984](#)). Pour tous les autres cas de ce type, le point commun est notamment la géométrie relativement simple et linéaire qui caractérise les segments rompus à une vitesse supershear. Par exemple, la rupture sismique du séisme décrochant de Düzce (1999) qui se produisit trois mois après celui d'Izmit ([Bouchon et al., 2001](#); [Bouin et al., 2004](#); [Konca et al., 2010](#)), présente une propagation bilatérale : celle vers l'Est est de type supershear dans une zone où la faille est rectiligne alors que vers l'Ouest, la rupture s'est propagée à une vitesse plus lente, proche de celle des ondes de Rayleigh⁴ là où la géométrie du réseau est plus complexe. [Rosakis et al. \(1999\)](#) fait aussi cette observation en effectuant des expériences consistant à la nucléation de ruptures entre deux plaques d'homalite-100, une résine de polyester permettant d'imager l'état de contrainte dans le matériau par photoélasticimétrie. La rupture est provoquée par impact d'un projectile sur l'interface plane entre les deux plaques. Dès les premières expériences, à l'aide d'une caméra ultra-rapide (1 million d'images par seconde), [Rosakis et al. \(1999\)](#) observent que la rupture nucléée se propage à une vitesse supérieure à la vitesse de propagation des ondes de cisaillement dans le matériau (1255 m/s).

À partir des différentes expériences réalisées avec ce dispositif, les observations confirmeront notamment que la vitesse de propagation d'une rupture est dépendante du mode de glissement.

3. Ruptures se propageant à une vitesse supérieure à la vitesse de propagation des ondes de cisaillement dans les roches.

4. Ondes de surface.

D'après les résultats, les ruptures en mode II (décrochement pur) sont les plus favorables à la propagation des ruptures supershear, en accord avec les précédents concepts théoriques de la dynamique des ruptures (Burridge, 1973; Freund, 1979).

Plus récemment, le développement d'une méthode d'imagerie couplant l'interférométrie speckle à une nouvelle technique d'imagerie acoustique, a permis d'imager la propagation de la rupture directement sur l'interface qui sépare un bloc de gel (PVA)⁵ glissant sur une surface frictionnelle (Latour et al., 2011a,b). L'avantage du dispositif est de pouvoir générer un glissement saccadé (stick-slip) au cours duquel la dynamique de la rupture ainsi que la propagation des ondes à l'intérieur du matériau peuvent être suivies en temps réel. Au cours de ces expériences, lorsque le bloc de gel est disposé sur une surface granulaire homogène (sable), des ruptures supershear sont observées.

Ces résultats sont cohérents avec le fait que ce type de rupture se propage préférentiellement le long des plans de glissements caractérisés par des propriétés frictionnelles homogènes. Latour et al. (2011b) notent que la géométrie linéaire des segments de failles ayant rompu en mode supershear implique un faible niveau d'hétérogénéité, de manière cohérente avec les résultats expérimentaux. Par ailleurs, dans le cas où le bloc de gel est disposé sur du papier de verre, le comportement est très différent, caractérisé par l'occurrence de glissements plus lents. Ce comportement est attribué à l'arrachement local du gel par les grains de sable fixés au papier. Cette arrachement se fait de manière progressive par étirement des particules de gel épinglees entre les grains de sables, ce qui empêche une propagation rapide des ruptures. Ce résultat intéressant suggère de ce fait un mécanisme potentiel pour expliquer les glissements lents observés dans les zones de subduction, dont l'origine n'est pas clairement expliquée à ce jour.

Tous ces modèles expérimentaux ont permis d'améliorer la compréhension de la dynamique des failles, notamment concernant les mécanismes de la rupture et du comportement frictionnel, en simulant certains processus naturels quasi impossibles à observer sur le terrain. Mais leur principal inconvénient est de ne pas être dimensionnable à cause de leur géométrie et de leur rhéologie très simplifiée qui ne permet pas une comparaison directe avec la cinématique observable à l'échelle de temps du cycle sismique.

Dans cette optique, de nouveaux modèles expérimentaux utilisant des matériaux élastiques tels que la gélatine (Di Giuseppe et al., 2009; Corbi et al., 2013; van Dinther et al., 2013) ou des mélanges composés de sucre, de riz et de caoutchouc (Rosenau et al., 2009) ont été développés afin d'améliorer la représentativité des expériences (Figure 2.16).

Ces modèles s'intéressent spécifiquement aux zones de subduction qui génèrent de gros séismes destructeurs. L'accent est notamment mis sur le respect des lois de similitudes géo-

5. PolyVynilAlcool

métriques et cinématiques (Hubbert, 1937) qui autorisent une comparaison au premier ordre avec les observations naturelles. Les déformations mesurées permettent ainsi une comparaison directe de la cinématique des expériences avec les données géodésiques. Les résultats montrent notamment une bonne cohérence avec les observations naturelles en ce qui concerne les phases intersismiques et cosismiques du cycle sismique analogique.

Ces modèles sont capables de générer plusieurs dizaines de cycles sismiques dont les caractéristiques principales (temps de récurrence, taille des ruptures) peuvent être précisément quantifiées. Rosenau et al. (2009) s'attardent en particulier sur la distribution des temps de récurrence des événements qui se produisent sur l'interface de subduction modélisée. Sur l'évolution long-terme du modèle, aucune corrélation n'est mise en évidence entre la taille des glissements cosismiques et la durée de la période intersismique qui les précède. Malgré les simplifications géométriques du modèle comparé à la nature, le comportement du système ne peut donc être attribué préférentiellement à aucun des modèles théoriques de cycle sismique précédemment énoncés (Shimazaki and Nakata, 1980) (périodique caractéristique, time-predictable, slip-predictable, voir section 2.4). Cependant, pour une période impliquant seulement quelques séismes, le système apparaît plus proche d'un modèle prédictible en temps en accord avec les enregistrements paléosismologiques de plusieurs zones de subduction comme celle du Japon (Shimazaki and Nakata, 1980) ou de Sumatra (Natawidjaja et al., 2004).

Le modèle de Corbi et al. (2013) (gelatine) permet de confirmer ces observations en analysant les relations entre les paramètres caractérisant la taille des séismes analogiques (largeur de rupture et glissement cosismique moyen) et leur temps de retour. En effet, aucune tendance n'est clairement établie puisque une régression linéaire entre ces paramètres implique un coefficient de corrélation inférieur à 0.1.

À l'échelle long-terme, le comportement du système présente cependant une certaine régularité qui conduit Corbi et al. (2013) à le qualifier de "quasi-périodique". Ce terme définit donc un comportement plutôt régulier mais qui ne permet pas de prédiction précise de la prochaine rupture à l'échelle de temps de plusieurs cycles sismiques.

Ces exemples d'études expérimentales montrent bien l'intérêt de la modélisation analogique qui permet d'étendre l'analyse à une période bien plus large que celle des observations géodésiques et sismologiques (enregistrement continu depuis les années 60). De manière pertinente, il ressort ici que l'évaluation du comportement d'un système tel qu'une zone de subduction dépend de la durée de la période d'analyse.

Les principaux avantages de ces approches reposent donc sur leur capacité à produire une cinématique comparable avec les données géodésiques (notamment pour les phases intersismiques et cosismiques) sur des périodes de temps suffisamment longues pour pouvoir confronter le signal court-terme avec la déformation long-terme d'un système actif.

Les principaux inconvénients sont liés à la géométrie 2D des modèles qui ne prend pas en

compte l'extension latérale des zones de subduction et qui peut engendrer des effets de bords liés aux limites des dispositifs expérimentaux. De plus, la rhéologie utilisée est dominée par un comportement élastoplastique ne permettant pas une relaxation viscoélastique postsismique telle que celle qui est observée après un grand séisme.

Au cours de ma thèse, le principal objectif a donc été de développer un modèle expérimental inspiré des modèles précédemment évoqués, permettant une comparaison plus directe avec les observations naturelles. Nous verrons dans le Chapitre 4 que ce modèle se différencie des précédents notamment par une rhéologie plus réaliste et par une cinématique intégrant les trois phases du cycle sismique, en accord avec les données géodésiques.

Ce modèle simulant un plan de faille décrochante, dans le prochain Chapitre, nous nous intéresserons aux principales caractéristiques qui définissent les grands décrochements actifs. Parce qu'elle est à ce jour la plus documentée, nous décrirons plus particulièrement la faille de San Andreas (Californie, USA).

Grands décrochements : Caractéristiques majeures

Sommaire

3.1 La faille de San Andreas	40
3.1.1 Contexte géographique et géodynamique	40
3.1.2 Contexte géologique et vitesse de déformation	40
3.1.3 Contexte sismotectonique	45
3.1.4 Paramètres physiques et mécaniques	54
3.2 Comparaison avec la faille Nord-Anatolienne	61
3.3 Conclusion	67

Ce chapitre fait un état des connaissances sur les observations naturelles effectuées dans les zones de failles décrochantes sismogéniques ainsi que des principales interprétations qui en découlent. Il a pour objectif de fournir des exemples naturels qui permettront de comparer les résultats expérimentaux obtenus au cours de ma thèse dans les chapitres suivants. L'essentiel de ce chapitre concerne la faille de San Andreas (Californie, USA) qui constitue l'une des failles actives les plus documentées.

Après avoir défini le contexte géodynamique de la zone concernée, nous nous intéresserons à la structure géométrique et rhéologique du système avant de décrire les différents comportements dynamiques observés le long des failles qui constituent le réseau. Ce cas particulier sera ensuite comparé d'une manière générale à quelques autres grandes failles décrochantes telles que la faille Nord Anatolienne (Turquie).

3.1 La faille de San Andreas

3.1.1 Contexte géographique et géodynamique

Le système de San Andreas est un réseau de failles décrochantes dextres qui accommodent une part du mouvement relatif entre les plaques Pacifiques et Amérique du Nord (Figure 3.1). Son origine géodynamique résulte de la subduction d'une faille transformante de la plaque Pacifique sous la plaque Nord Américaine débutée il y a environ 29 Ma. Aujourd'hui, le système accommode 34 mm/an de déplacement horizontal (décrochement) ce qui représente environ 2/3 du déplacement entre les plaques Nord Américaine et Pacifique. Il se limite au Nord Ouest par la zone de fracture de Mendocino formant un point triple entre la plaque Pacifique, la plaque Juan de Fuca et la plaque Amérique du Nord. Au Sud Est, le réseau se termine par la faille d'Imperial qui fait office de transition progressive vers les transformantes du Golfe de Californie et de la ride Est Pacifique (Figure 3.2). Les failles de Superstition Hills et Coyote Creek représentent aussi une transition entre la faille de San Jacinto et une segmentation plus prononcée du réseau vers le Sud au Mexique (Wallace, 1990).

La largeur du système de faille de San Andreas s'étend sur environ 80 km de large à la latitude de San Francisco et 150 km au niveau de San Diego. Sa longueur atteint un peu plus de 1000 km. Les zones de failles visibles en surface se prolongent sur des longueurs maximales supérieures à la centaine de kilomètres pour des largeurs comprises entre 0,5 et 1 km (Wallace, 1990).

Les principales failles annexes du réseau de San Andreas sont les failles de Hayward et Calaveras au Nord Ouest, celles de San Gregorio-Hosgri et Rinconada en Californie centrale et les failles de San Jacinto et Elsinore en Californie du Sud.

3.1.2 Contexte géologique et vitesse de déformation

3.1.2.1 Géologie des terrains affectés

En Californie du Sud, la faille de San Andreas recoupe le socle constitué majoritairement de roches précambriennes ainsi que de plus jeunes roches métamorphiques et plutoniques (Figure 3.3).

En Californie centrale et du Nord, la lithologie change radicalement de part et d'autre de la faille. À l'ouest, les roches sont essentiellement des granites et des roches métamorphiques du crétacé qui constituent le bloc Salinien. À l'Est, l'assemblage Franciscain présente des roches océaniques du jurassique inférieur au tertiaire. Ces dernières se superposent aux strates du jurassique inférieur et crétacé supérieur de la séquence de Great Valley dont la base est constituée d'ophiolites de la chaîne côtière (source : California Geological Survey).

Nous verrons par la suite qu'en Californie centrale, la nature des terrains géologiques traversés par la faille semble être en lien étroit avec son comportement sismique.

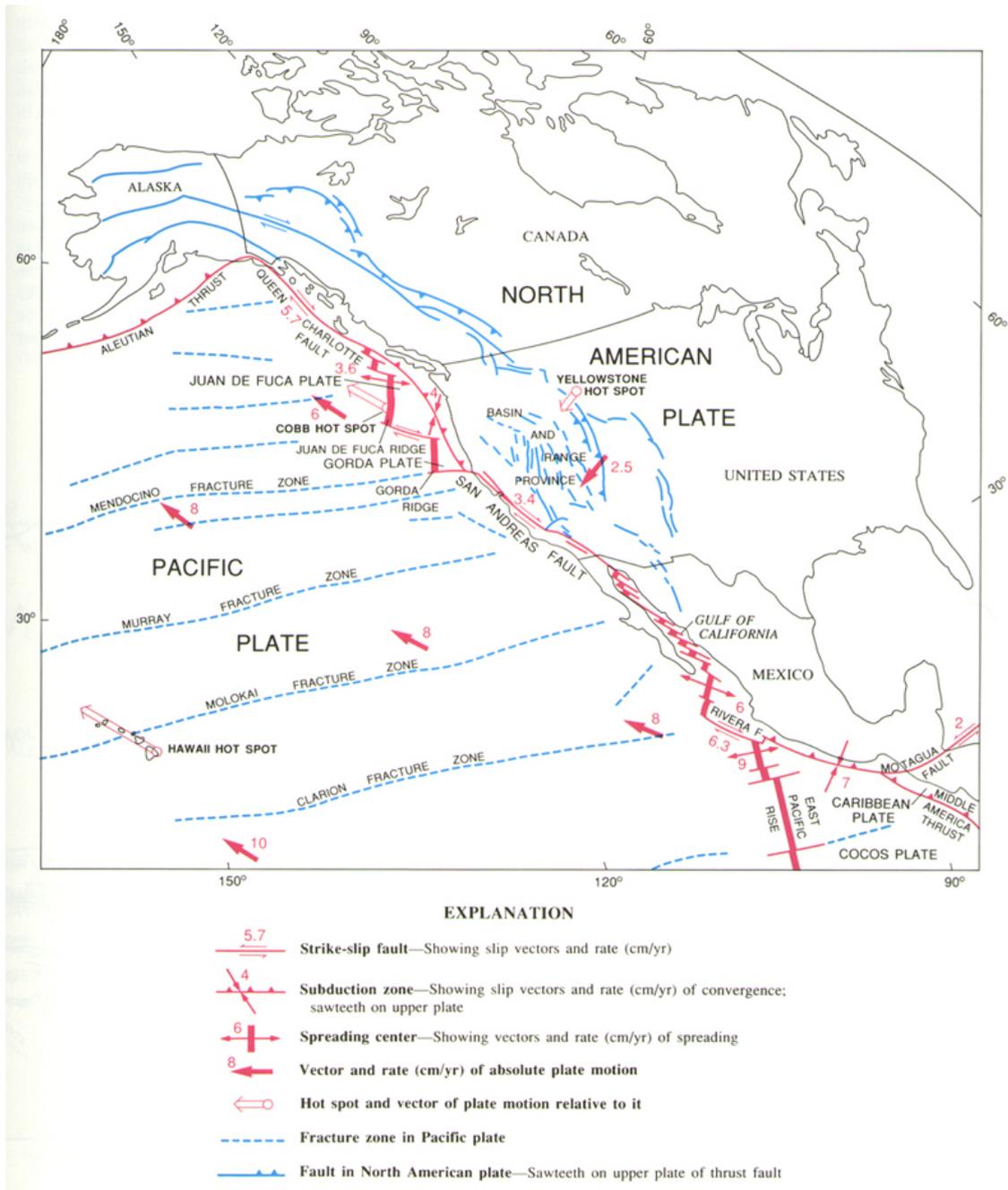


FIGURE 3.1: Contexte géodynamique du système de faille de San Andreas (Wallace, 1990).

3.1.2.2 Vitesses géologiques et déformation actuelle

Les mesures de décalage de marqueurs géomorphologiques indiquent que la majorité du glissement horizontal est accommodé dans la partie centrale du système avec une vitesse comprise entre 30 et 35 mm/an (Rolandone et al., 2008; Sieh and Jahns, 1984).

Un des exemples les plus emblématiques montre un décalage du ruisseau "Wallace" d'environ 130 m (Figure 3.5) dans la plaine de Carrizo au travers de la faille de San Andreas (Sieh and

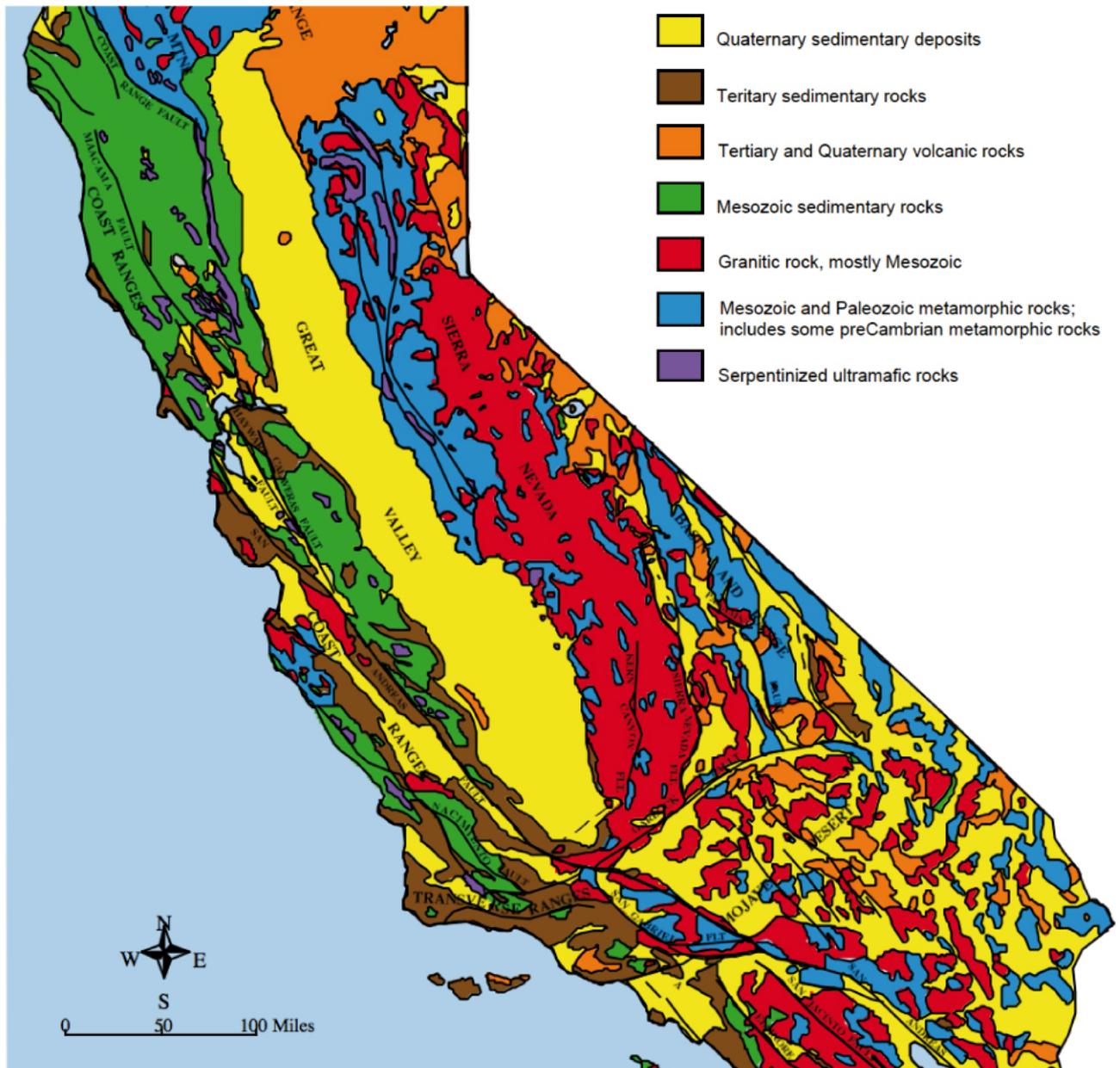


FIGURE 3.3: Carte géologique simplifiée de la Californie (California Geological Survey).

Jahns, 1984).

À droite sur la photo, de plus petits réseaux présentent un décalage d'environ 9,5 m attribué au glissement cosismique du séisme de Fort Téton (1857) que je discuterai plus loin.

Aux limites nord et sud du réseau, ce glissement est plus largement distribué au travers de plusieurs branches majeures.

Dans la partie Nord, les failles de Hayward et Calaveras absorbent 5 à 10 mm/an (Wallace, 1990). Ces vitesses géologiques sont globalement en accord avec les mesures géodésiques actuelles (Titus et al., 2011). Pour la faille de Greenville par exemple, sa vitesse long-terme a été évaluée

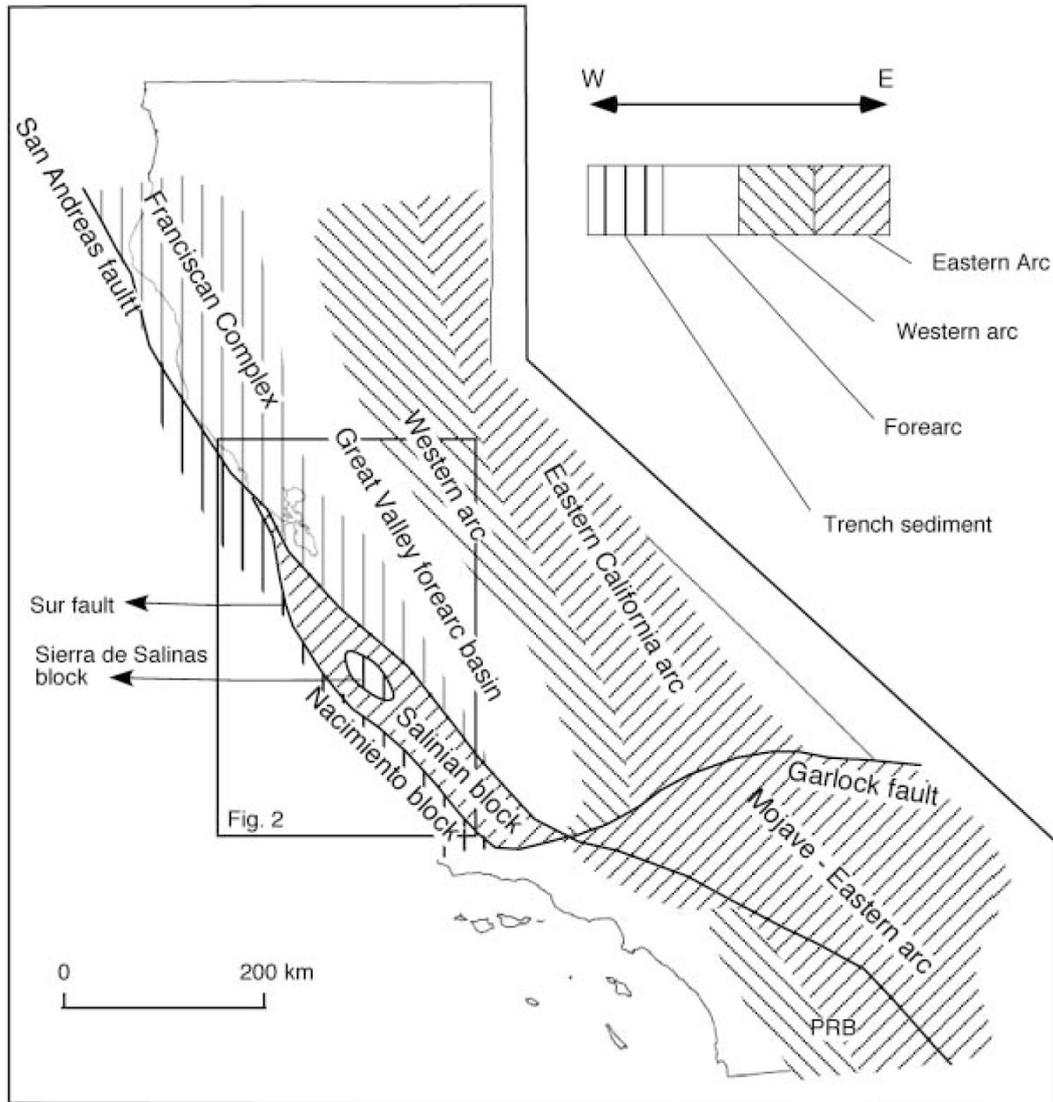


FIGURE 3.4: Représentation schématique des assemblages lithologiques principaux (Ducea et al., 2009).
PRB : Peninsular Range Batholith.

à 4.1 ± 1.8 mm/an (Sawyer and Unruh, 2002), également en accord avec les 5.1 ± 0.6 mm/an calculés à partir de mesures GPS (d'Alessio, 2005) (Figure 3.6).

Dans la partie Sud, celle de San Jacinto accomode entre 10 et 17 mm/an et celle d'Elsinore indique une vitesse comprise entre 3 et 7 mm/an (voir références cités par Wallace (1990), section 4. *Quaternary deformation*), de manière cohérente avec les mesures géodésiques plus récentes (Becker et al., 2005).

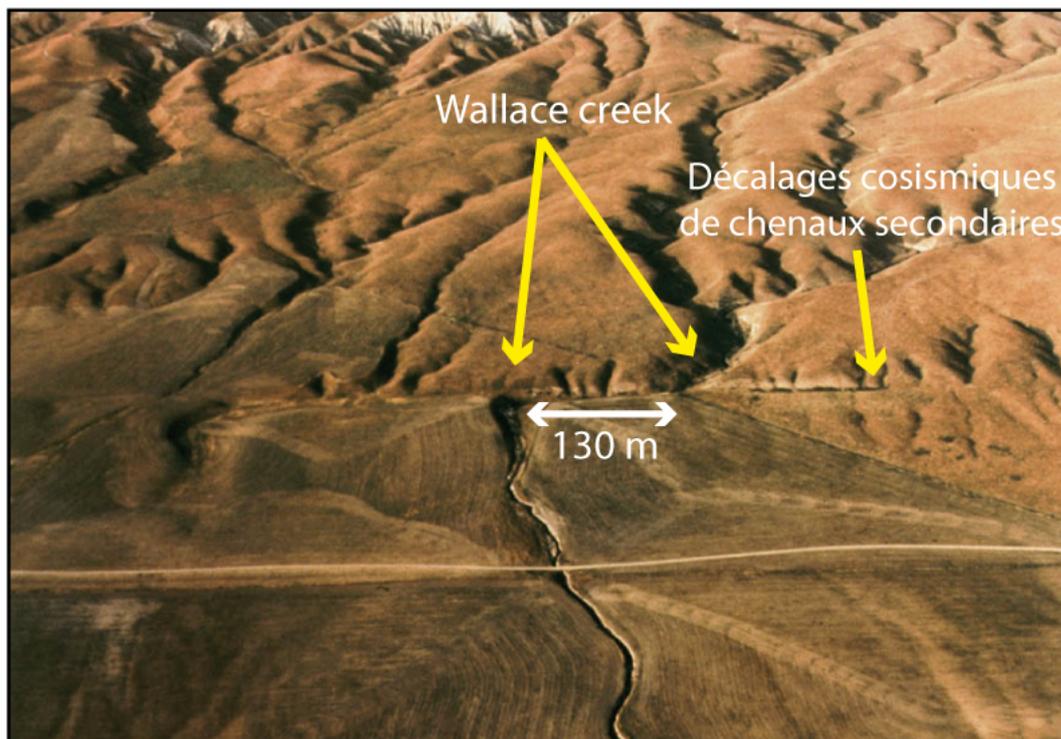


FIGURE 3.5: Exemple de décalage dextre de chenaux fluviatils sur la faille de San Andreas dans la plaine de Carrizo. Au centre, le chenal a été nommé Wallace Creek par [Sieh and Jahns \(1984\)](#).

3.1.3 Contexte sismotectonique

3.1.3.1 Sismicité et cinématique des failles

À l'extrémité nord, le point triple de la zone de fracture de Mendocino présente un essaim de sismicité très dense caractérisé par des hypocentres localisés jusqu'à 40 km de profondeur (Figure 3.7). La jonction de ce point à la faille de San Andreas n'étant pas bien contrainte, nous ne détaillerons pas cette zone qui nous servira surtout de repère géographique à la limite nord du système ([Wallace, 1990](#)).

D'une manière générale, la répartition géographique de la sismicité en Californie montre un alignement d'essaims le long des failles majeures du réseau décrit précédemment, témoignant clairement de leur forte activité (Figure 3.7, Figure 3.8 et 3.9 pour plus de clarté). Toutefois, la distribution de cette sismicité n'est pas homogène sur l'ensemble du réseau.

Sur certaines parties ou segments de faille, elle s'affaiblit considérablement, apparaissant parfois quasi-inexistante. Certaines de ces zones sont associées à du glissement asismique ou « creep » tandis que d'autres sont situées sur les parties rompues par de forts séismes historiques ayant probablement relaxé de manière considérable les zones précédemment bloquées.

Les deux plus récents et importants séismes historiques ayant rompu la surface sont celui de Fort Tejon en 1857 et celui de San Francisco en 1906. Dans la littérature, leurs magnitudes sont considérées similaires et souvent estimées entre 7,8 et 8,3. Le séisme de 1857 a rompu environ

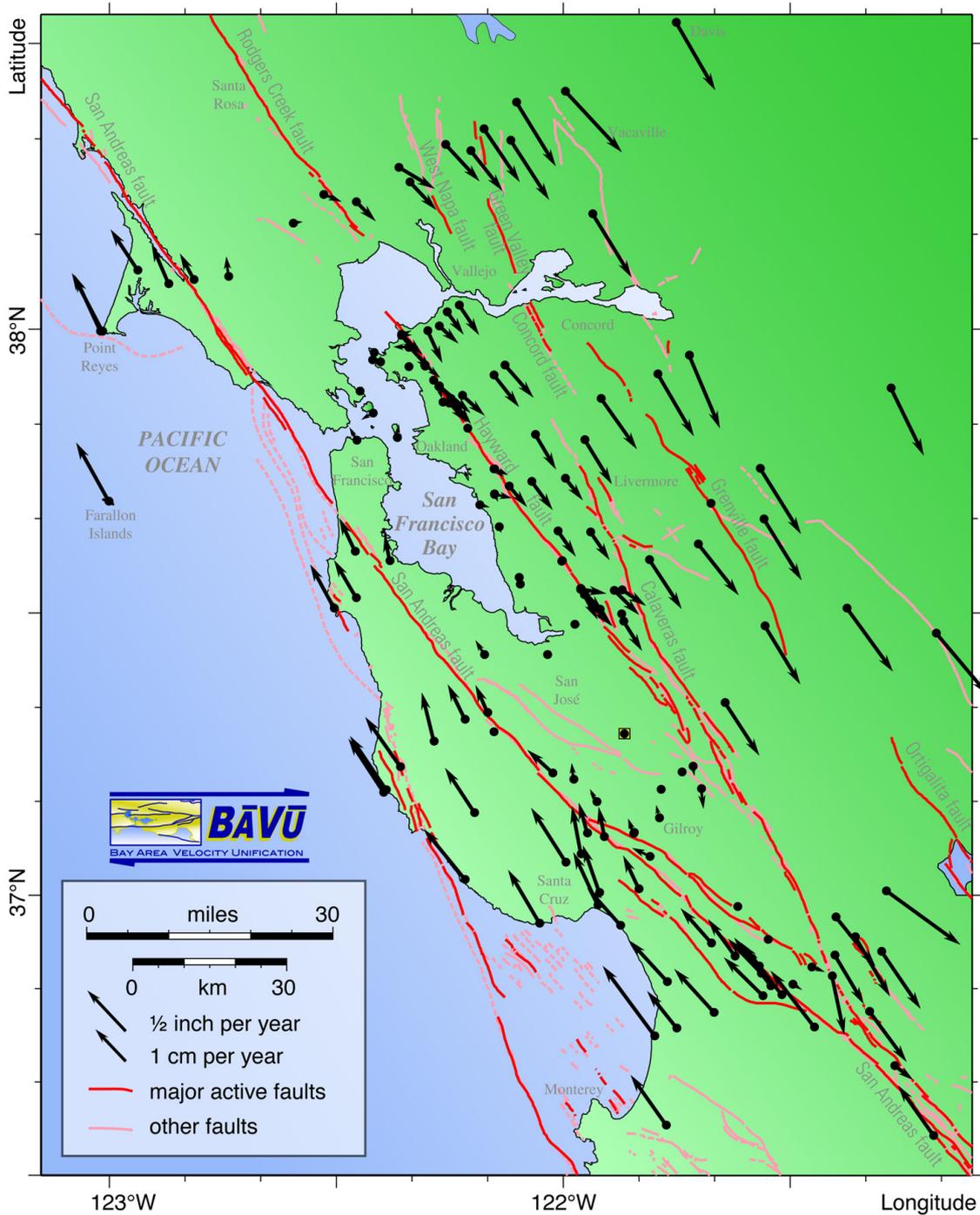


FIGURE 3.6: Champ de vitesses GPS en Californie du Nord mesuré rapport au référentiel LUTZ (carré jaune au sud-ouest de San José) (d'Alessio, 2005).

300 km de la faille de San Andreas depuis Parkfield jusqu'à Wrightwood avec un déplacement maximal de 9,5 m. D'après la localisation de deux forts séismes précurseurs (M 6), l'épicentre est supposé à l'extrémité nord de la rupture qui se propagea ensuite vers le sud-est en environ 3 minutes (Sieh, 1978). Le séisme de 1906 a rompu la surface sur une plus grande longueur

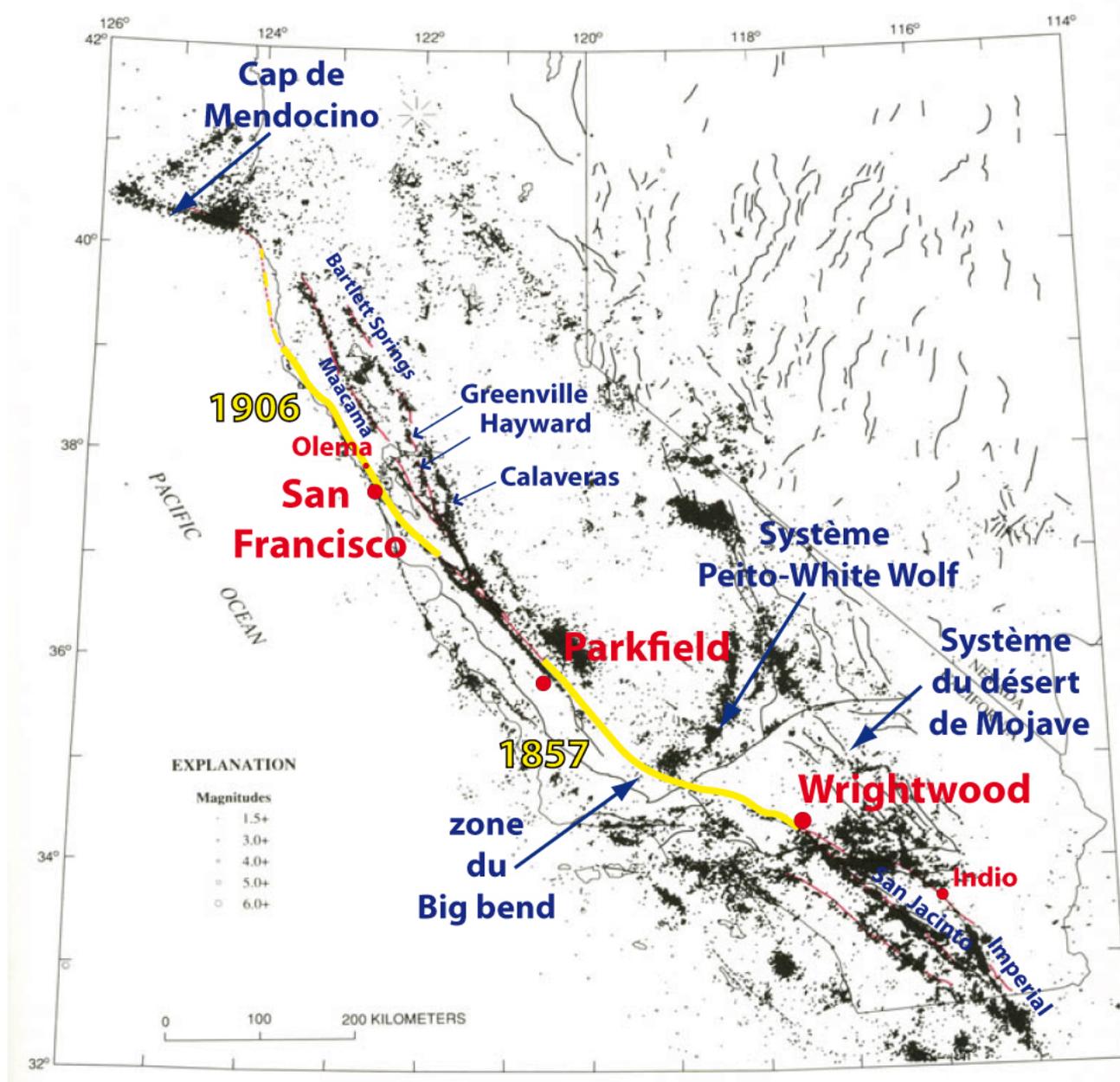


FIGURE 3.7: Carte de sismicité de la Californie sur la période 1980-1986. (modifié de Wallace (1990)). Les deux ruptures majeures de 1857 et 1906 sont tracées en jaune.

d'environ 430 km entre San Juan Bautista et la jonction au point triple du Cap de Mendocino. Le déplacement fut de 6 m proche d'Olema, au Nord de San Francisco, non loin de l'épicentre (Bolt, 1968). Un événement précurseur fut ressenti jusqu'à l'extérieur de la baie environ 25 secondes (Boore, 1977) avant la grande rupture. Le séisme de San Francisco fut malheureusement célèbre

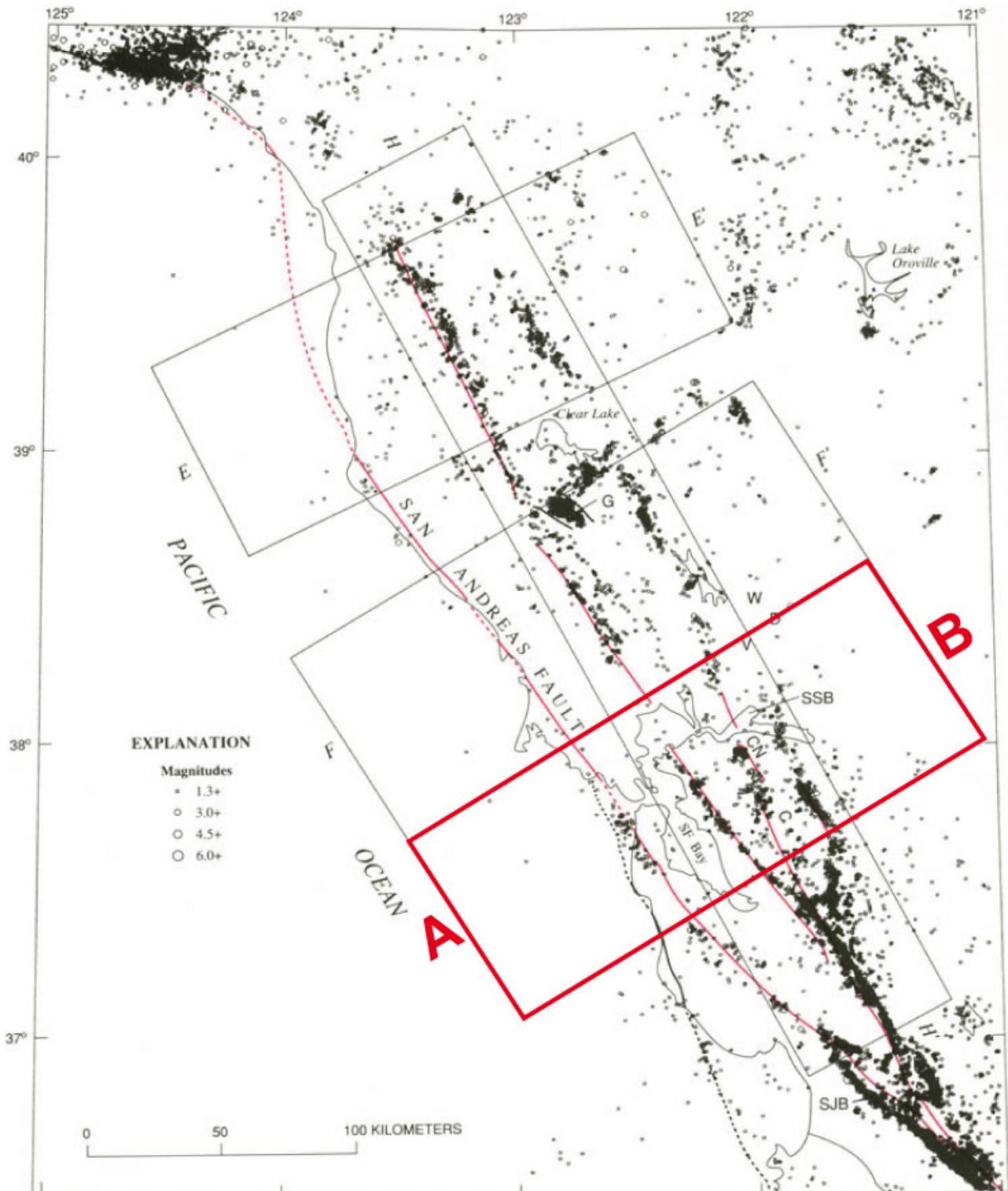


FIGURE 3.8: Carte de sismicité de la Californie du Nord sur la période 1980-1986. La zone délimitée AB correspond à la sismicité en coupe présentée en Figure 3.16 (modifié de Wallace (1990)).

à cause des pertes humaines et matérielles qu'il engendra. Plus de 3000 personnes perdirent la vie et le coût des dégâts fut estimé à environ 400 millions de dollars.

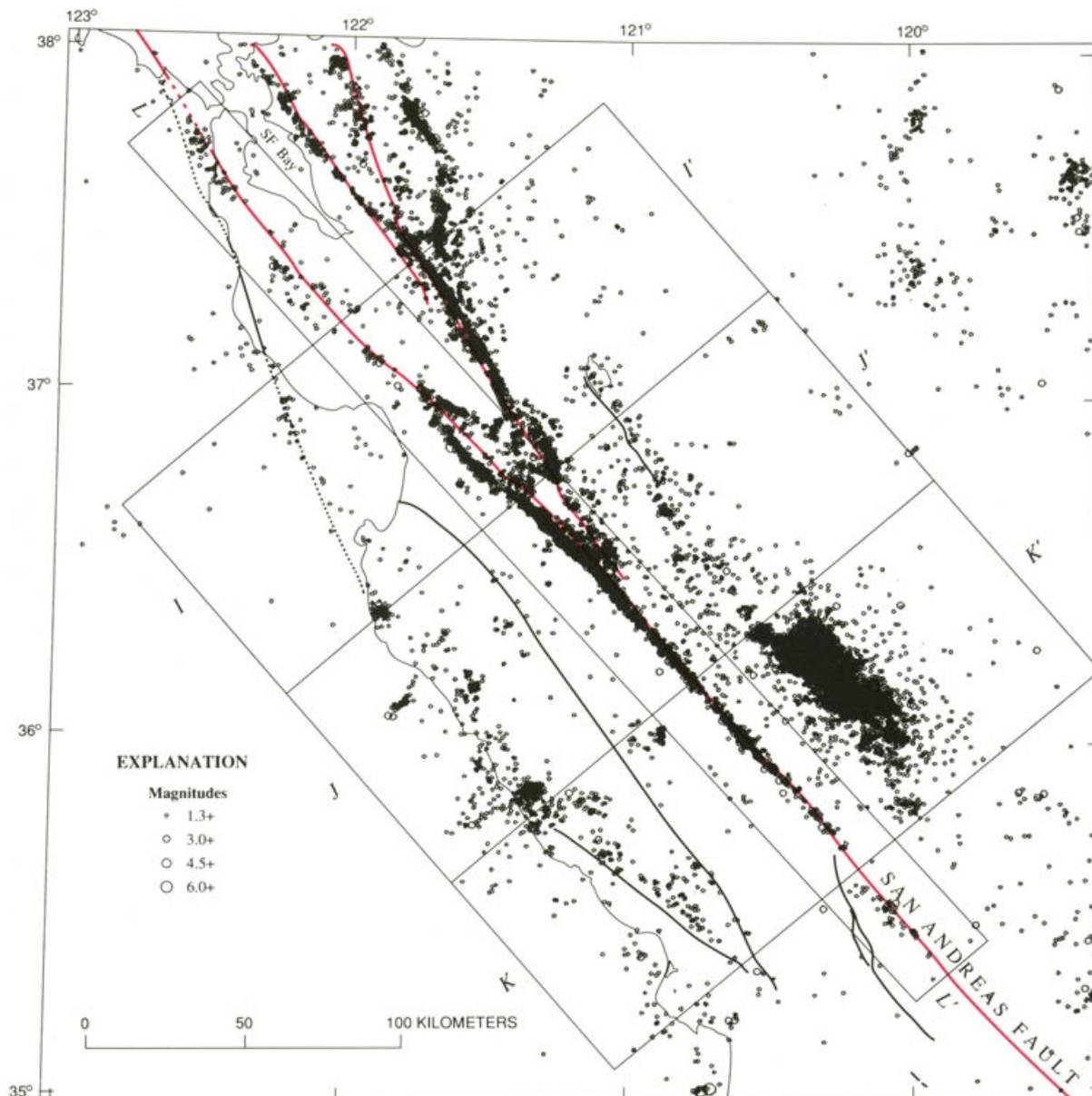


FIGURE 3.9: Carte de sismicité de la Californie dans la zone de San Francisco sur la période 1980-1986 (Wallace, 1990).

Ces deux grandes ruptures récentes semblent avoir joué un rôle majeur sur la distribution spatiale de la sismicité contemporaine.

D'après la sismicité instrumentale, exploitable depuis les années 30 (Bolt and Miller, 1975), la zone de rupture de 1906, apparaît comme asismique jusqu'au 17 octobre 1989, date du séisme de Loma Prieta ($M=7,1$) qui a rompu la partie sud sur 45 km. La partie la plus calme se situe au nord de l'épicentre de 1906, là où le décalage cosismique mesuré atteint sa valeur maximale d'environ 10 m. En revanche la densité des évènements est plus forte au nord-est avec un alignement bien marqué le long des failles de Maacama et Bartlett Springs. À l'est

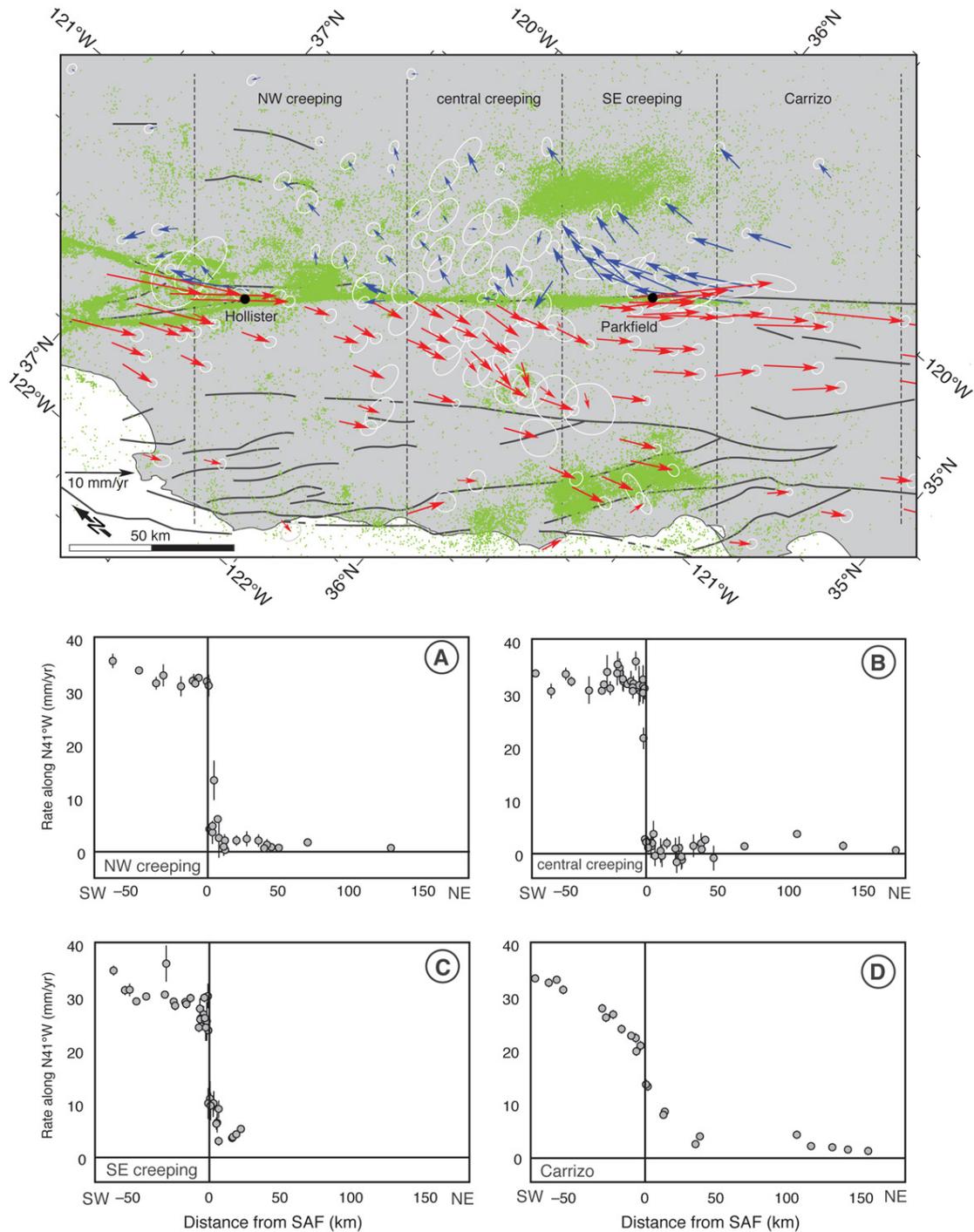


FIGURE 3.10: Carte : Microsismicité et champ de vitesse GPS dans la partie centrale de la faille de San Andreas. Vert : $M > 1$ de 1972 à 2009 (Northern California Earthquake Data Center). Pour informations sur les vecteurs et référentiels, voir l'article référencé. A, B, C et D : profils de vitesses GPS correspondants aux sections mentionnées sur la carte. (Modifié de Titus et al. (2011))

de la baie de San Francisco, la sismicité se concentre sur les failles de Hayward, Calaveras, et Greenville. La zone de rupture de 1906 se termine au sud à hauteur de Hollister. À partir de là, la microsismicité se densifie nettement sur la faille de San Andreas dans sa partie centrale sur une zone de glissement asismique d'environ 200 km de long jusqu'à Parkfield (Figure 3.10). Au sein même de cette zone, une partie, dominée par du creep (central creeping), présente une plus faible sismicité. Elle est limitée par deux zones à plus forte microsismicité (NW creeping et SE creeping) le long desquelles la part de glissement asismique est plus faible d'après les profils de vitesses GPS perpendiculaires (Figure 3.10A,C et D) à la faille (composante parallèle).

Wesson et al. (1973) proposent ainsi que cette zone de creep soit limitée à ses deux extrémités par des zones ou "patch" plus résistants, s'opposant au glissement stable. Le glissement asismique induirait ainsi une relaxation des contraintes sur la faille de manière continue dans cette zone et leur transfert vers les deux patchs résistants, où elles sont ensuite relaxées par glissement sismique. Du glissement stable se produit aussi sur une partie de la faille de Hayward jusqu'à sa jonction avec celle de Calaveras à l'ouest et celle de Greenville à l'est (Figure 3.7). Le mécanisme proposé précédemment sous-entend que les zones de creep n'accumulent pas ou très peu de contraintes et qu'elles sont donc potentiellement incapables de générer de forts séismes. Quelques séismes modérés se sont toutefois déjà produits à la transition en limite de ces zones tels que celui de Morgan Hill $M=6,2$ (1984) et celui de Coyote Lake, $M 5,9$ (1979) ayant rompu sur un segment de la faille de Calaveras. À la jonction entre la zone de creep centrale et la rupture du séisme de Fort Tejon (1857), s'est produite une célèbre séquence de séismes de $M>6$, près du hameau de Parkfield. Nous verrons plus loin les caractéristiques de cette séquence.

Plus au sud, la sismicité révèle à nouveau une très faible concentration d'évènements qui coïncide très bien avec la grande rupture de surface du séisme de 1857 (Figure 3.7). Cette zone s'étend sur environ 300 km depuis Parkfield jusqu'à Wrightwood au sud, là où la faille de San Jacinto se branche sur celle de San Andreas. La sismicité est plus intense au niveau du « Big Bend » faisant l'intersection quasi orthogonale avec d'autres failles du système de Peito-White Wolf. À noter qu'au nord de ce point, se produisit un séisme de magnitude 7,7 sur la faille de White Wolf en 1952 (Stein, 1981). L'intense sismicité dans cette partie est attribuée aux répliques de ce séisme majeur.

Au sud de la rupture de 1857, le système s'élargit et plusieurs failles intersectent ou se branchent à la San Andreas telles que les failles d'Imperial et San Jacinto. La sismicité dans cette zone indique notamment l'occurrence de nombreux évènements de magnitudes maximales comprises entre 5 et 6,5 entre 1930 et 1950. Plus au nord-est, le système de failles du désert de Mojave (Nur et al., 1993) présente aussi une sismicité notable avec notamment deux séismes importants que sont celui de Landers, $M 7,3$ en 1992 (Sieh et al., 1993) et Hector Mine, $M 7,1$ en 1999 (Rymer, 2002).

Sur la continuité de la partie sud de la San Andreas, la zone du segment d'Indio et plus généralement du bloc de Coachella apparaît comme asismique. Au niveau de la mer de Salton,

ce segment présente un faible glissement stable et plusieurs études suggèrent l'occurrence de séismes majeurs au cours du dernier millénaire, conforté par des observations géologiques (Sieh, 1986).

3.1.3.2 Régularité du cycle sismique

Comme nous l'avions évoqué en introduction de ce manuscrit, les catalogues sismologiques sont encore trop récents pour nous permettre de visualiser plusieurs cycles sismiques complets sur une même faille. Toutefois, sur le système de San Andreas, la célèbre séquence de Parkfield permit pour la première fois à la communauté scientifique d'analyser l'occurrence plutôt régulière de six séismes de magnitude 6 entre 1857 et 1966 (Figure 3.11). Les trois derniers séismes de la séquence ont pu être enregistrés sur sismomètres, mettant en évidence leur similitude (Bakun and McEvilly, 1984) et renforçant l'idée d'un cycle caractéristique dans la zone de Parkfield (Schwartz and Coppersmith, 1984). Sur la base de ces observations et d'un calcul de temps de récurrence moyen, les spéculations furent lancées et l'année 1993 fut proposée comme date (Bakun and Lindh, 1985) avant laquelle devait se produire le prochain séisme. Finalement, celui-ci eu lieu en 2004. Ce cas illustre bien la difficulté que représente la prévision des tremblements de terre même dans des cas favorables. Le cas de Parkfield montre que malgré une certaine régularité observée à l'échelle de plusieurs siècles, la prédiction précise d'un séisme semble difficile à l'échelle temporelle d'une vie humaine.

Les études paléosismologiques confirment également cette difficulté en complétant les catalogues de sismicité avec les ruptures ayant affecté la surface. Les cycles de Wrightwood (Weldon et al., 2004) sont un exemple d'étude qui illustre bien le caractère complexe du cycle sismique (Figure 3.12). Ce diagramme a été obtenu suite à une étude paléosismologique qui permit d'identifier environ 30 séismes préhistoriques dans la partie sud de la faille de San Andreas à partir de 45 tranchées effectuées proches de la ville de Wrightwood. Plus d'une dizaine de cycles de phases de chargement suivis de relaxations brutales associées aux ruptures ont pu être distinguées. Mais à une plus grande échelle de temps, nous remarquons aussi des *super-cycles* de phase globale de chargement et de relaxation. Les périodes d'accumulation de contrainte sont plus longues que les périodes de décharges et semblent associées à de plus nombreux séismes. Les phases de relaxations sont plus courtes et souvent accompagnées de plus fortes ruptures.

Malgré une certaine organisation sous forme de séquences temporelles, le comportement de la faille apparaît ici plus complexe que pour un modèle périodique pour lequel la taille des ruptures dépend du temps de récurrence. Étant donnée l'irrégularité du cycle sismique constatée dans le cas de Wrightwood, aucune relation n'est observée entre ces deux paramètres n'impliquant par conséquent pas de corrélations avec un modèle time-predictable ou slip-predictable tels que nous les avons évoqués dans le chapitre précédent.

Weldon et al. (2004) proposent alors que ces modèles ne sont peut-être pas appropriés à la réalité et que l'occurrence des séismes ne dépend pas seulement de l'accumulation des déforma-

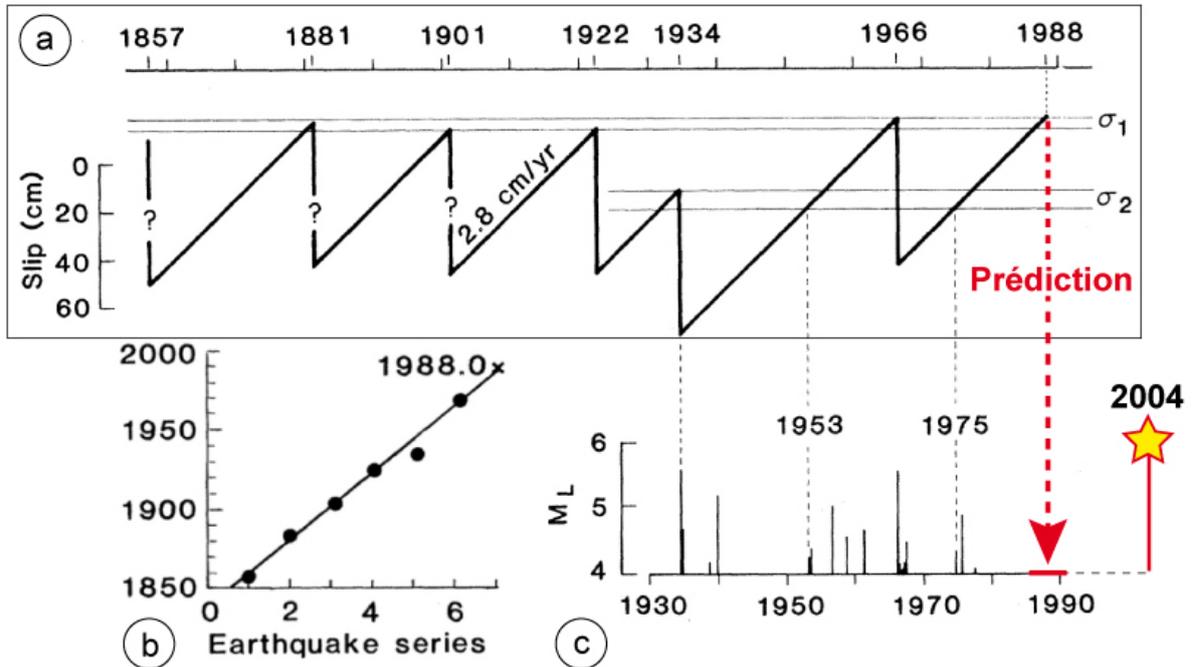


FIGURE 3.11: Les cycles de Parkfield. a) Modèle de récurrence de Parkfield impliquant un seuil σ_1 pour les séismes caractéristiques et un deuxième seuil σ_2 pour la rupture de 1934. b) Série des 6 séismes de la séquence et régression linéaire suggérant la prédiction du 7^{ème} séisme pour la période 1988-1993. c) Sismicité historique montrant que les magnitudes supérieures à 4 se produisent lorsque σ_2 est dépassé. Projection du 7^{ème} événement de magnitude 6 qui se produit finalement en 2004. (Modifié de (Bakun and Lindh, 1985)).

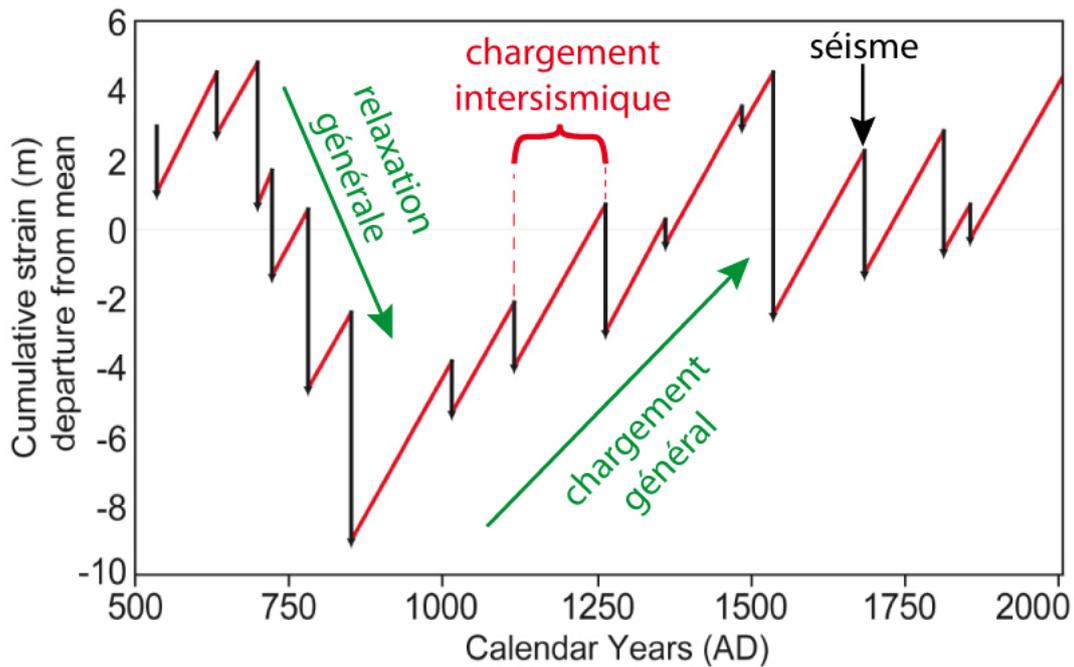


FIGURE 3.12: Les cycles de Wrightwood, évidence d'une analyse paléosismologique (Weldon et al., 2004).

tions passées mais aussi des propriétés propres à la faille qui sont susceptibles de varier au cours de son évolution.

La friction est une de ces propriétés intrinsèques qui caractérisent le plan d'une faille. Au cours du chapitre précédent nous avons pu notamment constater à quel point ce paramètre contrôle le comportement du glissement. Dans la section suivante, je présenterai les principales études qui ont permis de contraindre les propriétés frictionnelles sur la faille de San Andreas.

3.1.4 Paramètres physiques et mécaniques

3.1.4.1 Friction

La résistance frictionnelle des failles sur le système de San Andreas fait l'objet d'un grand débat depuis plusieurs années (Carena and Moder, 2009). Certains travaux suggèrent que cette résistance est forte (Scholz, 2000) tandis que la majorité s'accorde sur des coefficients de friction plutôt faibles (Bird and Kong, 1994; Fulton and Saffer, 2009; Hardebeck and Hauksson, 2001; Lachenbruch and Sass, 1992; Townend and Zoback, 2004; Zoback, 2000; Zoback et al., 1987). La dernière hypothèse est de loin la plus confortée par un nombre de publication important suggérant une résistance frictionnelle sur le réseau de San Andreas bien plus faible que ce que suggèrent les travaux expérimentaux pour les roches (Byerlee, 1978). Ainsi, la faille de San Andreas est souvent décrite comme une zone de faible résistance au sein d'une croûte plus résistante. Plusieurs arguments confortent cette hypothèse :

Tout d'abord, à partir de mesures de déformations de forage, de mécanismes aux foyers, d'essais de fracturations hydrauliques ainsi que des structures géologiques, l'orientation du champ de contrainte proche de la faille (Figure 3.13) présente une direction de la contrainte majeure principale σ_1 quasi orthogonale à sa direction (Zoback et al., 1987). Bien que cette réorientation des contraintes pourrait aussi résulter de l'interaction de la San Andreas avec d'autres failles du réseau, la direction de σ_1 ne peut être orthogonale à la faille avec une forte résistance frictionnelle. Les études contradictoires, partisans d'une forte friction (Scholz, 2000), attribuent cette réorientation à une rotation des axes de plis parallèles à la faille.

Toutefois, dans le cas d'une forte résistance au glissement, de type Byerlee (Byerlee, 1978), les modèles thermomécaniques prévoient une anomalie du flux de chaleur à l'aplomb d'une faille décrochante liée à la production de chaleur frictionnelle. L'absence de cette anomalie en surface à l'aplomb de la faille de San Andreas est mentionnée dans la littérature sous le terme de « Heat-flow paradox » (Lachenbruch and Sass, 1992) et est en faveur d'une faible résistance frictionnelle.

Enfin, sur la partie centrale de la faille au nord-ouest de Parkfield, le forage du projet SAFOD (Figure 3.14) a permis de collecter des échantillons au coeur de la zone de faille jusqu'à environ 3 km de profondeur et indique la présence de smectite (Carpenter et al., 2009b; Holdsworth et al., 2011; Lockner et al., 2011), minéral connu comme étant mécaniquement le

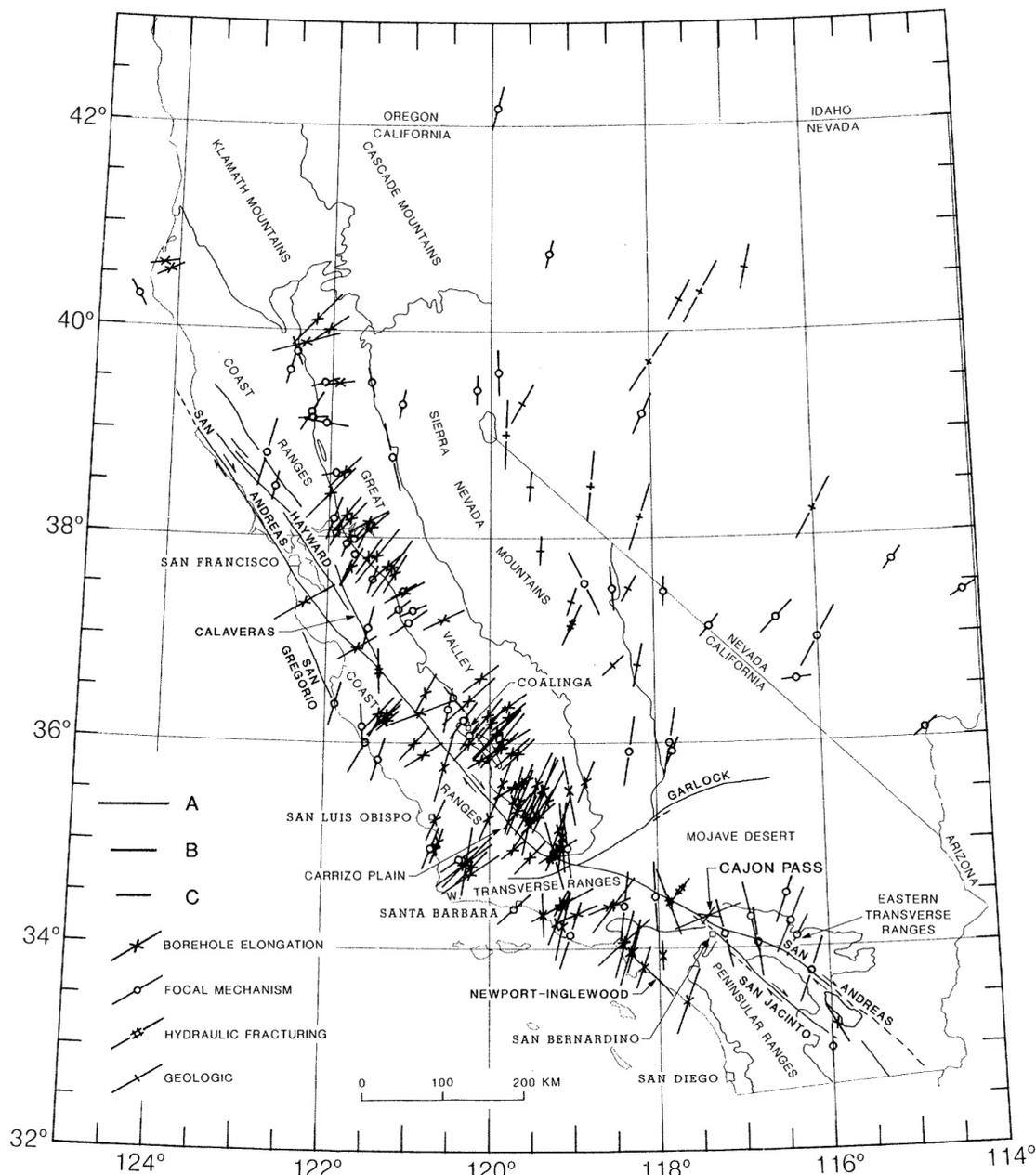


FIGURE 3.13: Directions de compression horizontale maximale en Californie (Zoback et al., 1987). La longueur des barres mentionnées A, B et C est proportionnelle à la qualité des mesures.

plus faible de tous les phyllosilicates. Il serait le produit de réactions métasomatiques entre les roches quartzofeldspathiques du côté Ouest de la faille et de serpentinite (séquence de Great Valley) présentent du côté Est. Les mesures expérimentales effectuées sur ces échantillons révèlent des coefficients de friction μ , compris entre 0.15 et 0.27 pour ceux de la zone de faille et supérieur à 0.3 (maximum de 0.7) pour les roches encaissantes (Figure 3.15a). En plus d'une faible résistance frictionnelle, les roches de la zone de faille ainsi que leur mélange synthétique avec les roches encaissantes plus résistantes montrent aussi un comportement de type glissement

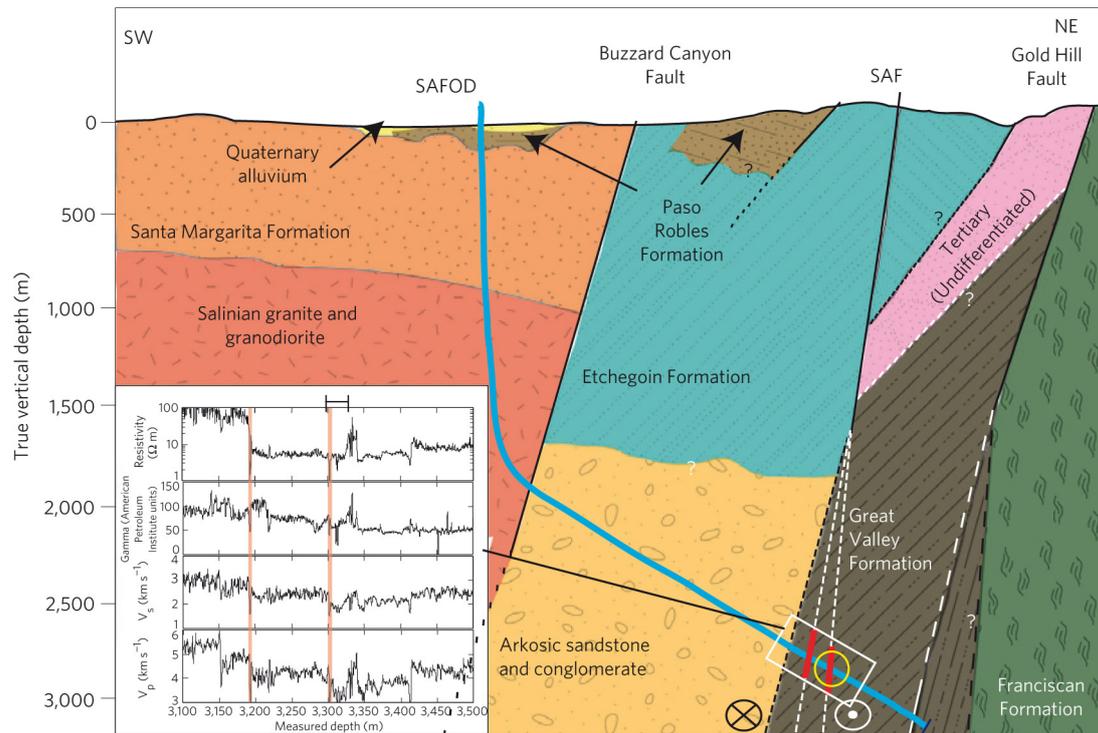


FIGURE 3.14: Coupe géologique au niveau du forage SAFOD traversant la faille de San Andreas au nord-ouest de Parkfield (Carpenter et al., 2011).

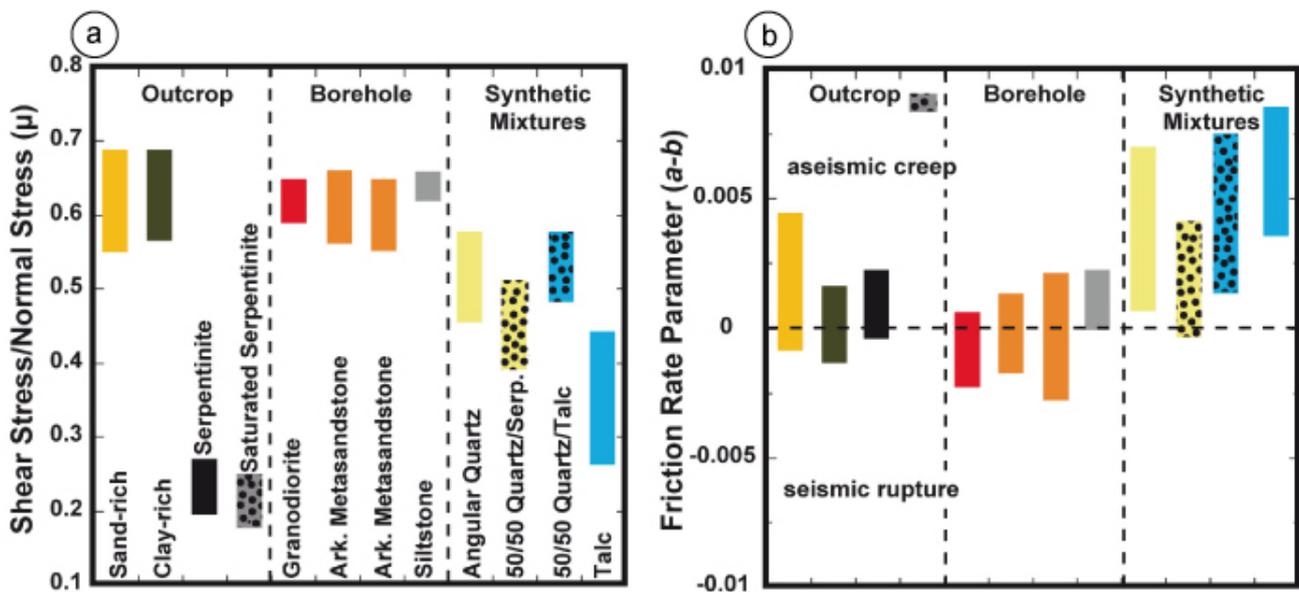


FIGURE 3.15: Propriétés frictionnelles des roches autour (outcrop) et dans la zone du forage SAFOD (borehole) qui traverse la faille de San Andreas (Carpenter et al., 2009a). "Synthetic mixture" désigne des mélanges entre roches ou minéraux de l'encaissant tels que du quartz avec d'autres mécaniquement plus faibles tels que des serpentinites et du talc. a) Résistance frictionnelle. b) Valeur du paramètre ($a-b$).

stable ou *velocity-strengthening* ($a-b > 0$) (Figure 3.15b). Ces résultats sont cohérents avec le glissement asismique et les séismes de faibles magnitudes observés dans cette zone (voir section 3.1.3.1).

D'une manière générale, la gamme de valeur des coefficients de friction déduits de ces différentes approches (orientation des contraintes, flux de chaleur et mesures de friction sur les roches des forages) s'échelonne entre 0.05 et 0.3. Certains travaux suggèrent une valeur de $\mu \leq 0.2$ applicable à l'ensemble des failles du réseau (Carena and Moder, 2009) tandis que d'autres proposent une légère augmentation de la résistance frictionnelle en Californie du Sud, déduite d'un angle plus faible entre σ_1 et la direction de la faille (Townend and Zoback, 2004).

3.1.4.2 Épaisseur élastique

La profondeur maximale des mécanismes aux foyers est souvent associée à la transition fragile-ductile. Dans la partie nord du système de faille de San Andreas, elle varie de façon croissante d'Ouest en Est au travers du réseau entre 10 km et 20 km. La Figure 3.16 illustre cette variation par un profil de sismicité au travers de la baie de San Francisco. Pour la partie centrale de la faille (segment dominé par du glissement asismique), la profondeur des séismes atteint les 12-15 km. Dans la partie sud du système, (sous la chaîne transverse), elle croît jusqu'à environ 20 km de profondeur.

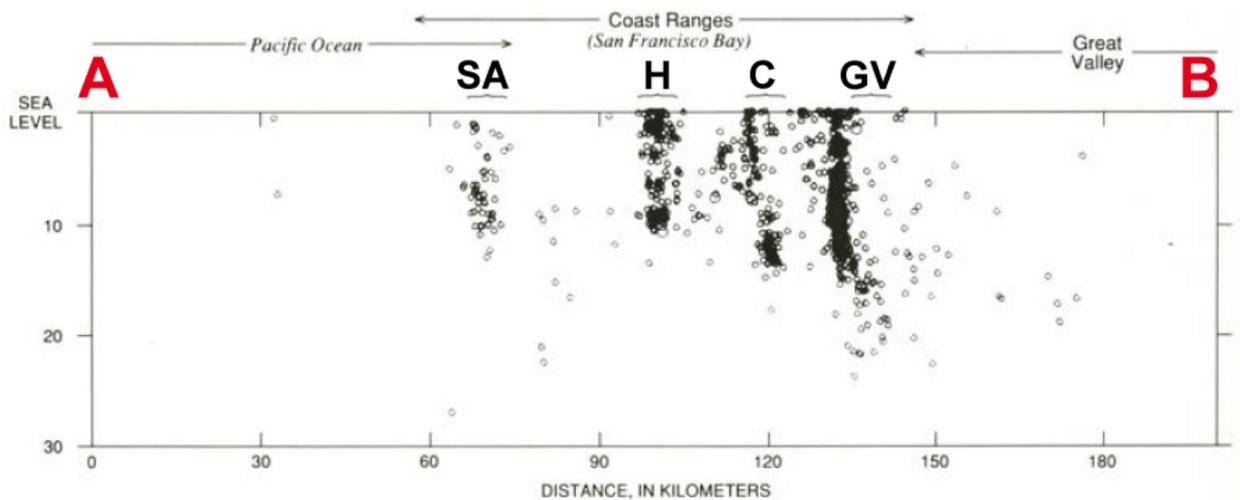
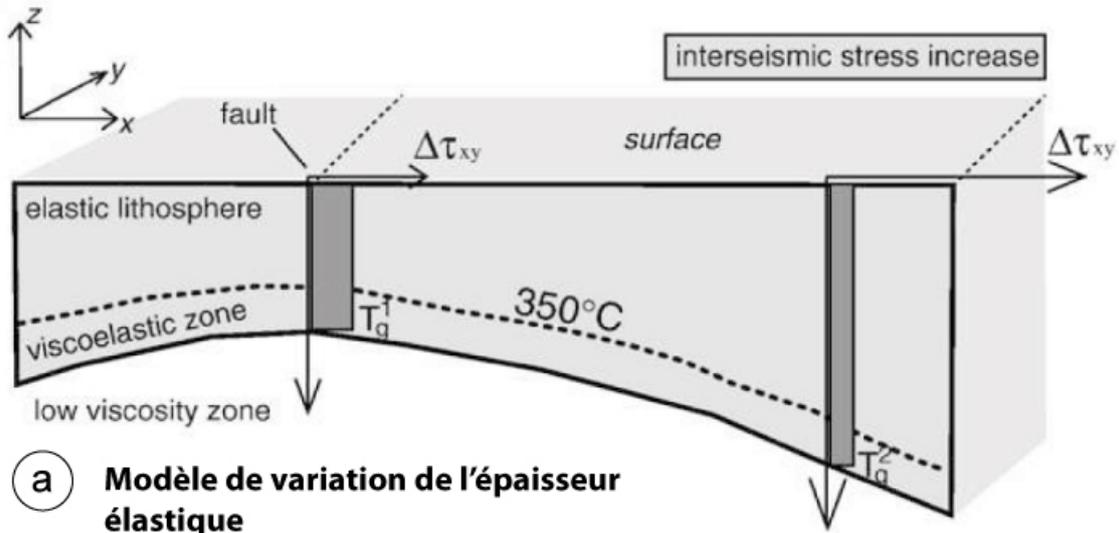
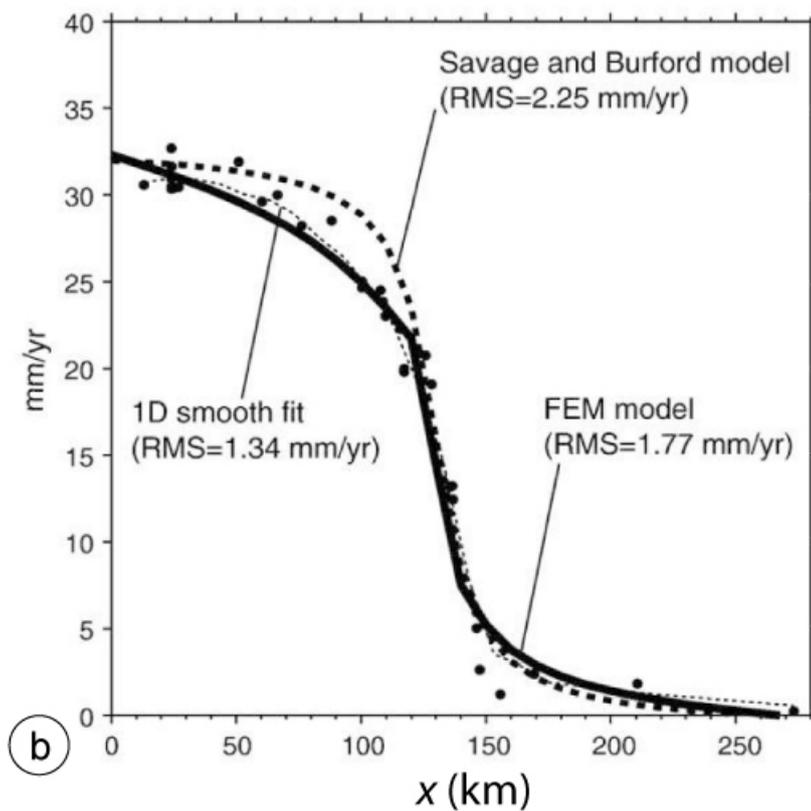


FIGURE 3.16: Profil de sismicité au travers du système de faille de San Andreas selon la zone AB indiquée sur la carte de la Figure 3.8. Dénomination des failles : SA : San Andreas ; H : Hayward ; C : Calaveras ; GV : Greenville. (modifié de Wallace (1990)).

Les données de sismicité suggèrent donc des variations latérales et longitudinales de l'épaisseur élastique sur l'ensemble du système de faille. Plusieurs études (Sibson, 1983) indiquent par ailleurs une anticorrélation de cette distribution avec le flux de chaleur mesuré en surface (Lachenbruch and Sass, 1980). Un flux de chaleur élevé impliquerait un fort gradient thermique et



a) Modèle de variation de l'épaisseur élastique



b)

FIGURE 3.17: Modèles de variation de l'épaisseur élastique de part et d'autre du système de San Andreas. a) Illustration des variations d'épaisseurs élastiques et de la position des isothermes. b) Profil de vitesse intersismique GPS (points noirs) au travers du système de San Andreas, modèle de [Savage and Burford \(1973\)](#) et modèle tenant compte des variations d'épaisseurs élastiques (FEM) (modifié de [Chéry \(2008\)](#)).

par conséquent une transition fragile-ductile plus superficielle. Dans le cas contraire, l'isotherme

de cette transition ($\sim 350^\circ\text{C}$ pour le quartz) s'approfondit et l'épaisseur élastique croît.

Sur la base de modèles thermomécaniques, certains travaux soutiennent aussi une variation latérale de l'épaisseur élastique cohérente avec l'orientation des contraintes décrites précédemment (Chéry et al., 2001c). Plus récemment, ils proposent notamment une relation entre cette épaisseur et le champ de vitesses mesuré en surface (Chéry, 2008). Dans cette étude, l'auteur confronte son modèle à celui d'une dislocation élastique séparant deux blocs de même épaisseur (ou « block model ») classiquement utilisé pour inverser la vitesse des failles et leur profondeur de blocage (Savage and Burford, 1973). Il en conclut qu'à l'inverse d'un modèle tenant compte de l'épaisseur élastique, un modèle de block ne peut être utilisé que pour des failles ou segments isolés et au sein d'un domaine à forte rigidité tel que dans la partie centrale de la faille de San Andreas.

De manière cohérente avec la sismicité en profondeur, les modèles mécaniques impliquent que l'épaisseur élastique varie ainsi entre 10 et 20 km le long de la faille de San Andreas.

3.1.4.3 Viscosité

La viscosité η est un paramètre primordial dans la mécanique d'un modèle de lithosphère stratifiée dont les couches se différencient notamment par leur rhéologie. À cause de la température, l'activation des processus de diffusion et dislocation, caractéristiques d'une rhéologie visqueuse, se manifestent dans la croûte inférieure et le manteau sous-jacent. Les valeurs de viscosité sont soit estimées à partir d'essais expérimentaux effectués sur des roches ou minéraux définis comme étant représentatif de la rhéologie des couches considérées, soit inversées à partir de la déformation géodésique mesurée à la surface de la lithosphère. Cette déformation peut être, entre autres, induite par un séisme et au réajustement mécanique qu'il provoque (voir chapitre « Mécanique du cycle sismique »).

En Californie du Nord, les mesures géodésiques qui suivirent le séisme de San Francisco (1906) révèlent une déformation postsismique qui fut analysée récemment dans le but de contraindre la rhéologie lithosphérique sous-jacente à la faille de San Andreas (Thatcher, 1983). Les résultats mettent en évidence une décroissance non-linéaire de la déformation cisailante sur la faille au cours du temps. Des travaux plus récents expliquent ce signal postsismique mesuré sur 90 années par un modèle incluant une relaxation de la croûte inférieure ou du manteau avec une viscosité $\eta \geq 9.5 \cdot 10^{19}$ Pa.s (Kenner and Segall, 2003).

Pour la zone du système située dans le désert de Mojave, en Californie du sud, la viscosité des couches lithosphériques est souvent estimé à partir du champs de vitesse postsismiques associés aux séismes d'Hector Mine, 1999 ($M_w = 7.2$) et de Landers, 1992 ($M_w = 7.4$). La littérature à ce sujet fait état de travaux attribuant la déformation postsismique mesurée en surface à une relaxation viscoélastique de la croûte inférieure ou du manteau sous-jacent. Les études qui impliquent une relaxation viscoélastique de la croûte inférieure proposent une viscosité $\eta_c \sim 10^{18}$ Pa.s (post-Landers) (Deng, 1998) tandis que d'autres proposent une combinaison de ce processus

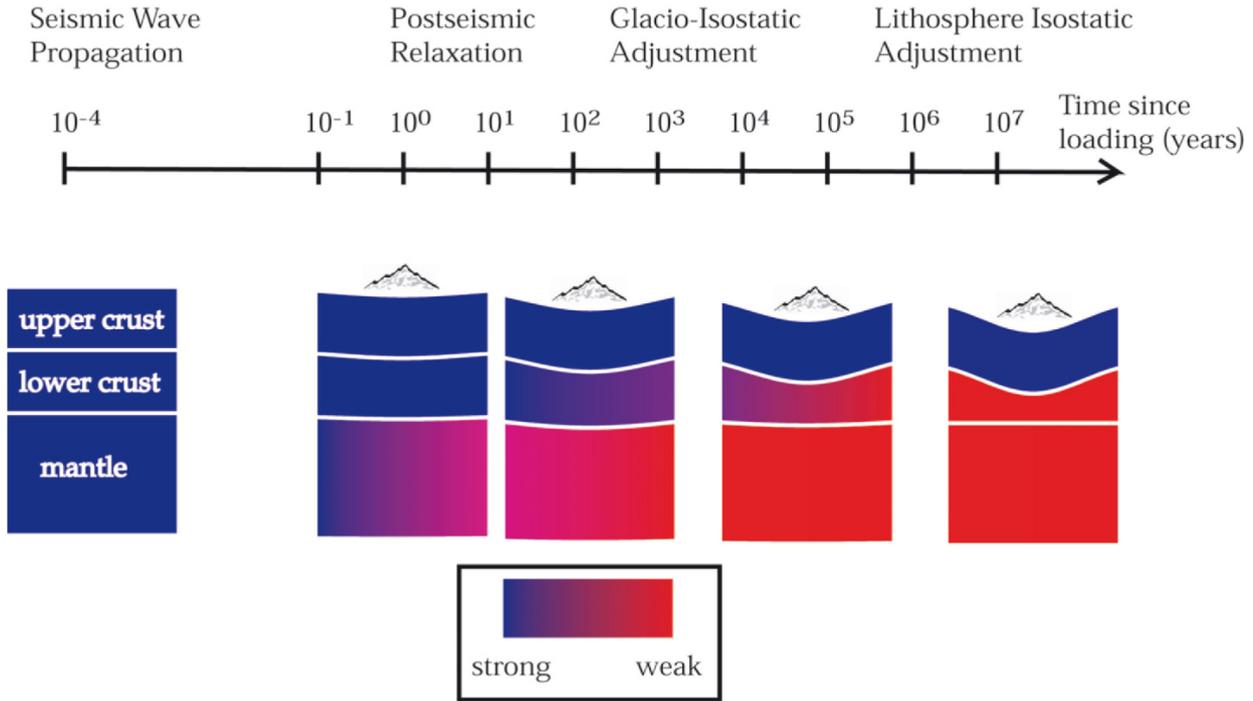


FIGURE 3.18: Illustration de la résistance mécanique des couches lithosphériques dans l'ouest des États-Unis déduit des déformations postsismiques et des études de rebonds isostatiques post-glaciaires (Thatcher and Pollitz, 2008).

avec un rebond poroélastique et une viscosité crustale $\eta_c \sim 5 \cdot 10^{18}$ Pa.s (Masterlark and Wang, 2002). Pour les travaux qui suggèrent une relaxation du manteau, sa viscosité est parfois estimée à $\eta_m \geq 10^{17}$ Pa.s au début de la phase postsismique puis augmente avec le temps (Freed and Bürgmann, 2004; Pollitz, 2003b; Pollitz et al., 2001).

Ce paramètre varie donc dans l'espace mais aussi dans le temps, comme illustré par la Figure 3.18, schématisant la variabilité de la résistance des couches lithosphériques en fonction de leur sollicitation mécanique.

D'une manière générale, le long de la faille de San Andreas, les estimations de valeurs de viscosité sont de $10^{17} - 10^{18}$ Pa.s pour le manteau et $10^{19} - 10^{20}$ Pa.s pour la croûte inférieure.

3.1.4.4 Synthèse des caractéristiques majeures du réseau

Le système de San Andreas évolue depuis 29 Ma. Il s'étend sur une longueur totale d'environ 1000 km pour une largeur variant entre 80 et 150 km, les largeurs maximales étant atteintes à ces deux extrémités. L'épaisseur élastique le long du système varie entre 10 et 20 km au dessus d'une croûte inférieure dont la viscosité est comprise entre 10^{19} et 10^{20} Pa.s et d'un manteau lithosphérique dont la viscosité est plus faible de deux ordres de grandeur, entre 10^{17} et 10^{18} Pa.s.

La vitesse long-terme, cohérente avec les mesures géodésiques actuelles est d'environ 34

mm/an et s'observe notamment dans la partie centrale du système là où la faille de San Andreas s'individualise et présente du glissement asismique associé à une faible résistance frictionnelle ($0.05 < \mu < 0.3$). Les paramètres constitutifs (a-b) qui caractérisent les roches extraites de la zone sont favorables à un comportement frictionnel stable. Cette partie est limitée à ces deux extrémités par des zones bloquées qui accumulent suffisamment d'énergie élastique pour générer de grandes ruptures telles que celles qui ont été mises en évidence pour deux séismes majeurs historiques de magnitude $M_w \sim 8$.

Des séismes de taille modérée se produisent aussi à la transition entre cette partie et la zone centrale de glissement stable. Ces séismes modérés se produisent parfois sous la forme de séquences de séismes caractéristiques, en particulier dans la zone de Parkfield. Toutefois nous avons pu constater que la régularité du cycle n'était pas assez rigoureuse au point de pouvoir prédire la prochaine rupture. Les études paléosismologiques réalisées dans la partie Sud du réseau proche de Wrightwood, montrent que le cycle sismique mis en évidence par les datations des ruptures de surface, ne suit d'ailleurs aucun des modèles théoriques tels que ceux que nous avons présenté dans le chapitre précédent (périodique, prédictible en temps ou en taille). La variabilité spatiale et temporelle des ruptures qui affectent la faille semble donc dépendre non pas uniquement de l'accumulation précédente des contraintes au cours du cycle sismique mais aussi des propriétés intrinsèques de la zone de faille qui sont susceptibles d'évoluer dans le temps.

Par ailleurs, Wrightwood se situe dans la partie sud du réseau qui présente plusieurs failles annexes à celle de San Andreas, susceptibles de se perturber mutuellement. Au contraire, dans la zone de Parkfield, la faille de San Andreas présente une géométrie individuelle plus simple qui permet probablement de se rapprocher d'un cycle caractéristique comme nous avons pu le voir. La variabilité dans la géométrie du réseau et celle de la résistance frictionnelle semblent donc affecter l'organisation du cycle sismique le long d'un réseau de failles.

3.2 Comparaison avec la faille Nord-Anatolienne

De part sa géométrie et ses propriétés cinématiques, la faille de San Andreas est comparable à la faille Nord-Anatolienne (NAF). Celle-ci traverse le nord de la Turquie et fait office de frontière de plaque entre le bloc Anatolie et la plaque Eurasie (Figure 3.19). Son origine géodynamique provient de la convergence de la plaque Arabie vers l'Eurasie fixe au nord qui provoque l'extrusion de l'Anatolie vers l'Ouest. Sa longueur totale atteint environ 1500 km et sa vitesse long-terme est d'environ 22-23 mm/an dans sa partie centrale (Barka, 1992; Reilinger et al., 2006; McClusky et al., 2000).

Le cycle sismique sur la faille Nord Anatolienne est notamment caractérisé par l'occurrence de séismes successifs ou "cluster temporel" ayant rompu en séquence au cours de l'histoire (Barka, 1996; Stein et al., 1997).

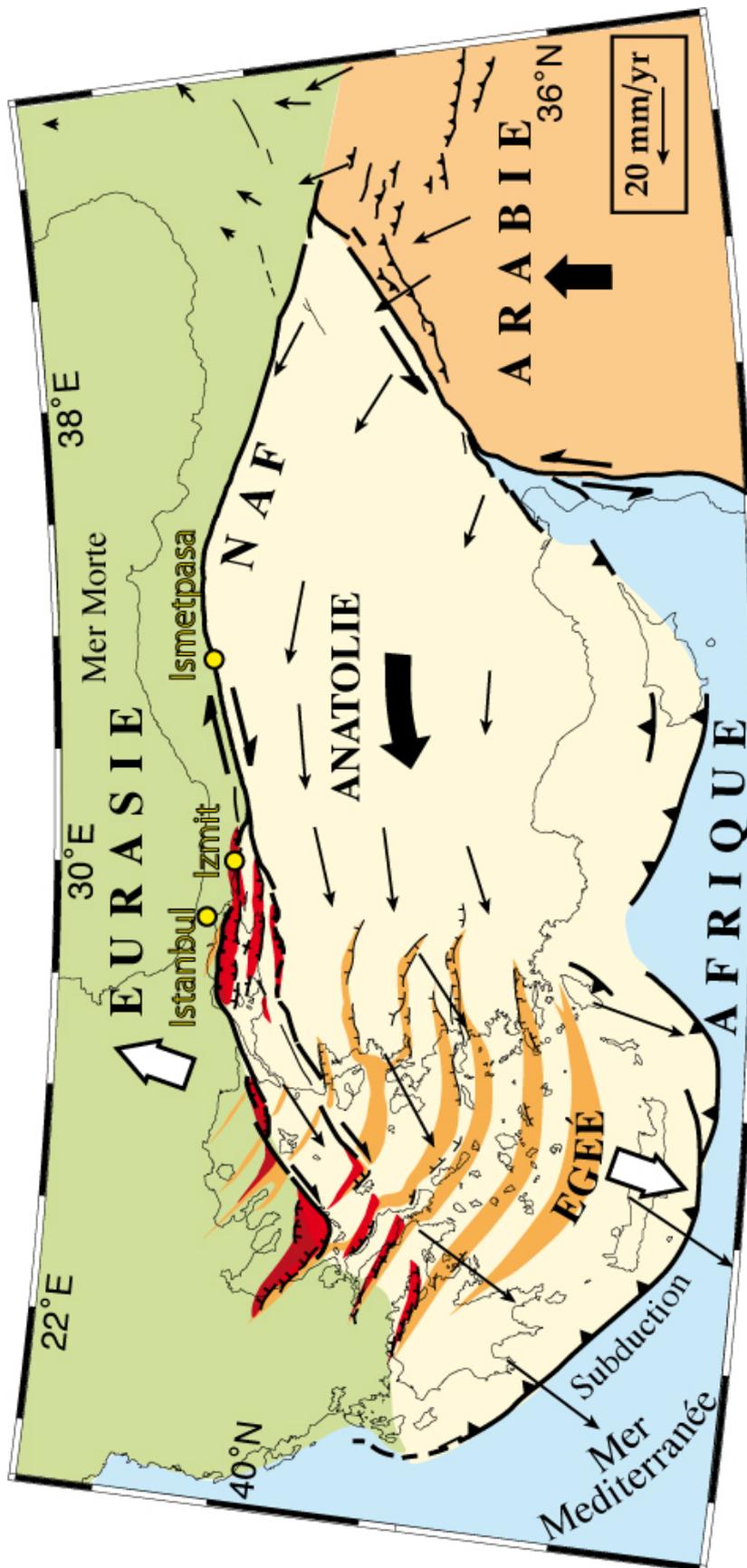


FIGURE 3.19: La faille Nord-Anatolienne, contexte géodynamique (modifié de Armijo et al. (1999)).

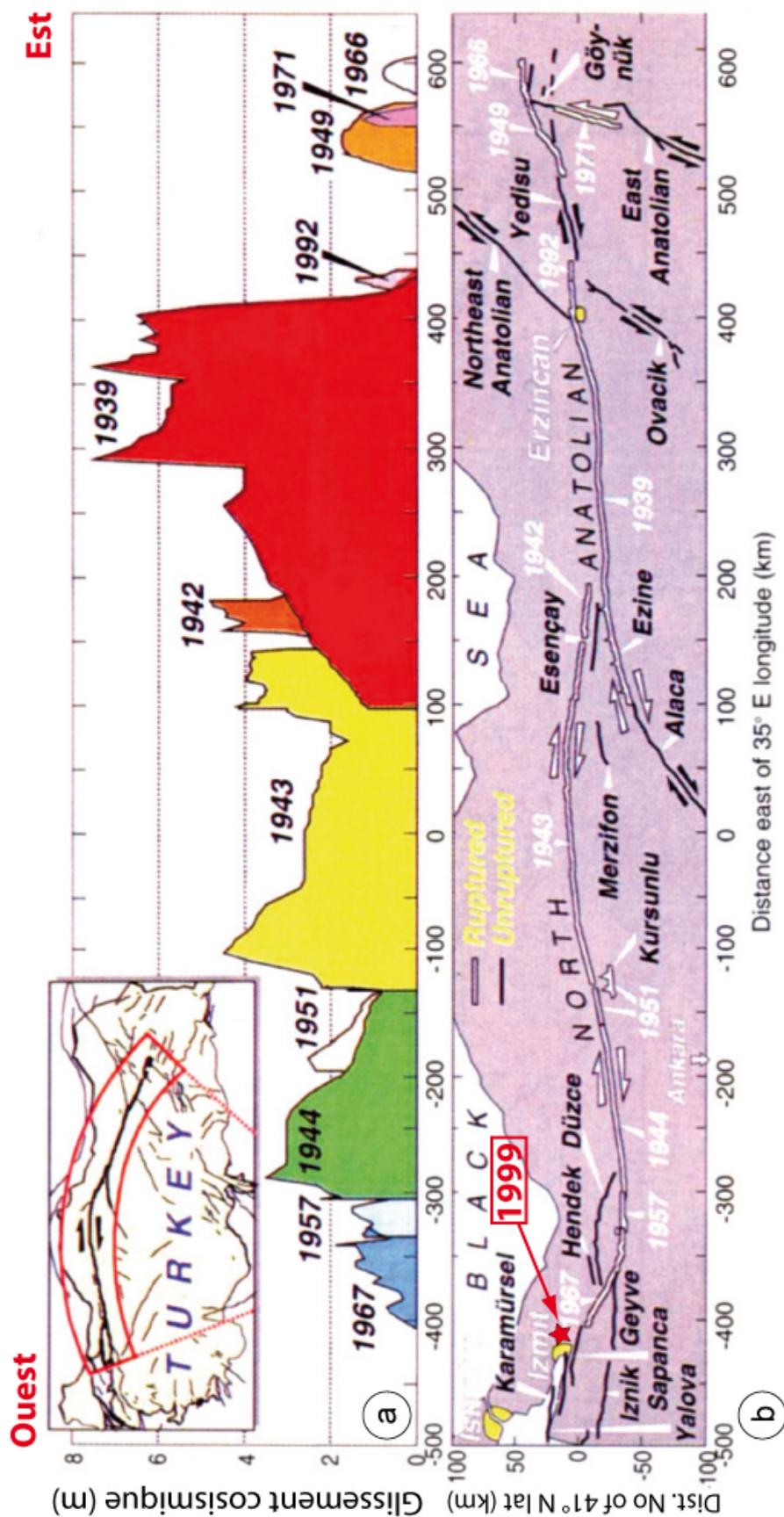


FIGURE 3.20: Séquence de séismes ayant rompu la faille Nord Anatolienne au cours du siècle dernier. a) Composante horizontale du glissement cosismique de surface (dextre) associé à chacune des ruptures de la séquence. b) Cartographie des failles actives ayant rompu au cours de la séquence. Ce cas montre essentiellement une migration des évènements vers l'Ouest (des couleurs chaudes vers les couleurs froides). (modifié de (Stein et al., 1997)).

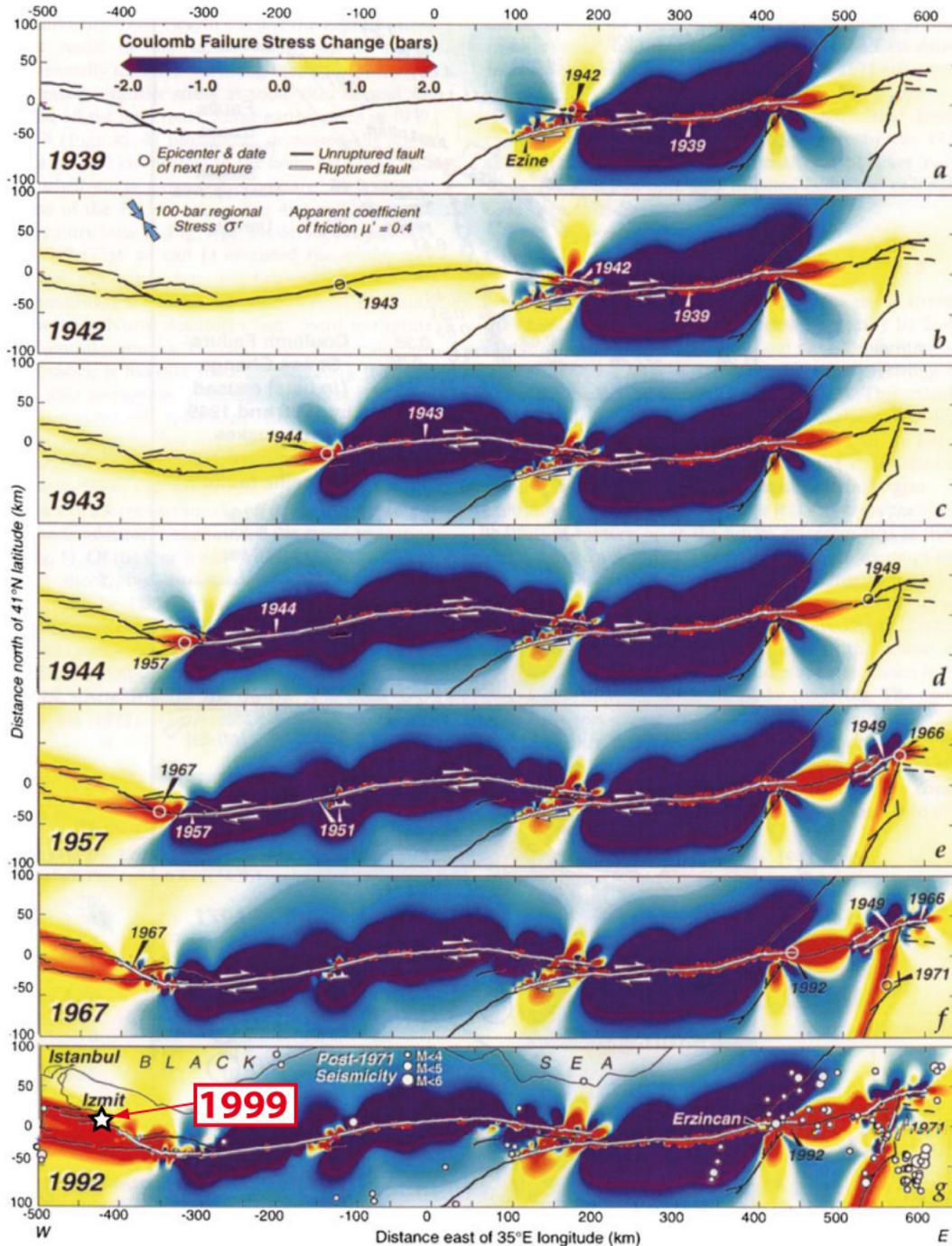


FIGURE 3.21: Évolution de la contrainte de coulomb et perturbations associées aux ruptures le long de la faille Nord Anatolienne pour la séquence du siècle dernier. Chaque séisme provoque une relaxation globale (dans les tons bleus) de la contrainte de Coulomb autour des zones de ruptures et une augmentation aux extrémités. Au dernier stade (g), après la rupture de 1992, la zone proche de la ville d'Izmit est chargée positivement, là où un séisme destructeur de magnitude 7.4 se produisit plus tard en 1999 (modifié de (Stein et al., 1997)).

La séquence la plus célèbre est celle de 1939-1999 avec 11 séismes de magnitudes supérieures à 6.7 qui se produisirent le long de la NAF sur environ 1000 km avec une propagation des événements vers l'Ouest (Figure 3.20). Le dernier de ces événements majeurs fut le séisme d'Izmit en 1999, de magnitude 7.4 qui causa de nombreux dégâts et des pertes humaines à une centaine de kilomètres de la ville d'Istanbul.

En tenant compte de la perturbation du champ de contrainte associée à chacune des ruptures précédentes (King et al., 1994), la localisation de ce dernier séisme fut prédite quelques années auparavant (Figure 3.21) (Nalbant et al., 1998; Stein et al., 1997).

Toutefois, selon plusieurs études paléosismologiques (Ambraseys and Finkel, 1995; Ikeda et al., 1991; Barka, 1992), d'autres séquences de clustering temporel plus vieilles montrent une propagation dans la direction opposée (vers l'Est) mais aussi parfois aléatoire ainsi que l'occurrence d'événements isolés temporellement (Pondard et al., 2007).

Encore une fois, comme nous l'avons vu pour la faille de San Andreas, le cycle sismique mis en évidence au cours d'une période aussi courte que le siècle dernier ne reflète pas systématiquement le comportement global de la faille à l'échelle des millénaires.

Sur la base d'analyse du transfert des contraintes cosismiques tel que l'avait proposé Stein et al. (1997) ou King et al. (1994), Pondard et al. (2007) proposent que le comportement de type clustering pourrait être favorisé par un chargement uniforme le long de la partie relativement linéaire de la faille qui se comporterait comme un unique segment. En revanche aux abords des zones où la géométrie du réseau s'élargit et devient plus complexe avec plusieurs segments de failles proches (comme en Mer de Marmara), les séquences de clustering se propagent où s'inhibent en fonction de l'état de contrainte au moment.

L'occurrence d'événements isolés, pourrait ainsi être dû à la persistance de contraintes locales dans des zones n'ayant pas encore été relaxées par les séquences de ruptures précédentes. Ce type d'événement est notamment observé en Mer de Marmara où la géométrie du réseau devient plus complexe.

Cette explication rappelle les différences de cycles mises en évidence entre la partie linéaire de la faille de San Andreas proche de Parkfield, là où le comportement est proche de caractéristique, et la partie à géométrie plus complexe dans la zone des cycles irréguliers de Wrightwood.

Comme pour le segment de Parkfield sur la faille de San Andreas, la NAF présente aussi une zone de glissement stable mise en évidence par la géodésie (Cakir et al., 2005; Reilinger et al., 2006) proche de la ville d'Ismetpasa.

Contrairement à celui de Parkfield, le segment d'Ismetpasa n'accommoder pas toute la déformation tectonique imposée par le mouvement des plaques en champ lointain. En effet, sur la base de mesures InSAR, Cakir et al. (2005) suggèrent que ce segment absorbe environ 8 mm/an, de manière cohérente avec une accumulation d'énergie élastique permettant aussi l'occurrence

de ruptures sismiques.

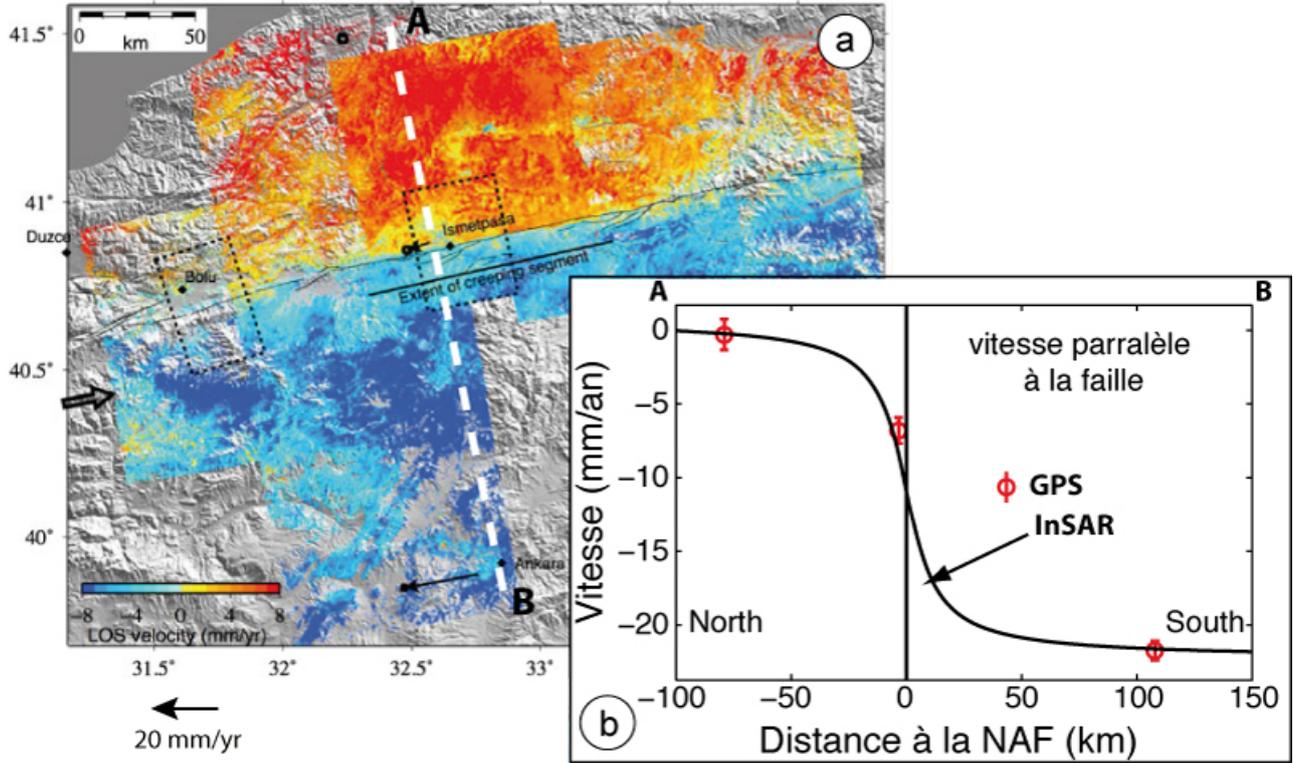


FIGURE 3.22: Zone de glissement asismique le long de la faille Nord Anatolienne. a) Déformation de surface par interférométrie radar (InSar) dans la zone de glissement asismique d'Ismetpasa sur la période 2007-2011 et mesure de vitesse GPS (eurasie fixe) issues de Reilinger et al. (2006). b) Profil de vitesse horizontale associé. (modifié de (Kaneko et al., 2013)).

Récemment, sur la base de modélisation numérique, une étude montre que ce glissement asismique peut-être attribué à un comportement *velocity-strengthening* de ce segment de faille (Kaneko et al., 2013) survenant après l'occurrence de séismes majeurs. Les auteurs utilisent pour cela des lois de type rate-and-state décrites dans le chapitre précédent, permettant de reproduire la nucléation spontanée de plusieurs ruptures sismiques le long d'un segment de faille.

Les résultats montrent que le champ de vitesse intersismique en surface qui suit une rupture est au mieux expliqué par une valeur positive du paramètre (a-b) d'environ 0.002 en accord avec un comportement stable de la faille jusqu'à une zone comprise entre 3 et 6 km de profondeur (Figure 3.23). La simulation est notamment cohérente avec les observations au stade des 55 années après une rupture, en accord avec l'occurrence du séisme de Kursunlu en 1951 de magnitude 6.9 (Ambraseys, 1970).

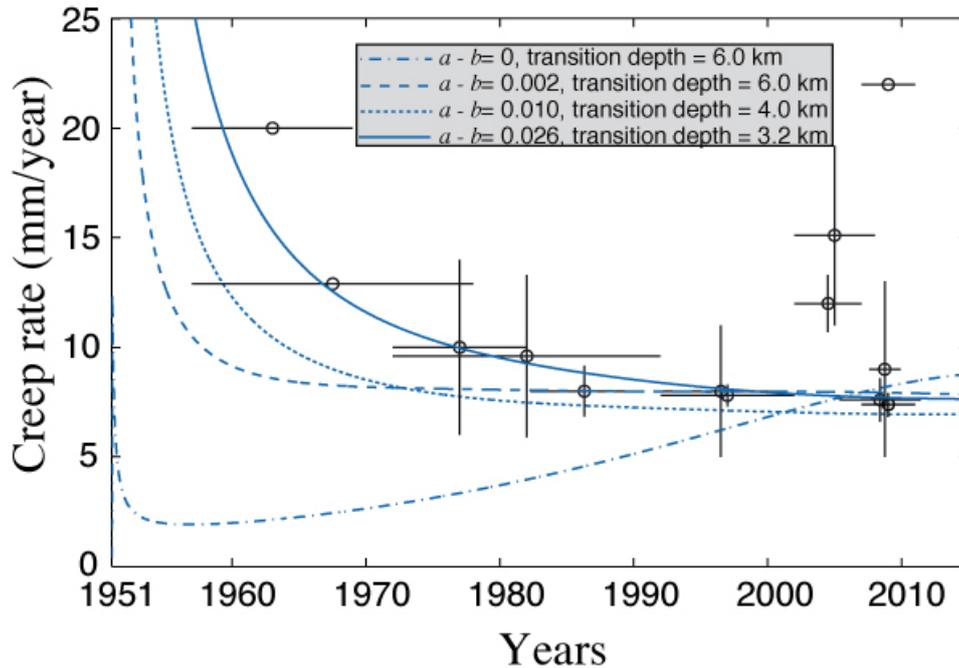


FIGURE 3.23: Simulations de la vitesse de glissement asismique le long du segment d’Ismetpasa depuis le séisme de Kursunlu (1951) pour différentes valeurs de $(a-b)$ et de profondeur de transition entre le comportement stable et instable. Comparaison avec les mesures géodésiques (modifié de (Kaneko et al., 2013)).

3.3 Conclusion

Au cours de ce chapitre, grâce aux similitudes de premier ordre existantes entre les deux failles présentées ici, nous avons pu constater à quel point la variabilité des paramètres tels que la géométrie des failles ou leurs propriétés frictionnelles, pouvait influencer le comportement d’un système de faille à l’échelle de temps de plusieurs cycles sismiques.

Cependant à l’échelle mondiale, cette variabilité croît avec la diversité des contextes géodynamiques, constituant ainsi une difficulté majeure à l’isolement du rôle spécifique de chacun de ces paramètres dans la dynamique des failles observées.

La faille de San Andreas et la faille Nord Anatolienne sont incontestablement les plus étudiées et donc documentées des failles décrochantes. Elles présentent aujourd’hui des catalogues de sismicité qui intègrent une quantité importante d’études paléosismologiques permettant d’étendre la période d’analyse historique. Mais ceci est encore loin d’être le cas pour l’immense majorité des failles de la planète, qui ne partagent pas nécessairement les mêmes similitudes géométriques et cinématiques.

Les failles décrochantes de Mongolie par exemple, présentent des vitesses de déformation beaucoup plus lentes de l’ordre du mm/an. Pourtant, ces failles ont produit de larges ruptures sismiques impliquant des magnitudes parfois supérieures à 8 (Schlupp and Cisternas, 2007;

Pollitz, 2003a), se produisant sous la forme de cluster temporel. Dans un contexte géodynamique bien différent, en Nouvelle-Zélande, les témoignages historiques ainsi que certaines études paléosismologiques mettent aussi en évidence l'occurrence de séismes forts tels que celui de Wairarapa, 1855 ($M \sim 8.5$), sans pour autant impliquer un comportement de type "clustering" (Van Dissen and Berryman, 1996; Graham, 2008).

En s'ajoutant à la variabilité des paramètres que nous ne pouvons totalement contrôler au sein même d'un unique réseau, les différences majeures qui caractérisent ces divers décrochements contribuent à la difficulté des interprétations mécaniques.

Ce sont précisément ces difficultés qui ont motivé le développement d'un nouveau modèle expérimental au cours de ma thèse, permettant de reproduire la cinématique d'une faille décrochante au cours de plusieurs centaines de cycles sismiques. L'intérêt majeur de cette approche est de pouvoir contrôler la majorité des paramètres mécaniques, géométriques et cinématiques au cours des expériences afin d'isoler le rôle spécifique de chacun d'entre eux dans un système bien plus simple que dans la nature.

Au cours du chapitre suivant, je présente essentiellement les potentialités de ce modèle ainsi que sa représentativité vis à vis des observations naturelles.

Modèle expérimental d'un décrochement

Sommaire

4.1	A new multilayered visco-elasto-plastic experimental model to study strike-slip fault seismic cycle	71
4.2	Introduction	72
4.3	State of the art in experimental modeling of earthquakes	74
4.4	Analog modeling protocol	77
4.4.1	Experimental set-up and boundary conditions	77
4.4.2	Model rheology and first order scaling	79
4.4.3	Physical and mechanical properties of the fault plane	82
4.4.4	Kinematics monitoring, data processing and analysis	84
4.5	First experimental results	86
4.5.1	General kinematics and mechanical model behavior	86
4.5.2	Microquake characteristics	94
4.5.3	Seismic cycle characteristics	104
4.6	Discussion	109
4.6.1	Model limitations	109
4.6.2	Model scaling evaluation	110
4.6.3	Model potentialities and forthcoming scientific investigations	111
4.7	Conclusions	112
4.8	Rhéologie des matériaux : mesures complémentaires	114
4.8.1	Élasticité de la mousse polyuréthane	114
4.8.2	Friction du plan de faille analogique	117
4.8.3	Largeur de cisaillement ductile	122

Ce chapitre constitue le coeur de ma thèse, basé sur le développement d'un nouveau modèle expérimental qui permet de reproduire la cinématique d'une faille décrochante à l'échelle de temps du cycle sismique. La première partie présente essentiellement l'approche que j'ai utilisé en détaillant la méthodologie et les premiers résultats issus d'expériences réalisées avec ce nouveau modèle analogique qui permettent d'évaluer le dimensionnement du modèle et sa représentativité vis-à-vis de la dynamique des failles actives. Cette partie, rédigée en anglais, a récemment été

acceptée en tant que publication dans la revue *Tectonics*. La dernière partie de ce chapitre concerne les aspects méthodologiques non-détaillés dans l'article avec notamment les mesures rhéologiques des matériaux utilisés.

4.1 A new multilayered visco-elasto-plastic experimental model to study strike-slip fault seismic cycle

*Paper accepted in **Tectonics** (AGU Journal)*

Y. CANIVEN (1), S. DOMINGUEZ (1), R. SOLIVA (1), R. CATTIN (1), M. PEYRET (1), M. MARCHANDON (2), C. ROMANO(1) AND V. STRAK (3)

1. *Géosciences Montpellier Laboratory, University of Montpellier, France*
2. *Géoazur Laboratory, University of Nice-Sophia-Antipolis, France*
3. *School of Geosciences, Monash University, Victoria, Australia*

*Corresponding author : Y. Caniven, UMR-5243 - Géosciences Montpellier Laboratory, University of Montpellier 2, CC.60, 34095 Montpellier cedex 5, France

Abstract

Nowadays, technological advances in satellite imagery measurements as well as the development of dense geodetic and seismologic networks allow for a detailed analysis of surface deformation associated with active fault seismic cycle. However, the study of earthquake dynamics faces several limiting factors related to the difficulty to access the deep source of earthquake and to integrate the characteristic time scales of deformation processes that extend from seconds to thousands of years. To overcome part of these limitations and better constrain the role and couplings between kinematic and mechanical parameters, we have developed a new experimental approach allowing for the simulation of strike-slip fault earthquakes and analyze in detail hundreds of successive seismic cycle phases. Model rheology is made of multi-layered visco-elasto-plastic analog materials to account for the mechanical behavior of the upper and lower crust and to allow simulating brittle/ductile coupling, post-seismic deformation phase and far field stress transfers. The kinematic evolution of the model surface is monitored using an optical system, based on sub-pixel spectral correlation of high resolution digital images. First results show that the model succeed in reproducing the deformation mechanisms and surface kinematics associated to the main phases of the seismic cycle indicating that model scaling is satisfactory. These results are comforted by using numerical algorithms to study the strain and stress distribution at the surface and at depth, along the fault plane. Our analog modeling approach appears, then, as an efficient complementary approach to investigate earthquake dynamics.

Keywords : seismic cycle, analog modeling, earthquakes, strike-slip fault, tectonics

4.2 Introduction

Destructive earthquakes, like the recent Haiti earthquake (2010, Mw=7, >230000 deaths), generate heavy economic and human losses. Therefore, understanding the dynamics of geological processes that trigger these natural disasters represents a major scientific and societal issue. Earthquake study faces, however, several limiting factors related to the difficulty of accessing the deep source of earthquakes and integrating the characteristic time scales of deformation processes that extend from seconds to thousands of years (Ben-Zion, 2008). Moreover, our knowledge of earthquake mechanics is very recent (<100 yrs). It is only after the 1906 great San Francisco earthquake that the elastic rebound theory (Reid, 1910) proposed a theoretical framework to explain observed surface deformation associated with the different phases of the seismic cycle.

New technological advances in remote sensing measurements as well as the development of dense and permanent geodetic and seismological networks now allow for a detailed analysis of both surface deformation and fault kinematics. These data are essentially interpreted using analytical and numerical modeling approaches to assess deformation processes, physical properties of faults, the effect of strain and stress boundary conditions (e.g. King et al., 1994; Wald et al., 1996; Delouis et al., 2002; Avouac et al., 2014). Most of these studies consider the seismogenic crust as an homogeneous elastic half-space to model coseismic and interseismic deformation via rectangular dislocation and point source models (Okada, 1985, 1992), finite elements models (FEM), (e.g Vergne et al., 2001; Chéry et al., 2001c,b) or block models (e.g Meade and Hager, 2005). Some of these approaches integrate additional parameter and processes ; the visco-elastic response of the lower crust to study postseismic deformations processes (Nur and Mavko, 1974; Perfettini and Avouac, 2004; Wang et al., 2012) or lateral variations of elastic thickness to study the role of the brittle/ductile transition depth on the interseismic surface strain field (e.g Chéry, 2008; Jolivet et al., 2008).

Recent numerical developments allow to simulate all phases of the main seismic cycle, including fast and slow slip episodes (Lapusta et al., 2000; van Dinther et al., 2013). However, despite these significant improvements, the effect of important parameters, such as friction heterogeneities on the fault plane or stress transfers induced by past earthquakes are not yet well understood to be efficiently modeled.

The recent Mw=7.7 Balochistan earthquake of 09/24/2013 is a striking example of the progress and remaining difficulties that characterize our knowledge of earthquake mechanics (Avouac et al., 2014; Jolivet et al., 2014). Coseismic ground surface deformation was first measured accurately from sub-pixel correlation of Landsat-8 satellite images and InSAR processing of radar satellite images then combined with back-projection and finite source modeling of teleseismic waveforms (Figure 4.1). Based on these data, key properties and characteristics of this earthquake were determined ; fault kinematics and surface displacement field, earthquake nucleation and slip propagation dynamics on the fault plane, rupture speed and directivity. However, because fault parameters (geometry, frictional properties, ...) and interseismic loading history are poorly

documented, the geological processes that control earthquake nucleation and the mechanics of rupture propagation remain difficult to study. Furthermore, the observation time-scale is yet too short to constrain the fault behavior variability, i.e. creeping or locking, during the whole interseismic phase.

The occurrence of a major earthquake on the North-Anatolian Fault (NAF) likely affecting the city of Istanbul clearly illustrates the consequences of these limitations and the need to find new complementary approaches. If most of scientists agree to consider that the next earthquake will rupture the Marmara Sea fault segment, it is still impossible to determine precisely its timing and future magnitude (e.g [Le Pichon et al., 2001](#); [Armijo et al., 2005](#)). This has, of course, significant consequences to define the mitigation levels required to limit economic and human losses induced by the forthcoming earthquake.

To improve our capability to predict the location and the size of future earthquakes, numerous scientific questions that are still debated must find an answer :

- How does interseismic strain field evolve through time between two successive major earthquakes ? Is there any velocity variation or anomaly that could be studied to better constrain the characteristics of the next coseismic rupture ?
- What is the effect of fault friction heterogeneities along the fault plane ; both on seismic coupling (stick-slip vs creep) and on earthquake dynamics ?
- How do crustal rheology and tectonic boundary conditions (effective elastic thickness, brittle/ductile transition depth, fault kinematics, loading rate ...) modify the kinematics and mechanics of coseismic and interseismic surface deformations ?
- How does the coseismic rupture propagates along the fault plane ? What are the parameters that control its initiation, direction of propagation and stop ?

To afford new data to answer these questions, we have developed a complementary approach based on analog modeling of crustal deformation associated to strike-slip faulting at the seismic cycle timescale. With this aims, we designed a new type of experimental set-up, coupled to numerical modeling analysis tools, that enable the simulation of micro-earthquakes and the deformation phases associated with the seismic cycle (coseismic, post-seismic and interseismic). Our main objectives are to study experimentally the mechanisms and couplings that control both surface and deep crustal deformation in order to improve the interpretation of geological observations, geophysical and seismological measurements.

Because this paper is our first project publication, it is mainly devoted to describe the experimental protocol and the validation of the analog modeling scaling through a comparison between preliminary experimental results and available geophysical data. Model potentialities and limitations as well as possible new fields of investigation will also be discussed. Scientific results will be only evoked and will be presented in forthcoming publications [[Caniven et al., in prep.](#)] using this methodological paper as a base.

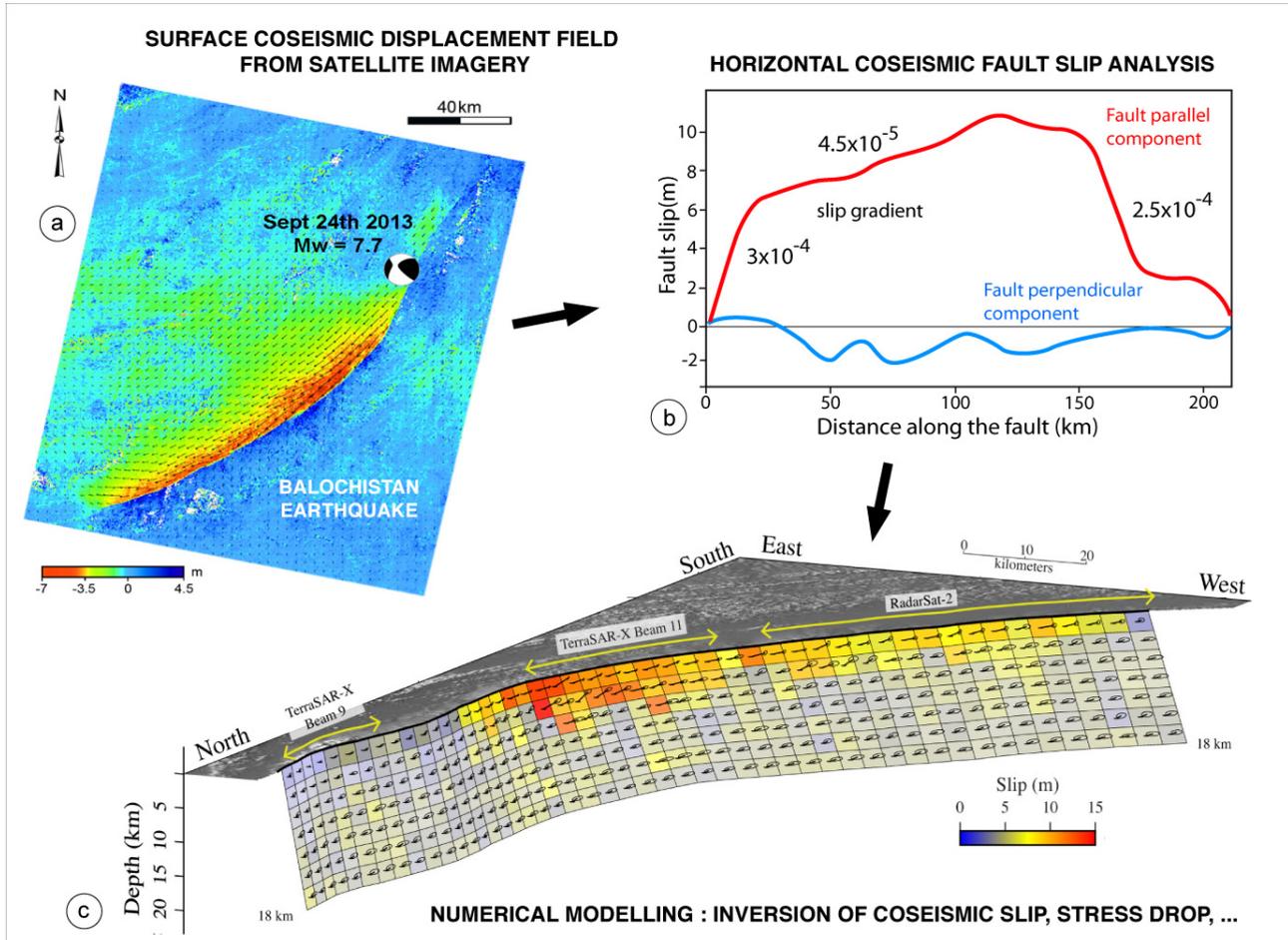


FIGURE 4.1: Example of a recent earthquake case study; the 2013 Balochistan earthquake (modified from [Avouac et al. \(2014\)](#) and [Jolivet et al. \(2014\)](#)). a) Accurate surface deformation measurements, derived from subpixel satellite image correlation and InSAR interferometry, allow for b) a detail analysis of earthquake surface horizontal coseismic slip. c) Numerical modelling is used to obtain complementary information about deformation processes mechanics, physical properties of faults and boundary conditions. Here, slip along the fault plane is inverted from geodetic surface displacement field.

4.3 State of the art in experimental modeling of earthquakes

Analog modeling is widely used to study geological processes, including earthquakes and seismic cycle (e.g. [Ohnaka, 1973](#); [Ohnaka et al., 1987](#); [Hamilton and McCloskey, 1997](#); [Lykotrafitis et al., 2006](#); [Nasuno et al., 1998](#); [Xia et al., 2004](#)). In parallel to analytical and numerical approaches, several experimental models have been developed in the last decades to investigate seismic deformation mechanisms ([Ohnaka, 1973](#); [Ohnaka et al., 1987](#); [Hamilton and McCloskey, 1997](#); [Nasuno et al., 1998](#); [Brune, 1973](#)). These models, called physics or analogues, can be

divided into three main categories according to their degree of similarity with nature. The first ones correspond to unscaled mechanical models (Hubbert, 1937) such as the spring-box models (Brace and Byerlee, 1966; Brace, 1972; Byerlee, 1970) which allow to reproducing successfully fault stick-slip dynamics. They are constituted by rigid blocks in motion through elastic springs, or visco-elastic coupling devices sliding on a frictional interface. This type of models is mainly used to illustrate the couplings controlling the mechanical behavior of the crust or the lithosphere. Despite their apparent simplicity, they helped to better constrain the relationships between fault frictional slip and the characteristics of seismicity on the fault or at the crustal scale (e.g. multi-blocks and springs model of Burridge and Knopoff (1967)). Spring-block models are still developed today, mainly using numerical modeling approaches (e.g. Carlson and Langer, 1989; Wang, 2012).

The second category is focused on earthquake rupture dynamics at the scale of an analog fault plane. These experimental models are generally composed of two elastic blocks, sliding on top of each other by frictional contact (Figure 4.2a). They are more sophisticated than spring-block models because they integrate a physical and mechanical first order scaling (conserving normal and shear stress ratio between model and nature, physical parameters scaling; stiffness modulus, Poisson coefficient, ...). One of the first and most interesting example is the original experimental device developed by Brune (1973) to study rupture dynamics along pre-cut surfaces in foam rubber. This model obtained good results in studying the effects of static and dynamic friction on the coseismic slip kinematics and mechanics. Since then, the fields of application of foam rubber models were extended to include the study of frictional heat generation in the fault zone and also seismic waves radiation (Brune, 1996; Anooshehpour and Brune, 1994, 1999). Using a similar approach, other researchers investigated fault rupture dynamics by studying fault slip into natural rocks (e.g. Passelegue et al., 2013) or shear crack propagation into plastic analog materials (e.g. Schubnel et al., 2011; Rosakis et al., 1999; Mello et al., 2010; Nielsen et al., 2010). For these last experiments, model monitoring is achieved using photoelasticity in conjunction with very high speed photography which allow analyzing in detail rupture initiation and propagation processes (4.2c). Obtained results have become famous for being the first to propose an explanation to the super-shear coseismic rupture velocities, observed on several major earthquakes (e.g. Bouchon et al., 2010). Recently, Latour et al. (2011a,b, 2013) developed another original experimental set-up to study rupture dynamics in a PVA (PolyVinylAlcool) gel block sliding on a frictional interface. Failure dynamics is monitored using ultrafast ultrasonic speckle interferometry which allows for a near real time observation of rupture front propagation (4.2b).

However, if these types of analog model can be used to evidence strain processes at the fault plane, their rheology is generally too simplified to compare the experimental results with geodetic and geophysical far-field data.

Recently, a third set of analog model and experimental set-up has been developed, specifically to study subduction earthquakes. These models are the first 2D scaled analog models reproducing

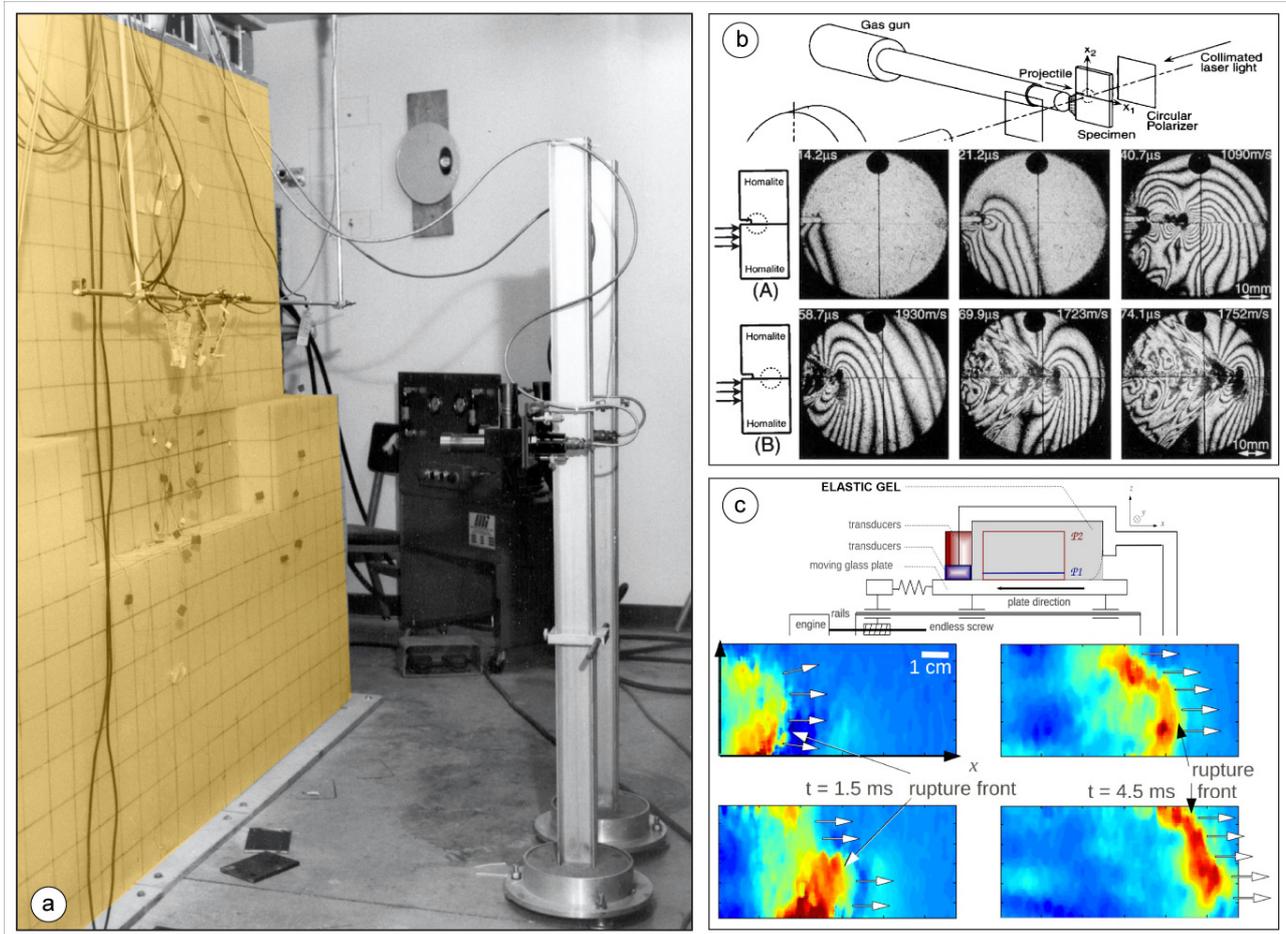


FIGURE 4.2: a) Experimental set-up made of two large foam rubber blocks used to study frictional sliding and associated seismic wave propagation (e.g. [Brune and Anooshehpour, 1998](#)). b) Photoelasticity setup (polariscope + 2Mfps high-speed camera) use to study super-shear crack propagation in Homalite-100 plastic media (e.g. [Rosakis et al., 1999](#)). c) PVA Elastic gel friction experiment equipped with transducer allowing to image rupture propagation (e.g. [Latour et al., 2013](#)).

the main strain mechanisms characterizing the seismic cycle, ie, from the short to the long spatial and temporal scale, (e.g. [Rosenau et al., 2009](#); [Corbi et al., 2013](#)). These experimental models, dedicated to the study of subduction earthquakes, are composed of an elasto-plastic material prism (gelatin in the case of F. Corbi's experiments) slipping on a low angle tilted plane. Model deformations are monitored using laser Particle Image Velocimetry (PIV) techniques. The subducting plate and the seismogenic zone are simulated by a frictional plate bounded towards the surface and at depth by two very low friction interfaces ([Corbi et al., 2011, 2013](#)). Model deformations is monitored using Particle Image Velocimetry (PIV) techniques. [Rosenau et al. \(2009\)](#) use a prism composed by a mixture of elasto-plastic granular particules above a viscoelastic mantle wedge made of silicone oil. The seismogenic zone is simulated using a layer of rice grains whose frictional behavior is velocity-weakening. [Corbi et al. \(2013\)](#) use a viscoelastic

gelatin (Di Giuseppe et al., 2009) prism, simulating the continental lithosphere and slipping at a low angle tilted plane. The seismogenic zone is simulated by a velocity-weakening gel-sandpaper interface bounded towards the surface and at depth by two velocity-strengthening frictional interfaces (Corbi et al., 2011, 2013). Advantages of these models are their capability to generate several consecutive seismic cycles and the use of realistic boundary conditions allowing, to some extent, for the extrapolation of experimental results to the nature. The limits of these models are mainly linked to their 2D design and to the rheology used which consists of an homogeneous elasto-plastic material (gelatin or granular particles).

In line with these later works, we have developed a new experimental device and analog model, whose mechanical model is based on the elastic rebound theory (Reid, 1910), to simulate the seismogenic behavior of a strike-slip fault (Figure 4.3). It differs from previous analog model on several points. First, we use a multilayered rheology to simulate the mechanical behavior of the elastic upper crust and the visco-elastic lower crust at the seismic cycle time scale. Second, we integrate realistic tectonics and kinematics boundary conditions characterizing strike slip fault geologic setting. Third, we constrained and modified the physical and mechanical properties of the fault plane to improve model scaling. As demonstrated hereafter, these characteristics allow for a nearly direct comparison between model kinematics and geodetic measurements on active strike-slip faults.

4.4 Analog modeling protocol

4.4.1 Experimental set-up and boundary conditions

The experimental device consists of a 1m x 1.5m x 1.8m rigid structure of extruded aluminum profiles supporting all mechanical and model monitoring equipments (Figure 4.3a). Considering that model deformation ranges within a few tens of microns, special attention has been paid to ensure that the device does not deform during the experiment. To reduce potential external sources of vibrations, the four feet of the device are equipped with shock absorbers. The main structure supports two compartments mounted on two horizontal linear guided systems controlled by a computerized motoreductor (Figure 4.3b).

Both compartments have similar sizes of 1.21m x 0.73m x 0.12m and are in contact along their longest dimension. They represent the two compartments of a strike-slip fault and move in opposite direction at a constant velocity that can vary from 1 to 7 microns/s (0.35 cm/h to 2.5 cm/h). Compartment displacements are measured using a laser telemeter and image processing analysis (see 4.4.4). Analog materials that are placed into the two compartments are submitted to a localized shear deformation at an imposed constant velocity (or loading rate). The analog model material can be pre-stressed laterally to scale the initial normal stress along the fault plane (from 50 to 1000 Pa) and also adjust the threshold of static and dynamic friction (see

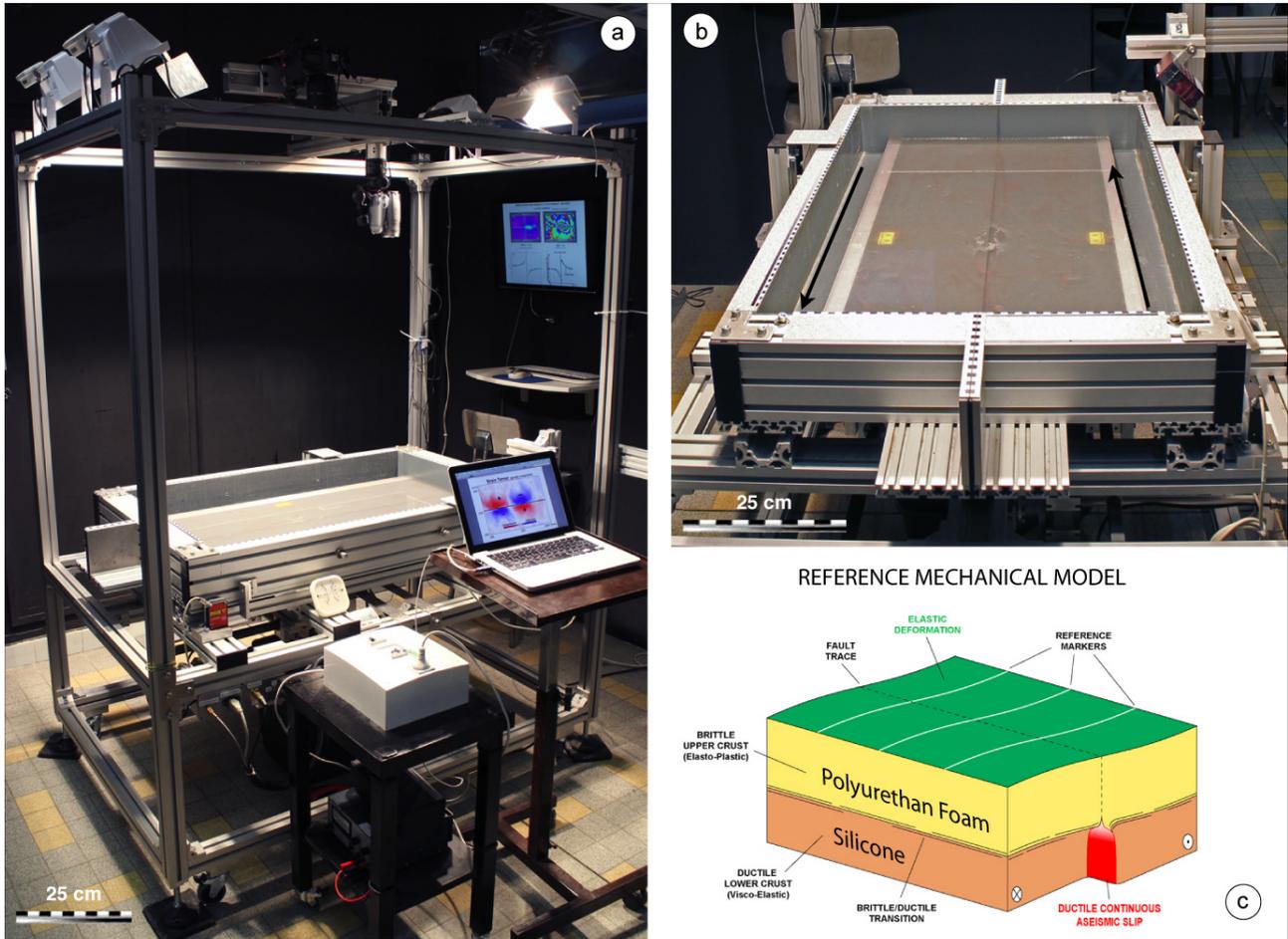


FIGURE 4.3: a) General view of the experimental set-up. The device is constituted by a computerized shear box fixed to a rigid aluminium structure. A digital sub-pixel image correlation system is used to monitor model surface deformation. b) Zoom on the shear box. Here, only the basal silicone layer is shown at bottom of the box. Black arrows indicates the displacement direction of the rigid compartments. c) Reference mechanical model. Mechanical and kinematical boundary conditions are based on the elastic rebound model (Reid, 1910). Model visco-elasto-plastic rheology is achieved by using two elastic polyurethane foam plates in frictional contact on their lengths, superimposed on a ductile basal silicone layer.

4.4.2). At a local scale, normal stress variations along the fault depends on the contact geometry between the two polyurethane foam plates induced by industrial surface cutting irregularities. Strain associated to the pre-stressing stage is quantified by sub-pixel correlation of two photos taken before and after putting the foam plates in contact. Normal stress along the surface fault trace is estimated using the measured strain field, the foam Young modulus and the Hooke's law.

4.4.2 Model rheology and first order scaling

Model rheology was determined to fit the requirements of the elastic rebound theory developed by Reid in 1910 to explain the surface deformations associated to the great 1906 San Francisco earthquake (e.g. [Savage and Prescott, 1978](#); [Thatcher and Rundle, 1984](#); [Matsuura and Sato, 1989](#); [Savage, 1983, 1990](#)). This simple mechanical model considers that active faults slip continuously along ductile shear zones in the visco-elastic lower crust but episodically along frictional fault planes in the elasto-plastic upper crust (e.g. [Tse and Rice, 1986](#); [Li and Rice, 1987](#); [Bufe and Varnes, 1993](#)). This model is behind the definition of the deformation phases (interseismic, coseismic, postseismic) and the notion of seismic cycle (e.g. [Weldon et al., 2004](#)), which implies both repeatability and predictability of these phases at the time scale of, at least, several hundred years.

Our analog model is formed by three superimposed layers of different analog materials whose physical properties were selected to simulate the mechanical behavior of an idealized continental crust (Figure 4.4a and 4.4b). Main nature and model parameters are summarized in Figure 4.4c. Due to technical constraints related to the maximum size of the experimental set-up and the need to model a sufficiently large portion of the crust, we expected spatial and temporal dimensioning to be 1 cm in the model is equal to 2-3 km and 1 s in the model is equal to 10-15 years, respectively.

The basal layer is 3 cm thick and is made of a visco-elastic silicone compound (PDMS-SGM 36, Dow Corning Ltd., viscosity about 50 kPa.s at room temperature). This type of analog material has been extensively used to study experimentally crustal or lithospheric deformation ([Davy and Cobbold, 1991](#); [Baby et al., 1995](#); [Faccenna et al., 1999](#); [Bonini et al., 2000](#); [Koyi and Skelton, 2001](#)). The silicone layer allows for simulating the viscous deformation and strain hardening behavior of the lower crust (depth > 10-15 km). Indeed, at this depth, the temperature reaches more than 350 °C and the resistance of the crust is mainly controlled by viscoplastic forces (Figure 4.4b). Therefore, the main mechanical parameter to consider is the viscosity of the crust, which is strain and temperature dependent and ranges from 10^{18} to 10^{19} Pa.s at the scale of the seismic cycle in active tectonic contexts (e.g. [Bürgmann and Dresen, 2008](#); [Bruhat et al., 2011](#); [Wen et al., 2012a](#)).

The intermediate layer is 4 to 6 cm thick and it is made of a high resilience Polyurethane foam (Young modulus = 95 ± 10 kPa, Poisson ratio = 0.06 ± 0.02 , Shear modulus = 45 ± 5 kPa, $V_p = 100$ m/s, $V_s = 68$ m/s). The foam has a high elasticity, which largely dominates its mechanical behavior. Its viscosity is unknown but considered as high enough to be neglected in the process of model scaling. The foam allows for the simulation of the elastic deformation that characterizes the upper crust (depth < 10-15 km) mechanical behavior at the time scale of the seismic cycle. The brittle/ductile transition corresponds to a, 2-3 mm thick, impregnation of the silicone into the base of the polyurethane foam, insuring a strong coupling whose mechanical properties depend also on model velocity boundary conditions (elastic loading rate).

The uppermost layer is 0.25 to 0.5 cm thick and is formed by a granular material mixture (silica powder and graphite). It represents the very upper kilometers of the shallow crust where deformation is considered as essentially brittle (e.g. Byerlee, 1968, 1978). This very thin layer is mainly used to cover the model with a color rich texture in order to improve the monitoring of surface deformation. It can be used also to increase, if necessary, the vertical stress to improve model scaling.

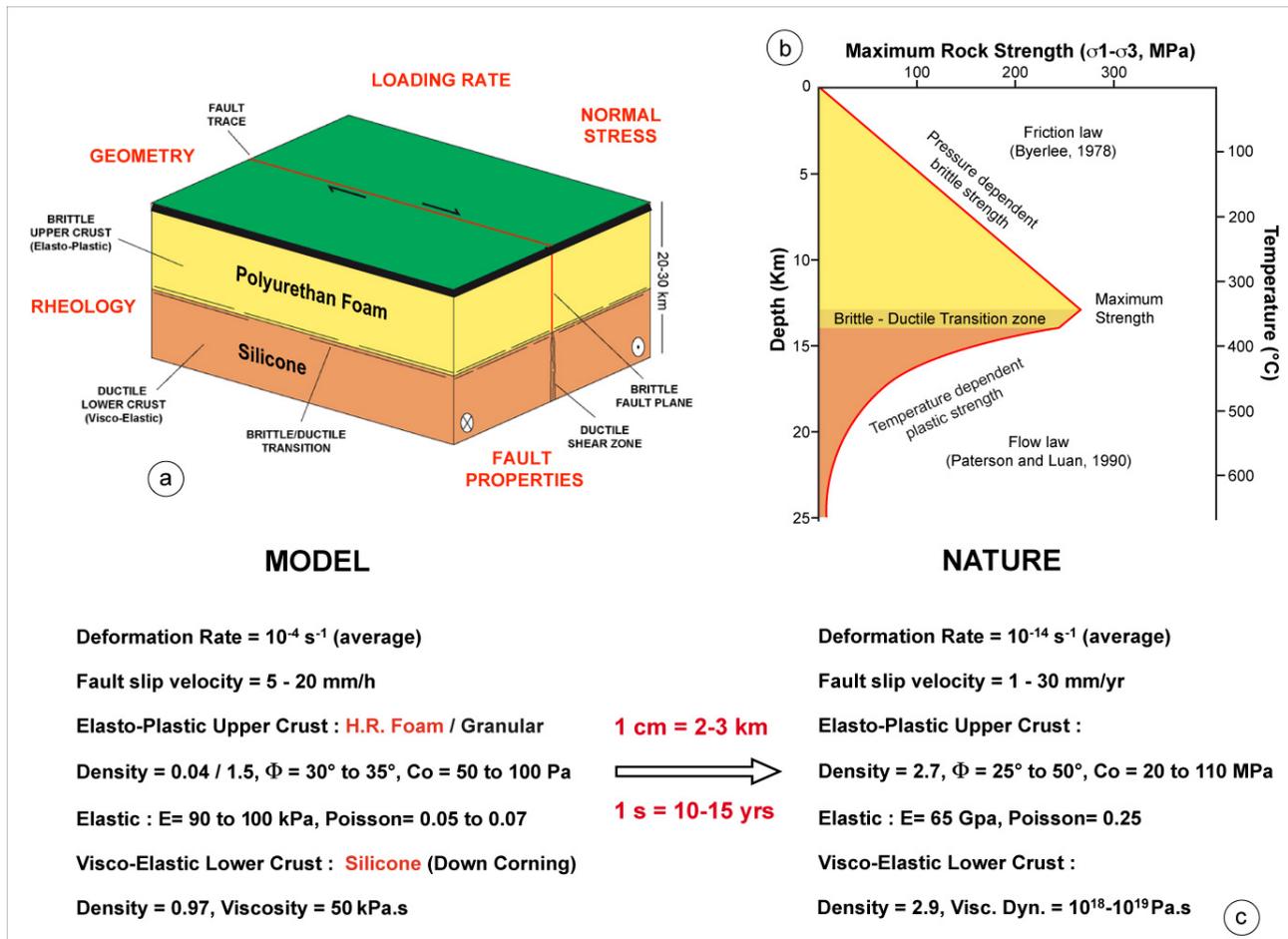


FIGURE 4.4: The model is constituted by a) three main superimposed layers of different analog materials whose physical properties were scaled down to simulate b) the mechanical behavior of an idealized continental crust. The basal layer is made of a visco-elastic silicone compound. The upper layer is made of a high resilience Polyurethan elastic foam. c) Model to Nature mechanical and physical properties comparisons and expected first order spatial and temporal model scaling.

Extrapolation of analog modeling results to nature is based on the scaling theory elaborate by Hubbert (1937) and later refined by Horsfield (1977), Ramberg (1981), Davy and Cobbold (1991) and Cobbold and Jackson (1992). This theory postulate that an experimental model can be considered as properly scaled to nature if geometric, kinematics and dynamics similitude rules are respected. As mentioned before, we expected the geometric factor (L^*) to be in the

range between 3×10^{-6} to 5×10^{-6} (1 cm in the model corresponds to 2-3 km in nature). The geometric rule implies also that model parameters issue from length ratios such as angles (fault dip), deformation (ε) or Poisson coefficient (ν) should be identical to nature. More generally the scaling theory postulates that all dimensionless parameters like gradients (strain, stress), friction (μ) should be as close as possible to those of the nature. From a mechanical point of view, the scaling theory indicates that mechanical stress (σ) and forces must be reduced using the geometric factor, modulated by the model to nature density ratio in a normal gravity field ($L^* = \sigma^* \cdot \rho^* \cdot g^*$). The upper crust is modeled using a polyurethane foam plate which has a low density ($\rho = 40 \text{ kg.m}^{-3}$) compare to upper crust density (2700 kg.m^{-3}). As a result, the lithostatic stress and the normal stress along the fault plane are very low inducing possible model scaling distortion. We decide to compensate this limitation by imposing the initial normal stress along the fault plane ($\sim 500 \text{ Pa}$) such as it scales to nature ($\sim 150 \text{ MPa}$) using the geometric factor ($L^* \sim 4 \times 10^{-6}$). Similarly, we select a specific polyurethane foam whose shear modulus ($G = 45 \pm 5 \text{ kPa}$) scales to nature ($G \sim 10\text{-}30 \text{ GPa}$) using the same factor (L^*).

Temporal scaling evaluation is difficult to constrain for several reasons. First, the different phase of the seismic cycle are characterized by extremely variable deformation rates ranging for the interseismic phase from 10^{-5} s^{-1} (elastic loading) to 10^{-4} s^{-1} (fault creep), and for the coseismic phase from 10^{-2} s^{-1} (coseismic fault slip) to $> 10 \text{ s}^{-1}$ (coseismic rupture). Hereafter, we follow the methodology, adopted by [Rosenau et al. \(2009\)](#) and [Corbi et al. \(2013\)](#), and defined two different timescales for the interseismic and the coseismic phases. During the interseismic slow deformation, inertia forces are negligible but viscous forces in the silicone layer, representing the lower crust, become dominant. Consequently, the interseismic timescale (Ti^*), can be determined using the following relation (e.g. [Weijermars and Schmeling, 1986](#)) :

$$T^* = \frac{\eta^*}{\sigma^*} \quad (4.1)$$

Where η^* is the model/nature ratio of viscosity. For a silicone viscosity of $5 \times 10^4 \text{ Pa.s}$ and considering a mean lower crust viscosity of $5 \times 10^{18} \text{ Pa.s}$ in active tectonic contexts ([Bürgmann and Dresen, 2008](#); [Bruhat et al., 2011](#); [Wen et al., 2012a](#)), the model/nature ratio of viscosity is $\sim 10^{-14}$. Using $\sigma^* = L^* = 4 \times 10^{-6}$, we obtain, then, an interseismic timescale of $Ti^* \sim 2.5 \times 10^{-9}$ (i.e., 1 s in the model is equal to about 10-15 years in nature). As noticed by [Corbi et al. \(2011\)](#), the coseismic timescale (Tc^*) can be estimated considering that the Froude number should remain constant ($Fr^* = 1 = (L^* / Tc^*) / \sqrt{(g^* \cdot L^*)}$). As a result, $Tc^* = \sqrt{L^*} = 2 \times 10^{-3}$ (so 1 s in the model is equal to approximately 500 s in nature). As describe more in details in 4.5.1, microquake coseismic phase duration is 50 ms in average which scale to about 25 s in nature, consistent with seismological data (e.g. [Bouchon et al., 2002](#)). As proposed by [Rosenau et al. \(2009\)](#), we estimate the interseismic and coseismic stage velocities using the ratios between L^* and Ti^* ($Vi^* \sim 1600$) and L^* and Tc^* ($Vc^* \sim 2 \times 10^{-3}$). We obtain for the interseismic phase ;

5 mm/h in the model is equal to 27 mm/yr in nature and for the coseismic phase ; $3 \times 10^{-3} \text{ m.s}^{-1}$ in the model is equal to 1.5 m/s.

This first order model scaling will be discussed more in detail during the description of model kinematical and mechanical behaviors, as well as in the discussion (section 5) where all the scaling parameters are summarized in a table (Table 4.1).

4.4.3 Physical and mechanical properties of the fault plane

The fault plane is materialized by the contact zone between the two foam plates. It measures 1 m long and extends vertically 8-10 cm from the base of the two rigid aluminum profile compartments up to the model surface through the silicone, polyurethane foam and granular material layers. Friction properties evolves, then, vertically along the fault plane depending on the material that is crossed. Near the model surface, the fault plane cross-cuts the thin granular material layer whose mechanical properties are characterized by a cohesion of 50 to 100 Pa and an internal friction of 0.6 ± 0.05 . Because this layer is far thinner than the two others (generally less than 5 mm), its role on fault slip behavior is neglected. The main frictional interface is constituted by the intermediate layer along which the two foam plates slip in opposite direction. At fault tips, two low friction patches, 3 cm long, are sticked on each side of the fault plane to limit free boundary effects. These patches induce a stable sliding of the polyurethane plates in this region, allowing to restrain most of the stick-slip events in the analyzed central part of the model.

In the basal silicone layer, the fault zone is not localized along a thin discontinuity like in the foam layer. It broadens into a ductile shear zone which resistance is shear rate dependent. Rheology of silicone SGM-36 is considered as newtonian for strain rate below $3 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ at 24°C and its viscosity is about 50 kPa.s at this temperature (Weijermars, 1986; ten Grotenhuis et al., 2002). The width of the shear zone, in the 3 cm thick ductile silicone layer, appears to be only slightly shear/strain rate dependent. Considering the range of the loading rate used in our experiments, from $3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ to 10^{-4} s^{-1} (from 0.5 to 2 cm/h), the width of the shear zone is relatively constant and does not exceed 5 cm. These shear tests have been performed using the silicone layer alone (without the overlaying foam plates) to allow measuring its deformation. Consequently, the width of the ductile shear zone is most probably thinner than 5 cm.

In the Foam layer, both static and dynamic friction coefficients of the fault plane were determined experimentally using a specific direct linear shear box device. This device allows for shear stress measurements under different normal stress conditions. Results indicates that the foam/foam friction coefficient is very high, ranging between 2 and 3, which is unrealistic since fault friction in nature is lower than 1 (Byerlee, 1978). This discrepancy was a source of criticism to Anoshehpour and Brune (1994). To decrease the friction coefficient to a more realistic value, we have performed numerous tests with the aims to modify the frictional properties of the foam surfaces. We paste, in particular, different granular powders mixtures. Finally, we spray a colored

epoxy resin (RAL3000) on the two foams interface which successfully decrease the static friction coefficient to about 0.65 ± 0.2 . As shown in Figure 4.5, the coating doesn't modify significantly the foam surface topography at wavelength greater than 1 mm. Figure 4.5 presents the results of a topographic analysis of the fault plane at the macroscopic and microscopic scales.

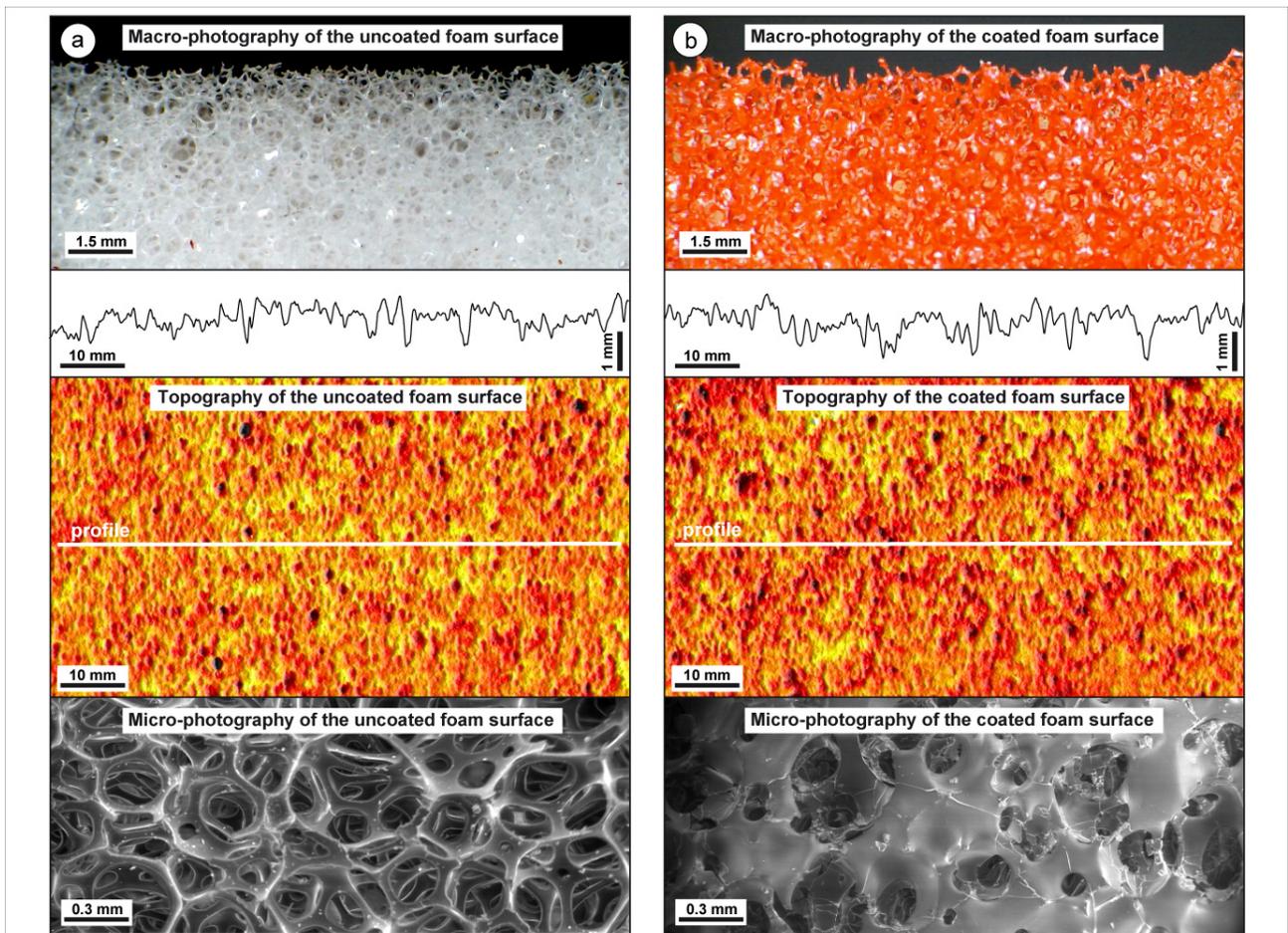


FIGURE 4.5: a) Uncoated surface. b) Resin coated foam surface. Analysis of foam micro-topography is performed using a laser interferometer. Maximum amplitude between crest and valley is lower than 1.5 mm. The comparison between resin coated and uncoated foam surfaces indicates that the topography is only slightly modified. Foam coating induces a reduction of the friction coefficient from 2-3 (uncoated foam) to about 1 related to changes in foam surface properties at a microscopic scale.

The roughness of the fault plane appears heterogeneous on both surface types (coated and uncoated) with numerous short oscillations (wavelength 1-3 mm; amplitude 0.1-1 mm). This characteristic explains, in part, the broad variability of slip events generated during our experiments. Due to the resolution limit of the macroscopic topographic measurements, foam surface modifications can only be evidenced at a microscopic scale as revealed by EMT microscopy. The raw foam skeleton is covered by a thin (< 10 microns) epoxy resin layer which connect the foam cells each others and smoothes the surface without significant stiffening of the fault zone.

The coated foam surface allows to conserve a stick-slip behavior as shown in the following sections. The stability of slip is usually characterized by rate and state friction laws (Dieterich, 1972a; Ruina, 1983; Scholz, 1998) that depends on a friction rate parameter (a-b) which describes the velocity dependence of friction. It is usually determined experimentally by measuring the frictional response to step changes of slip rate. For (a-b) > 0, slip is stable, associated to a «velocity strengthening» behavior. For (a-b) < 0, slip is unstable with occurrence of stress-drops (stick-slip), the behavior being then «velocity weakening». For our experiments, we estimate (a-b) using the following relation :

$$(a - b) = -\frac{\Delta\tau}{\sigma_n \cdot \ln \frac{V_1}{V_0}} \quad (4.2)$$

with $\Delta\tau$ the stress drop associated to stick-slip events, σ_n the normal stress applied to the fault, and a velocity step increase of slip from V_0 to V_1 . As evoked later (section 4.5.1), stable slip is observed during experiments with fault slip velocities close or slightly lower than the interseismic imposed loading velocity (typically $V_0 = 5.10^{-6}$ m.s⁻¹). In our experiments, coseismic mean slip velocity (V_1) are in the order of a few mm per second, mean normal stress is 500 Pa and typical stress-drop is 50 Pa (see Figure 4.18). Following Eq.4.2, (a-b) is about -0.017 which is very close to the 10^{-2} value determined for rocks in velocity weakening domains, depending on temperature, normal stress and shear rates (Stesky et al., 1974; Marone et al., 1990; Blanpied et al., 1991; Marone, 1998; Scholz, 1998).

4.4.4 Kinematics monitoring, data processing and analysis

Assessment of surface model deformation is achieved by using several measuring equipments and image processing techniques. The main device is constituted by a CANON 5D Mark II full frame CMOS digital camera (5616 x 3744 pixels), equipped with a fixed 35 mm focal lens (distortion negligible at edges of picture) located at the top of the experimental device. It records, every 6 s (0.17 Hz), a high resolution image of the whole model surface (Figure 4.6a). A video camcorder and a laser gauge are also systematically deployed for each experiments.

These imagery data are processed to analyze surface deformation kinematics using a sub-pixel spectral correlation algorithm (EXPCORR) developed by Van Puymbroeck et al. (2000) and now commonly used to measure coseismic earthquake surface deformation (Michel and Avouac, 2002; Dominguez et al., 2003; Avouac et al., 2006). As for the COSI-Corr method (Leprince et al., 2007) EXPCORR compares the local spectral signature (interrogative square window of typically 64x64 pixels) of two successive images acquired by the camera and estimates the phase shift of their Fourier transform. It yields the two components of the surface displacement (X and Y) and an estimate of the signal to noise ratio (SNR). Measurements accuracy and spatial resolution depend on the local level of correlation of the images and the size of the sliding window. Typically, measurement accuracy is about 2 microns (rms) and typical spatial resolution reaches

one independent measurement every 5 mm. This leads to a total of about 20000 measurement points of model surface deformation every 6 s.

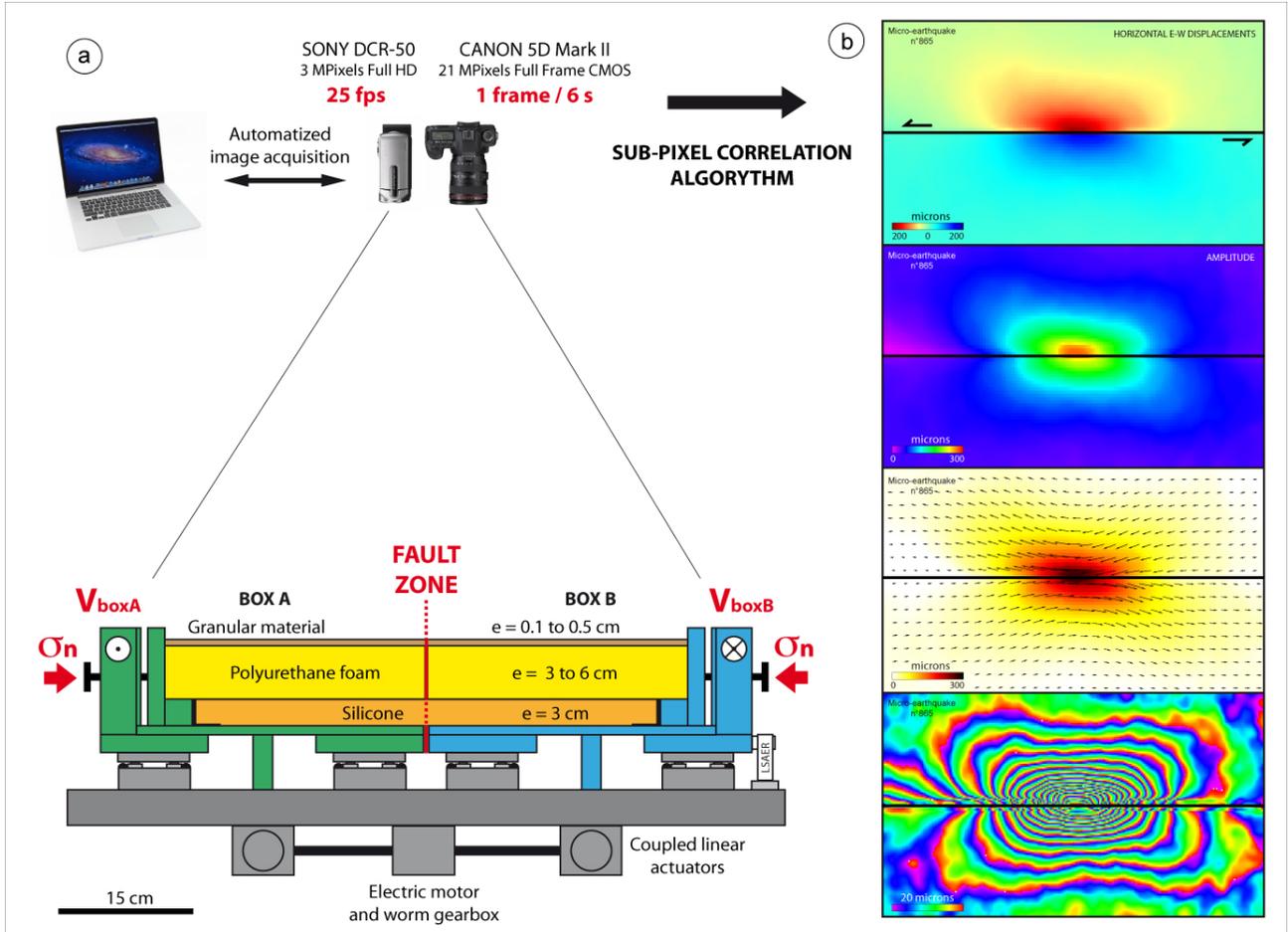


FIGURE 4.6: a) Schematic cross section of the experimental device showing its internal mechanical structure, the geometry of analog material layers and how boundary conditions (initial normal stress and loading rate) are controlled. b) Model surface horizontal displacements are monitored using sub-pixel image correlation technique. Numerical modeling tools are used to analyze model deformation at the surface and at depth.

Due to camera shooting geometry, only the horizontal components (X and Y) of surface displacements are measured. This feature should be taken into account when interpreting the results. This is not a strong limitation because the model experiences almost pure strike-slip faulting. Thus the amplitude of vertical displacements are at least one order of magnitude lower than horizontal displacements. Displacements are corrected using several reference frames attached on the mobile and fixed parts of the experimental device to remove any external source of vibrations.

Once processed using the sub-pixel correlation algorithm, horizontal displacement data are filtered and formatted to analyze their characteristics (EW and NS components, Amplitude,

vector field, displacement profile). InSAR like interferograms are also simulated to better outline displacement gradients and coseismic rupture limits (Figure 4.6b). The cyclic fringes color scale outline efficiently both low and high surface deformation gradients. The representation also allows a direct and useful comparison with earthquake interferograms derived from InSAR satellite measurements (ERS, ALOS, ...).

4.5 First experimental results

We performed a first set of 51 experiments which are used in the present paper to describe the experimental protocol, discuss model scaling and evaluate model potentialities. As previously mentioned, scientific results that have emerged from these experiments will be published separately and will be, then, only briefly evoked.

4.5.1 General kinematics and mechanical model behavior

In all our experiments, two main stages are always observed : a transient period of general elastic loading followed by a period characterized by stick slip behavior.

During the loading stage, the fault is totally locked and the model starts recording long wavelength (> 500 mm) elastic deformation. The mean duration of this stage depends on the loading rate but also on the imposed normal stress and fault friction properties. Generally, stick-slip behavior is observed along the fault plane after about 10 mm of bulk shearing.

During the second main stage, seismic-cycle like phases of deformation can be observed and measured. This phase is characterized by the occurrence of instantaneous incremental slip events separated by a few minutes during which the fault appears to be partially or totally locked. Figure 4.7 shows a short sequence, representing 2 mn of duration, extracted from a typical experiment monitored every 6s. Interseismic loading, characterized by the absence of slip on the fault plane, dominates. Time to time, the fault gets unlocked and an incremental slip is generated (coseismic rupture). Main coseismic slip events are characterized by maximum horizontal amplitude displacements of 100 to 250 μm with rupture length varying from 600 to 900 mm and mean return periods of 30 to 180 s depending on the loading rate. The sequence presented in Figure 4.7 can be described as follow.

After an interseismic phase of loading (P4432-4433, $t=0\text{s}$), during which the fault appears to be totally locked, a first microquake ruptures the left part of the fault over a length of 600 mm (P4433-4334, $t=+6\text{s}$). Maximum coseismic surface slip of this event is in the range of 100-150 μm . Immediately after this coseismic stage, residual fault slip, located in the previous maximum coseismic slip area is observed (P4434-435). Fault slip is concentrated over a length of about 150 mm. In the next 6 stages (from P4435-4436 to P4440-4441) the fault remains locked for a period of 36s during which model experiences additional elastic loading.

At $t=+54s$ (P4441-4442) a second large microquake ruptures the central and right portion of the fault. It is characterized by a maximum surface coseismic slip of about $210 \mu\text{m}$ and rupture length of 900 mm . After this second coseismic phase, the fault still slips but with lower amplitude and the displacement pattern on the model surface is more widely distributed. (P4442-4443, $t=+60s$).

On the stage (P4443-4444, $t=+66s$), the part of the fault, that previously ruptured, shows no displacements indicating its relocking whereas small motions are still visible in the far-field of both compartments. The next interseismic phase (P4444-4445 to 4449-4450) lasts for $30s$ during which the fault is again totally locked except for a very low magnitude slip event located on the right fault termination (P4444-4445). At $t=+102s$ (P4450-4451), a third microquake ruptures the whole fault with a maximum coseismic surface slip of about $120 \mu\text{m}$. It is followed, as for the first microquake, by a localized residual fault slip extending over a fault length of about 100 mm .

The fault locked again and a new interseismic phase starts (P4452-4453, $t=+120s$). It is interesting to note that the post-seismic phase characteristics depend on the microquake magnitude. For small to moderate coseismic events, only after-slip like deformation is observed rather for strong microquakes, off-fault displacements occur implying deep fault slip and, most probably, viscous deformation at the brittle-ductile transition.

Experiment duration depends on the imposed loading rate and typically ranges from 3 to 6 hours. During that time, it is possible to generate and analyze hundreds of seismic cycles. In the experiment presented in Figure 4.7, the model generated more than 200 seismic cycles for a total cumulated slip on the fault of about 60 mm . This ratio is not constant and depends on several boundary conditions such as loading rate, initial normal stress and fault friction properties. The capability of the model to generate a great amount of successive seismic cycle is a key point of our approach because it allows performing parametric and statistical analysis that are almost impossible to realize on natural cases.

4.5.1.1 Interseismic displacement field

During the interseismic loading, the strain field is mostly characterized by the absence of measurable slip along the fault, which may indicate that the fault is totally locked. Punctually in space and time, episodic and local phases of low velocity slip that can be interpreted as aseismic creep are also observed. Interestingly, fault-parallel horizontal displacement velocity v profiles across the fault can be adjusted by using the formulation proposed by [Savage and Burford \(1973\)](#) :

$$v(y) = \frac{V_0}{\pi} \arctan \frac{y}{Dl} \quad (4.3)$$

with $v(y)$ the velocity at the distance y from the fault, V_0 the far field velocity (boundary or shearing velocity, relative plate motion) and Dl the locking depth. This formulation links

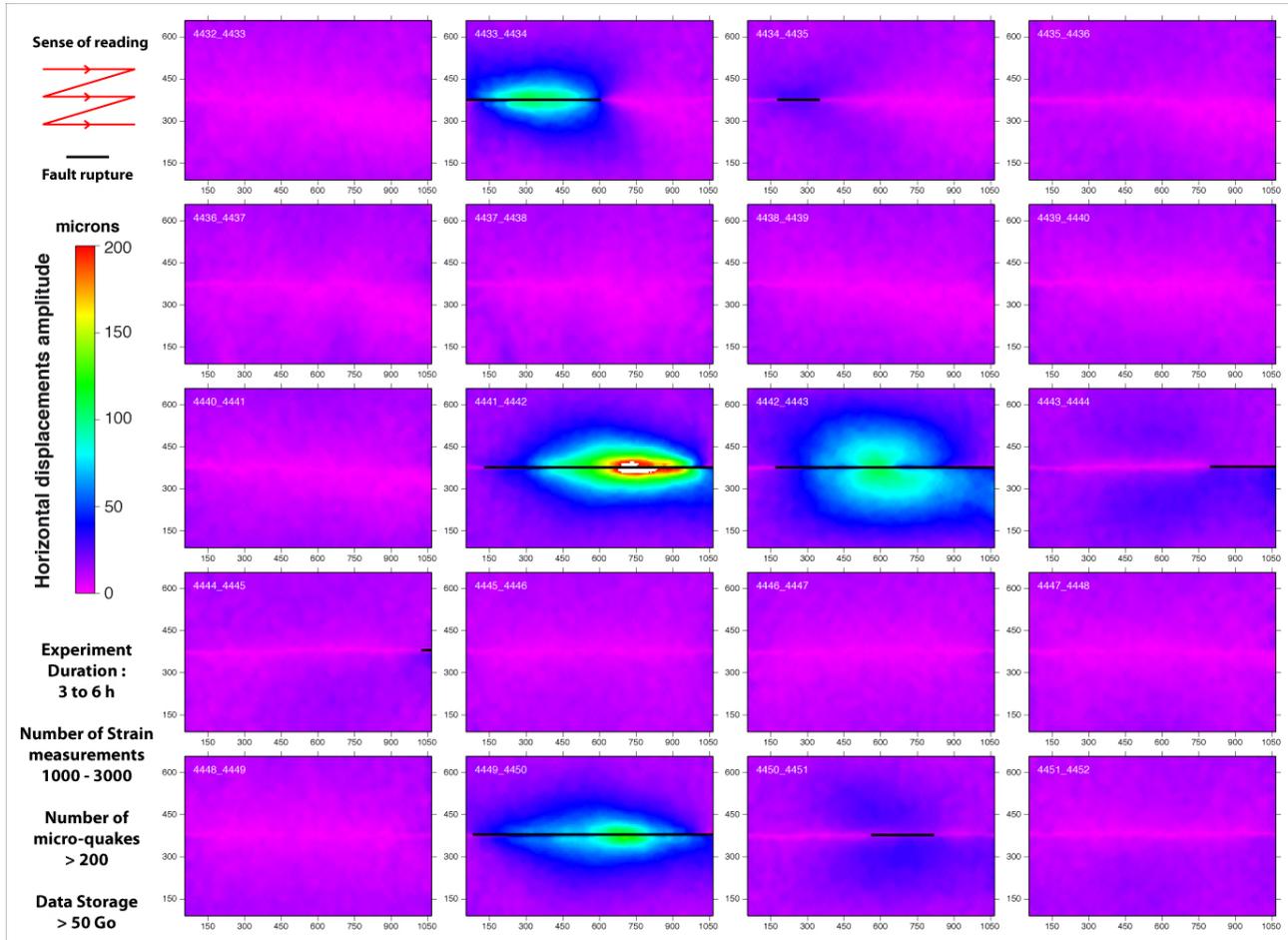


FIGURE 4.7: Examples of surface horizontal displacement measurements acquired during a typical experiment. Each stage is separated by 6 s corresponding to 20 microns of far field simple shear model deformation. Stick slip behavior is observed; instantaneous incremental fault slip events are separated by long time periods where the fault is locked and model records long wavelength elastic loading. Horizontal black lines indicate rupture locations along the fault trace.

the velocity of any point of the surface to its distance compared to the fault trace and to the depth limit of the locked portion of the fault which can be approximated as the brittle/ductile transition (Weertman and Weertman, 1964; Savage and Burford, 1973; Savage, 1980; Lisowski et al., 1991).

This 2D model is often used to invert the slip rates and the locking depth of strike slip fault (Schmalzle et al., 2006; Titus et al., 2011). A typical experimental interseismic strain field and displacement profile is shown Figure 4.8c. The displacement amplitude and the vector field show that the central part of the fault is totally locked. The displacement increases symmetrically on each side from the fault toward the far field where it reaches the long term imposed velocity loading. The velocity profile across this zone exhibits a typical arc-tangent shape that can be adjusted using Eq.4.3. Results give a long term boundary model velocity of 20 mm/h and

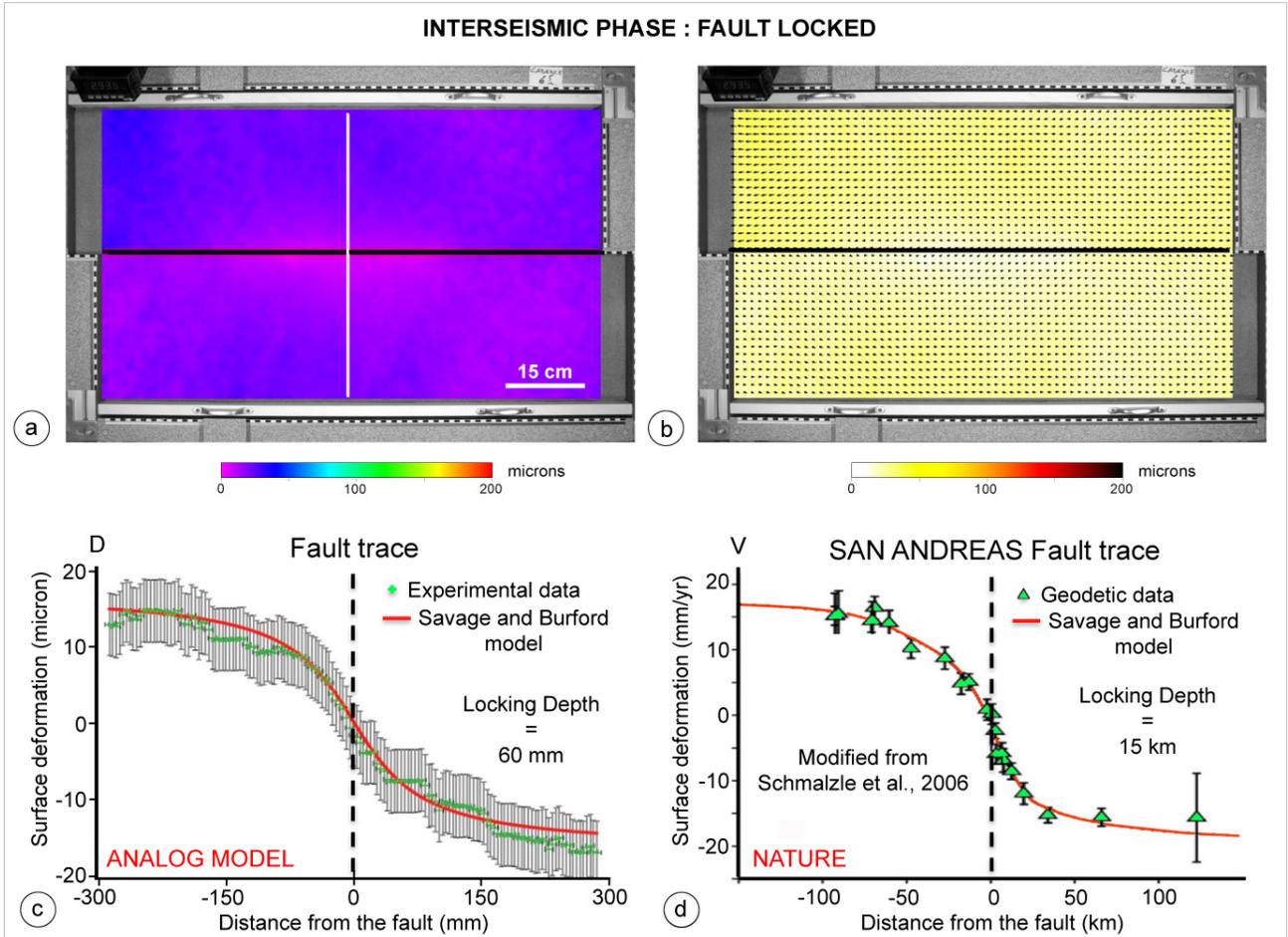


FIGURE 4.8: Example of an interseismic phase showing fault locking. a) Amplitude of horizontal fault parallel surface displacements. b) Vector field superimposed on the amplitude of horizontal surface displacements. c) Fault perpendicular displacement profile showing the typical arctangent shape (green : experimental data, red : Savage and Burford model with a 60 mm locking depth). d) Example of an interseismic velocity profile (horizontal GPS data) across the San Andreas fault.

a locking depth of 60 mm which correspond to the imposed loading rate and the foam thickness, respectively (Figure 4.8c). Figure 4.8d underlines the similarity with interseismic geodetic measurements across the San Andreas fault (California, USA).

Figure 4.9 shows an other example of interseismic model deformation where slow velocity fault slip ($<60 \mu\text{m}/6\text{s}$) is observed. The velocity profile is nearly flat on both compartments indicating very low elastic loading. The velocity gradient across the fault is much higher here and shows a good analogy with measurements performed on natural cases (Figure 4.9d) such as across the creeping part of the North Anatolian fault (e.g. Cakir et al., 2005).

This profile can be adjusted using a shallow locking depth of 7 mm and a long term boundary model velocity of 13 mm/h, consistent with the imposed loading rate for this experiment (Figure 4.9c). Fault locking and fault creep behaviors can be seen as two end-members characterizing the

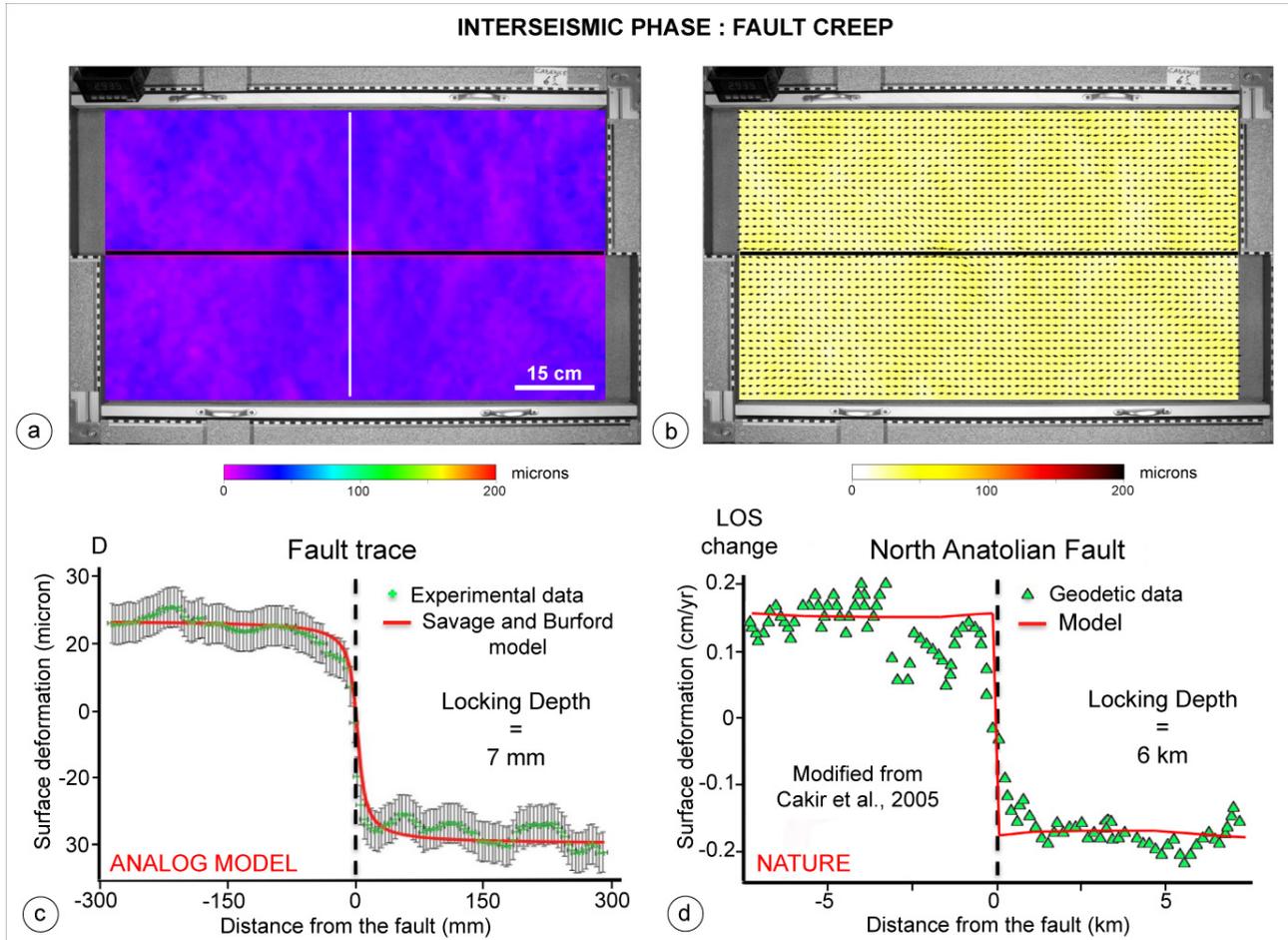


FIGURE 4.9: Example of an interseismic phase showing fault creep. a) Amplitude of horizontal fault parallel surface displacements. b) Vector field superimposed on the amplitude of surface displacements. c) Fault perpendicular displacement profile showing the typical arctangent shape (green : experimental data, red : Savage and Burford model with a 7 mm locking depth). d) Example of an interseismic velocity profile (InSAR data) across the North Anatolian fault.

interseismic phase. In our experiments, intermediate behaviors with partial coupling are often observed during the interseismic phase.

4.5.1.2 Coseismic displacement field

Recurrent instantaneous incremental slip equivalent to coseismic ruptures, separated by interseismic loading stages, are observed on the fault (Figure 4.10). In map view, horizontal surface displacements distribution forms an ellipse whose major axis is mingled with the fault trace (Figure 4.10a). Fault perpendicular profile shows fault-parallel displacement reaching up to few hundreds of microns close to the fault with a rapid decay on both sides (Figure 4.10c). As noticed by Reid (1910) coseismic surface motions show the opposite pattern compare to interseismic

surface motion. This observed displacement field can be successfully reproduced using classical elastic half-space dislocation models, which are commonly used to quantify coseismic displacements on active fault (Steketee, 1958b)(e.g. Steketee, 1958a; Chinnery, 1961; Savage and Hastie, 1966; Savage and Burford, 1973; Okada, 1985). This simple model is based on the equation :

$$u(y) = \frac{u_0}{\pi} \arctan \frac{D}{y} \quad (4.4)$$

with $u(y)$ the horizontal surface displacement parallel to the fault at the distance y from the strike, u_0 the slip on the fault and D the dislocation depth (Figure 4.10c).

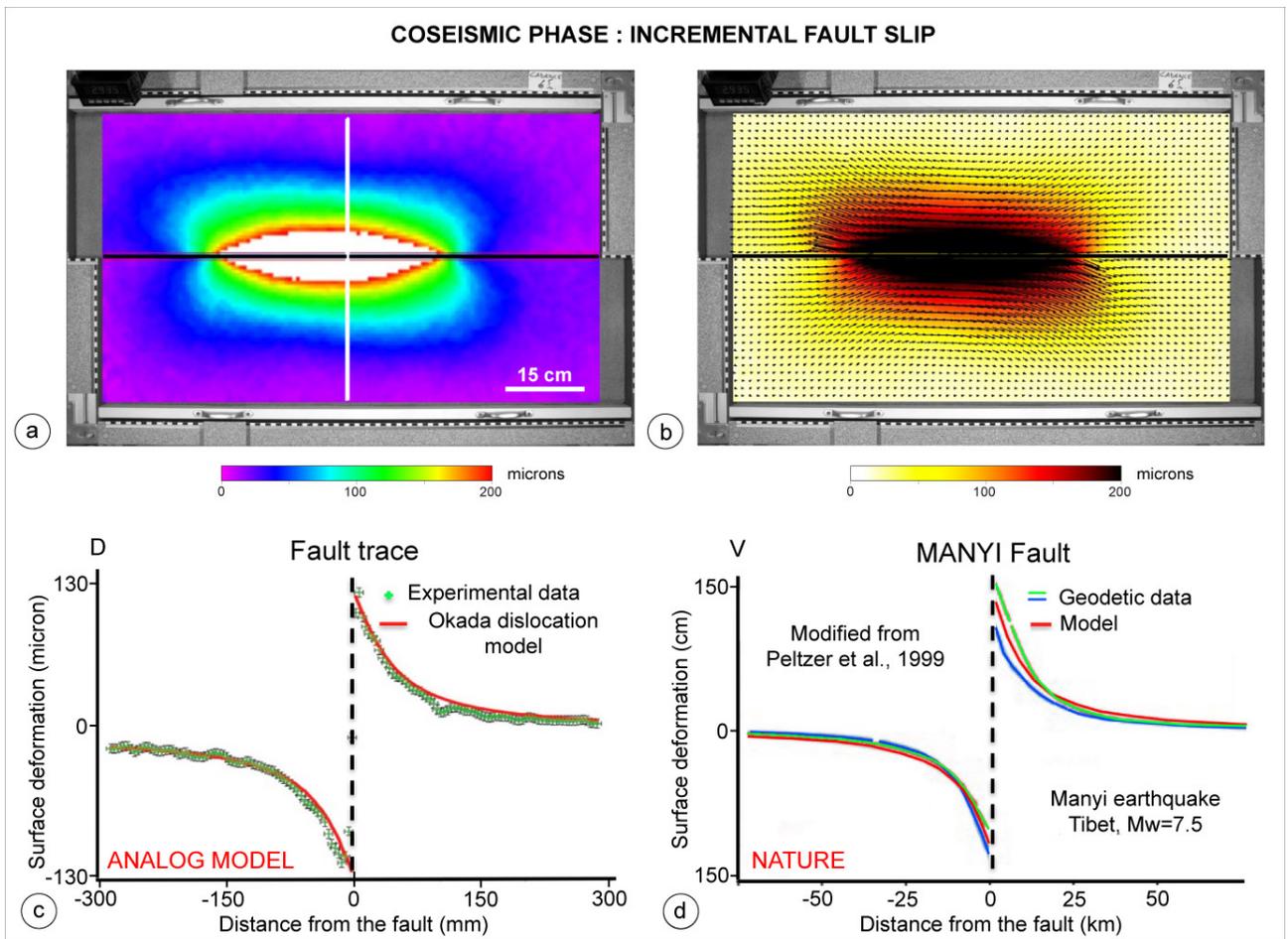


FIGURE 4.10: Example of a coseismic phase showing incremental fault slip. a) Amplitude of horizontal fault parallel surface displacements. b) Vector field superimposed on the amplitude of surface displacements. c) Fault perpendicular displacement profile showing typical far field attenuation of surface displacements (green : experimental data, red : Okada half-space elastic dislocation model). d) Example of coseismic displacement profile (InSAR data) induced by the Manyi, Mw=7.6, earthquake.

For comparison, Figure 4.10d shows coseismic displacement profiles of the 1997, Mw 7.6, Manyi earthquake (Peltzer, 1999). The similarity between experimental and geodetic measurements

confirm that model coseismic surface displacements are kinematically analog to those observed in natural fault systems.

On an energetic point of view, seismic moment can be calculated using the shear modulus of the crust (G), the rupture surface (S) and the mean coseismic slip along the fault plane (u) with the following relation :

$$M_0 = GSu \quad (4.5)$$

Base on the deep slip inversions on the fault plane detailed in section 4.5.2.7, typical large microquakes are usually characterized by a surface rupture of 0.7 m x 0.05 m and a mean coseismic slip of $u = 1.5 \times 10^{-4}$ m. Using model physical and mechanical parameters; a shear modulus $G = 45$ kPa and a fault surface $S = 0.035$ m², seismic moment (M_0 Model) can be evaluated to about 2.4×10^{-1} N.m. Using the average scaling factor L^* , the calculated earthquake equivalent source parameters correspond to a surface rupture of 175 km x 7.5 km and a mean coseismic slip $u = 25$ m. With an upscaled $G = 11$ GPa, the seismic moment (M_0 Nature) is estimated to about 3×10^{20} N.m, given a model to nature ratio of about 5.3×10^{-22} . Thus, such a large microquake in our experiments correspond to an earthquake magnitude $M_w=7.7$. Note that in regards to earthquake scaling laws (Wells and Coppersmith, 1994) u appears to be overestimated with a factor of 5 considering the rupture dimensions. This point will be discussed later in the discussion section.

4.5.1.3 Post-seismic displacement field

It is now well established that both after-slip and viscoelastic relaxation contribute significantly to postseismic deformation. After-slip is commonly associated with additional slow slip on the fault plane in the region surrounding the coseismic rupture area (e.g. Thatcher, 1983; Li and Rice, 1987; Ben-Zion et al., 1993; Scholz, 1998; Montési, 2004), whereas viscoelastic rebound is attributed to viscous shearing nearby the brittle/ductile transition in response to coseismic stress change (Nur and Mavko, 1974; Pollitz et al., 2001; Fialko, 2004a). Post-seismic deformation generally decays after a few days or months and eventually after several years for major earthquakes. In our modeling, immediately after the occurrence of major microquakes, surface displacement field exhibits two main features; fault creep and low amplitude long wavelength deformation (Figure 4.11). Slip along the fault trace may correspond either to the end of the coseismic rupture or to aseismic after-slip following the earthquake (Smith and Wyss, 1968; Marone et al., 1991; Perfettini and Avouac, 2007). The two displacement maxima located off-fault on both compartments associated to a long wavelength deformation can be associated with deep slip controlled by viscous relaxation.

Thus, as in natural cases, these features can be interpreted as the joint effect of fault slip and viscous deformation at the bottom of the model. Note that for experiments performed with a pure-elastic rheology, i.e without the basal silicone layer, this post-seismic phase of deformation

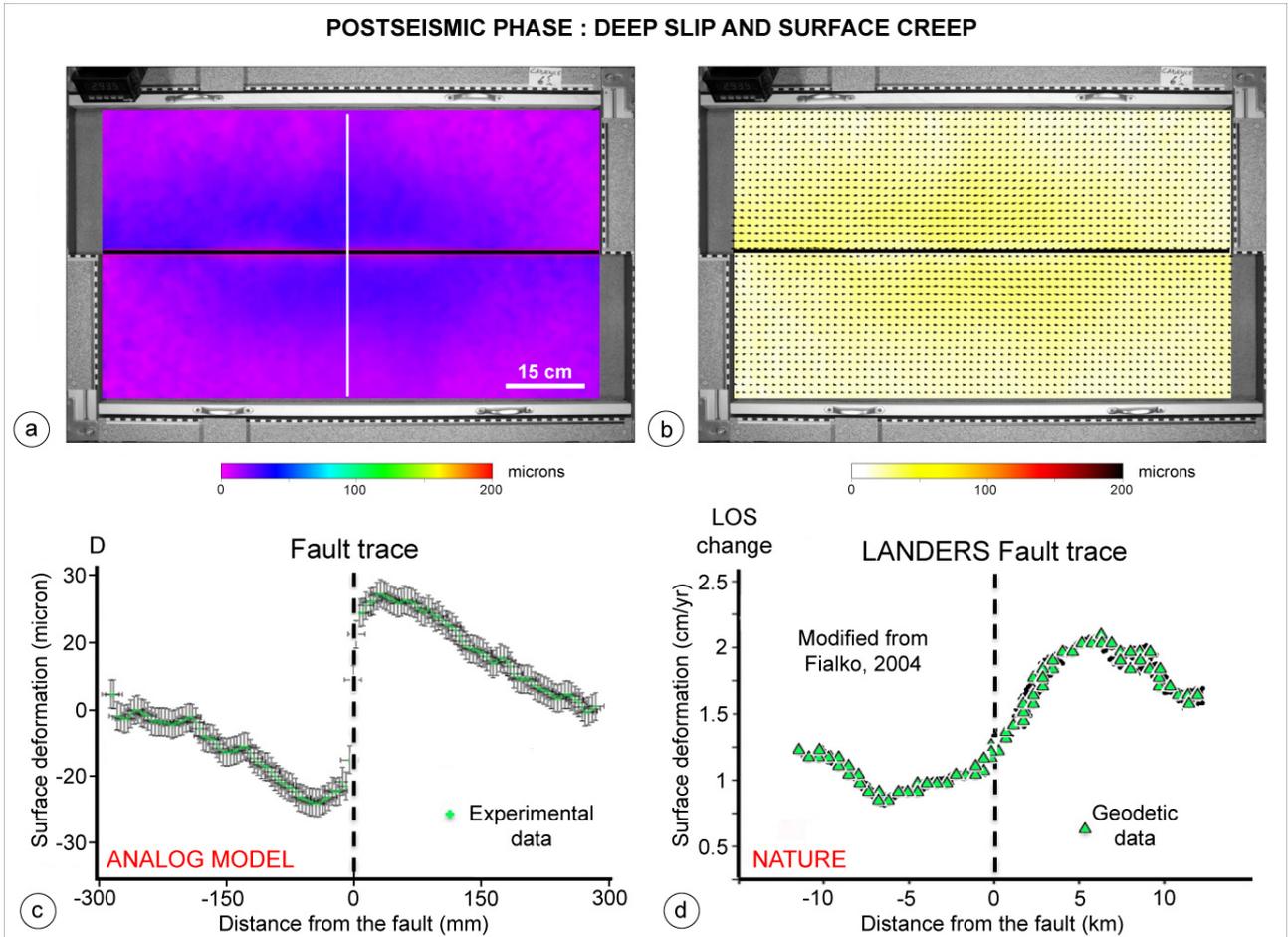


FIGURE 4.11: Example of a postseismic phase during which fault slip concentrates at depth near the brittle/ductile transition and close to the model surface. a) Amplitude of horizontal surface displacements. b) Vector field superimposed on the amplitude of horizontal surface displacements. c) Fault perpendicular displacement profile showing maximum surface displacements located away from the fault trace. d) Example of an postseismic velocity profile (InSAR data) for the Landers earthquake.

is not observed. This confirms that the mechanical coupling at the interface between the polyurethane foam plates and the silicone layer play a key role in the relaxation of coseismic stress. Due to the sampling rate of the monitoring system (one measurement every 6 seconds), the post-seismic phase can be identified during one or two pictures following the coseismic rupture. Typical relaxation time of the ductile layer is probably a little bit greater than 6 to 12 seconds because, due to monitoring accuracy and the rapid decay of post-seismic deformation, its signal is lost before this phase ends. Furthermore, considering a viscosity $\eta \sim 50$ kPa.s and a shear modulus $G \sim 3$ kPa (e.g. [Boutelier et al., 2008](#)) for the silicone layer, we calculate a Maxwell relaxation time $t \sim 16$ s (with $t = \eta/G$) consistent with the experimental measurements.

4.5.2 Microquake characteristics

To characterize and compare the kinematical and mechanical properties of experimental microquakes to their natural counterparts, we have studied the relationships between several key parameters that are classically used to analyze earthquake dynamics (e.g. Wells and Coppersmith, 1994; Manighetti et al., 2005; Wesnousky, 2008). Results are also used to evaluate and discuss model scaling.

4.5.2.1 Surface slip profiles

The analysis of surface co-seismic fault displacement profiles give interesting informations to better constrain rupture propagation mechanisms and fault growth processes. For that, we extracted the fault parallel component of horizontal offsets along the fault. In several cases, the rupture tips of experimental microquakes cannot be determined precisely; especially when the microquake occurs near the model fault ends and when the microquake breaks the whole fault. In both cases, the apparent rupture length is shorter than the true length. To overcome this limitation, estimate true surface fault slip gradients and allow the comparison with natural cases, half-displacement profiles were considered as it is usually done to study the long term and coseismic fault slip gradients (e.g. Dawers and Anders, 1995; Cartwright and Mansfield, 1998; Soliva and Benedicto, 2005).

Figure 4.12a shows a selection of 64 coseismic fault slip profiles (fault parallel component of horizontal surface displacements). Fault creep events were removed from this selection by identifying slip events having average displacement lower or equal to the imposed interseismic far field displacement. Half-displacement profiles are defined here as the displacement distribution from the location of the maximum rupture displacement (D_{max}) to the location of the rupture tip along the fault. They are normalized by the maximum rupture length and maximum fault displacement (D_{max}). In Figure 4.12, D_{max1} and D_{max2} refer to the difference between D_{max} and fault displacement at left and right rupture tips. $L1$ and $L2$ correspond to the left and right portions of the rupture length compare to D_{max} location.

Different types of profile geometry are observed. Some profiles exhibit a convex shape while others appear concave. At first order, all of these profiles can be reasonably adjusted using a linear fit, which implies that most of the fault displacement distributions are substantially triangular. Nevertheless, non-linear profiles such as bell-shaped or flat-topped distributions are also observed, as well as profiles with multiple local maxima. These types of profiles shapes and especially the linear displacement distribution between D_{max} and the rupture tips are fully consistent with what it is observed in the nature (Manighetti et al., 2005; Wesnousky, 2008). The diversity of the profile shapes observed has also been modeled using mechanical analytical solutions or numerical models (e.g. Bürgmann et al., 1994; Willemse et al., 1997).

4.5.2.2 Dmax vs Dmean

Figure 4.12b shows the relationship between D_{max} and D_{mean} (mean value of displacement) from the displacement profiles. D_{max} values appear to be ~ 1.7 greater than D_{mean} and the ratio $\gamma_D = D_{max}/D_{mean}$ is constant. These two characteristics are very similar to those evidenced for natural strike-slip earthquakes (Wells and Coppersmith, 1994; Manighetti et al., 2007, 2005; Martel and Shacat, 2006). According to these studies, this γ_D ratio value is typical of near triangular shape slip profiles.

Elliptic slip profile shapes, predicted by elementary models for slip in a linear elastic homogeneous and isotropic material (Pollard and Segall, 1987), are never observed in our experiments. These theoretical slip distribution is characterized by infinite displacement gradients at fault tips inducing stress singularity. This unrealistic behavior is theoretically related to the finite dimension of the fault rupture in an elastic space and to the absence of both fault friction and heterogeneous damage inherent to fault zones, approximated in the form of cohesive end zones in mechanical models (Dugdale, 1960; Scholz, 2002). In the near-linear distribution of displacement observed in the experimental microquakes (Figure 4.12a), tapers are observed at rupture ends and can not be related to off-fault plastic damage surrounding the rupture, but probably more to on-fault processes. This implies specific properties of yield and driving stresses, expressed more simply by dynamic, static friction and stress distribution near the fault tip (Dugdale, 1960; Barenblatt, 1962; Kanninen and Popelar, 1985; Wang et al., 1995; Bürgmann et al., 1994; Willemsse et al., 1997).

Preliminary results strongly suggest that initial static normal stress distribution is a key parameter influencing significantly the location and displacement distribution of microquake events along the fault plane. Such a specific study would be presented in a forthcoming publication [Caniven et al., manuscript in preparation, 2014].

4.5.2.3 Dmax vs Lrupture

To study how surface fault slip evolves with different rupture length, we investigate the relationship between D_{max1} , D_{max2} and $L1$, $L2$. Figure 4.12c shows that for experimental microquakes, the calculated ratio $\gamma_{co} = D_{max_{1,2}}/L_{1,2}$ typically ranges between 10^{-5} and 10^{-3} which is very close to that of natural earthquakes (Kim and Sanderson, 2005; Wells and Coppersmith, 1994; Manighetti et al., 2005; Wesnousky, 2008). Nevertheless, we note that stronger slip events tend to have higher γ_{co} than natural earthquakes. This discrepancy is probably related to the finite dimension of model's fault which is not long enough. The low friction patches at the fault tips act as barriers to the seismic rupture propagation which induce strong coseismic slip gradients when the whole fault is broken.

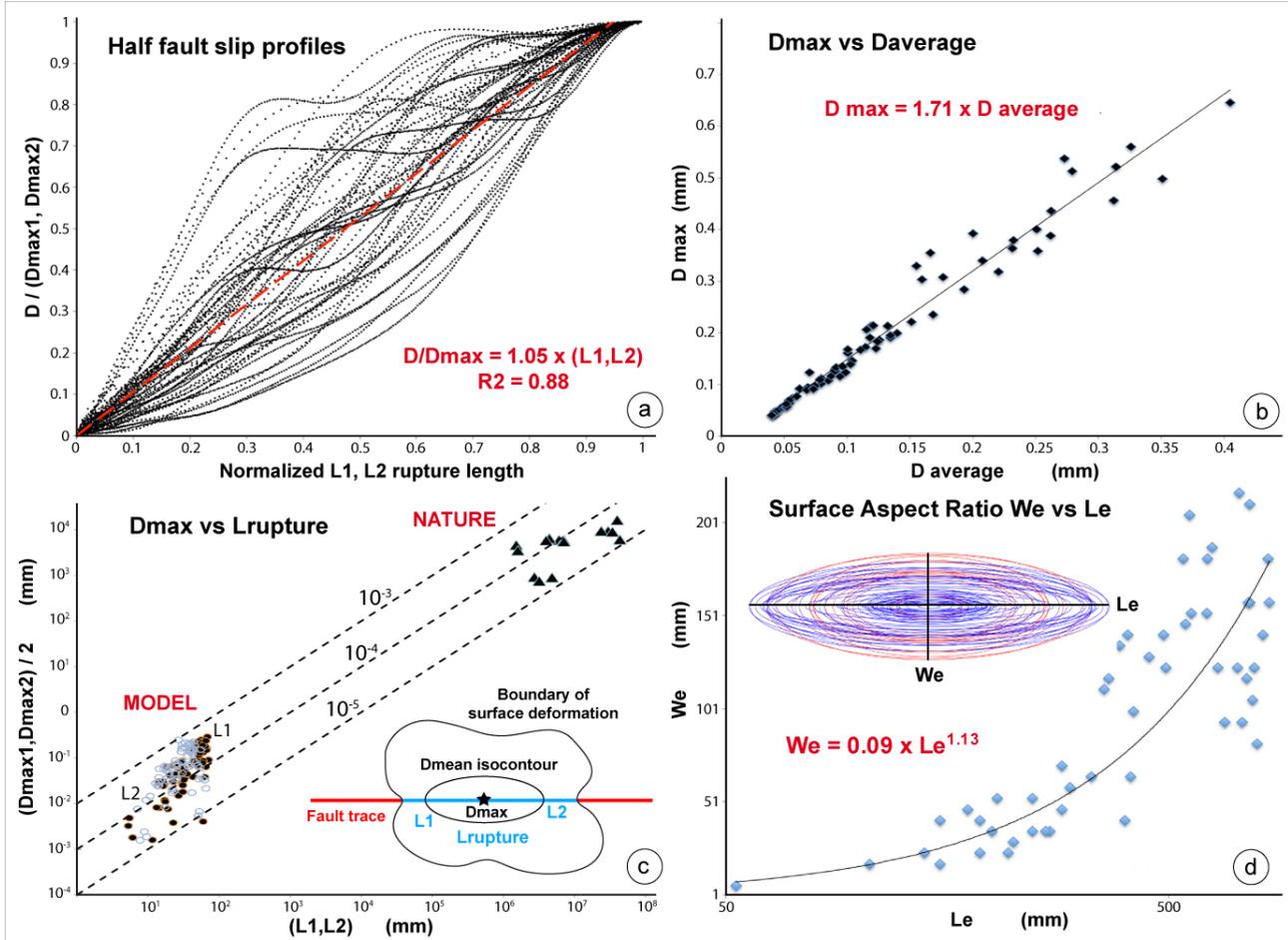


FIGURE 4.12: a) Fault parallel horizontal displacements vs normalized distance along the fault (half profiles). b) Maximum displacement (D_{max}) vs average displacement (D_{mean}) from profiles of the graph (a). c) Half maximum fault parallel displacements (D_{max1} , D_{max2}) vs half rupture length ($L1, L2$). Earthquakes data from Wells and Coppersmith (1994); Manighetti et al. (2005); Wesnousky (2008). d) Surface displacements aspect ratio (Sar): major (Le) vs minor (We) axis of average displacement (D_{mean}) isocontour.

4.5.2.4 We vs Le

Finally, we analyze the pattern geometry of coseismic surface deformations produced in the vicinity of the fault rupture. Interest is to study the relation between fault slip kinematics along the fault plane and large scale model deformation. As expected from elementary mechanics in elastic medium (Chinnery, 1961), fault-parallel surface displacement contours evolve progressively from an ellipse near the observed maximum surface slip to a butterfly shape away from the fault rupture (as seen in Figure 4.10a). To measure and compare microquakes surface aspect ratio (Sar) with nature, we extract the mean horizontal displacement isocontour on an interval delimited by the interseismic and the maximum fault slip values. From obtained elliptical isocontour, a major (Le) and a minor (We) axis can be extracted (Figure 4.12d). The Sar ratio, i.e

(Le/We), varies from 2 to 10. Although the dispersion is high, (We) seems to increase following a power law, with a $x Le^b$. Here, the regression gives $b=1.13$ with a $R^2=0.75$, (the law is linear and the ellipse considered self-similar for $b=1$).

The dispersion of data and the plot of all ellipses obtained from measured (We) and (Le) suggest that, at least, two main type of events could be distinguished ; 1) microquakes with a $Sar < 4$ (red ellipses on Figure 4.12d) that are related to single slip events such as the one shown in Figure 4.10a with «bell-shaped» slip profiles, 2) microquakes with a $Sar > 4$ (blue ellipses in Figure 4.12d) that could be the result of the addition of several slip events, flat-topped or heterogenous coseismic slip distributions.

For natural earthquakes, the Sar ratio is not directly studied. Nevertheless, based on some examples of coseismic surface deformation derived from geodetic measurements (optical sub-pixel correlation and InSAR) (Wang et al., 2007; Qu et al., 2013; Avouac et al., 2014), Sar seems to increase with the magnitude (e.g., Yushu, 2010, M 7.1, $Sar \sim 3$; Balochistan 2013, M7.7, $Sar \sim 6$).

As coseismic surface displacements are related to the fault slip at depth, Sar can be compared to the more classical aspect ratio defined by L/W , with L the surface rupture length and W the rupture width (in depth). For natural strike-slip earthquakes, although W is quite constant in a small range related to the seismogenic continental crust depth (10-15 km), higher L of strong earthquakes tend to be associated with large W (Wesnousky, 2008).

4.5.2.5 Microquake duration

The sampling frequency of 0.17 Hz (1 acquisition every 6 s) used for optical measurements does not permit to estimate the real duration of the co-seismic phase. By using a standard HD digital camera, recording 25 images per second, we have quantified that experimental microquake duration generally does not exceed 50-100 ms, implying coseismic rupture velocities of about a few tens of meters per second and coseismic slip velocities in the range of 0.02-0.04 meters per second (Figure 4.13). Taking into account the characteristics of this sequence and particularly the fact they occur at different apparent slip rates, these seismic events could be interpreted as foreshock, main shock, and aftershock sequences, even if the hypothesis of a single event propagation cannot be excluded considering the 25 Hz measurement sampling rate. Note that this experiment has been performed without the silicone layer at the base of foam plates, which explain the absence of the post-seismic deformation phase (at $T = 0.12$ s), that is detected in foam/silicone models (4.11).

Additionally, microquake duration has been confirmed using vibration sensors (piezoceramic transducer, resonance frequency 4400 Hz), installed nearby the fault at the surface of the model (Figure 4.13b). More interestingly this data reveals a complex signature that could be analyzed in future studies to derive information about the seismic source.

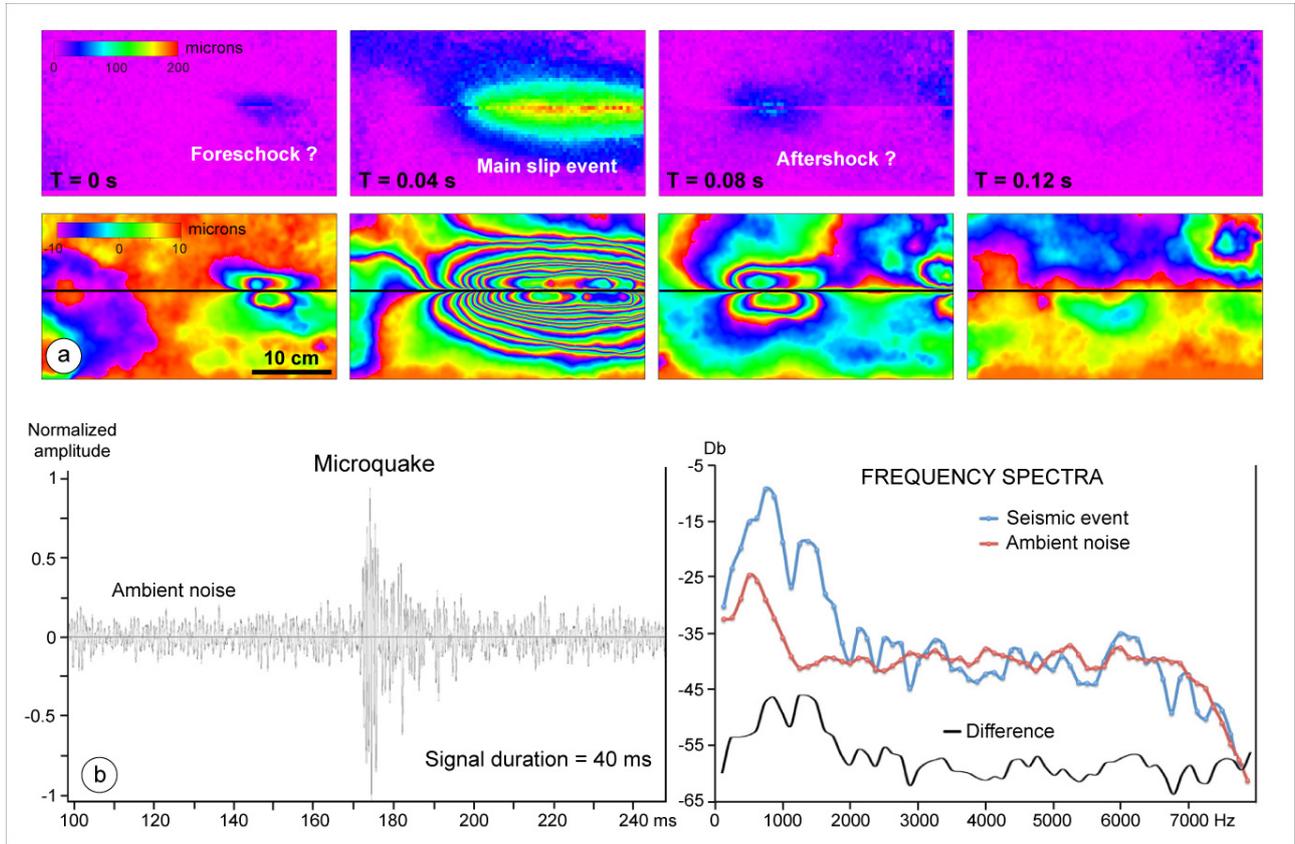


FIGURE 4.13: a) First results obtained during the experiment with a standard HD camera taking 25 images/s. Amplitude of horizontal surface displacements (up) and associated synthetic interferogram (down) are presented. Each stage is separated by $1/25$ s. At this sampling frequency, the propagation of the rupture is not visible but it is possible to detect seismic events that occurred just prior and after the main shock which could be interpreted as foreshocks and aftershocks. b) Example of acoustic record (left) of a strong microquake with piezoceramic sensors (resonance frequency 4400 Hz) and its associated frequency spectra (right diagram, blue curve). The red curve is the ambient noise frequency spectra. The black curve indicates the difference between the red and the blue curves. Db : decibel.

4.5.2.6 Coseismic and interseismic strain and stress fields

Model strain and stress state evolution can be study in detail using the large catalogue of surface displacements. This is of great interest to better understand how long-term stress loading influence short term stress evolution (i.e. at the scale of one seismic cycle) and also to investigate stress transfer processes with the aims to constrain the location and size of the future rupture events.

Because the vertical component of surface displacements is not measured, it is not considered in the following calculations. This is not a limiting factor since the fault has a pure strike-slip kinematics and, as shown by elastic dislocation modeling (Okada, 1985), vertical displacements

are at least one order of magnitude smaller than horizontal displacements. Thus, plane strain conditions (2D) are assumed and the components of model surface strain and stress tensors are, then, derived from the horizontal surface displacements using the following formulations :

$$\varepsilon_{xx} = \frac{\partial u}{\partial x} ; \varepsilon_{yy} = \frac{\partial v}{\partial y} ; \varepsilon_{xy} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (4.6)$$

where the directions x and y and the displacements u and v are parallel and perpendicular to the fault, respectively. Next assuming linear elasticity, stress tensor σ is obtained from the Hooke's law

$$\sigma_{ij} = 2G\varepsilon_{ij} + \lambda\varphi\Delta_{ij} \quad (4.7)$$

with φ the first invariant of strain tensor, Δ the Kronecher's delta, G and λ , the shear modulus and Lamé coefficient, respectively. By convention, compression and left-lateral sense are negative. An increase of shear stress value τ_{xy} therefore indicates elastic relaxation, generally induced by a coseismic rupture or a creep event along the fault surface. The state of stress can also be specified with σ_1 and σ_2 , defined as the maximum and minimum principal stresses, respectively. Their orientations relative to the fault trace is characterized by θ_1 , the angle between x and σ_1 . From the Cauchy's equations of the Mohr circle we have :

$$\sigma_{1,2} = \frac{\sigma_{xx} + \sigma_{yy}}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\sigma_{xx} - \sigma_{yy}}{2} \right)^2 + \tau_{xy}^2} \quad (4.8)$$

Because microquake displacements are heterogeneous, they generate stress heterogeneities along the fault plane : slipped zones are relaxed whereas locked zone are loaded. This failure potential may be evaluated by using the Coulomb stress change criterion (e.g. [King et al., 1994](#)) defined as

$$\Delta\sigma_{cfs} = \Delta\tau - \Delta\sigma_n \cdot \mu \quad (4.9)$$

with μ the effective static friction coefficient ([Jaeger and Cook, 1979](#)). The fault being parallel to the X axis, for a slip event, the Coulomb stress change for optimally oriented vertical plane, [Eq.13 in [King et al. \(1994\)](#)] is defined by :

$$\Delta\sigma_{cfs} = \Delta\tau_{xy} - \Delta\sigma_{yy} \cdot \mu \quad (4.10)$$

with $\Delta\tau_{xy}$ and $\Delta\sigma_{yy}$ the shear stress change and the normal stress change, respectively. Positive values of $\Delta\sigma_{cfs}$ indicate an increase of coulomb stress that promote failure, whereas negative ones promote a relaxation.

Figure 4.14 shows co- and inter-seismic strain and stress changes calculated from the cumulated displacement field between two consecutive measurements (12 s). During the interseismic

phase (Figure 4.14A), the shear stress change component shows, as expected, a typical generalized elastic loading around the fault trace (Figure 4.14-A2). For the considered time interval, we deduce a loading rate of about 1 Pa/s when and where the fault is locked. At the vicinity of locked patches (i.e. without creep), we can reasonably consider that we measure the maximum-global stress-loading rate. The slight relaxation observed on both model fault tips are related to the presence of the low friction patches, which prevent fault end locking as explained earlier in section 4.4.3.

The oblique orientation of the major principal stress σ_1 is coherent with the sinistral loading of the model (Figure 4.14-A3), with an average θ_1 of 40° in the central part of the model. Effect of the low friction patches is visible at fault ends, where σ_1 tends to parallel to the fault strike. Most of σ_2 values are negatives and have the same amplitude than σ_1 values, indicating that the principal stresses in the system balanced during the loading phase.

Due to low camera sampling rate (1 frame / 6s), these measurements include a part of interseismic and/or postseismic displacements. However, as coseismic displacements (Figure 4.14-B1) are much higher by about one order of amplitude, we consider that most of the stress changes at this time scale results from the slip rupture on the fault plane. This is confirmed by the XX components strain map that clearly shows extensive and compressive quadrants, consistent with a sinistral slip on the fault (Figure 4.14-B2). For this example, 3 mains lobe pairs can be distinguished which may indicate the occurrence of 2 separated microquakes or a single one with a heterogenous slip distribution.

The YY component of coseismic strain field (Figure 4.14-B3) shows an unexpected heterogeneous asymmetric pattern compared to the theoretical strain/stress field in an homogeneous half-space elastic media (e.g. Chinnery, 1963; Segall and Pollard, 1980). This discrepancy may be due to (1) an heterogeneous slip distribution on the fault plane associated to tapering of slip profiles near rupture ends, (2) the low amplitude of Y displacements (normal to the fault strike direction) which is close to measurement accuracy ($\sim 5\text{-}10 \mu\text{m}$) and therefore badly constrained. In contrast, both stress and strain fields in their shear component (XY , Figure 4.14.B4) show clearly a stress drop along the ruptured portion of the fault with a maximum value of 50 ± 5 Pa, located where the coseismic displacement is maximum. Consistently with expected theoretical results (e.g. Segall and Pollard, 1980) the perturbation of the principal stresses (Figure 4.14-B5) indicates an increase of σ_1 (compression) and a decrease of σ_2 to negative values (tension) near the fault trace in the zone of maximum surface slip. The orientations of σ_1 axes are still consistent with the sense of fault slip (Petit and Barquins, 1988).

The Coulomb stress change associated to this coseismic event using Eq.4.10 (Figure 4.14-B6) is calculated considering a static friction coefficient of 1 ± 0.1 (see section 4.4.3). The isostress-change contours indicate a relaxation along the rupture zone with a pattern very similar to the shear stress field (Figure 4.14-B4). This similarity is related to the very low coseismic normal stress change shown in Figure 4.14-B3. We note that usually, stress lobes appear more

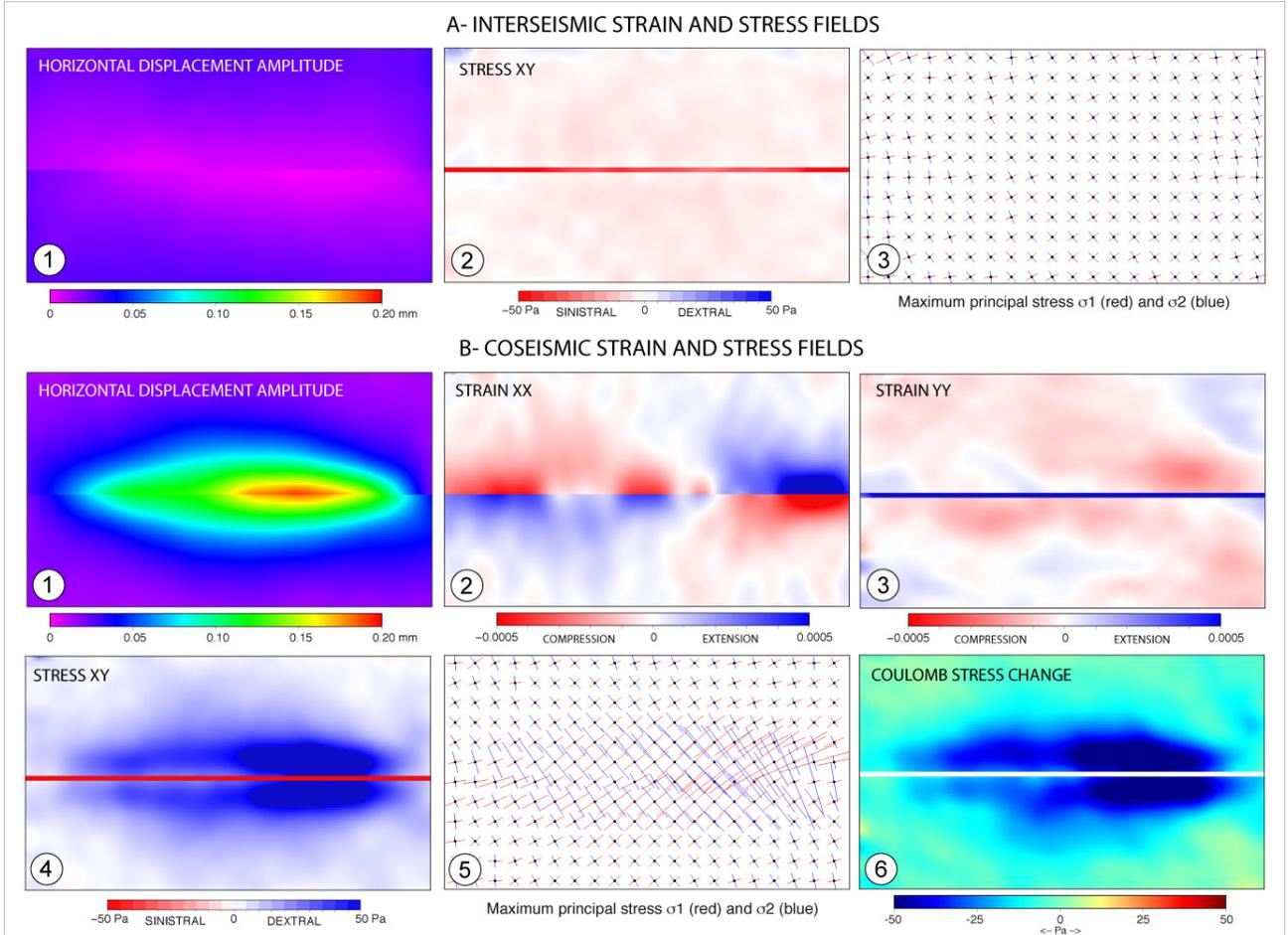


FIGURE 4.14: Examples of interseismic (A) and coseismic (B) surface strain and stress fields. A1) Amplitude of interseismic horizontal displacements. A2) XY component of interseismic stress field. A3) Maximum principal components of interseismic stress (σ_1 in red, σ_2 in blue). B1) Amplitude of coseismic horizontal displacements. B2) XX component of coseismic stress field. B3) YY component of coseismic stress field. B4) XY component of coseismic stress field. B5) Maximum principal components of interseismic stress (σ_1 in red, σ_2 in blue). B5) Coseismic Coulomb stress change.

pronounced for theoretical models with uniform slip along the dislocation (King et al., 1994). Here, the absence of pronounced positive lobes is attributed to the heterogeneity of slip and the low displacement gradient (taper) at the rupture tips. Another possible explanation is that a portion of post-seismic after-slip is integrated in the analyzed measures and contributes to smooth the displacement distribution at both rupture ends.

Surface strain and stress fields, calculated from the horizontal displacement field, are consistent with expected interseismic and coseismic models (Chinnery, 1963; Stein et al., 1997; Nalbant and McCloskey, 2011). Periods of quiescence produce large-scale stress loading whereas incremental slip events induce (1) local stress relaxation along the ruptured parts of the fault and (2) stress loading near both rupture tips. Stress changes induced by the last seismic cycles

can be used to constrain the place and time of the next seismic event. On natural examples such data of regional and local stress perturbations around active faults are mostly unavailable.

4.5.2.7 Slip distribution and stress at depth

To quantify the slip distribution at depth, we have developed a semi-automated inversion method, based on triangular dislocation elements embedded in a homogeneous elastic half-space (e.g. Meade, 2007). The traditional approaches used a uniform small gridding for the fault plane (e.g. Fialko, 2004b). Because of the limited number of observations, this gridding often leads to an underdetermined inverse problem, which is stabilized by smoothing slip model. While the small-scale surface displacements can be model with these approaches, the poorly-resolved area can cause artifacts in the obtained slip distribution (Page et al., 2009). In fact, this type of fault sub-division does not account for data coverage : patches located at depth or in areas that are sparsely covered by measurement are often poorly resolved.

Here following previous efforts (Page et al., 2009; Atzori and Antonioli, 2011) we favor the use of a non-uniform grid, which insures a homogeneous resolution. First, using the matlab MESH2D tool developed by D. Engwirda, we improve the model resolution by making the subfaults larger in poorly resolved area. The final model counts about 1000 dislocation elements. Patches near the edges and the bottom of the device have a size twice as large as those located at the top of the fault. Furthermore we use an additional semi-infinite rectangular dislocation below the fault to simulate viscoelastic behavior and velocity boundary conditions. Next, with the matlab LSQLIN function we inverse surface displacements constraining the sense of strike-slip (Coleman and Li, 1996). Because model parameters are all well known and the spatial resolution of surface measurements is very high, the results of the inversion are supposed well constrained. Figure 4.15 presents interesting preliminary results for four successive stages of model deformation corresponding to interseismic loading, coseismic slip, postseismic afterslip phase and postseismic visco-elastic for a strong microquake event rupturing the whole fault.

Results of slip inversion, suggest that during the interseismic phase, the fault is totally locked. Coseismic period is characterized by fault slips mainly located in the upper part of the fault. The obtained coseismic distribution gives about 0.5 mm for the maximum of slip located at 15 mm depth (Figure 4.15b), leading to an average Coulomb stress decrease of 100 Pa (Figure 4.15c). This value is consistent with surface estimate presented in the previous paragraph. Furthermore our results predict a Coulomb stress increase in the lower part of the fault, where afterslip and deep postseismic are imaged in the 12 seconds following the event (Figure 4.15de). Slip affects the whole fault during the first phase of post-seismic stage but with maximum values located deeper, at 40 mm (Figure 4.15d). The following phase shows that slip is constricted close to the maximum depth of the elastic part of the model (Figure 4.15e). The fault is again locked in the upper central part. Some slight slips still persists at the surface and at the fault limits. This

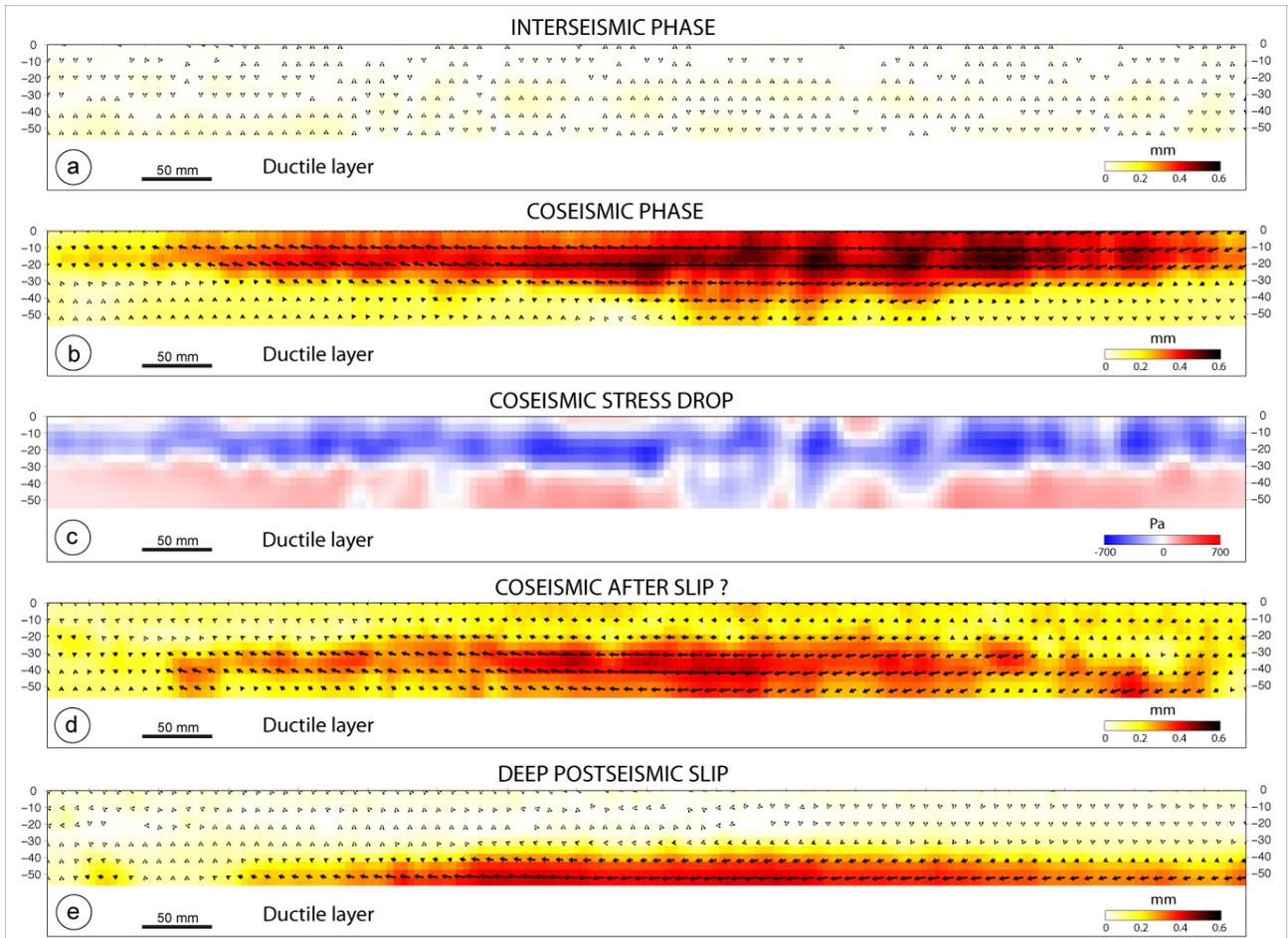


FIGURE 4.15: Results of fault slip inversion of four successive stages of model evolution. a) Interseismic phase; the fault appears totally locked. b) Coseismic phase; slip locates mainly in the upper part of the fault plane. c) Associated Coulomb stress drop (mean stress variation of about -100 Pa). d) Coseismic after slip phase; slip is concentrated in the middle to lower part of the fault plane. e) Postseismic phase; fault slip is limited to the very lower part of the fault plane, near the brittle/ductile transition.

sequence shows a deepening of slip during the post-seismic phase which can be compared to slip inversion results performed to study the Mw7.5 1999 Izmit earthquake (Reilinger et al., 2000). In this case, coseismic slip was confined to the upper 10 km of the fault plane then evolve in the next month into aseismic afterslip located on and below the coseismic rupture.

This encouraging results point out the need to better constrain the effect of rheology, friction and inherited stress on the obtained slip distribution at depth. However this would request a systematic analysis that is beyond the scope of the present paper.

4.5.3 Seismic cycle characteristics

For each experiment, several hundreds of seismic cycles can be analyzed to study how the different deformation phases follow each others and what are the coupling processes that control their kinematics and mechanics characteristics. Several mechanical behaviors, analog to those evidenced in nature, can be identified and studied.

4.5.3.1 Clustering behavior

In most of the 51 experiments that were performed, progressive rupture of the whole fault by successive microquakes is observed. Figure 4.16 shows a typical sequence of four successive microquakes rupturing the fault in a limited time (18s, equal to ~ 200 years) after a long quiescence interseismic period of more than 180s (equal to ~ 2000 years). In this sequence, microquake propagation appears unidirectional (from right to left) but bidirectional or even aleatory microquake clustering are also observed during the same experiment. It is not yet clear what are the parameters that control these behaviors but according to preliminary results, the initial normal stress distribution along the fault plane could plays a key role [Caniven et al., manuscript in preparation, 2014.].

It is interesting to note that microquake clustering seems inhibited in experiments where the amplitudes of normal stress variations along the strike are significant (>300 Pa). For the presented sequence, normal stress variations are less than 100 Pa, thus implying an uniform loading along the fault strike which seems to favor clustering behavior.

Earthquake clustering is commonly observed on natural fault like the North Anatolian Fault (NAF) for which several historical ruptures sequences have been documented (e.g. [Barka, 1996](#); [Stein et al., 1997](#); [Nalbant et al., 1998](#)). The most famous is the 1939-1999 westward-propagating sequence which ruptured ~ 1000 km of the NAF during eight major earthquakes, the last being the 17th August 1999 Izmit earthquake. In the last centuries, eastward-propagating sequences has been also evidenced on the NAF ([Ambraseys and Finkel, 1995](#); [Ikeda et al., 1991](#); [Barka, 1992](#)) as well isolated events (e.g. [Pondard et al., 2007](#)). Based on the analyses of stress transfers, [Pondard et al. \(2007\)](#) concluded that earthquakes clustering could be favored by an uniform loading along relatively linear fault segments. On the contrary, isolated events could be the consequence of non-uniform stress relief induced by previous earthquake sequences. That seems to be consistent with our observations concerning the role of normal stress distribution along the fault model.

4.5.3.2 Seismic cycle duration

For natural case studies, the evaluation of earthquake recurrence time period highly depends on several parameters like the time window of interest, the type of used data (geodetic, seismologic, paleoseismologic), or even the location of the studied area along the fault. Experimentally,

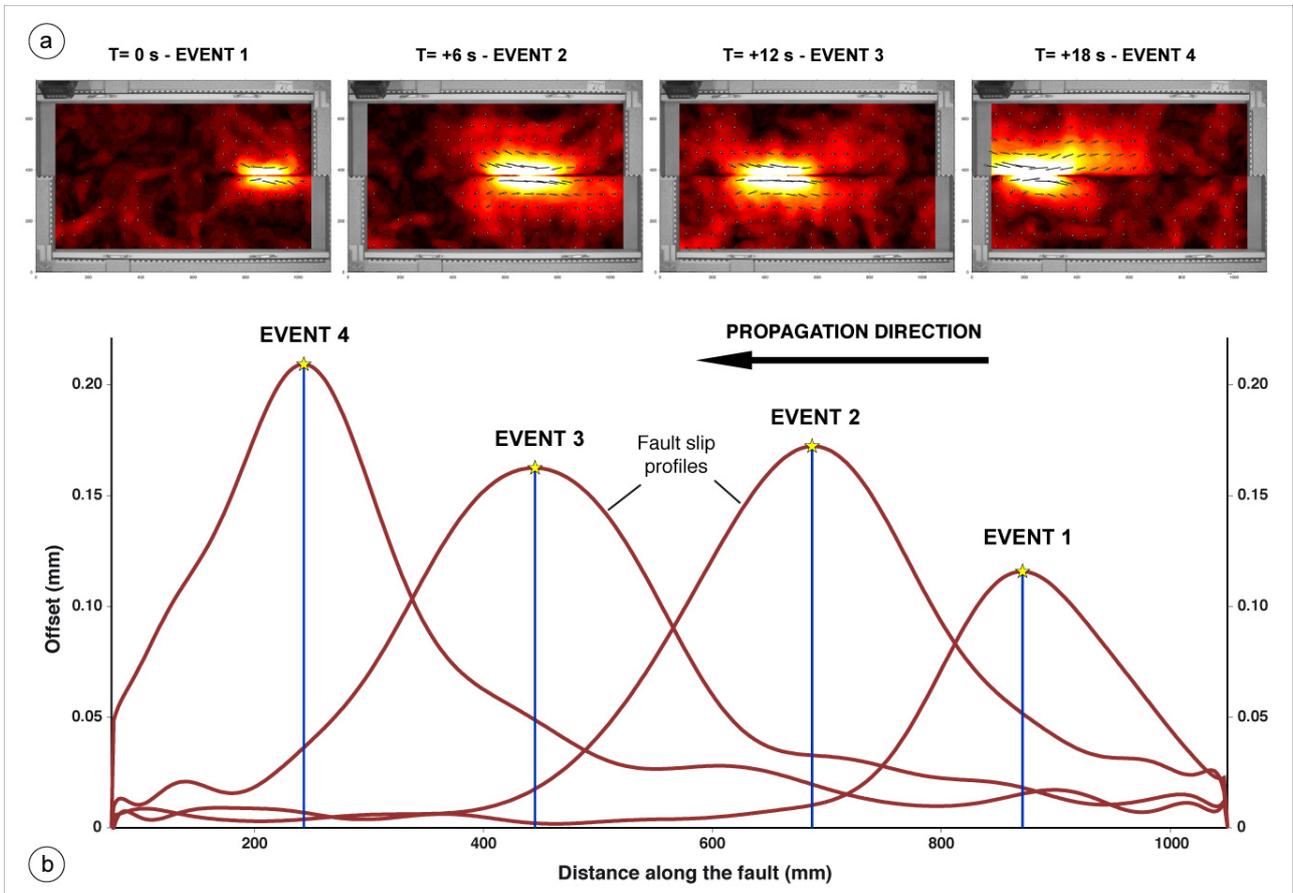


FIGURE 4.16: Example of microquake clustering. a) Amplitude of horizontal surface displacements showing the progressive rupture of the fault by four successive microquakes propagating from right to left. b) Associated horizontal fault slip profiles. Note that fault slip profiles are characterized by «gaussian» or «bell» like shapes.

it becomes possible to access the complete model kinematics at any location and, then, constrain fault slip behavior at the scale of one seismic cycle up to long term evolution. This analysis is also used to evaluate the kinematics and temporal scaling of the model.

Figure 4.17a illustrates different long term faults slip behaviors by comparing the evolution of cumulated horizontal displacement at one site, situated close to the fault trace, for two experiments sharing the same parameters but performed with different loading rates. The observation site simulates a long term GPS station implemented on one fault compartment. For this experiment, the average normal stress is about 250 Pa and is quite constant along the fault trace.

For a low loading rate (5 mm/h), the kinematics of the fault is characterized by the occurrence of strong and moderate microquakes with average surface slip of 250 μm and 80 μm respectively. It is interesting to note that cumulated horizontal displacement slightly increases before most of major events implying that the fault unlock progressively until the fault breaks. This behavior

is particularly observed for low loading rate (5 mm/h) experiments (Figure 4.17a). Then, due to post-seismic visco-elastic relaxation, the slip-rate decreases non-linearly during a few tens of seconds.

The interseismic periods are characterized by a progressive increase of the cumulated displacements, meaning that the fault never locked totally and aseismic creep is occurring. Consequently, a significant part of model elastic loading is dissipated during the interseismic period. The average duration of these phases is ~ 300 s (4500 yrs). Note that interseismic locking of the fault is observed for low loading rate experiments when initial normal stress is higher. Coseismic displacements and recurrence-times appears then more regular, close to a time and slip predictable seismic cycle (Schwartz and Coppersmith, 1984).

For a higher loading rate experiment (20 mm/h), aseismic creep dominates the fault slip behavior. Some creep rate variations are observed but the average velocity remains equivalent to the long term slip rate. This feature indicates that the fault is almost unlocked and stores very little elastic energy. In a forthcoming study [Caniven et al., in prep], we propose that this difference of fault behavior is most probably controlled by the brittle/ductile coupling at the base of foam plates, due to the strain-rate-dependent rheology of the silicone. For a high loading rate, viscous forces in the silicone layer increase as well as the mechanical coupling at the base of the foam plates which force the base of the frictional fault plane to slip at a velocity close to the far field velocity. For a low loading rate, silicone almost behaves as a newtonian fluid and viscous forces decrease significantly, allowing the fault to remain locked for a longer period. Another hypothesis is that a part of this behavior may be also controlled by a time-dependent static frictional strength (Dieterich, 1972a, 1992; Scholz, 1998; Marone, 1998). Nevertheless, first results seems to favor the first hypothesis as the main process.

Figure 4.17b shows the same type of analysis but this time at two different sites along the fault for the same experiment. Site 1 and site 2 are located on the right and left portions of the fault, where normal stress are 440 Pa and 250 Pa respectively. Due to these along strike variations of the normal stress and resulting local changes in frictional strength, fault creep or coseismic rupture can be locally enhanced or inhibited. Comparison between site 1 and site 2 measurements reveal that most of the major microquakes ruptured a long portion of the fault and are detectable on both sites whereas smaller events affect generally only one site. Site 1 clearly records stronger slip events with a relative regular mean recurrence time of ~ 100 s (1500 yrs). At site 2, numerous smaller microquakes are observed, as well as significant interseismic creep. Average recurrence time at site 2 appears also shorter compare to site 1, about ~ 30 s (450 yrs). Fault slip appears, then, to be characteristics on site 1 while it is more chaotic on site 2.

This experiment illustrates the role of the normal stress distribution along the fault plane on seismic cycle characteristics. It points out also the difficulty to constrain the complex and multiscale seismic behavior of active fault that arise when only local paleoearthquakes studies are considered (Grant and Sieh, 1994; Sieh et al., 2008; Schlagenhauf et al., 2011; Goldfinger

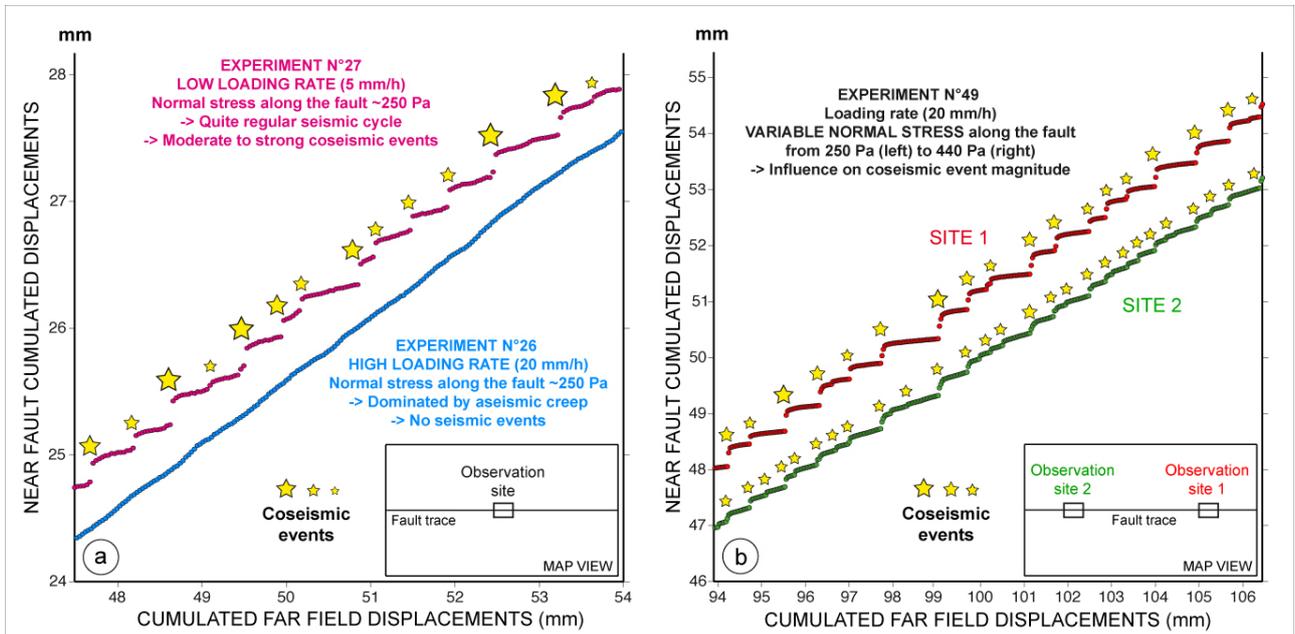


FIGURE 4.17: Evolution of cumulated horizontal surface displacements. a) At one site near the center of the fault trace for two experiments performed with different loading rates of 5 mm/h (purple) and 20 mm/h (blue). Both curves are voluntarily offset from one another for easy reading. b) At two sites along the fault for one experiment. Site locations are indicated by the sketch (bottom right). Normal stress at the site 1 (red) is about 440 Pa. Normal stress at the site 2 (green) is about 250 Pa. Both curves are voluntarily offset from one another for easy reading. X-axis represents the far field displacements.

et al., 2013).

4.5.3.3 Cumulated strain and stress evolution

As evoked earlier, one of the major interests of the experimental approach is to access the complete evolution of surface strain and stress fields, with their absolute values, from the beginning of the experiment. This analysis is also of interest to better constrain model scaling in term of mechanics and energy. Figure 4.18a illustrates how the XY component of surface stress evolves at two different sites along the fault during a typical experiment. Long term shear stress evolution parallel to the fault is quantified, first, using surface displacement measurements at a low frequency of 0.002 Hz (1 measure each 600s). Average yield stress is about 520 Pa at site 1 and 450 Pa at site 2. This difference is due to normal stress variations along the fault strike : average normal stress are 550 Pa and 480 Pa at site 1 and 2, respectively. Note that these values give an apparent friction coefficient of about 1 which is consistent with experimental measurements performed using a direct shear box device.

Figure 4.18b shows a more detailed analysis of instantaneous stress variations using a higher sampling rate of 0.17 Hz (1 measure each 6 s). At this resolution, it is possible to observe

surface stress evolution at the scale of individual seismic cycles. As expected, each cycles are characterized by a progressive elastic loading phase followed by an abrupt stress drop. Here, average cycle duration is about 90 s.

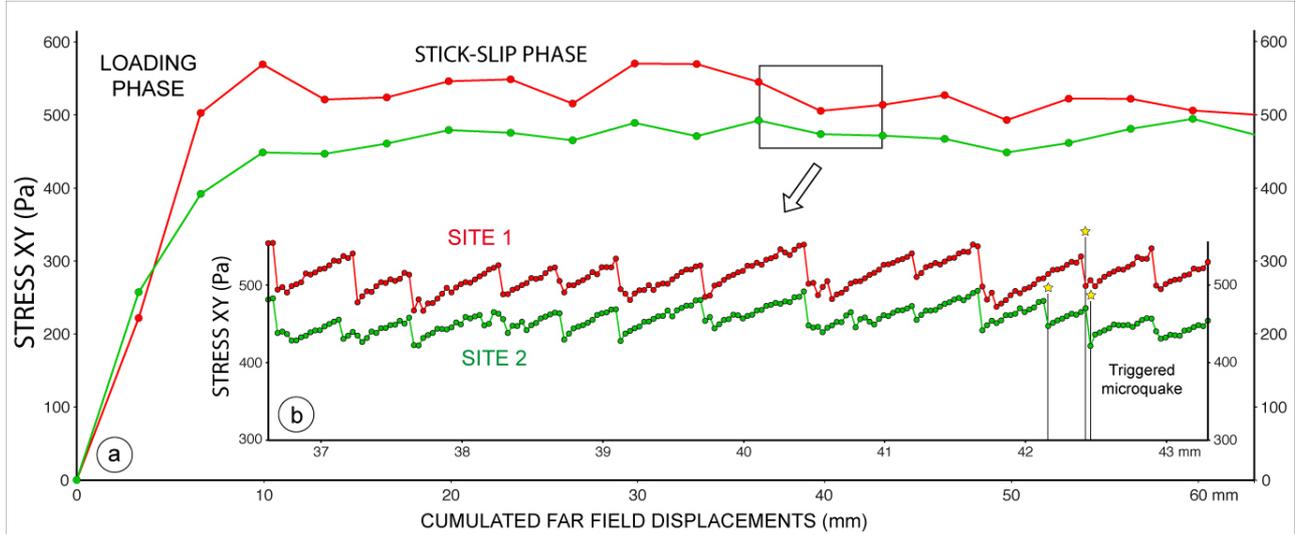


FIGURE 4.18: Cumulated XY shear stress component at two locations along the fault (same sites as for Figure 4.17b). Normal stress at site 1 (red) is about 520 Pa. Normal stress at site 2 (green) is about 450 Pa. a) Long-term evolution is plotted using a measure sampling rate of 0.002 Hz. b) Short-term (zoom) is obtained with a sampling rate of 0.17 Hz. Abscise axes represent the photo numbers, with 1 photo interval = 6 second.

Static stress drop ($\Delta\tau$) can be determined using the shear modulus (G), the mean slip (u) on the fault plane, and a scale length (E) linked by the following equation (Scholz, 2002; Kanamori, 1994) :

$$\Delta\tau = \frac{Gu}{E} \quad (4.11)$$

The scale length could be the fault length L , the fault width W or the square root of fault area S , depending on the fault geometry (Kanamori, 1994). Typical large microquakes are characterized by a surface rupture of 0.5 m x 0.05 m and a mean coseismic slip of $u = 1.5 \times 10^{-4}$ m (see for instance Figure 4.16). Using the same model and nature physical and mechanical parameters as for the calculation of the seismic moment (see section 4.5.1); 1) a shear modulus $G = 45$ kPa, a mean coseismic slip of $u = 1.5 \times 10^{-4}$ m and a fault surface $S = 0.035$ m² for the model; 2) a shear modulus of $G = 20$ GPa, a coseismic mean slip of $u = 5$ m and a fault surface $S = 1.4 \times 10^9$ m² for a Mw=7.5 earthquake. Model and nature stress drops ($\Delta\tau_{\text{Model}}$ and $\Delta\tau_{\text{Nature}}$) can be evaluated to 42 Pa and 3 MPa, respectively. Based on these calculations, the average model to nature stress drop ratio is estimated to $\Delta\tau^* \sim 1.4 \times 10^{-5}$ which is several time greater than the stress and geometric scaling factors ($\sim 4-5 \cdot 10^{-6}$) even if remains in the same order of magnitude. This scaling distortion will be discussed later (section 4.6.2).

In the presented experiment (Figure 4.18), major stress drops range between 40 to 80 Pa and are generally detected on both sites, indicating that they are generated by strong microquakes rupturing most of the fault. Low stress drops range from a few Pascal up to 30-40 Pa and are generally detectable at only one site. These stress drops are associated to low and moderate microquakes rupturing a small portion of the fault.

It is interesting to observe that, in some cases, stress drop observed at one site can be associated with a slight stress increase on the other site and that a moderate microquake occurring on one site triggered another one near the other site (Figure 4.18b). These observations are consistent with coseismic stress transfer from one portion of the fault to the other when the considered site is located in the positive Coulomb stress change lobes induced by a distant microquake (as shown in Figure 4.14). This mechanical process has been evoked to explain time clustering of large earthquakes such as those that occurred on near faults in Mongolia during the 20th century (Chéry, 2001).

Model's capability to reproduce such mechanical behavior is of great interest since such study is almost impossible to perform for natural cases because sub-surface stress field can be only estimated very punctually using deep borehole stress measurements and stress-induced wellbore breakouts in oil and gas wells, or regionally using focal mechanism inversions (Zoback et al., 1987; Fuchs and Müller, 2001; Townend and Zoback, 2004). In the last case, only P and T axis directions can be estimated.

4.6 Discussion

Considering the objectives of this methodological paper, three main points of interest can be discussed ; 1) model limitations 2) model scaling evaluation 3) model potentialities and forthcoming scientific investigations, including planned technical and thematic developments.

4.6.1 Model limitations

The model is still, of course, over-simplified compared to nature. Its multi-layered rheology only accounts for first order mechanical properties of the continental crust (Byerlee, 1978). The effects of temperature and pressure which control, among others, metamorphism and phase change cannot be simulated experimentally. Density contrast between upper and lower crust is also unrealistic even if this feature is partly compensated by imposing the initial normal stress and by the pure strike-slip kinematics of model deformation.

Several geological processes are not considered such as fluid pressure that plays a likely significant role in fault weakening and aseismic creep triggering (e.g. Bizzarri, 2009; Faulkner and Rutter, 2001). The simulated upper crust is only capable to deform elastically, plastic deformation processes in the upper crust, including folding and pressure/dissolution are not simulated.

Model fault plane is imposed and its geometric characteristics remain fixed during the whole experiment duration. In nature, fault segmentation related to changes in fault strike, fault lengthening and inherited lithological heterogeneities are observed (e.g. [Sylvester, 1988](#)). The determination of fault plane frictional and physical properties are still in progress and additional work is needed to better constrain the friction law that control model stick-slip behavior.

4.6.2 Model scaling evaluation

As demonstrated by the experimental results presented in the previous section of this paper, model scaling appears to be satisfactory but, of course, cannot be considered as rigorous. Table 4.1 summarizes the main scaling parameters derived from the quantitative analysis of model dynamics and the comparison with natural earthquake kinematics and mechanics. At first order, the model seems properly scaled in terms of geometry, kinematics and stress properties that are all controlled by a scaling ratio ranging from 3×10^{-6} to 5×10^{-6} . This ratio was anticipated to satisfy the technical constraints of the experimental device. Against requirement of the scaling rules, some dimensionless parameters differ from their natural counterparts; the Poisson ratio is too low (0.06 instead of 0.25) and the static friction is still a little bit too high (1 instead of 0.6-0.7). Additionally, two other scaling parameters show some discrepancy with expected scaling factor; coseismic fault slip and associated stress drop appears higher than the geometric factor by one order of magnitude ($1-3 \times 10^{-5}$ instead of 3 to 4×10^{-6}). This feature affects also the fault slip gradients that are in the same order but higher than expected (10^{-3} to 10^{-5} instead of 10^{-4} to 10^{-6}). These scaling distortions have a positive impact since they facilitate model monitoring in exaggerating model deformation. However their origin should be determined. We propose that this discrepancy may be related either to 1) rheological properties of the polyurethane foam or to 2) kinematics and geometric imposed boundary conditions. The first explanation refers to results of previous experiments showing that using a more rigid foam (higher Young's modulus), coseismic slip gradients decrease because the rupture length increases more significantly than coseismic fault slip.

The second explanation is related to the velocity-strengthening low friction patches at the fault tips that act as barriers to the rupture propagation of slip events. Slip decreases thus much more rapidly from the maximum slip to the fault ends than in the absence of patches. Using of larger model dimensions could solve this problem, but affecting the accuracy and spatial resolution measurements of surface displacements. Concerning the temporal scaling (1s equal 10-15 years), model to nature comparison show that, at first order, it is acceptable. Coseismic and interseismic phase durations and mean velocities are a little bit over-estimated but remain in the right order of magnitude. Using a silicone layer with a higher viscosity will probably improve these points.

Table 4.1 Model scaling parameters*

Parameters	Symbol	Dim. (MLT)	Unit	Model (M)	Nature (N)	Scaling factor (M/N)
Physic						
Upper Crust density (mean)	ρ_{uc}	M/L^3	kg/m^3	45	2700	1.7×10^{-2}
Lower Crust density (mean)	ρ_{lc}	M/L^3	kg/m^3	970	2900	3×10^{-1}
Geometric						
Length (Fault length)	Lf	L	m	1	2.5×10^5	4×10^{-6}
Coseismic fault slip (mean)	Dmean	L	m	1×10^{-4}	25	4×10^{-6}
Surface Aspect Ratio	Sar	L	m	~ 5	~ 5	~ 1
Mechanic						
Upper crust Shear modulus	Gc	M/LT^2	Pa	5×10^4	$\sim 10^{10}$	5×10^{-6}
Upper crust Poisson ratio	ν	-	-	0.06	0.25	0.24
Upper crust Friction coefficient	μ	-	-	0.65	0.4	1.6
Friction Rate	a-b	-	-	~ -0.02	-0.015	~ 1
Upper crust stress	σ	M/LT^2	Pa	500	1.5×10^8	3×10^{-6}
Coseismic slip gradient (mean)	γ_{co}	-	-	$5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-5}$	10
Lower Crust viscosity	η_{lc}	M/LT	Pa.s	5×10^4	5×10^{18}	10^{-14}
Kinematic						
Gravitational acceleration	g	L/T^2	$m \cdot s^{-2}$	9.8	9.8	1
Strain rate (mean)	ϵ°	T^{-1}	s^{-1}	10^{-4}	10^{-14}	1×10^{10}
Mean velocity (interseismic)	Vi	L/T	$m \cdot s^{-1}$	3×10^{-6}	2×10^{-9}	1500
Mean velocity (coseismic)	Vc	L/T	$m \cdot s^{-1}$	3×10^{-3}	1.5	2×10^{-3}
Rupture velocity (mean)	Vr	L/T	$m \cdot s^{-1}$	>10	3×10^3	3×10^{-3}
Coseismic Dmax/Daverage	γ_D	-	-	~ 1.7	~ 1.8	1
Time (interseismic duration)	Ti	T	s	100	4×10^{10}	2.5×10^{-9}
Time (coseismic duration)	Tc	T	s	0.05	25	2×10^{-3}
Energetic						
Seismic moment	Mo	ML^2/T^2	N.m	1.6×10^{-1}	3×10^{20}	5.3×10^{-22}
Coseismic stress drop	$\Delta\tau$	M/LT^2	Pa	~ 40	3×10^6	1.4×10^{-5}

*Model and Nature parameters are used to calculate scaling factors and evaluate model analogy in terms of geometry, kinematics and dynamics.

4.6.3 Model potentialities and forthcoming scientific investigations

On the other hand, the experimental model shows striking analogies with nature in terms of kinematical and mechanical behaviors and high scientific potential :

- Thanks to its visco-elasto-plastic multilayered rheology, the model is capable to reproduce the main deformation stages of the seismic cycle ; the interseismic and the coseismic phases including associated seismic and aseismic behaviors.
- The post-seismic phase is also well reproduced, including after-slip and visco-elastic relaxation behaviors whose kinematical and mechanical characteristics compare well with nature.
- The use of numerical modeling tools, mainly derived from those used to study natural earthquakes, gives access to key parameters such as the strain and stress fields at the surface and at depth and also the slip and stress distributions along the fault plane.
- The analog model generates a broad variability of earthquake like slip events constituting large data catalogs that can be used to study the scaling laws that control fault slip dynamics.

- Similarly, the model generates hundreds of successive seismic cycles allowing to access both short term and long term evolution of strain and stress fields. This is of great interest to investigate, using statistical and probabilistic approaches, earthquake predictability in particular to determine future event magnitudes and locations.
- Preliminary results demonstrate that the study of rupture dynamics will be an interesting goal to achieve. Presently, using the higher available measurement sampling rate (Full HD camera, 25 Hz, equivalent to several months in nature), a detailed analysis of the coseismic phase is not possible (Figure 4.13a). To access the kinematics of rupture propagation, we are implementing a high-speed video imagery (500-1000 Hz sampling rate) to record time series with up to 50 images of the rupture propagation [Caniven et al., in prep].
- In complement to the high-frequency surface kinematic measurements, we plan to deploy a network of accelerometers (type MEMS) in order to analyze the seismic signals generated by the micro-earthquakes. First tests (Figure 4.13b) show that these data should permit a seismological study of the analog model by using a kinematic inversion method based on the discrete wave-number approach proposed by [Bouchon \(1981\)](#), modified by [Favreau et al. \(2010\)](#), coupled with an inversion method ([Sambridge, 1999](#)) scaled to the size of the analog earthquakes.

4.7 Conclusions

We have developed a new experimental set-up dedicated to the study of seismic cycle crustal deformation associated to strike-slip faulting. Our analog model integrates simple but realistic tectonics and kinematics boundary conditions together with a multi-layer visco-elasto-plastic rheology simulating the upper and lower crust deformation behavior. Another originality of our approach is the use of numerical modeling algorithms to investigate the distribution and evolution of strain and stress at the surface and at depth, along the fault plane.

First results, based on more than 50 experiments, show that our model succeed in reproducing the deformation mechanisms and surface kinematics associated to the main phases of the seismic cycle as defined by the elastic rebound theory ([Reid, 1910](#)).

Model interseismic deformation is characterized by either total or partial locking of the fault associated to episodic aseismic creep events. Model surface kinematics can be predicted using the [Savage and Burford \(1973\)](#) analytical formulation which validate the good analogy with nature. Coseismic deformation is characterized by almost instantaneous fault slip events that present a broad variability in size and location along the fault. Here also, surface kinematics associated to these microquakes is consistent to those predicted using half-space elastic dislocation numerical modeling. Finally, the post-seismic deformation exhibits after-slip on the fault plane and can be also associated to viscoelastic relaxation of the simulated lower crust due to the mechanical readjustment at the brittle-ductile transition.

Consequently, we consider that model scaling, despite inevitable dissimilarities, is satisfactory and allow extrapolation of first order experimental results to nature taking into account intrinsic model limitations. Some scientific results have been already obtained and are in the process of submission. They concern interesting relations between fault mechanical behavior and the role of some key parameters such as the normal stress, the loading rate and the frictional heterogeneity along the fault.

Future technical developments are on the way, mainly to improve model scaling and to access to coseismic rupture propagation analysis. Moreover, we plan to test specific devices to measure the vertical component of displacement (laser holography), accelerations and stresses (micro-sensors) during experiments.

Acknowledgments : Data supporting Figure 4.12, Figure 4.17 and Figure 4.18 are available as in supporting informations Table S1 ,S2 and S3 (ts01, ts02, ts03), respectively. This project has been funded by INSU and CNRS grants. We are very grateful to the two reviewers Fabio Corbi and Stefan Nielsen for thorough and constructive comments they made on the original version of our work. We thanks J. Chéry, J. Malavieille and S. Peyrat for fruitful discussions.

4.8 Rhéologie des matériaux : mesures complémentaires

4.8.1 Élasticité de la mousse polyuréthane

La Figure 4.19 présente le dispositif conçu pour mesurer l'élasticité de la mousse polyuréthane que j'ai utilisée dans les expériences de cycle sismique. Cet appareillage est constitué d'un bras suspendu dont l'extrémité supérieure est fixée à un axe de rotation. À sa base un compartiment rigide (boîte) peut se déplacer horizontalement dans la direction du bras grâce à un système de vérin. Un capteur noté F_c fixé au châssis permet de mesurer la force qui lui est transmise via le bras lorsque la boîte avance et entraîne un échantillon à son contact (Figure 4.19d). Cette force est ensuite traduite en contrainte caractérisant ainsi la résistance de l'échantillon à la compression (Figure 4.21).

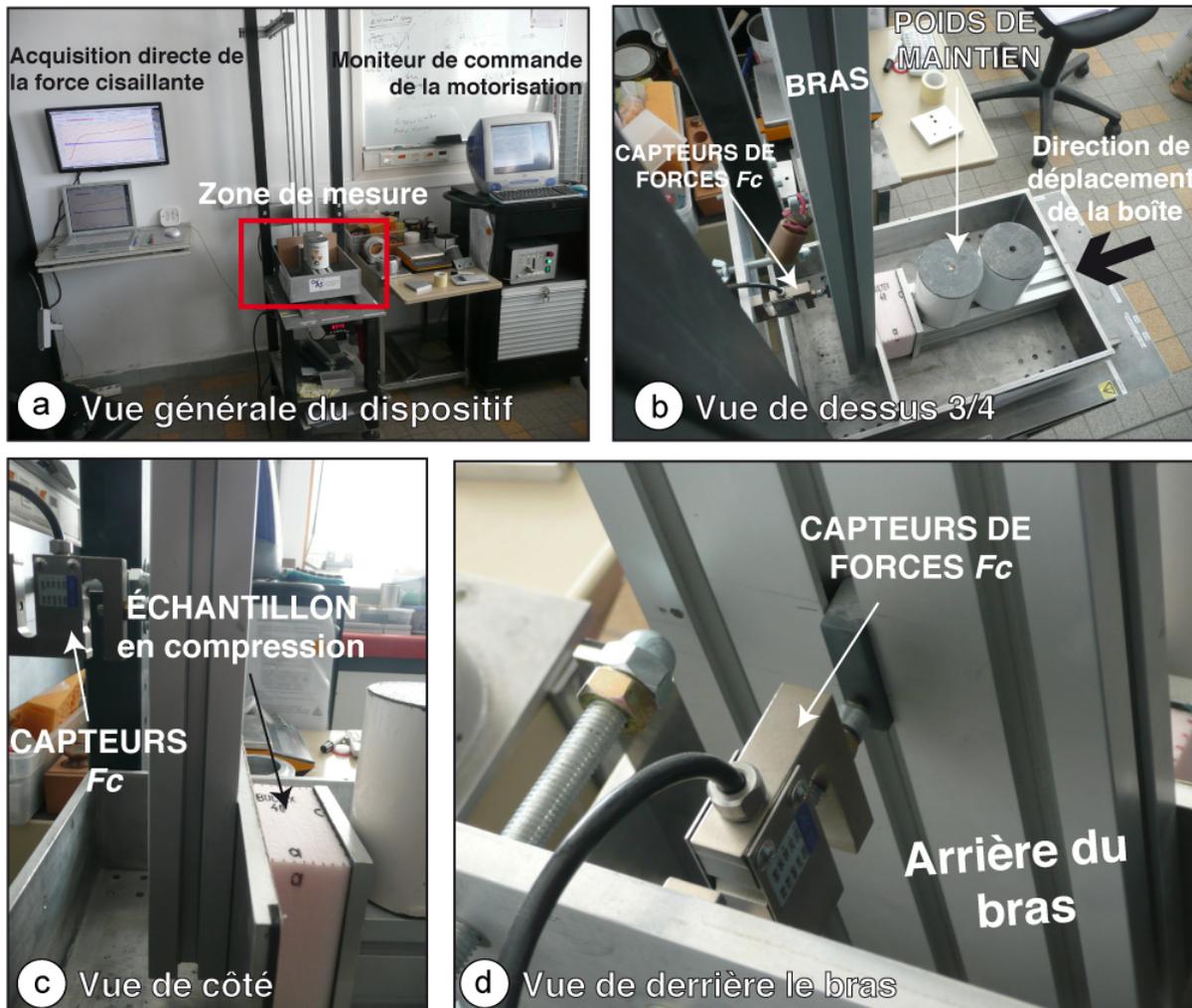


FIGURE 4.19: Dispositif expérimental dédié à la mesure de l'élasticité de la mousse polyuréthane.

La courbe non-linéaire obtenue au cours de l'essai est caractéristique de ce type de matériau (Jaouen, 2003). Les propriétés mécaniques des mousses sont liées à leur processus de fabrication.

Ce sont des matériaux polymères dont les deux types les plus connus sont les polyéthylènes et les polyuréthanes. La formation de ces mousses, ou « processus de moussage », résulte de processus physico-chimiques complexes. Elle se résume en trois étapes principales dont la première implique un processus de dispersion de bulles dans un liquide polymère. Elle est suivie d'une phase d'expansion des bulles par rejet du liquide dans des confinements pour provoquer l'apparition d'une structure à cellules polygonales. Enfin, la dernière étape consiste en la perforation des membranes entre les cellules par traitement chimique ou physique supplémentaire.

Ce matériau est par conséquent qualifié de poreux et c'est la taille, la distribution et l'ouverture des pores qui contrôlent majoritairement ses propriétés mécaniques. Une dernière étape consiste à la découpe de la mousse en fonction de son usage. Cette étape provoque une hétérogénéité de surface en faisant apparaître des petites « poutres » du squelette non reliées entre elles (Figure 4.20). Ces poutres sont également nommées « cheveux ».

La courbe d'essai en compression se définit en quatre étapes principales : la première correspond à l'écrasement des « cheveux » de la mousse apparaissant sur les surfaces du cube comprimé. La deuxième est caractérisée par une élasticité linéaire associée à la flexion des poutres polymères constituant le squelette de la mousse. Vient ensuite la troisième étape qui se produit généralement entre 5% et 20% de la déformation et qui est due au flambage des poutres du squelette. La dernière phase qui présente une nouvelle croissance progressive de la contrainte est due à l'augmentation de la densité de poutres flambées.

Au cours de mes expériences, la mousse subit des déformations correspondantes à celles rencontrées au cours de la deuxième étape (de l'ordre de 1% maximum), la partie d'élasticité linéaire. Toutefois, cette partie de la courbe d'essai ne se présente pas exactement sous la forme d'une droite. En réalité, elle fléchit légèrement, impliquant une variation du module de Young. Certains travaux de recherches appliqués au domaine médical (Patel et al., 2008) suggèrent de déduire comme pente représentative, la tangente au point à partir duquel la pente décroît. Autrement dit, il s'agit de la valeur maximale atteinte par le module de Young au cours de l'essai. Ce point est également appelé « yield point ».

J'ai ainsi procédé à la mesure du module de Young E dans les trois directions de l'espace (Figure 4.21) afin de caractériser une éventuelle anisotropie d'élasticité. Les directions X, Y et Z sont arbitrairement attribuées et ne sont pas à confondre avec les directions d'un repère spatial classique puisque qu'aucune information de la part du fournisseur n'est donnée sur l'orientation réelle de l'échantillon au moment de sa fabrication. Les résultats impliquent que cette anisotropie est légèrement prononcée avec une valeur de E identique pour les directions X et Z et légèrement supérieure selon la direction Y. Ceci est probablement dû au processus de moussage évoqué précédemment et en particulier au fait que la concentration du liquide polymère soit plus importante vers le fond du récipient. Ainsi il est supposable que la direction Y correspond à l'axe vertical des plaques polyuréthanes, soit la direction Z dans un repère classique. Toutefois, nous ne pouvons confirmer cette hypothèse d'autant plus que les valeurs de E obtenues

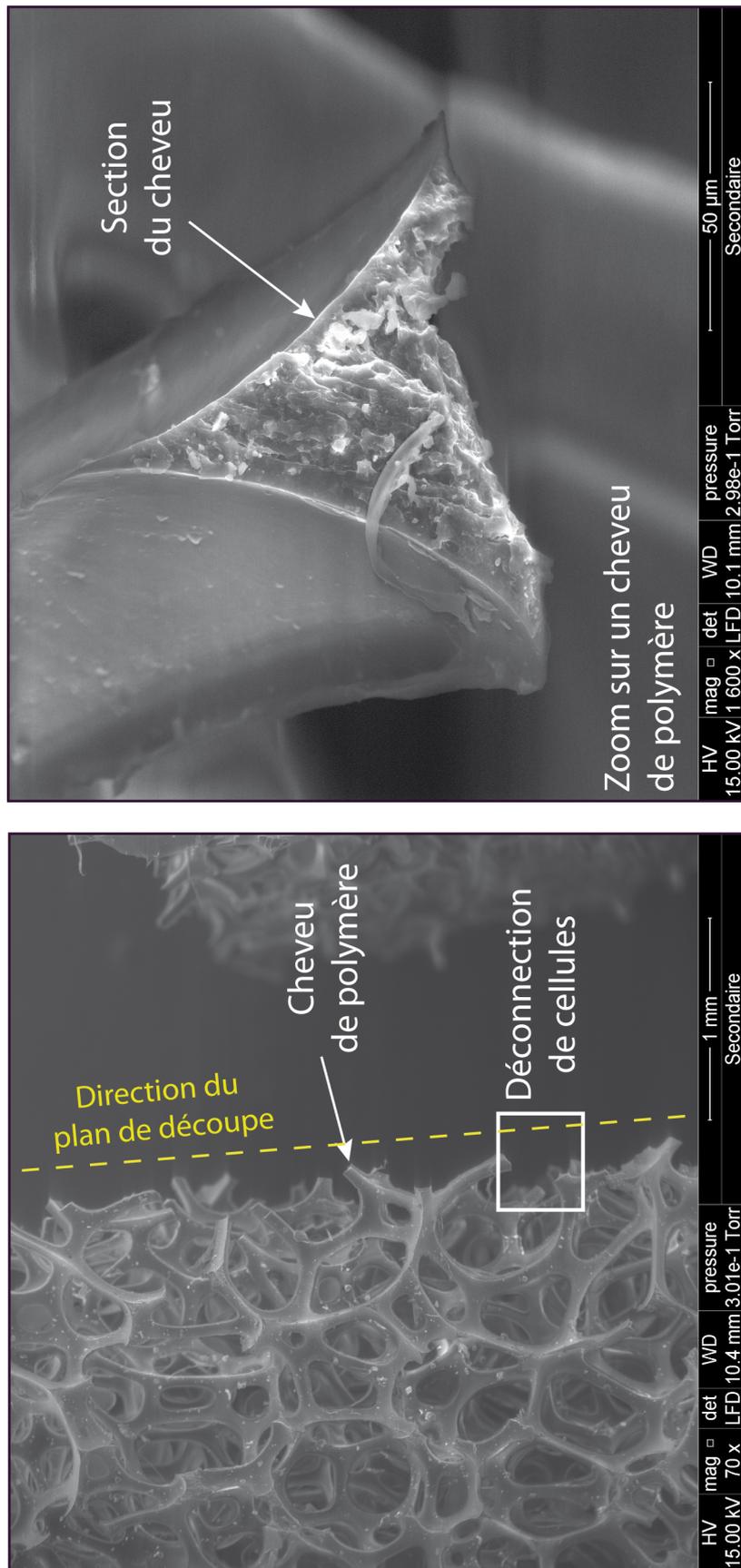


FIGURE 4.20: Photographies au microscope électronique à balayage (Université de Montpellier 2) du squelette de la mousse polyuréthane de type Bultex (densité=0.04) aux abords d'une section obtenue après la découpe industrielle.

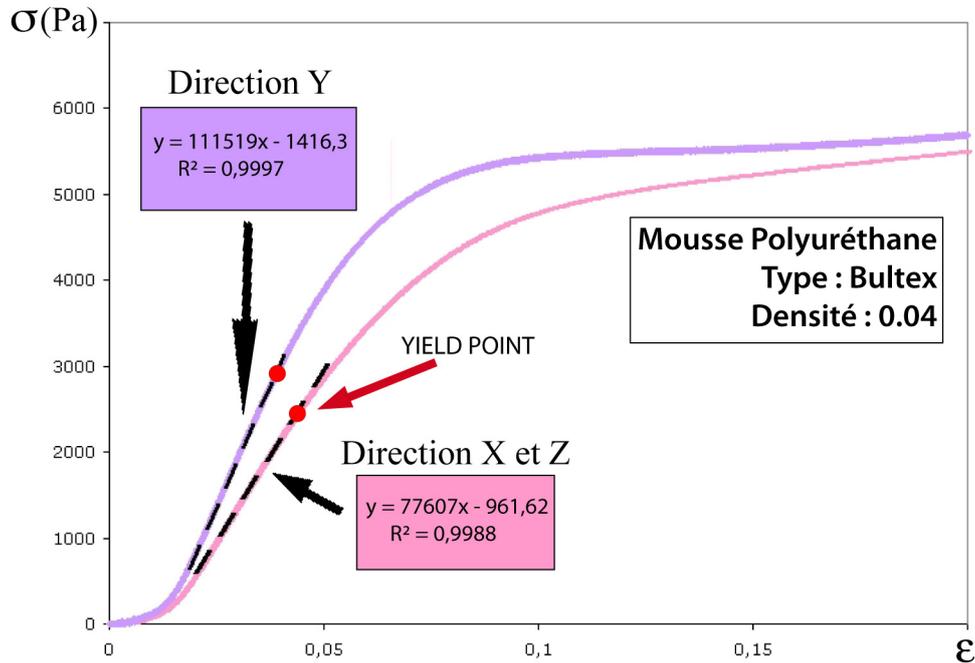


FIGURE 4.21: Diagramme contrainte déformation d'essais en compression d'un échantillon de mousse polyuréthane de type Bultex (densité=0.04) dans les 3 directions de l'espace.

peuvent parfois différer d'une dizaine de kPa entre plusieurs échantillons. Dans le cas de cet essai, ces valeurs de E correspondent aux extrêmes de celles que nous pouvons déduire de tous les autres échantillons. Nous prendrons donc la valeur intermédiaire (moyenne), soit 95 ± 10 kPa.

Au cours de ces mesures, l'échantillon est soumis à une déformation compressive uniaxiale. Il se déforme aussi latéralement puisqu'il n'est pas contraint dans la direction perpendiculaire à la compression. Le rapport entre la déformation latérale et axiale permet de calculer le coefficient de Poisson ν du matériau. Pour un matériau dit "incompressible" $\nu = 0.5$.

Pour la mousse de polyuréthane utilisée dans mes expériences, j'ai estimé la valeur de ν à ~ 0.06 . Au cours de la mesure, l'échantillon est "écrasé" et ses bordures latérales deviennent sinueuses (plissées) rendant ainsi la mesure des variations de longueur latérale difficile et assez imprécise. De plus, ces mesures ayant été effectuées à l'aide d'un réglé, nous conviendrons de qualifier la valeur de ν comme une estimation. L'adaptation du dispositif pour une mesure par analyse d'image de la surface de l'échantillon serait nécessaire pour quantifier plus précisément les déformations et par conséquent la valeur de ν .

4.8.2 Friction du plan de faille analogique

Pour mesurer le coefficient de friction du plan de faille du modèle expérimental de décrochement, nous avons développé un dispositif que nous appellerons "mini-décrochement" (Figure

4.22). Il permet le cisaillement de deux plaquettes de mousse polyuréthane mises en contact l'une contre l'autre tout en contrôlant la contrainte normale σ_n appliquée ainsi que l'évolution de la contrainte cisailante τ au cours de l'expérience. L'une des deux plaquettes est volontairement plus courte que l'autre afin de conserver la même surface de contact (plan de faille) au cours de la mesure. La plaquette la plus courte est fixée à un capteur de forces noté N qui est lui-même solidaire de la boîte qui se déplace vers le bras (Figure 4.22b). La plaquette la plus longue est fixée sur le bras qui prend appui sur un capteur de force noté F_c situé à l'arrière (Figure 4.22c) identique à celui de la Figure 4.19d).

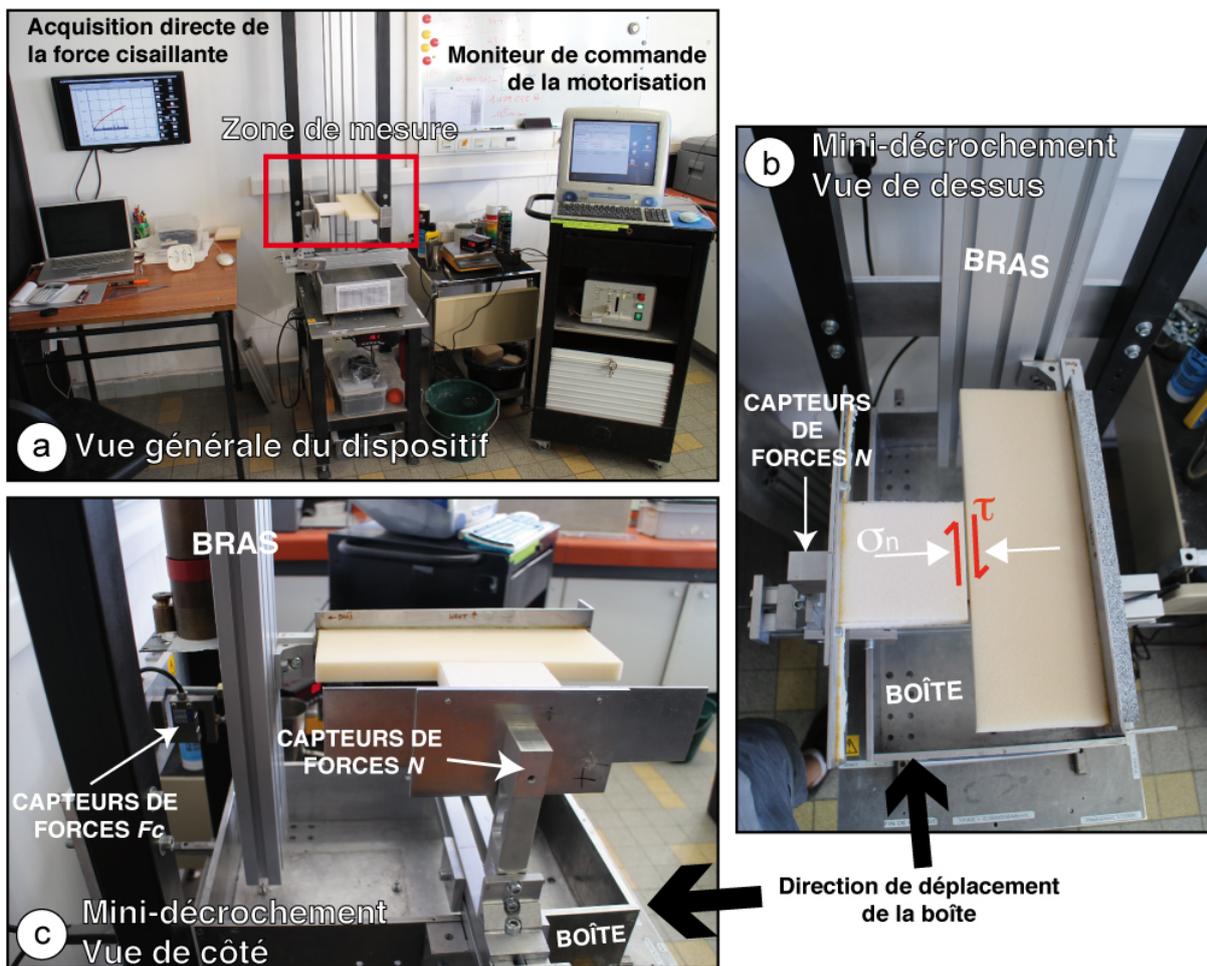


FIGURE 4.22: Dispositif expérimental type "mini-décrochement" permettant de mesurer la résistance frictionnelle des matériaux utilisés dans nos expériences.

Dans cette configuration, la mesure du coefficient de friction pour un contact mousse/mousse se révèle irréalisable puisque à cause de la forte accroche entre les brins de polyuréthane, les plaquettes s'indentent l'une dans l'autre à l'extrémité de la faille côté bras, entraînant en plus le flambage de l'ensemble. La contrainte cisailante croît ainsi sans jamais atteindre un seuil qui serait de toute manière non-significatif de la résistance frictionnelle uniquement.

Dans la littérature, les modèles expérimentaux ayant déjà utilisé ce type de matériau (voir

Indentation de la mousse polyuréthane

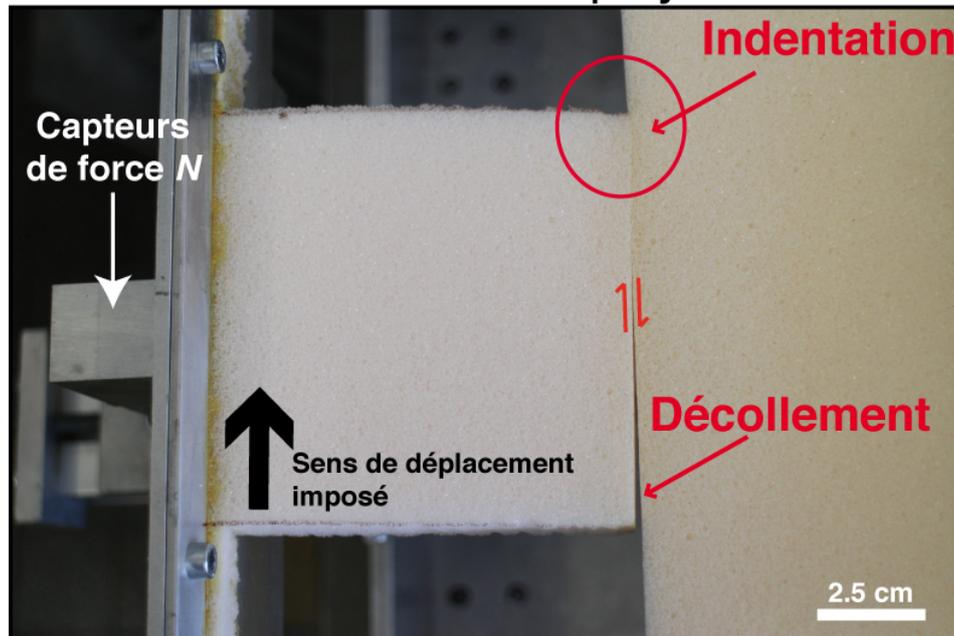


FIGURE 4.23: Effet d'indentation produit lors d'un essai de frottement mousse/mousse réalisé avec le dispositif "mini-décrochement" présenté en Figure 4.22.

Chapitre 2) ne donnent d'ailleurs jamais de valeurs précises au coefficient de friction. [Brune and Anooshehpour \(1998\)](#) notent clairement la difficulté de mesurer ce paramètre qu'ils attribuent à la forte rugosité apparente à l'échelle du millimètre. Ils proposent que le coefficient de friction soit dans l'ordre de grandeur de 10.

Au cours de nos expériences de cycle sismique, à partir des seuils de contrainte cisailante calculés et de la contrainte normale imposée, le rapport τ/σ_n nous a permis une estimation moyenne de $\mu > 2-3$, ce qui est bien plus important que pour les roches ($\mu < 0.6$). Comme le mentionnent [Brune and Anooshehpour \(1998\)](#), la déformation cumulée doit être par conséquent très forte par rapport à la nature pour que la faille commence à glisser.

Afin de corriger cette différence qui ne permet pas une comparaison raisonnable du modèle avec la nature, j'ai effectué de nombreux essais de modifications des propriétés rhéologiques du plan de faille avec pour objectif majeur de réduire sa résistance frictionnelle tout en conservant son comportement instable. Cette étape a constitué un des plus importants défis de mon travail de thèse qui s'est révélé particulièrement difficile à réaliser.

En effet, afin de réduire cette résistance, j'ai recouvert le plan de faille avec différents matériaux tels que des résines de silicone (silastic) et des matériaux granulaires comme du sable, du talc ou de la poudre de PVC, fixés à l'aide de colles néoprènes. Mais la difficulté majeure était de fixer ces matériaux sans pour autant rigidifier la zone de faille. Pour cette raison, l'utilisation de colle néoprène s'est révélée inappropriée puisque sa rigidité au séchage est beaucoup plus im-

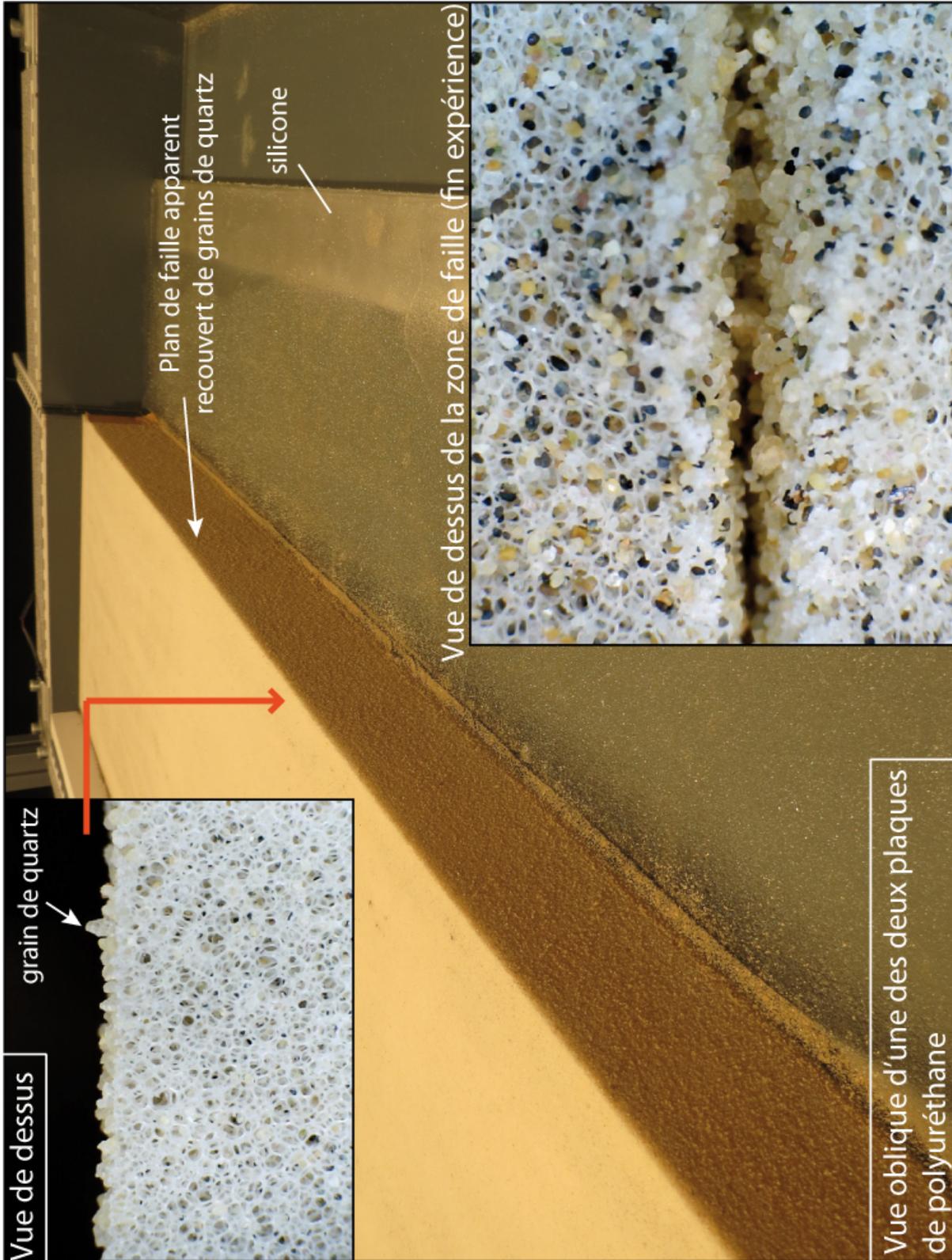


FIGURE 4-24: Exemple d'essai de recouvrement du plan de faille par des grains de quartz. Dans le cas d'une faible densité de colle néoprène, les grains se détachent facilement du plan de faille et entraînent du glissement asismique.

portante que celle des plaques de mousse polyuréthane. Suivant la quantité de colle utilisée, les expériences réalisées avec ce type de recouvrement ont produit des comportements frictionnels extrêmes. Par exemple, pour un recouvrement de la faille par des matériaux granulaires (sable, PVC, ou tac), si la densité de colle néoprène est trop importante, la rigidité de la zone de faille est telle que de larges ruptures rompent toute la faille en une seule fois avec des glissements co-sismiques plurimillimétriques, voire centimétriques. Dans le cas où la colle est appliquée en faible quantité, des grains (de sable par exemple) se détachent et se mettent à rouler dans la zone de faille (Figure 4.24), conduisant à un glissement stable et asismique sans qu'aucune rupture rapide puisse se produire.

J'ai effectué ces nombreux essais pendant un peu plus de sept mois avant d'obtenir une solution intéressante, notamment avec un recouvrement par vaporisation de la surface du plan de faille avec une résine coloré de type époxy (RAL3000). Comme indiqué au cours de la section 4.4.3, ce fin recouvrement ($< 10 \mu\text{m}$) du squelette de la mousse permet de connecter ses cellules et de lisser la surface sans pour autant rigidifier la zone de faille de manière significative.

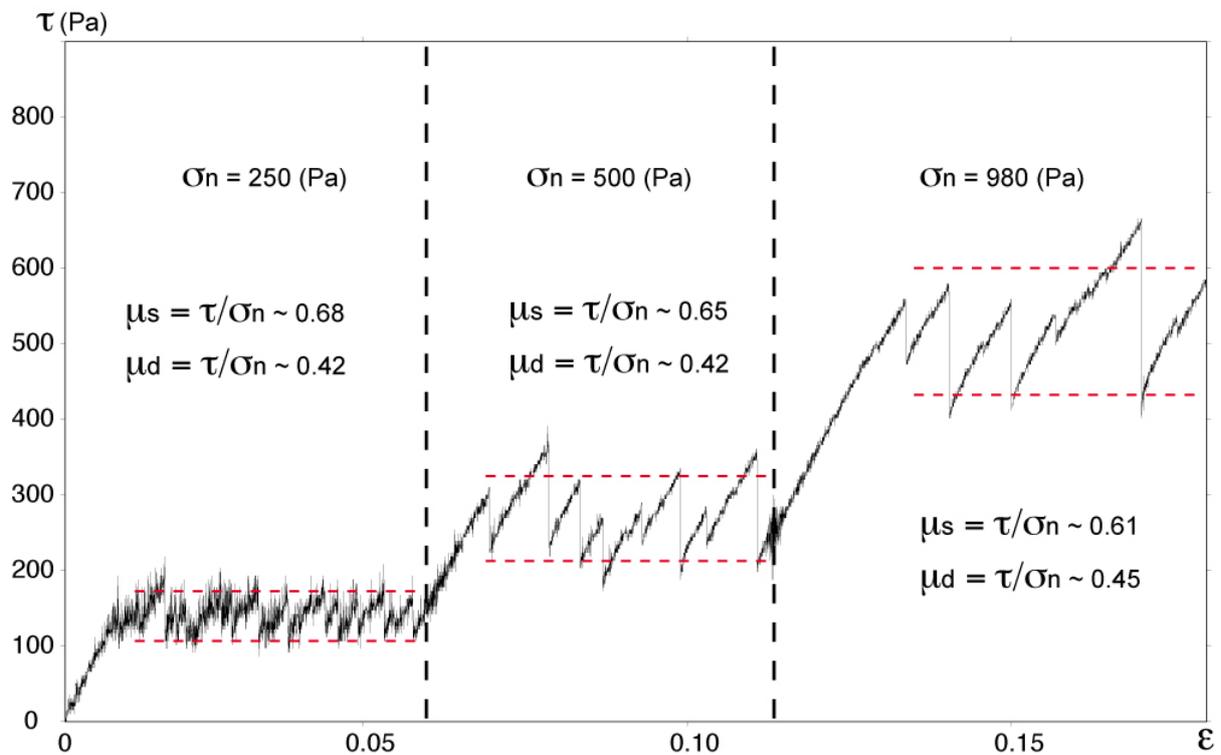


FIGURE 4.25: Mesure de la résistance frictionnelle du plan de faille recouvert d'une résine époxy à l'aide du dispositif "mini-décrochement" présenté en Figure 4.22. La contrainte cisailante au plan de faille est mesurée pour différents paliers de contrainte normale appliquée

La figure 4.25 présente la mesure de la résistance frictionnelle de ce type de contact en utilisant le dispositif "mini-décrochement" décrit en Figure 4.22. Au cours de cet essai, j'ai effectué trois

paliers de contraintes normales σ_n constantes de 250 Pa, 500 Pa et 980 Pa afin de couvrir la gamme des valeurs utilisées dans nos expériences de cycle sismique.

Le comportement de la faille est de type saccadé ou "stick-slip" et montre une augmentation de la chute de contrainte cisailante $\Delta\tau$ moyenne avec σ_n .

Pour les trois valeurs de σ_n , la moyenne du seuil maximal de contrainte cisailante atteint, dans l'ordre de l'essai, 170 Pa, 325 Pa et 600 Pa, donnant ainsi un coefficient de friction statique μ_s compris dans l'intervalle 0.6-0.7. La moyenne du seuil minimal atteint pour chaque palier 105 Pa, 210 Pa et 440 Pa, impliquant un coefficient de friction dynamique compris dans l'intervalle 0.4-0.5.

La chute de contrainte cisailante maximale $\Delta\tau_{max} \sim 100$ Pa pour la faible contrainte normale, 150 Pa pour σ_n intermédiaire et 260 Pa pour la plus forte valeur de σ_n . Ces valeurs sont cohérentes avec les chutes de contrainte calculées au cours des expériences de cycle sismique.

Remarque : La résistance frictionnelle apparaît ici être un peu plus faible que celle du plan de faille dans le modèle qui est estimée à partir du champ de contrainte calculé en surface au cours des expériences (voir dans l'article, section précédente). Cette légère différence est attribuée à la contrainte normale au plan de faille qui est potentiellement un peu sous-estimée dans les expériences, sa valeur calculée en surface n'étant probablement pas exactement représentative de sa valeur moyenne sur le plan de faille.

4.8.3 Largeur de cisaillement ductile

Dans le modèle expérimental de cycle sismique présenté en première partie de ce chapitre, la largeur de cisaillement ductile à la base des plaques de mousses polyuréthanes ne peut être mesurée puisque invisible à cause des couches sus-jacentes.

Afin d'estimer une valeur maximale pour cette largeur, j'ai réalisé deux expériences ayant la même configuration que les précédentes mais en retirant les plaques de polyuréthane du modèle. La rhéologie du modèle est ainsi purement ductile et la surface de la couche de silicone est à l'air libre. Les deux expériences se différencient par la vitesse de chargement imposée aux limites, l'une à 10 mm/h et l'autre à 20 mm/h. Aucune différence notable n'ayant été constatée entre les deux, je présente ici uniquement les résultats de la première.

La Figure 4.26 montre le stade initial et le stade final de cette expérience pour laquelle des marqueurs à poudres colorées ont été ajoutés en surface de la couche de silicone afin de visualiser la déformation. À la fin de l'expérience, les marqueurs linéaires (traits oranges) présentent une forme en sigmoïde dont la partie centrale caractérise la zone de déformation maximale. La largeur Wd de cette zone est de 5 ± 0.5 cm dans la partie centrale. À cause de la discontinuité brutale de vitesse provoquée par le décalage des compartiments aux extrémités de la faille, elle apparaît plus étroite dans ces zones là. Dans nos expériences de cycle sismique, la largeur de cisaillement ductile, définie juste sous la partie frictionnelle de la faille, est probablement inférieure à 5

Expérience à rhéologie visqueuse

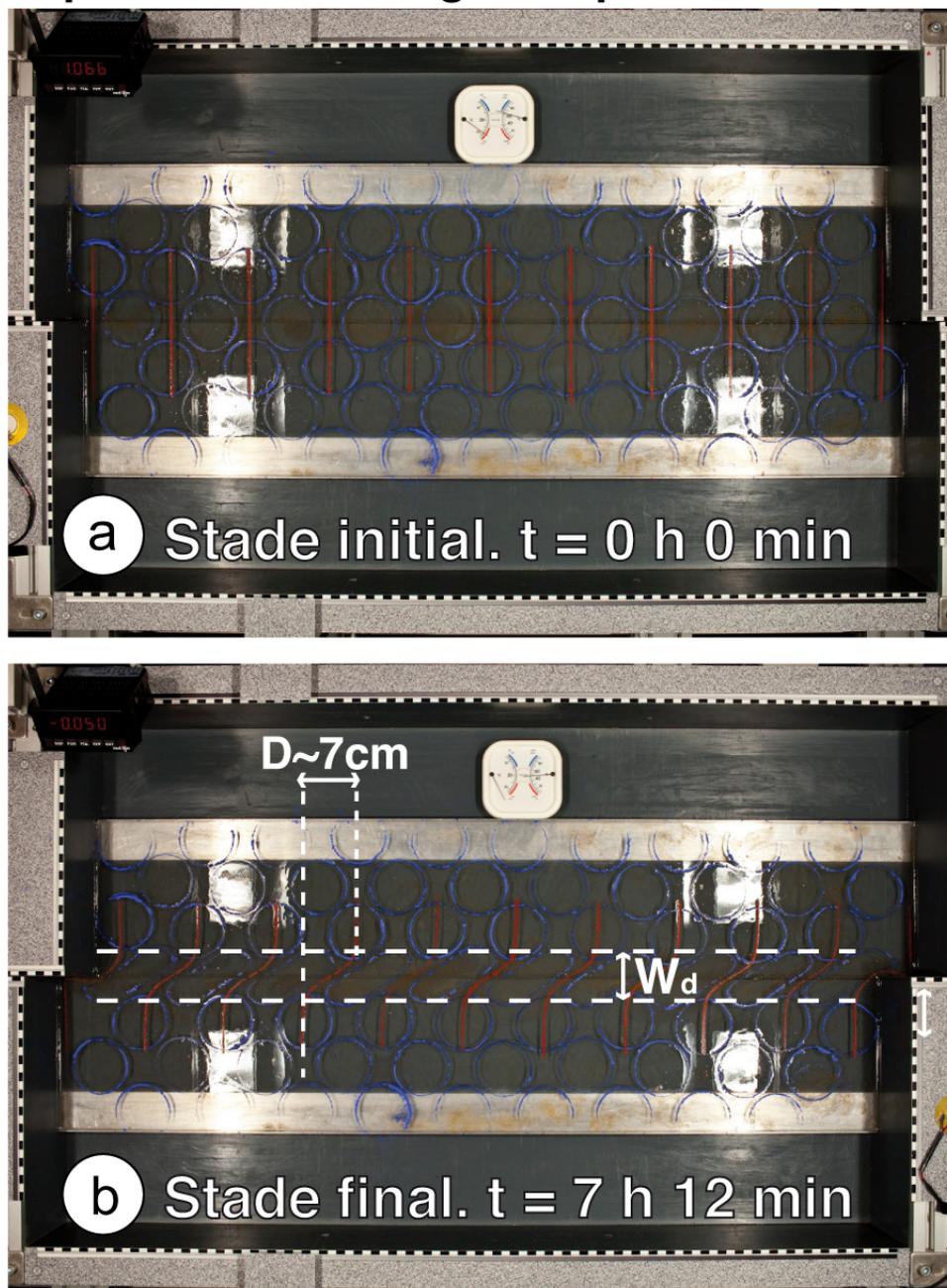


FIGURE 4.26: Expérience de décrochement réalisée uniquement avec la partie inférieure du modèle (silicone). La largeur de cisaillement ductile W_d mesurée dans la zone de faille nous donne une borne supérieure à celle qui doit se produire sous la base des plaques de polyuréthane au cours des expériences à rhéologie visco-élastique.

cm. En effet, le contact entre les deux plaques de mousses induit une discontinuité de vitesse locale au sommet de la couche de silicone qui doit favoriser une localisation de la déformation ductile plus prononcée. Nous supposons également que cette largeur doit varier avec la vitesse

de chargement, étant plus petite pour une vitesse rapide pour laquelle le comportement de la silicone tend à se rigidifier (voir rhéologie de la silicone en section 4.4.3) provoquant ainsi une plus forte localisation de la déformation. Dans le chapitre suivant (section 5.1.4) je proposerai des mesures supplémentaires qui devraient permettre de vérifier cette hypothèse.

Exploration paramétrique du modèle

Sommaire

5.1	Vitesse de chargement tectonique	126
5.1.1	Introduction	126
5.1.2	Mesures et traitement des données expérimentales	128
5.1.3	Expériences réalisées	128
5.1.4	Interprétations mécaniques du comportement observé	146
5.1.5	Conclusion de l'analyse	149
5.2	How along fault stress heterogeneity control coseismic fault slip properties ? Insights from an experimental strike-slip fault model	151
5.2.1	Introduction	152
5.2.2	Experimental model	153
5.2.3	Results	157
5.2.4	Discussion	163
5.2.5	Conclusion	168

L'objectif de ce chapitre est de mettre en évidence le rôle de certains paramètres sur la dynamique du cycle sismique en exploitant les potentialités du modèle expérimental de faille décrochante présenté au cours du chapitre précédent. Il est ainsi composé de deux parties principales traitant séparément de l'analyse du rôle spécifique de deux paramètres. Nous confronterons les résultats de ces deux analyses en discussion de ce manuscrit (Chapitre 6).

La première partie traite des effets potentiels de la vitesse de chargement tectonique tandis que la deuxième concerne ceux qui pourraient résulter de la distribution initiale de contrainte normale appliquée au plan de faille.

L'intégralité de la deuxième partie a été rédigée sous la forme d'un article qui sera soumis prochainement. Le texte est par conséquent rédigé en anglais.

5.1 Vitesse de chargement tectonique

5.1.1 Introduction

La vitesse de chargement tectonique se réfère à la vitesse de glissement long terme des failles, appelée aussi vitesse géologique. Pour un système constitué de plusieurs failles, elle est égale à la somme des vitesses long terme respectives de toutes les failles qui le composent. À l'échelle mondiale, elle varie globalement du millimètre au décimètre par an.

Sa prise en compte dans les études d'évaluation de l'aléa sismique débute dans les années 80 (Wesnousky, 1986) et se renforce avec l'installation de réseaux GPS en Californie au début des années 90. L'intérêt principal de son intégration dans les modèles d'aléa sismique est notamment de contraindre le temps de récurrence des séismes destructeurs. En effet, dans un modèle de cycle sismique classique tel que celui proposé par Reid (1910), le temps de récurrence est directement lié à la vitesse long-terme des failles.

Cependant, sur la base de données sismologiques et géodésiques, certaines études laissent suggérer que la vitesse de déformation pourrait aussi jouer un rôle sur la taille des séismes (Anderson et al., 1996; Riguzzi et al., 2012) ou du moins sur la chute de contrainte cosismique qui en résulte (Cao and Aki, 1986; Caporali et al., 2011; Kanamori and Allen, 1986). Leurs résultats communs impliquent en particulier que les failles dites lentes tendent à rompre par de plus forts séismes que pour des failles rapides. De plus, au regard de la sismicité historique mondiale (Figure 5.1), bien que les magnitudes les plus élevées soient majoritairement enregistrées dans les zones de subduction, les seuls décrochements intracontinentaux à dépasser les M 8 depuis 1900 sont ceux de Mongolie, là où les vitesses de failles sont de l'ordre du millimètre par an (Vergnolle, 2003).

Toutefois, nous ne pouvons négliger certaines failles décrochantes relativement rapides, telles que celle de San Andreas, qui a déjà produit des séismes de Mw 8 comme celui de San Francisco (1906) ou de Fort Tejon (1857) (bien que leur magnitude estimée soit comprise entre 7.8 et 8.3 suivant les estimations, voir chapitre 3). Par ailleurs, bien que les relations précédentes soient intéressantes, la dispersion des données est relativement large. Ceci reflète probablement l'effet d'autres paramètres tels que la géométrie des failles, leur segmentation, l'épaisseur élastique, le géotherme, les propriétés frictionnelles, qui diffèrent parfois de façon importante selon les cas. Le rôle spécifique de la vitesse de chargement tectonique ne peut ainsi apparaître clairement, étant confondu avec l'effet de tous ces autres paramètres.

Pour expliquer l'effet de la vitesse sur les tendances globales observées, il est généralement proposé que ce soit l'effet du temps de contact stationnaire sur la friction statique qui en soit responsable (voir section 2.7.2). Cette hypothèse est basée sur des résultats issus de modèles expérimentaux et numériques dédiés à l'analyse mécanique du comportement frictionnel des failles actives (Dieterich and Conrad, 1978; Dieterich, 1972b, 1979b; Rice, 1983; Ruina, 1983; Stesky, 1975; Tullis and Weeks, 1986). Les lois empiriques qui en résultent considèrent notamment que

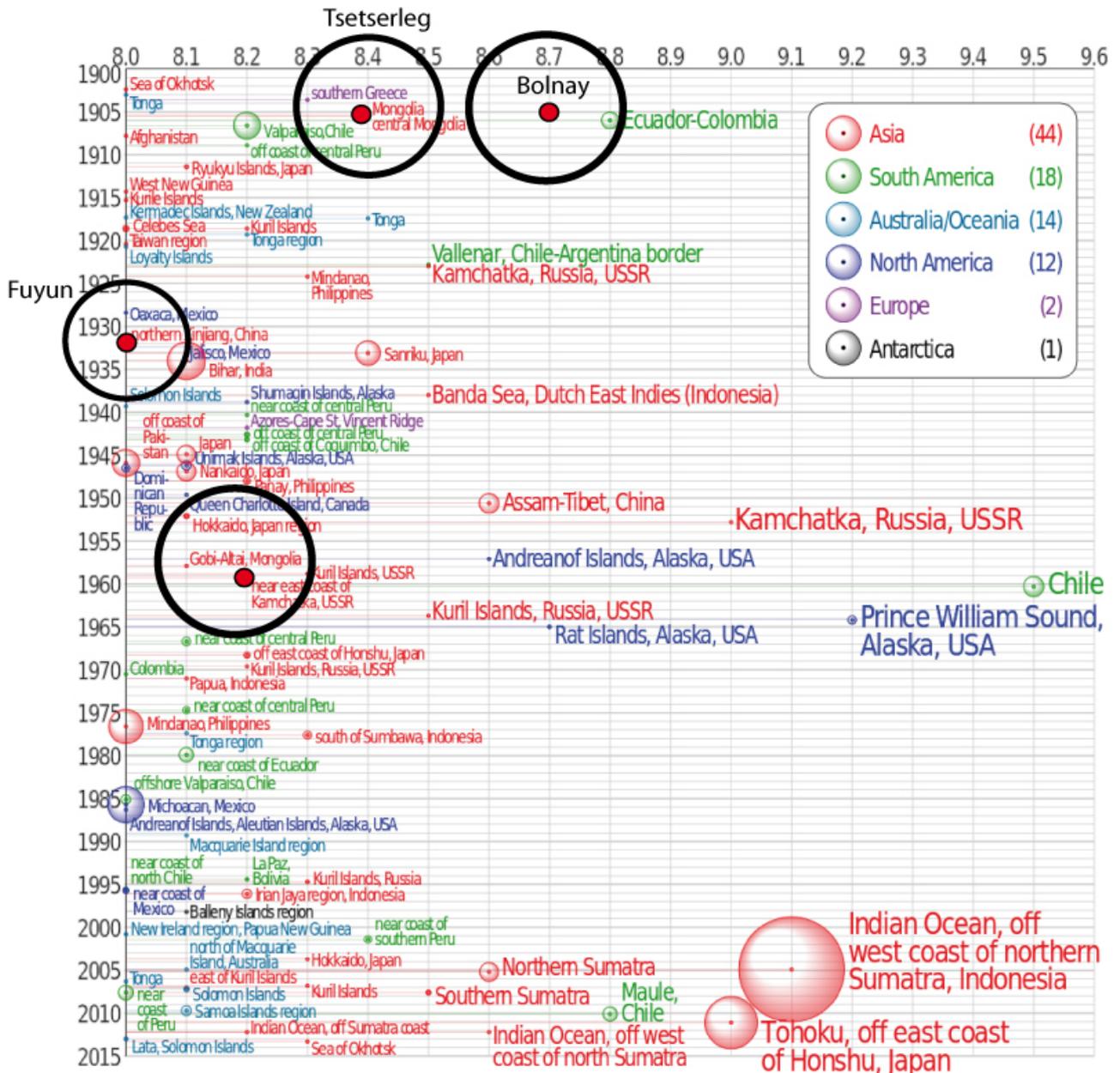


FIGURE 5.1: Enregistrement mondial des séismes de magnitude > 8 depuis 1900. Les cercles noirs indiquent les séismes de Mongolie. (Source USGS).

des processus de cicatrisation s'opèrent sur une faille après l'occurrence d'un séisme. Cependant, bien que ces lois de type "rate-and-state" permettent de reproduire de façon remarquable la dynamique des failles actives (Tse and Rice, 1986; Lapusta et al., 2000), certains suggèrent que la grande variabilité des chutes de contraintes observées dans la nature ne peut être expliquée uniquement par les effets de cicatrisation (Cao and Aki, 1986; Scholz et al., 1986)). Néanmoins, les nombreux paramètres qui caractérisent les zones de failles ne permettent pas encore de distinguer clairement le rôle spécifique de chacun d'eux vis-à-vis de la vitesse de déformation sur la variabilité des ruptures sismiques ou même du comportement des failles actives.

Au cours de cette analyse, je présente une étude paramétrique de l'effet de la vitesse de chargement tectonique sur le cycle sismique, effectuée avec le modèle expérimental de faille décrochante, dont les caractéristiques et les potentialités sont détaillées dans le chapitre 4. L'avantage de l'approche est de pouvoir moduler uniquement le paramètre vitesse au cours des expériences tout en contrôlant les autres conditions aux limites du modèle. Nous nous intéresserons en particulier aux influences de ce paramètre cinématique sur le comportement mécanique de la faille. Bien que les limitations méthodologiques ne nous permettent pas encore d'analyser précisément les ruptures sismiques, nous tenterons d'apporter des éléments de réponse sur son effet potentiel sur la magnitude des microséismes observés.

5.1.2 Mesures et traitement des données expérimentales

Comme pour toutes les expériences présentées dans ce manuscrit, la déformation horizontale de la surface du modèle est quantifiée par corrélation subpixel d'images photographiques prises à intervalles de temps réguliers au cours des expériences. Afin de comparer le comportement du modèle pour des quantités de chargement identiques imposées aux limites, la cadence d'échantillonnage photographique (délai temporel entre chaque photo) est adaptée en fonction de la vitesse de chargement. Étant donné la précision des mesures de déplacement et l'ensemble des vitesses de chargement imposées, nous avons choisi d'effectuer une mesure du champ de déformation tous les $33 \mu\text{m}$ de déplacement imposés aux limites. Ainsi, pour des vitesses de 5 et 20 mm/h, par exemple, les cadences sont de 24 s et 6 s, respectivement.

5.1.3 Expériences réalisées

5.1.3.1 Conditions aux limites des expériences

Au cours de cette analyse je présenterai deux séries d'expériences au cours desquelles les vitesses de chargement imposées, constantes pour chacune d'elles, varient de 5 mm/h à 20 mm/h. Je présenterai avec plus de détails la première série d'expériences, la deuxième permettant de confirmer la répétabilité des observations et des interprétations qui en résultent.

Vitesses de chargement.

Les deux séries sont composées chacune de trois expériences réalisées à trois vitesses différentes : lente, rapide et modérée. Bien que le système de motorisation ne permette pas d'explorer une plus large gamme de vitesses, nous considérons qu'un facteur 4 entre les deux bornes qui limitent cette gamme est satisfaisant pour les qualifier de "rapide" et "lente".

Contrainte normale et rhéologie.

La contrainte normale est constante pour chaque série d'expérience et la rhéologie viscoélastique multi-couches du modèle est conservée. Les plaques de mousses polyuréthane qui constituent la

partie élastique du modèle, ainsi que la couche visqueuse de silicone à sa base, sont renouvelées pour chaque série.

Friction du plan de faille.

Il est important de noter que pour toutes les expériences présentées au cours de cette analyse, la surface de contact entre les deux faces qui forment le plan de faille est de type mousse/mousse (voir section 4.8.2). Comme nous l'avons vu, la friction statique qui résulte de ce contact est relativement forte ($\mu \sim 2$) par rapport à l'ordre de grandeur communément admis pour les failles actives ($\mu \ll 1$). C'est ce qui justifie, en partie, ma volonté de ne pas publier cette analyse, en attendant d'effectuer une étude similaire avec le nouveau revêtement frictionnel du plan de faille (résine d'époxy, $0.6 < \mu < 1$) qui permettra une comparaison plus raisonnable de nos résultats avec la nature. Malgré cette forte résistance frictionnelle, au vu des effets drastiques de la vitesse de chargement sur le cycle sismique expérimental qui sont ressortis des expériences présentées ici, j'ai toutefois jugé intéressant de présenter les résultats de cette analyse.

Conditions aux extrémités de la faille.

Au cours du chapitre 4, nous indiquions l'utilisation de "patches faible-friction" pour éviter l'amplification des glissements aux extrémités de la faille liée aux effets de bords libres. Ici, ces patches ne sont utilisés que dans le cas de la série d'expériences 2. Cette différence entre les deux séries n'affecte pas le sens de l'analyse puisque ces conditions aux limites sont constantes pour toutes les expériences d'une même série. Je discuterai de l'effet de ces différences plus loin dans cette partie.

Tableau 5.1

Paramètres et conditions cinématique des expériences

N° Série	N°EXP	V (mm/h)	σ_n (Pa)	μ_s	Rhéologie	Conditions particulières		
1	EXP13	20	500	~2	Viscoélastique	Présence de Patches lubrifiants aux extrémités de la faille		
	EXP14	10						
	EXP17	15						
2	EXP26	20	250			~2	Viscoélastique	Pas de Patches lubrifiants aux extrémités de la faille
	EXP27	5						
	EXP28	12,5						

σ_n : valeur moyenne de la contrainte normale appliquée au plan de faille. μ_s : friction statique du plan de faille (contact mousse/mousse pour les deux séries). Rhéologie du modèle viscoélastique : plaques de polyuréthane élastiques sur couche basale de silicone ductile.

Les expériences de la série 1 ont été effectuées à des vitesses de chargement de 10, 15 et 20 mm/h et une contrainte normale moyenne de 550 Pa. Pour la série 2, les vitesses imposées sont de 5, 12.5 et 20 mm/h pour une contrainte normale moyenne de 250 Pa. Le Tableau 5.1 résume les principaux paramètres et conditions cinématiques pour toutes les expériences de chacune des

deux séries présentées.

5.1.3.2 Résultats

Série 1 :

Vitesse lente - Les Figures 5.2 et 5.3 présentent deux extraits consécutifs d'une durée de 11 min chacun enregistrés au cours de l'expérience 14 (EXP14) effectuée à vitesse de chargement lente (10 mm/h) sur une durée totale d'environ 5 h. La séquence présentée illustre l'évolution du champ d'amplitude du déplacement horizontal en surface et elle est représentative du comportement long terme de la faille au cours de l'expérience.

La cinématique de l'EXP14 est caractérisée par l'occurrence d'évènements forts dont le déplacement maximal D_{max} dépasse les 0.75 mm (exemples : couple 6201-6202, couple 6237-6238, couple 6271-6272). Par comparaison avec les autres glissements, je qualifierai ces microséismes de "majeurs". La Figure 5.4 présente un enregistrement d' $\sim 1h20$ des D_{max} détectés comme supérieurs au déplacement imposé aux limites du modèle ($\sim 33 \mu\text{m}/\text{mesure}$). Étant donné la précision des mesures et les possibles variations de vitesses relatives des deux compartiments de chaque côté de la faille, je fixe cette limite de détection à $50 \mu\text{m}$. On constate que les microséismes majeurs apparaissent au sein de plusieurs autres évènements de plus faibles magnitudes et regroupés en temps (Figure 5.4). Chaque évènement majeur se produit généralement au début de chaque séquence, suivant le deuxième ou le troisième évènement.

Bien que les ruptures majeures qui se produisent dans nos expériences ne durent généralement qu'environ 0,1 s (voir Chapitre 4), la cadence de prises de vues (12s) utilisée ici ne permet pas, en l'absence d'enregistrement complémentaire à haute fréquence, de spécifier si ces séquences de glissements consécutifs correspondent à plusieurs évènements ou une seule rupture majeure. Dans les deux cas, il semblerait que la faille se débloque progressivement avant d'atteindre une phase de glissement rapide qui se traduit par un déplacement important. La décroissance du déplacement mesuré à la suite de ces évènements majeurs est attribuée à du glissement postsismique sur le plan de faille ainsi qu'à la relaxation viscoélastique liée à la rhéologie du modèle (voir détails dans le Chapitre 4).

La Figure (Figure 5.5) illustre un exemple de microséisme majeur s'étant produit au cours de l'expérience. L'amplitude du déplacement horizontal cosismique, ainsi que les profils de glissement transverse et longitudinal associés, indiquent clairement une rupture de la partie droite de la faille pour ce type d'évènement.

Sur une durée d'analyse d'1h20 d'expérience, on constate que leurs déplacements maximaux D_{max} se localisent majoritairement (70%) vers la coordonnée $x=700$ mm le long de la faille avec un temps de récurrence moyen d'environ 405 secondes, relativement régulier au cours de l'expérience (Figure 5.5c). Selon la définition employée par [Schwartz and Coppersmith \(1984\)](#), cette régularité en temps et en espace au premier ordre permet de qualifier ces évènements

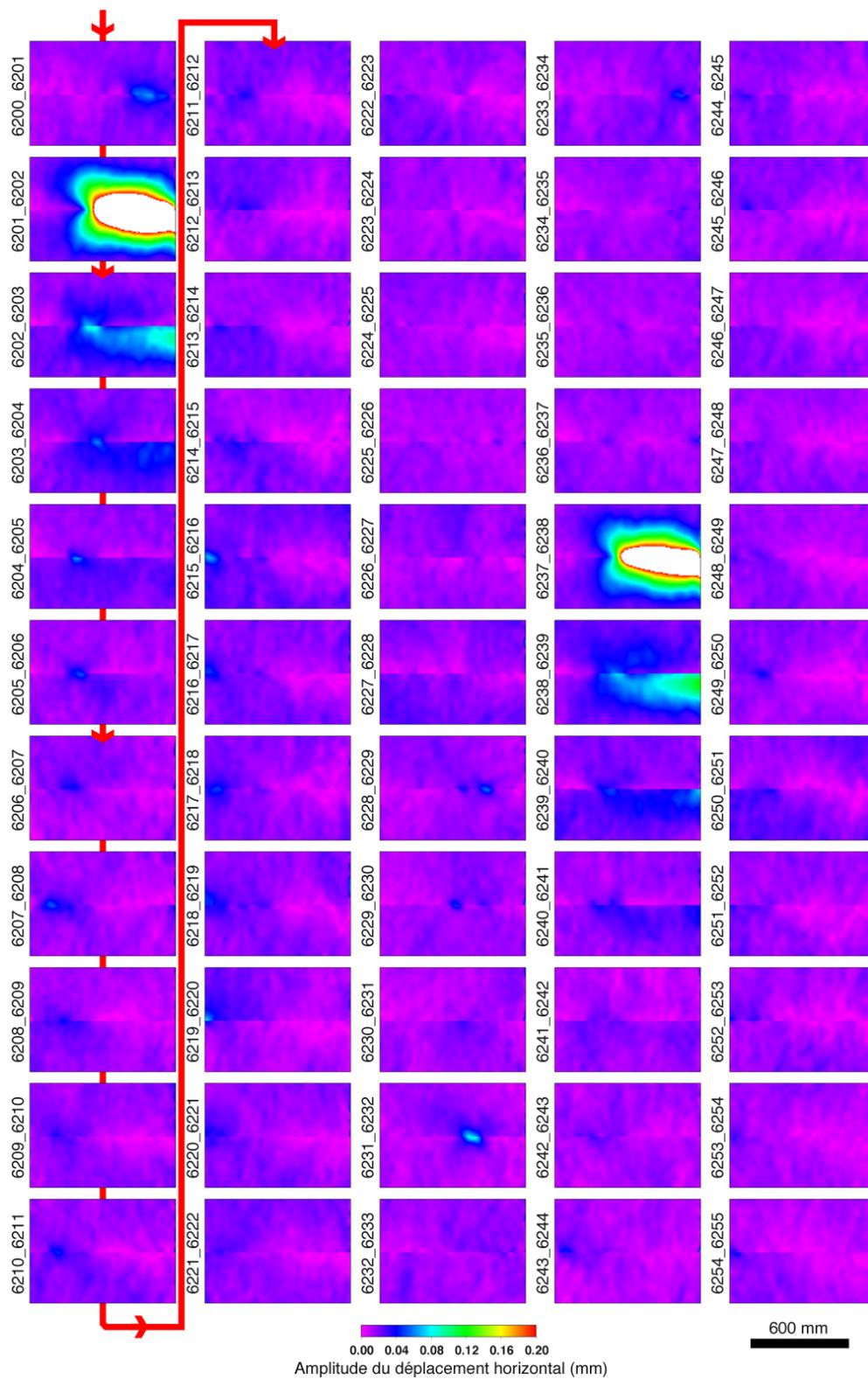


FIGURE 5.2: Amplitude du champ de déplacement d’une séquence de mesures extraite de l’expérience 14 réalisée à vitesse lente (10 mm/h). Durée extrait : 11 min.

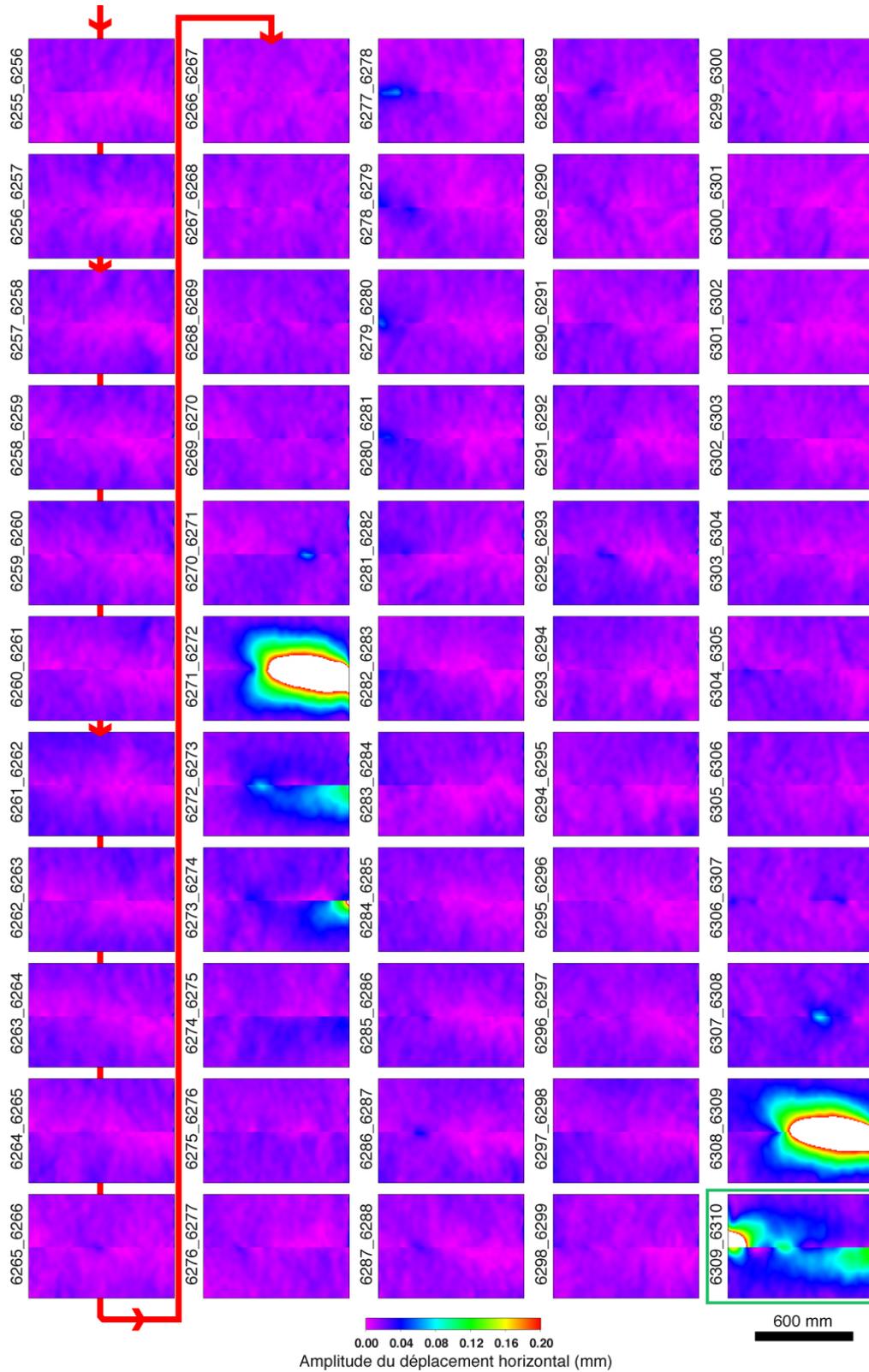


FIGURE 5.3: Suite de l'extrait de l'EXP14 page précédente (Figure 5.2). Durée extrait : 11 min.

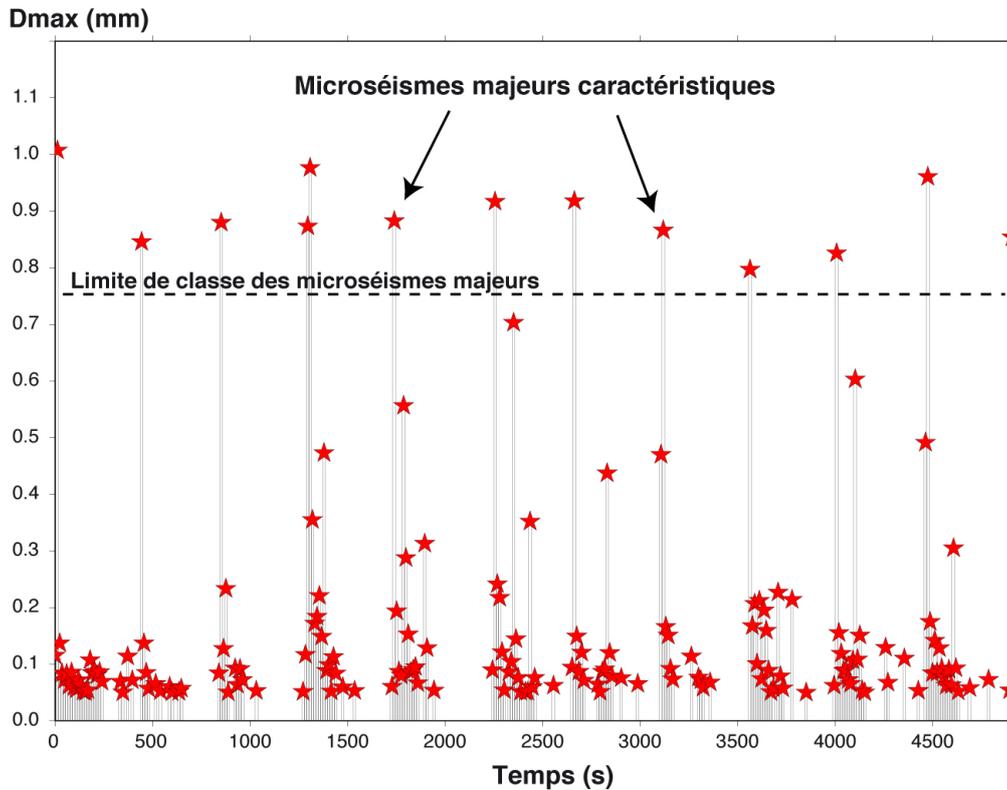


FIGURE 5.4: Microsismicité historique d'un extrait de l'expérience 14 réalisée à vitesse de chargement lente (10 mm/h). Enregistrement temporel des déplacements maximums (D_{max}) des glissements détectés en surface le long de la faille.

majeurs de glissements caractéristiques.

Notons toutefois l'occurrence d'évènements majeurs aux extrémités de la faille qui font généralement suite à ceux qui se produisent dans la partie centrale, (voir Figure 5.3, couple 6309-6310, encadré vert). Comme je l'ai expliqué précédemment, il est probable que les fortes amplitudes des glissements observées dans ces deux zones résultent d'une amplification par effet de bords libres liés au dispositif (voir Chapitre 4). Lorsqu'une rupture majeure se produit dans la partie centrale, il arrive parfois que les glissements postsismiques engendrés s'amplifient ainsi lorsqu'ils atteignent les extrémités de la faille. Deux ruptures majeures apparaissent alors de manière consécutive, impliquant ainsi un temps de récurrence calculé très court, puisque étant séparées d'une seule mesure dans le temps. Pour cette raison, la distribution des temps de récurrence indiquent quelques faibles valeurs (Figure 5.5c).

Vitesse rapide - Dans le cas d'une vitesse de chargement deux fois plus rapide, le comportement du système est très différent (Figures 5.6 et 5.7).

Les Figures 5.6 et 5.7 présentent l'évolution du champ d'amplitude du déplacement horizontal à la surface du modèle pour un extrait de l'expérience 13 (EXP13) effectuée à vitesse rapide (20 mm/h). De façon remarquable, aucune rupture majeure n'est observée. La cinématique de

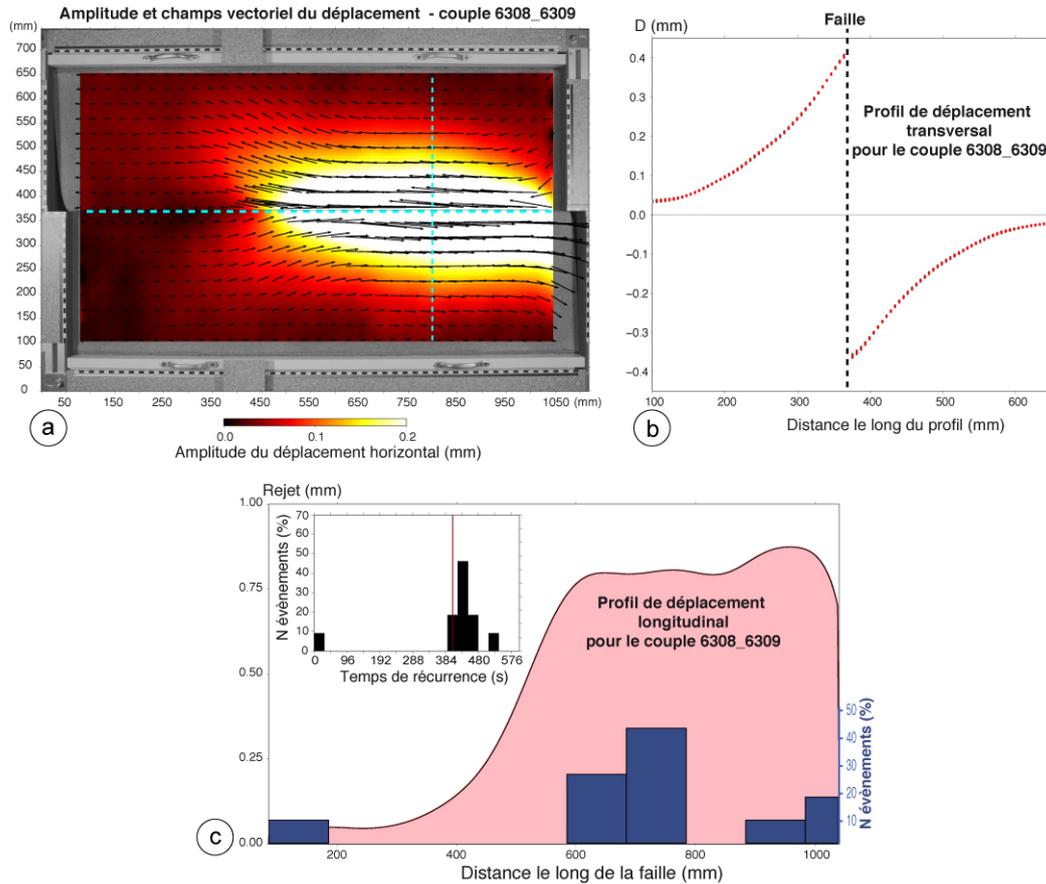


FIGURE 5.5: Analyse des microséismes majeurs de l'EXP14, vitesse de chargement lente (10 mm/h). a) Amplitude du déplacement horizontal et vecteurs associés pour un microséisme majeur. b) Profil de déplacement cosismique horizontal, composante parallèle à la faille (tracé vertical en pointillés sur figure a). c) Profil de déplacement horizontal longitudinal, composante parallèle à la direction de la faille, (pointillés sur figure a). Haut gauche du graphe : Distribution des temps de récurrence des microséismes majeurs. Bas du graphe : Distribution de la localisation le long de la faille de leurs D_{max} .

l'expérience est décrite plus précisément sur la Figure 5.8 qui présente 36 profils transversaux de déplacements horizontaux, enregistrés depuis le couple 4800-4801 au couple 4835-4836 (encadré sur fond vert, Figure 5.6). Représentatif de l'ensemble de l'expérience, cet extrait a été sélectionné pour illustrer le comportement long terme de la faille.

On constate que les seuls glissements qui dépassent à peine les déplacements imposés aux limites du modèle ($\sim 33 \mu\text{m}/\text{mesure}$), atteignent des valeurs maximales d'environ $50 \mu\text{m}$ (couple 4831-4832, profil vert). Ces valeurs étant très faibles, l'amplitude du bruit sur la mesure ($\sim 5 \mu\text{m}$) ne permet pas d'identifier clairement la longueur des ruptures, estimée toutefois inférieure à 100 mm. La plupart des autres mesures indiquent du glissement asismique le long de la faille avec des valeurs inférieures ou égales au déplacement imposé aux limites. La mesure issue du couple d'image 4822-4823 illustre ces cas pour lesquels la faille n'est ainsi jamais entièrement bloquée

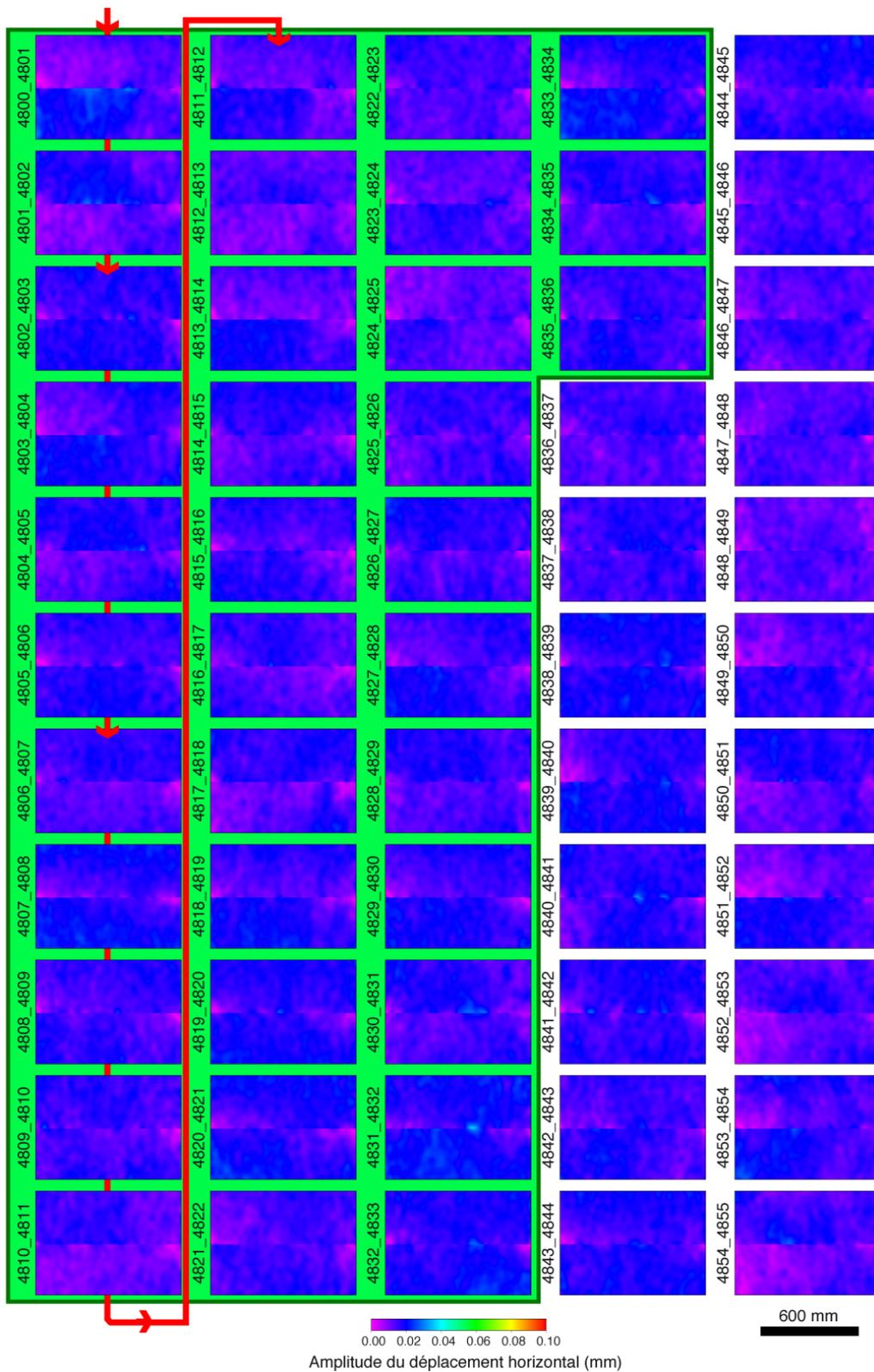


FIGURE 5.6: Amplitude du champ de déplacement d’une séquence de mesures extraite de l’expérience 13 réalisée à vitesse rapide (20 mm/h).

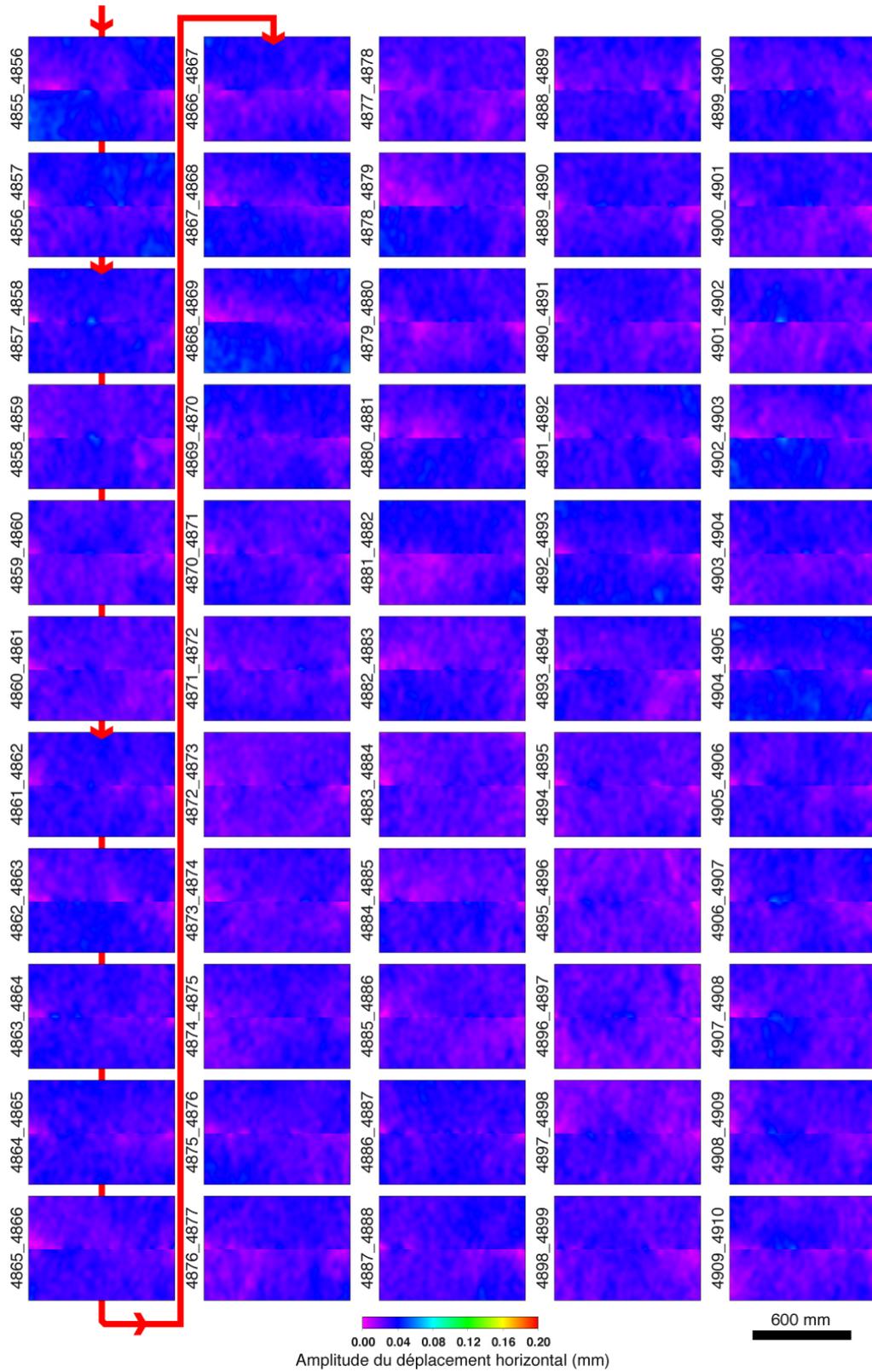


FIGURE 5.7: Suite de l'extrait de l'EXP13 page précédente (Figure 5.6).

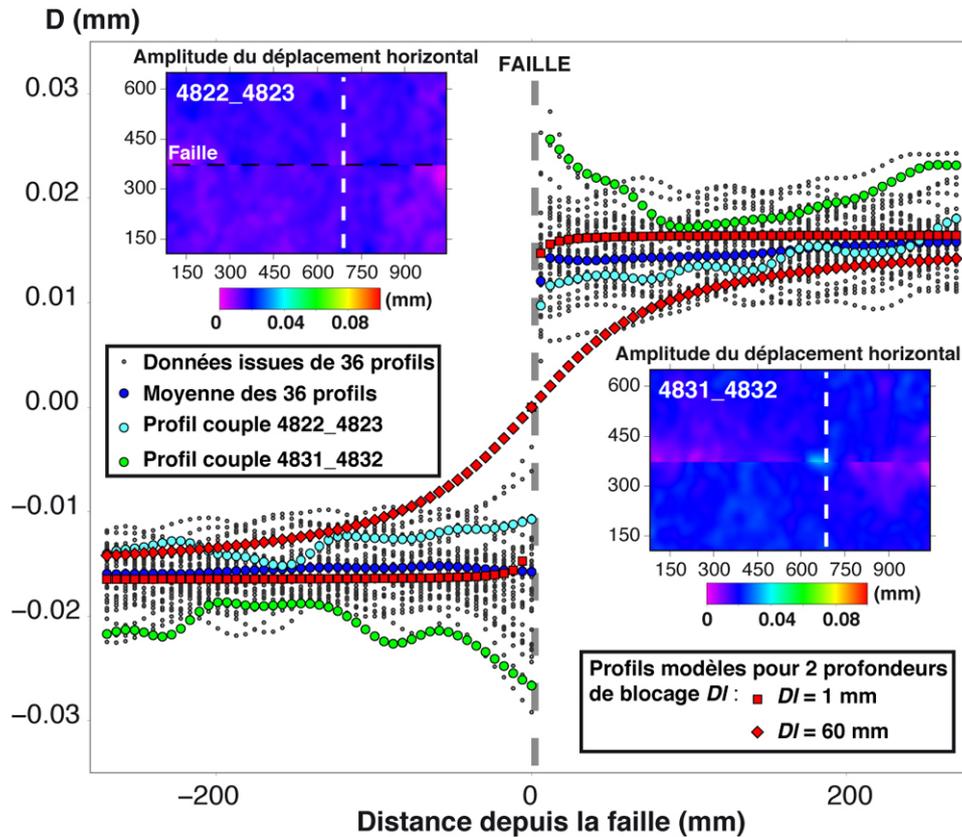


FIGURE 5.8: Diagramme synthétique de la cinématique de l'EXP13 réalisée à vitesse rapide (20 mm/h). Points gris : 36 profils de déplacement horizontal (composante parallèle à la faille) et profil moyen (points bleus foncés). Profils pour un exemple de glissement asismique (points bleus clairs) et un évènement de faible magnitude (points verts) et champ d'amplitude du déplacement associé (voir numéros de couple d'images indiqués). Losanges et carrés rouges : Profils de déplacement théoriques issus d'un modèle de dislocation élastique (Savage and Burford, 1973).

sur toute l'épaisseur de la partie élastique du modèle. En effet, aucun profil de déplacement transversal n'est en accord avec un modèle classique de dislocation en milieu élastique (Savage and Burford, 1973) pour lequel la profondeur de blocage est égale à 60 mm (profil modèle, losanges rouges). En revanche, le profil moyen des 36 mesures présentées ici est en accord avec une profondeur de blocage superficielle, voire nulle (profil modèle, carrés rouges). La faille ne se bloque donc jamais entièrement au cours de l'expérience et accumule trop peu d'énergie élastique pour pouvoir générer de fortes ruptures comme nous l'avons vu pour l'expérience réalisée à vitesse lente (EXP14, 10 mm/h).

Vitesse modérée - L'analyse de l'expérience 17 (EXP17), effectuée à vitesse de chargement modérée (15 mm/h), met en évidence un comportement intermédiaire entre les deux autres expériences à vitesses extrêmes de cette série (EXP13 et EXP14). En effet, dans le champ

d'amplitude du déplacement horizontal en surface du modèle (Figure 5.9 et 5.10), les ruptures détectées apparaissent de taille modérée et rompent la faille sur des longueurs variables comprises entre 100 et 800 mm pour des D_{max} pouvant atteindre 200 μm . Parfois, un évènement de plus forte amplitude se produit avec un D_{max} d'environ 500 μm (couple 1457-1458, encadré vert, Figure 5.10). Il se produit en général dans la partie centrale de la faille et il est suivi de nombreux glissements qui semblent se propager vers ses extrémités de façon bilatérale (du couple 1458-1459 au couple 1461-1462 par exemple). Dans ces zones, les glissements sont parfois conséquents à cause des effets de bords libres, comme pour l'EXP14.

Contrairement à l'EXP14, d'une manière générale, les ruptures se distribuent de manière plus homogène le long de la faille sans privilégier une zone particulière. Les glissements se produisent aussi au sein de séquences de plusieurs évènements consécutifs mais avec une irrégularité toutefois plus marquée, et une gamme de valeur de D_{max} plus étroite (voir plus haut). Les plus forts microséismes ($D_{max} \sim 500 \mu\text{m}$) n'apparaissent cette fois pas systématiquement au sein de toutes ces séquences.

Synthèse de la série 1 :

La Figure 5.11 présente pour chaque expérience de la série 1, le déplacement cumulé D_{ce} de tous les évènements détectés (voir limite de détection définie plus haut) ainsi que l'enregistrement temporel des D_{max} correspondants, sur une période d'analyse couvrant un déplacement cumulé aux limites de 5 mm. L'évolution du glissement cumulé des évènements détectés permet de visualiser à la fois la taille et la localisation des ruptures le long de la faille. Puisque la détection utilisée exclut tous les autres déplacements le long de la faille inférieurs au déplacement imposé aux limites, ce diagramme permet également d'estimer la part de glissements lents et asismiques qui se produit pour chaque expérience.

Pour l'EXP13 à vitesse de chargement rapide (20 mm/h), le cumul D_{ce} des rares évènements détectés, atteint au plus environ 350 μm sur les 5 mm de décalage imposés aux limites (Figure 5.11a). Cette différence implique qu'environ 93% du glissement sur la faille s'est produit à une vitesse inférieure ou égale à la vitesse de chargement, autrement dit de façon lente et asismique, au cours de la période analysée. Les D_{max} détectés (Figure 5.11b) étant de très faibles valeurs et proches du bruit de la mesure, ne permettent pas de mettre en évidence une quelconque cyclicité dans la cinématique observée.

Au cours de l'EXP14 à vitesse de chargement lente (10 mm/h), D_{ce} atteint un maximum d'environ 4 mm, impliquant seulement 20% de glissement lent (Figure 5.11e) dans la zone des microséismes majeurs sur la période d'analyse. Sur ce diagramme, on constate que la distribution du glissement et la localisation des deux microséismes majeurs détectés ici (Figure 5.11f) est similaire pour chacun d'entre eux, ce qui est en accord avec la définition d'un évènement caractéristique suggéré précédemment.

À vitesse de chargement modérée (EXP17, 15 mm/h), D_{ce} atteint un maximum de 2,5

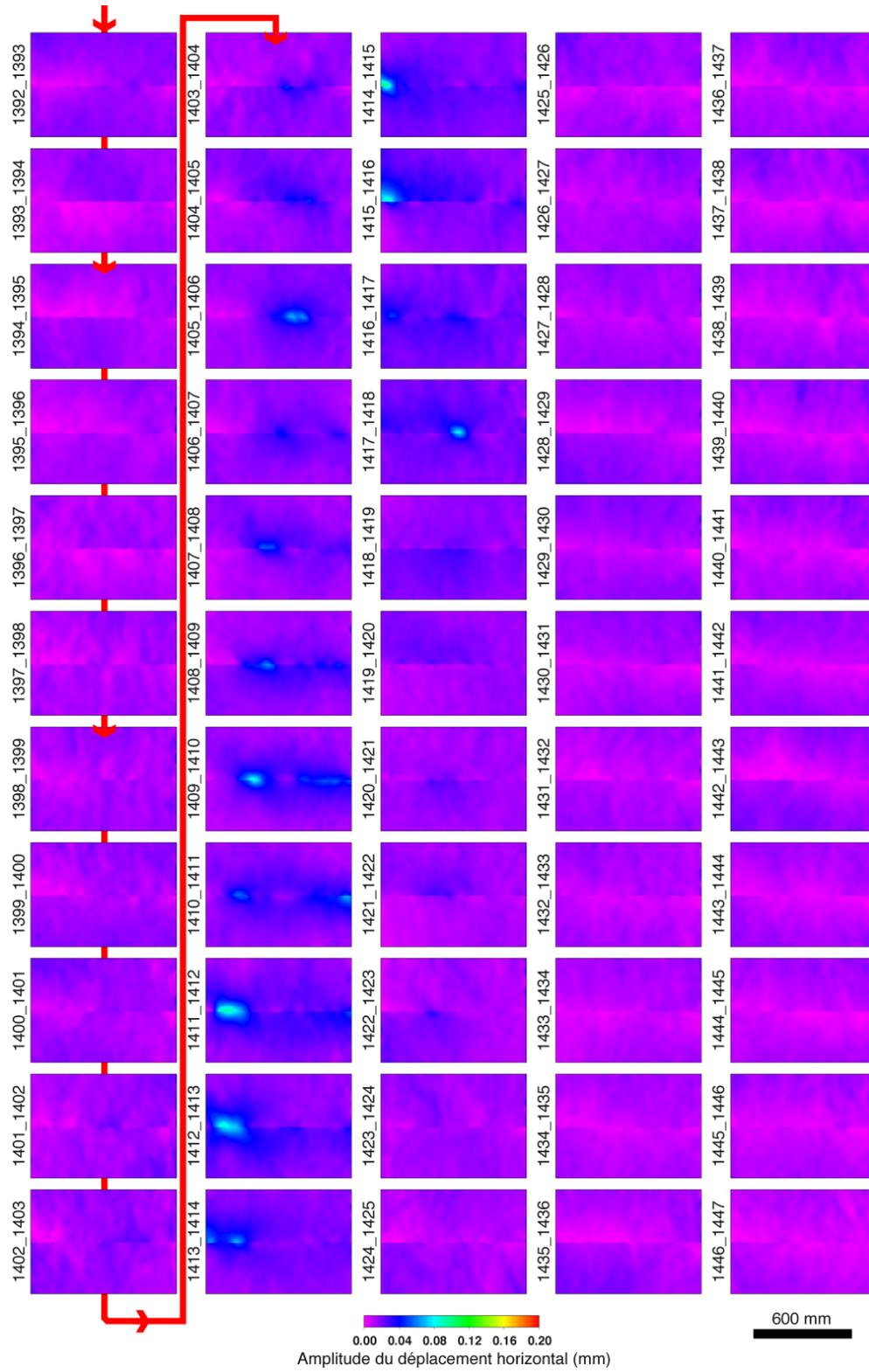


FIGURE 5.9: Amplitude du champ de déplacement d'une séquence de mesures extraite de l'expérience 17 réalisée à vitesse modérée (15 mm/h).

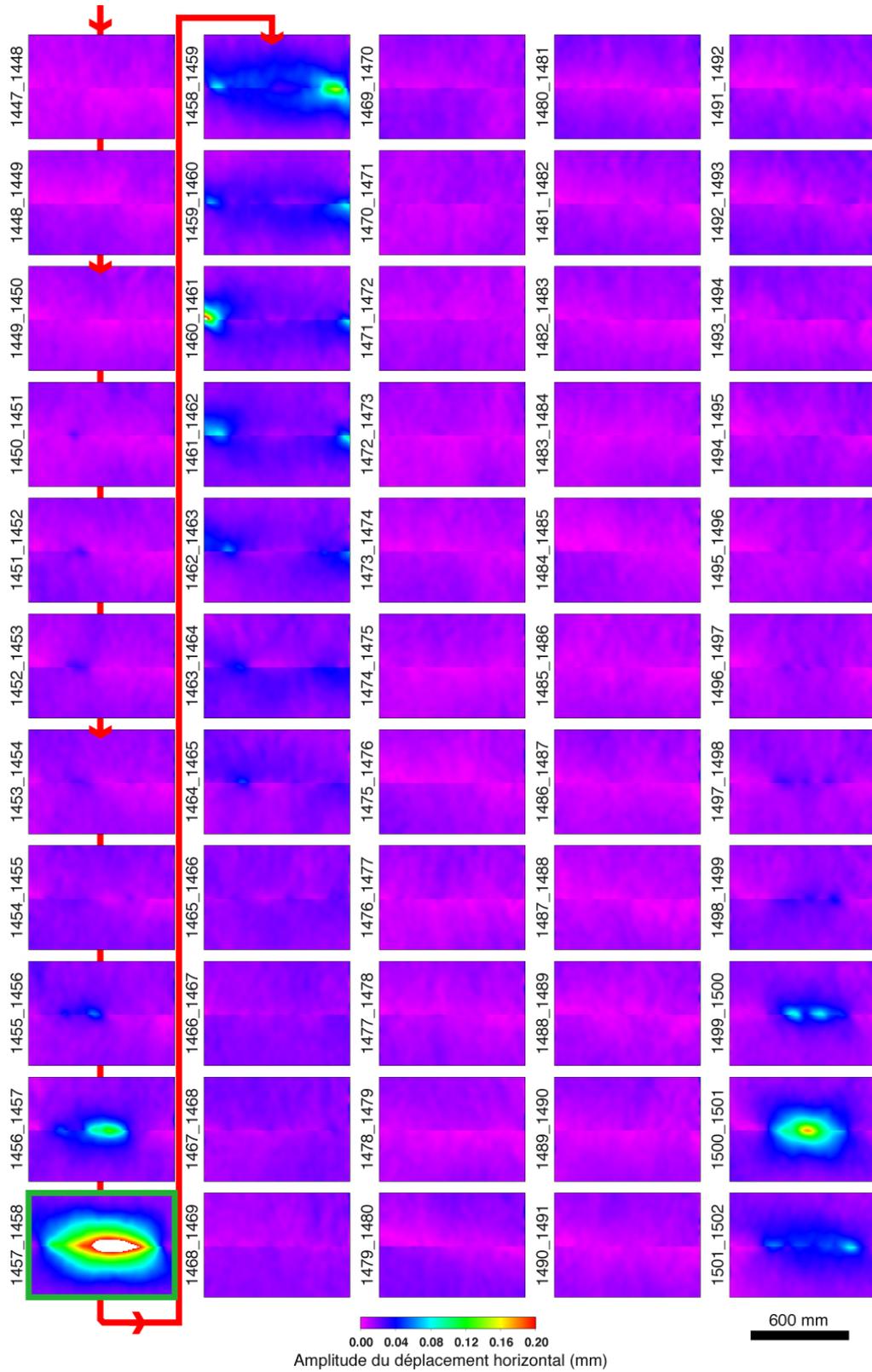


FIGURE 5.10: Suite de l'extrait de l'EXP17 page précédente (Figure 5.9).

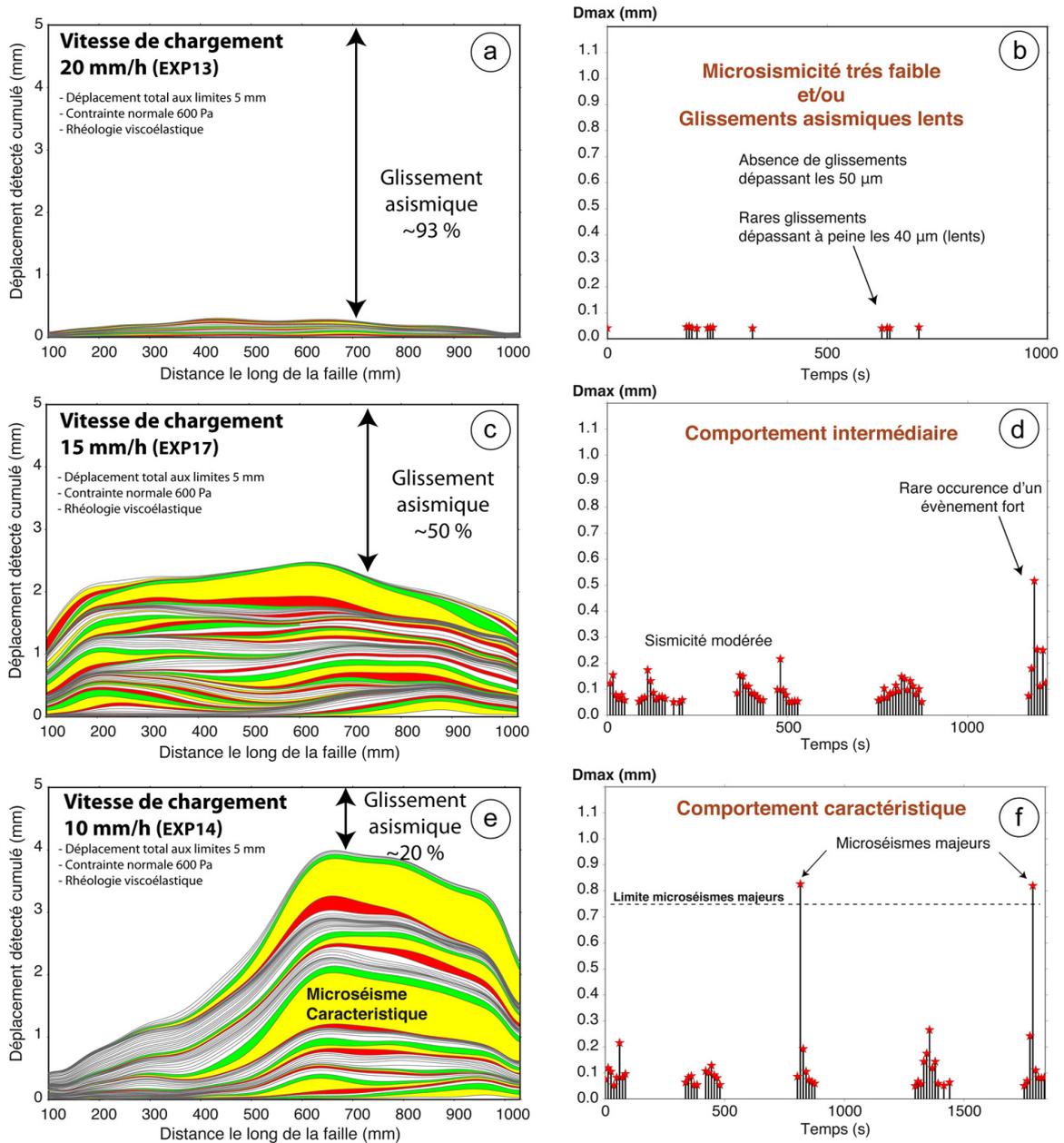


FIGURE 5.11: Comparaison de la cinématique des expériences de la série 1. a,c,e) Déplacements cumulés D_{ce} des évènements détectés au cours des 3 expériences de la série 1 pour une même quantité de chargement aux limites (5 mm). b,d,f) Enregistrement temporel des D_{max} associés à ces évènements.

mm soit 50% du glissement imposé aux limites au cours de la phase d'analyse (Figure 5.11c). On constate que de nombreux microséismes de taille modérée rompent localement des faibles portions de la faille avant l'occurrence d'une rupture majeure qui s'étend sur la totalité de sa longueur. Cette séquence se reproduit ensuite de manière assez similaire au cours de l'expérience (non montrée ici pour clarifier la lecture du diagramme). Bien qu'une cyclicité apparaisse aussi dans ce cas, le schéma global du cycle est plus complexe (Figure 5.11d) que pour l'expérience

réalisée à vitesse lente dont le cycle est beaucoup plus régulier.

Série 2 :

La série 2 est composée des expériences EXP26, EXP27, EXP28, réalisées à des vitesses de chargement respectives de 20 mm/h, 5 mm/h et 12.5 mm/h et une contrainte normale moyenne d'environ 250 Pa. Le couplage entre D_{max} et la vitesse de chargement V_l observée au cours de la série 1 se confirme également ici.

En effet, au cours de l'expérience à vitesse rapide (EXP26, 20 mm/h), la faille glisse presque continuellement et les événements les plus importants dépassent à peine le seuil de détection (50 μm) de manière tout à fait comparable à l'EXP13 de la série 1. En revanche, pour une vitesse lente (EXP27, 5 mm/h), on observe de grandes ruptures se produisant à intervalles de temps réguliers (Figures 5.12, 5.13 et 5.14), comme nous l'avons vu pour l'EXP14 de la série 1. Notons toutefois que la taille des ruptures majeures est plus faible ($D_{max} < 400 \mu\text{m}$) dans cette série pour laquelle la contrainte normale moyenne appliquée au plan de faille est plus de deux fois moins forte (250 Pa au lieu de 550 Pa pour la série 1).

Le temps de récurrence moyen des microséismes majeurs ($D_{max} > 250 \mu\text{m}$) est d'environ 450 s pour environ 40% d'entre eux (Figure 5.14b). Malgré une cyclicité apparente, on constate une certaine variabilité de ces temps de récurrence compris entre 190 s et 720 s. C'est l'occurrence de microséismes de taille modérée entre les plus fortes ruptures qui perturbent la cyclicité observée (Figure 5.14a). De plus, on constate que les ruptures majeures n'affectent pas systématiquement la même zone le long de la faille. En section 5.1.5 nous verrons que la localisation des ruptures le long d'un plan de faille peut être liée à la distribution initiale de la contrainte normale qui lui est imposée. Ce résultat permet néanmoins d'affirmer que la distribution spatiale et temporelle des ruptures majeures ne dépend pas uniquement de la vitesse de chargement imposée aux limites. En revanche, dans cette deuxième série d'expérience, on observe que la vitesse influence fortement le régime de glissement de la faille, à savoir stable ou instable et par conséquent ses capacités à pouvoir générer de larges ruptures sismiques.

La Figure 5.15 permet de comparer le comportement de la faille au cours des expériences de la série 2. Le déplacement cumulé D_{ce} des ruptures détectées met en évidence le même type de relation entre la vitesse de chargement et le comportement de la faille que pour la série 1. En effet, D_{ce} croît lorsque la vitesse imposée aux limites diminue. Pour une vitesse de 5 mm/h (EXP27), D_{ce} est d'environ 3,2 mm alors qu'il est seulement d'environ 0,4 mm pour une vitesse quatre fois plus rapide de 20 mm/h (EXP26). Pour une vitesse intermédiaire de 12,5 mm/h (EXP28), D_{ce} atteint un maximum d'environ 1,8 mm. La localisation des ruptures le long de la faille au cours de cette expérience à vitesse intermédiaire est assez similaire à celle de l'EXP27 (vitesse lente) mais les déplacements mesurés sont plus faibles d'environ un facteur 2 pour les événements majeurs. Comme pour la série 1, la comparaison entre les différentes valeurs de D_{ce} atteintes pour la même quantité de chargement aux limites implique que plus la vitesse

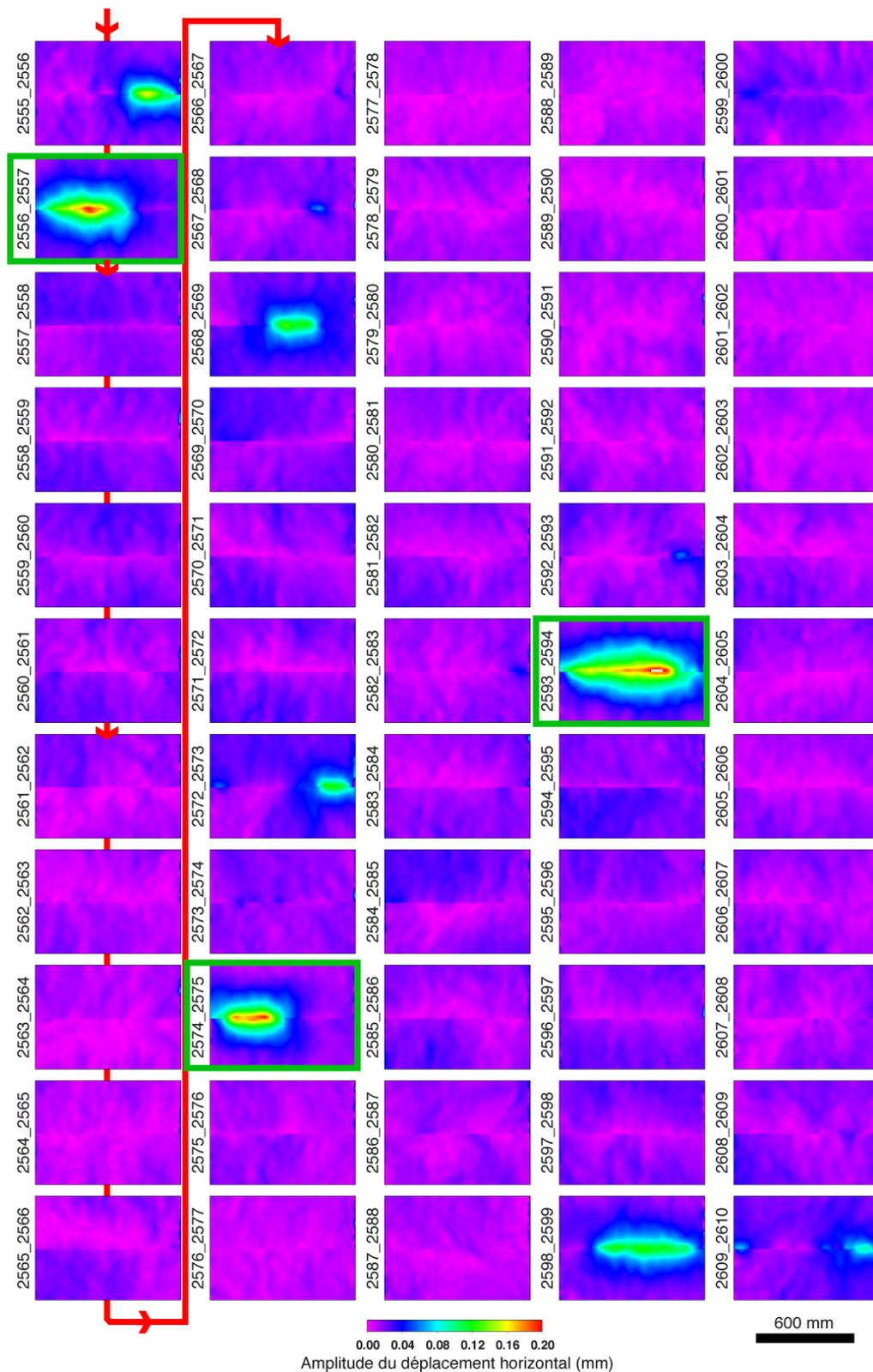


FIGURE 5.12: Amplitude du champ de déplacement d’une séquence de mesures extraite de l’expérience 27 réalisée à vitesse lente (5 mm/h).

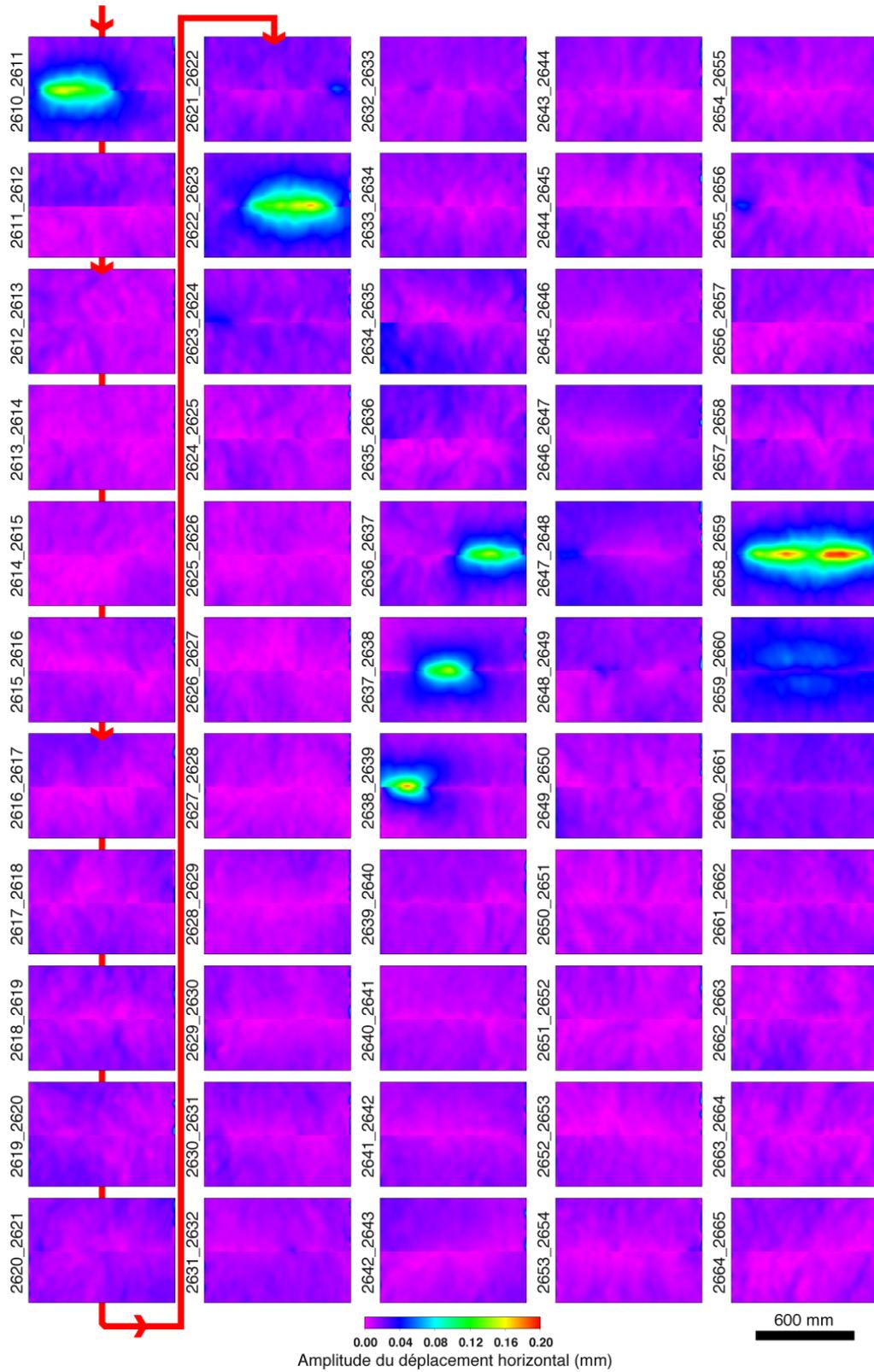


FIGURE 5.13: Suite de l'extrait de l'EXP27 page précédente (Figure 5.12).

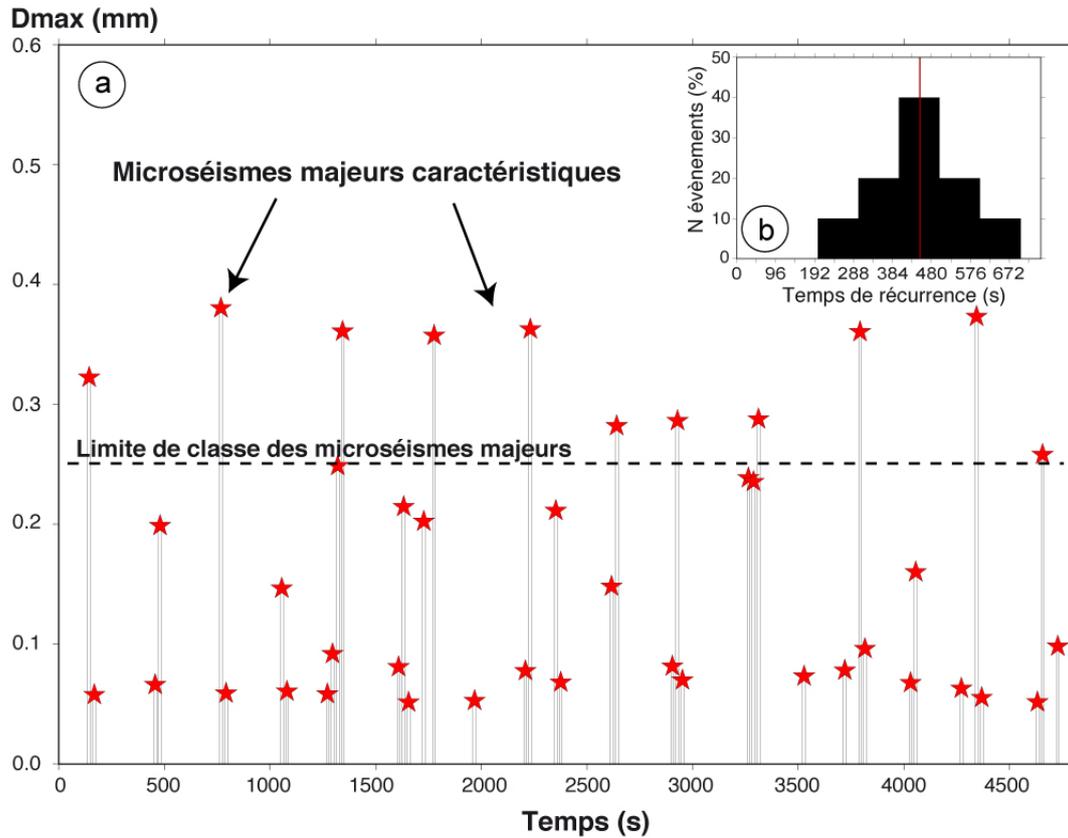


FIGURE 5.14: Microsismicité d'un extrait de l'expérience 27 réalisée à vitesse de chargement lente (5 mm/h). a) Enregistrement temporel des déplacements maximums (D_{max}) pour les événements détectés en surface le long de la faille. b) Distribution des temps de récurrence des microséismes majeurs.

de chargement est importante plus la part de glissement rapide et potentiellement sismique est faible.

Synthèse des résultats des séries 1 et 2 :

Sur la gamme de vitesses des deux séries d'expériences présentées ici, la relation apparaît linéaire entre la valeur cumulée des déplacements détectés D_{ce} et la vitesse de chargement V_l imposée aux limites du modèle (Figure 5.16a). Pour la série 1, D_{ce} évolue selon $-0,37V_l$ alors que pour la série 2, D_{ce} varie avec $-0,19V_l$.

L'effet de la vitesse de chargement est donc deux fois plus important dans les expériences de la série 1 que dans celles de la série 2. Cette différence implique que d'autres paramètres contrôlent la taille des ruptures qui se produisent au cours des expériences. Le seul paramètre qui diffère entre les deux séries est la contrainte normale moyenne sur le plan de faille.

La figure (Figure 5.16b) présente une compilation des déplacements maximaux d'un total de 1934 événements s'étant produits au cours de toutes les expériences des deux séries présentées ici en fonction des différentes vitesses de chargement imposées aux limites du modèle. On constate

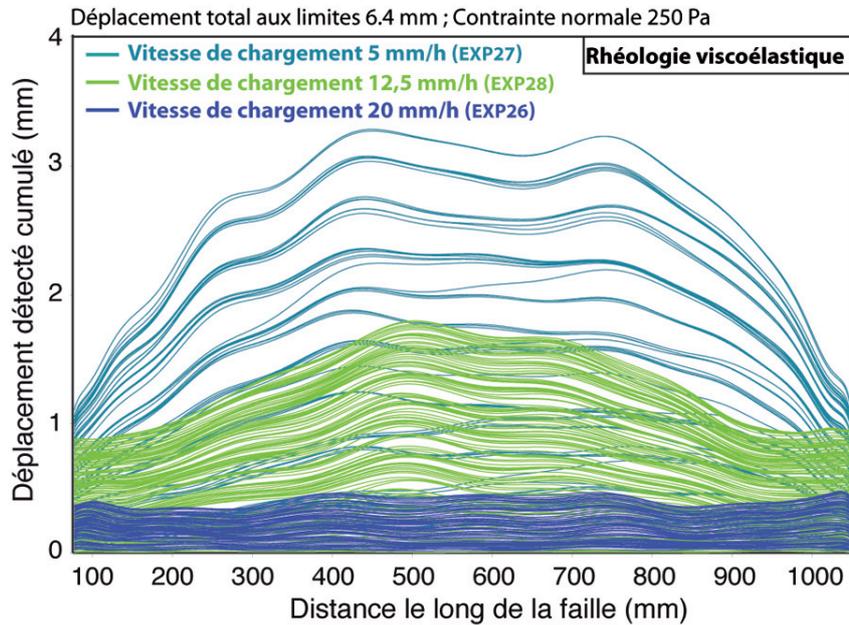


FIGURE 5.15: Comparaison du déplacement détecté cumulé pour une même quantité de chargement pour les expériences de la série 2 : EXP26, 27 et 28, réalisées respectivement à des vitesses de chargement de 20 mm/h, 5 mm/h et 12.5 mm/h.

que la taille maximale des déplacements mesurés semble dépendre de la vitesse de chargement imposée aux limites. Cette taille semble aussi dépendre, de manière logique, de la valeur moyenne de contrainte normale appliquée au plan de faille. De ces deux graphiques, il apparaît ainsi que plus la contrainte normale est forte, plus l'effet de la vitesse de chargement sur le comportement de la faille est important.

Cependant, il est impossible d'affirmer que la taille des évènements cosismiques elle-même est influencée par la vitesse de chargement. En effet, sans enregistrement haute fréquence de la déformation du modèle, nous ne pouvons distinguer la part de glissement sismique qui pourrait se produire avant et après la phase de rupture rapide. Nous pouvons en revanche affirmer que la vitesse de chargement a clairement une influence sur le régime de glissement de la faille. Au vu des expériences effectuées aux vitesses extrêmes des deux séries présentées ici, il apparaît que plus la vitesse est rapide plus le comportement de la faille tend vers un régime de glissement stable et asismique.

5.1.4 Interprétations mécaniques du comportement observé

Comme nous l'avons précisé dans le Chapitre 2, pour certains matériaux (roches et métaux en particulier), le coefficient de friction statique μ_s pour lequel le glissement s'initie sur la surface que forment deux blocs superposés augmente approximativement avec le logarithme du temps pendant lequel les blocs ont été maintenus en contact stationnaire (Dieterich, 1972b).

Dans notre cas, ce temps de contact stationnaire correspond au temps de récurrence des

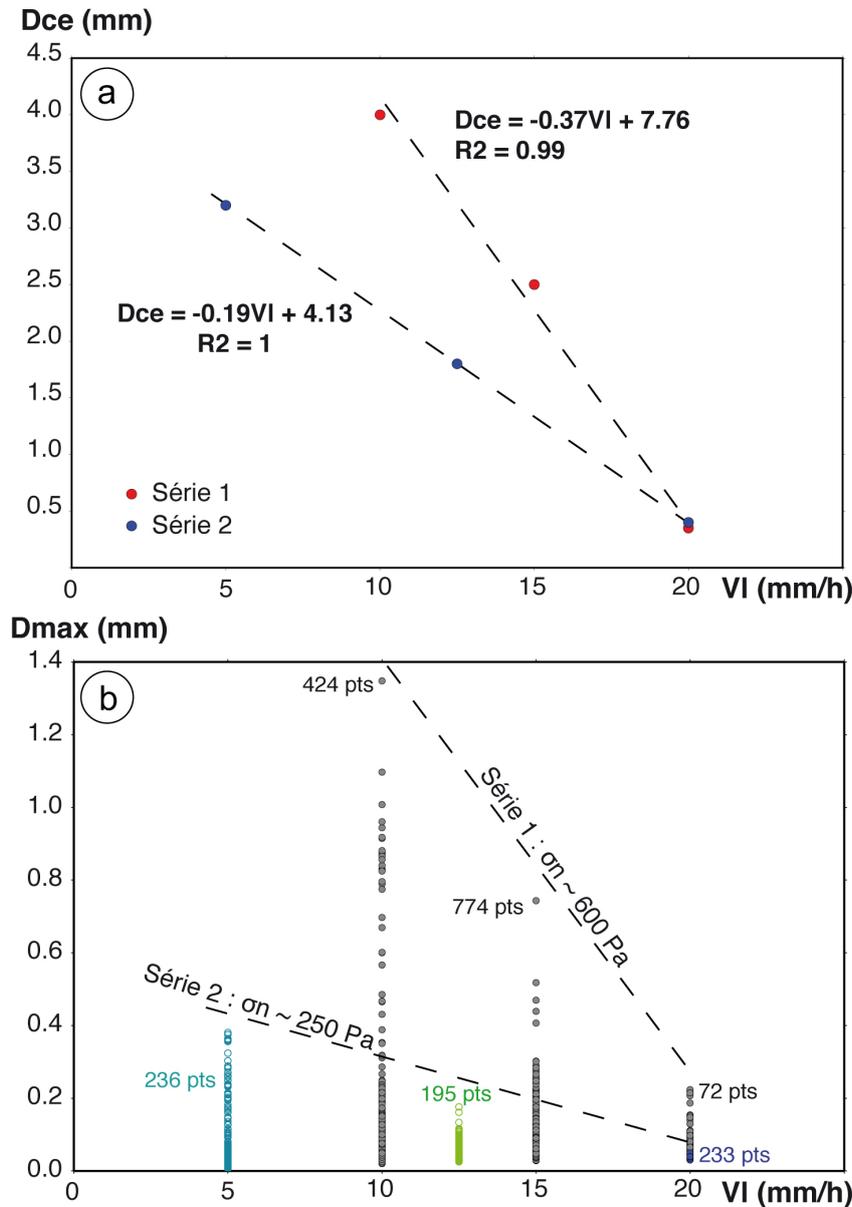


FIGURE 5.16: Analyse synthétique des séries 1 et 2. a) Déplacement cumulé D_{ce} des évènements détectés vs Vitesses de chargement V_l et régressions linéaires (pointillés). b) Compilation de 1934 déplacements maximaux D_{max} mesurés au cours des deux séries vs V_l . "pts" indique le nombre de mesures.

microglissements qui se produisent au cours des expériences. Ce temps de récurrence étant proportionnel à la vitesse de chargement, la friction statique sur le plan de faille devrait évoluer de manière inversement proportionnelle à la vitesse imposée aux limites du modèle : plus la vitesse augmente, plus la friction statique diminue.

Afin de vérifier cet effet dans les expériences de cycles sismiques analogiques, j'ai réalisé deux expériences à vitesses extrêmes, avec une rhéologie "pure-élastique", i.e sans couche de silicone à la base du modèle. Les plaques de mousses polyuréthane utilisées sont les mêmes que pour la

série 2, ce qui nous permet de conserver une même distribution de contrainte normale le long de la faille et par conséquent de faciliter la comparaison avec ces nouvelles expériences.

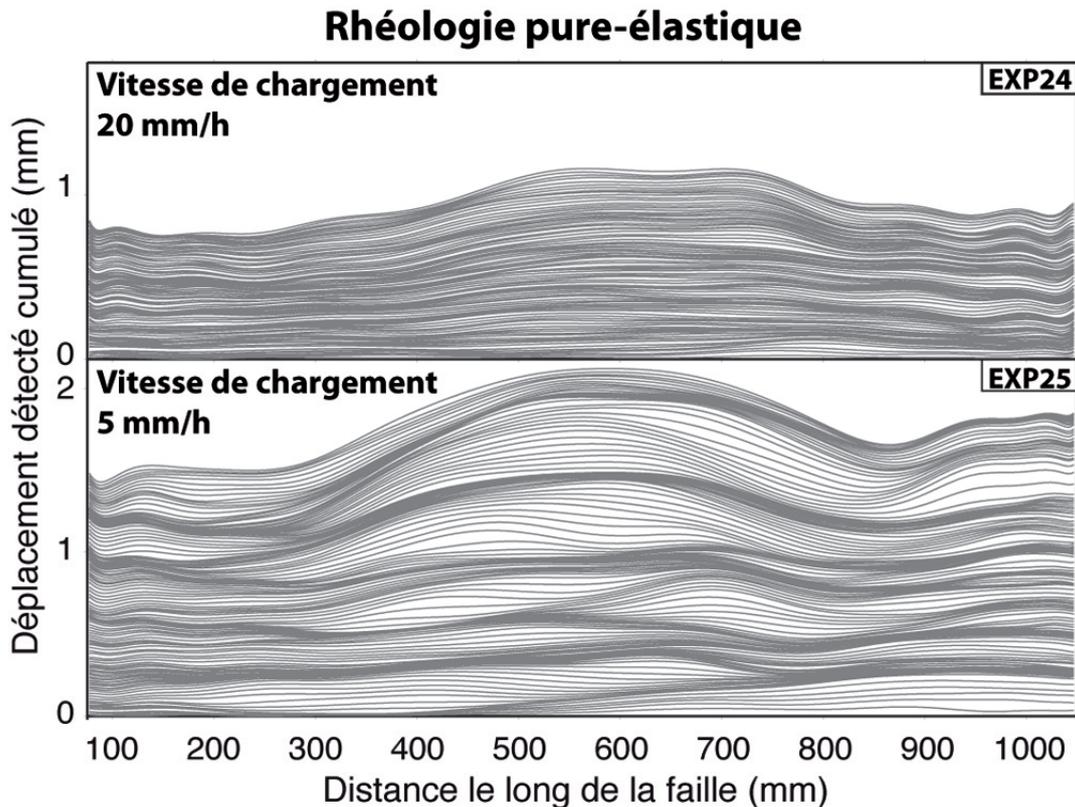


FIGURE 5.17: Comparaison de 2 expériences à vitesses de chargement lente et rapide (EXP24 et EXP25) effectuées avec une rhéologie "pure-élastique". Pour une même quantité de chargement aux limites, à son maximum, D_{ce} est environ deux fois plus important pour une vitesse de chargement lente (5 mm/h) que pour une vitesse rapide (20 mm/h).

Les expériences 24 (EXP24) et 25 (EXP25) ont été réalisées respectivement à des vitesses de chargement de 20 mm/h et 5 mm/h. La Figure 5.17 indique que pour une même quantité de chargement aux limites, le déplacement cumulé D_{ce} des événements détectés est environ deux fois plus important pour la vitesse de chargement lente (EXP25) que pour une vitesse rapide (EXP24). Ainsi, bien que la tendance générale soit la même, l'effet de la vitesse de chargement est bien moins marqué que dans les séries réalisées avec une rhéologie viscoélastique, i.e avec la couche de silicone à la base du modèle. De plus, au cours de l'expérience à vitesse lente (EXP25, 5 mm/h), on n'observe pas de microséisme majeur aussi important que pour l'EXP27, réalisée à la même vitesse mais avec une rhéologie viscoélastique.

Il semblerait donc que l'effet du temps de contact stationnaire sur la friction statique du plan de faille dans nos expériences ne suffise pas pour expliquer à lui seul le comportement observé au cours des séries 1 et 2. Le couplage viscoélastique entre les deux couches qui constituent le modèle semble donc jouer un rôle supplémentaire et même prépondérant dans la tendance observée.

Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 4, la rhéologie du silicone que nous utilisons est dépendante de la vitesse de déformation. Ainsi, pour une vitesse rapide, je suppose que les forces visqueuses augmentent dans la partie inférieure du modèle tout comme le couplage mécanique avec la base des plaques de polyuréthane, ce qui force la base du plan de faille frictionnel à glisser à une vitesse proche de celle qui est imposée aux limites. La profondeur de blocage déterminée à partir du champ de vitesse en surface apparaît donc faible voire même parfois nulle comme nous l'avons constaté pour l'EXP13 effectuée à vitesse rapide (20 mm/h) (voir Figure 5.8). Pour une vitesse de chargement lente, le silicone se comporte comme un fluide newtonien et les forces visqueuses qui opèrent juste sous les plaques de polyuréthane diminuent significativement, permettant à la faille de rester bloquée sur une plus longue période et d'accumuler ainsi beaucoup plus d'énergie élastique. Lorsque le seuil de friction statique est atteint, elle se met alors à glisser rapidement et probablement de manière sismique lorsque le stockage d'énergie élastique est suffisamment important.

À ce jour, nous ne disposons pas encore assez de finesse dans la mesure des paramètres rhéologiques du silicone pour clarifier la variabilité de son comportement dans la gamme de vitesses de déformation employées ici. Des mesures supplémentaires seront donc nécessaires pour renforcer cette hypothèse. Il sera notamment utile de caractériser la déformation qui se produit dans la couche basale de silicone au cours des expériences. Pour cela, je propose l'utilisation de marqueurs colorés, tels que ceux que nous avons utilisés pour caractériser la largeur de cisaillement ductile lors d'expériences réalisées sans la partie élastique du modèle (section 4.8.3). Disposés à différents niveaux dans l'épaisseur de la couche de silicone, cela devrait permettre de caractériser l'évolution de la déformation ductile dans les trois dimensions de l'espace et son évolution en fonction des vitesses de chargement imposées aux limites.

En parallèle, une étude spécifique du comportement mécanique du silicone en fonction des vitesses de déformation utilisées dans nos expériences sera indispensable pour comprendre son implication dans la dynamique du cycle sismique expérimental observée.

5.1.5 Conclusion de l'analyse

Au cours de cette analyse, nous avons pu mettre en évidence une relation entre le comportement cinématique de la faille du modèle et la vitesse de chargement imposée aux limites. Une vitesse lente favorise un mode de glissement instable et sismique, tandis qu'une vitesse rapide tend à le stabiliser et à provoquer du glissement lent de plus faible amplitude. Je propose que le couplage mécanique au niveau de la transition fragile/ductile du modèle soit plus important dans le cas d'une vitesse rapide, favorisant ainsi l'entraînement de la base des plaques de polyuréthane et par conséquent le glissement continu de la partie frictionnelle de la faille. À vitesse de déformation lente, le fluage du silicone dans la zone de transition permet une relaxation continue

des contraintes de chargement en profondeur et un stockage d'énergie élastique dans la partie supérieure qui se traduit ensuite par l'occurrence de glissements rapides. Nous avons également pu constater, à l'aide d'essais de tribologie, que la friction statique du plan de faille expérimental était dépendante du temps. Deux expériences de cycle sismique à rhéologie pure-élastique nous ont toutefois permis de constater que cet effet ne pouvait être responsable à lui seul de la tendance observée et qu'il était même mineur par rapport à l'effet du couplage viscoélastique évoqué précédemment.

En discussion de ce manuscrit de thèse (Chapitre 6), nous comparerons ces résultats expérimentaux avec les observations naturelles et discuterons des processus mécaniques potentiellement responsables du comportement cinématique observé.

Bien que la vitesse de chargement semble jouer un rôle sur le comportement mécanique du système, d'autres paramètres tels que la localisation des ruptures le long de la faille ou la distribution spatiale du glissement qui leur est associé ne sont en revanche pas clairement expliqués dans ces expériences. La prochaine partie traite du rôle potentiel que pourrait jouer la distribution des contraintes initiales sur le plan de faille dans la dynamique du cycle sismique. Comme indiqué précédemment, cette prochaine partie devrait être soumise en tant que publication avant la date de soutenance. Pour cette raison le texte est rédigé en anglais.

5.2 How along fault stress heterogeneity control coseismic fault slip properties ? Insights from an experimental strike-slip fault model

Paper in process to be submitted

Y. CANIVEN (1), S. DOMINGUEZ (1), R. SOLIVA (1), R. CATTIN (1), M. PEYRET (1), M. MARCHANDON (2)

1. *Géosciences Montpellier Laboratory, University of Montpellier, France*

2. *Géoazur Laboratory, University of Nice-Sophia-Antipolis, France*

*Corresponding author : Y. Caniven, UMR-5243 - Géosciences Montpellier Laboratory, University of Montpellier 2, CC.60, 34095 Montpellier cedex 5, France

Abstract

We investigate experimentally the role played by along fault initial normal stress variations on coseismic slip and long term fault behavior. We used a strike-slip fault analog model, based on a visco-elastic multi-layered rheology, to reproduce and analyze several hundreds of microquakes and associated seismic cycles. Initial normal stress distribution along the fault plane is imposed and surface model kinematics is monitored using sub-pixel correlation of high resolution digital images. Results show that coseismic slip patterns are strongly controlled by variations in fault strength and subsequent accumulated shear stress along fault strike. Major microquake events occur preferentially into zone of major shear stress asperities and coseismic slip distributions follow similar trends than initial normal stress variations along the fault. The occurrence of isolated low to moderate microquake events where residual stresses persists around secondary stress asperities, indicate that initial stress conditions along the fault control also the whole variability of fault slip events. Moreover, our experiment suggest that the heterogeneity of initial stress state along the fault influence the regularity of the seismic cycle and, consequently, long term fault slip behavior. The amount of shear stress asperities and their respective amplitude seem to be the key parameters ; numerous low amplitude stress asperities induce irregular cycles and earthquakes clustering, whereas a single high amplitude asperity generates more regular cycle with strong characteristics microquake events. Results of this paper comfort, then, the hypothesis that coseismic slip distribution along earthquake ruptures may provide relevant informations on unknown initial stress state and could thus improve seismic hazard understanding.

5.2.1 Introduction

One of the main measurable parameters that allows characterizing earthquake dynamics is short and long-term fault slip kinematics. Studying the spatial distribution of coseismic fault slip provides crucial data to better constrain earthquake mechanics (Scholz, 1982; Tse and Rice, 1986; Manighetti et al., 2005; King and Wesnousky, 2007), and has also strong implications on seismic hazard evaluation (Wesnousky, 1986; King et al., 1994; Stein et al., 1997).

Nowaday, recent technological advances in remote sensing measurements as well as the development of dense and permanent geodetic networks enable a detailed analysis of surface deformation along active faults. The 1999 Mw=7.5 Izmit earthquake is a typical example. Near and far field fault geodetic deformation have been measured, using InSAR and sub-pixel optical images correlation to inverse slip distribution on the fault plane and to better understand the mechanical processes activated during this earthquake (Reilinger et al., 2000; Michel and Avouac, 2002). From such studies, coseismic slip distribution along fault rupture appears usually heterogeneous, with zones of high slip separated by zones of low to zero slip (e.g. Wen et al., 2012b; Peltzer et al., 2001; Mai and Beroza, 2002; Barka et al., 2002; Avouac et al., 2014). Furthermore, most of fault slip profiles have asymmetrical shapes and exhibit triangular functions (Manighetti et al., 2005) that are inconsistent with simple elliptical distributions derived from simple crack model in an elastic medium (Pollard and Segall, 1987).

The observed variability in earthquake fault slip distributions can be attributed to many factors (Bizzarri, 2009); the tectonic context, the geometry of the fault plane (Anderson, 1951; Robinson et al., 2006; Sibson, 1983), earthquake triggered processes such as fluid pressurization (Faulkner and Rutter, 2001) or inelastic deformation (Bürgmann et al., 1994) and the interactions between nearby faults (Sylvester, 1988; Andrews, 1994).

Recent investigations based on earthquakes data catalog (e.g. Wesnousky, 2008) strongly suggest that coseismic slip distribution is essentially controlled by fault strength variations. Other works based on studies of specific earthquake ruptures reveal that accumulated stress along strike is also a key parameters that must be taken into consideration (Peyrat et al., 2001; Mai and Beroza, 2002). One of the most recent example that comforts these hypothesis comes from the study of the 2008 Mw 7.9 Wenchuan earthquake (Wen et al., 2012b). The simulation of this earthquake rupture revealed that coseismic slip pattern inverted from surface geodetic data can be explained by spatial heterogeneities in initial stress loading on the fault plane inherited from the interseismic phase.

However, because we lack of data covering several seismic cycles on the same fault and because cumulative stress distributions around active faults cannot be directly measured, the impact of such heterogeneities on long-term fault kinematics is still a matter of debate.

To afford complementary observations and data on that topic, we use an experimentally

approach to investigate the role of initial stress distribution on coseismic fault slip pattern and seismic cycle properties. We used an original visco-elastic multi-layered analog model capable to reproduce seismic cycles on a strike-slip fault [Caniven et al., accepted in *Tectonics*]. This experimental device allows to impose the initial normal stress distribution along the fault plane and monitor accurately short and long term model surface kinematics and mechanical evolution.

The main goal of this paper is to study how the initial stress field pattern can influence the distribution of coseismic slip and control fault kinematics at the seismic cycle time-scale. Hereafter, we present our results through the presentation of one typical experiment characterized by an initial heterogeneous normal stress distribution. Because the analysis of coseismic rupture dynamics is beyond the scope of this paper, we will focus our analysis at the time scale equivalent in nature to a few month up to several thousand of years, i.e. as observed, paleoseismology, geodesy and satellite imagery. We will also discuss some points originating from others experiments that are not detailed in this paper but that can be found in the electronic supplementary data.

5.2.2 Experimental model

Experimental set-up characteristics and analog model rheological properties are extensively described in a previous publication [Caniven et al., accepted in *Tectonics*]. Hereafter, we only sum up the main points.

5.2.2.1 Experimental set-up and boundary conditions

The experimental device consists of a 1m x 1.5m x 1.8m rigid structure of extruded aluminum profiles supporting all mechanical and model monitoring equipments (Figure 5.18a). To reduce potential external sources of vibrations, the four feet of the device are equipped with shock absorbers. The main structure supports two compartments mounted on two horizontal linear guided systems controlled by a computerized motoreductor (Figure 5.18b). Both compartments have similar sizes of 1.21m x 0.73m x 0.12m and are in contact along their longest dimension. They represent the two compartments of a strike-slip fault and move in opposite direction at a constant velocity that can be varied from 1 to 7 microns/s (0.35 cm/h to 2.5 cm/h). Compartment displacements are measured using a laser telemeter and image processing analysis techniques. Raw measurements are calibrated using several reference frames attached on the mobile and fixed parts of the experimental device to remove any external source of vibrations. Analog materials filling the two compartments are submitted to a localized shear deformation at a constant velocity (or loading rate). The analog model material can be pre-stressed laterally to scale the initial normal stress along the fault plane (from 50 to 1000 Pa) and also adjust the threshold of static and dynamic friction.

5.2.2.2 Model rheology and scaling

Analog model rheology intends to simulate the mechanical behavior of an idealized continental crust. With this aim, the model is formed by three superimposed layers of different analog materials (Figure 5.18). The basal layer is 3 cm thick and is made of a visco-elastic silicone compound (PDMS-SGM 36, Dow Corning Ltd., viscosity about 50 kPa.s at room temperature) for simulating the viscous deformation and strain hardening behavior of the lower crust (e.g. Davy and Cobbold, 1991; Faccenna et al., 1999). The intermediate layer is 4 to 6 cm thick and it is made of a high resilience Polyurethane foam (Young modulus = 95 ± 10 kPa, Poisson ratio = 0.06 ± 0.02 , Shear modulus = 45 ± 5 kPa, $V_p = 100$ m/s, $V_s = 68$ m/s). The foam allows for the simulation of the elastic deformation that characterizes the mechanical behavior of the upper crust at the time scale of the seismic cycle [Caniven et al., accepted in *Tectonics*]. The uppermost layer is 0.25 to 0.5 cm thick and is formed by a granular material mixture (silica powder and graphite). It represents the very upper kilometers of the shallow crust where deformation is considered as essentially brittle (Byerlee, 1968, 1978).

The fault plane is materialized by the contact zone between the two foam plates. It measures 1 m long and extends vertically 8-10 cm from the base of the two rigid aluminum profile compartments up to the model surface through the silicone, the polyurethane foam and the granular material layers. Friction properties evolves, then, vertically along the fault plane. In the basal silicone layer, the fault zone broadens into a 3cm thick ductile shear zone, which resistance is shear rate dependent. The main frictional interface is constituted by the intermediate layer along which the two foam plates slip in opposite direction. To obtain a static friction coefficient below 1, the fault plane is coated using a colored epoxy resin (RAL3000). At fault tips, two low friction patches, 3 cm long, are stucked on each side of the fault plane to avoid boundary effects. These patches induce a stable sliding of the polyurethane plates in this region, allowing to restrain most of the stick-slip events in the analyzed central part of the model.

The stability of slip is usually characterized by rate and state friction laws (Dieterich, 1972a; Ruina, 1983; Scholz, 1998) that depends on a friction rate parameter ($a-b$) which describes the velocity dependence of friction. It is usually determined experimentally by measuring the frictional response to step changes of slip rate. For $(a-b) > 0$, slip is stable, associated to a «velocity strengthening» behavior. For $(a-b) < 0$, slip is unstable with occurrence of stress-drops (stick-slip), the behavior being then «velocity weakening». For our experiments, we estimate $(a-b)$ using the stress drop associated to stick-slip events, the normal stress applied to the fault, and a velocity step increase of slip from V_0 to V_1 . Stable slip is observed during experiments with fault slip velocities close or slightly lower than the interseismic imposed loading velocity (typically $V_0 = 5.10^{-6}$ m.s $^{-1}$). In our experiments, coseismic mean slip velocity (V_1) are in the order of a few mm per second, mean normal stress is 500 Pa and typical stress-drop is 50 Pa. Based on these data, $(a-b)$ can be estimated to about -0.017 which is very close to the 10^{-2} value determined for rocks in the velocity weakening domains, depending on temperature,

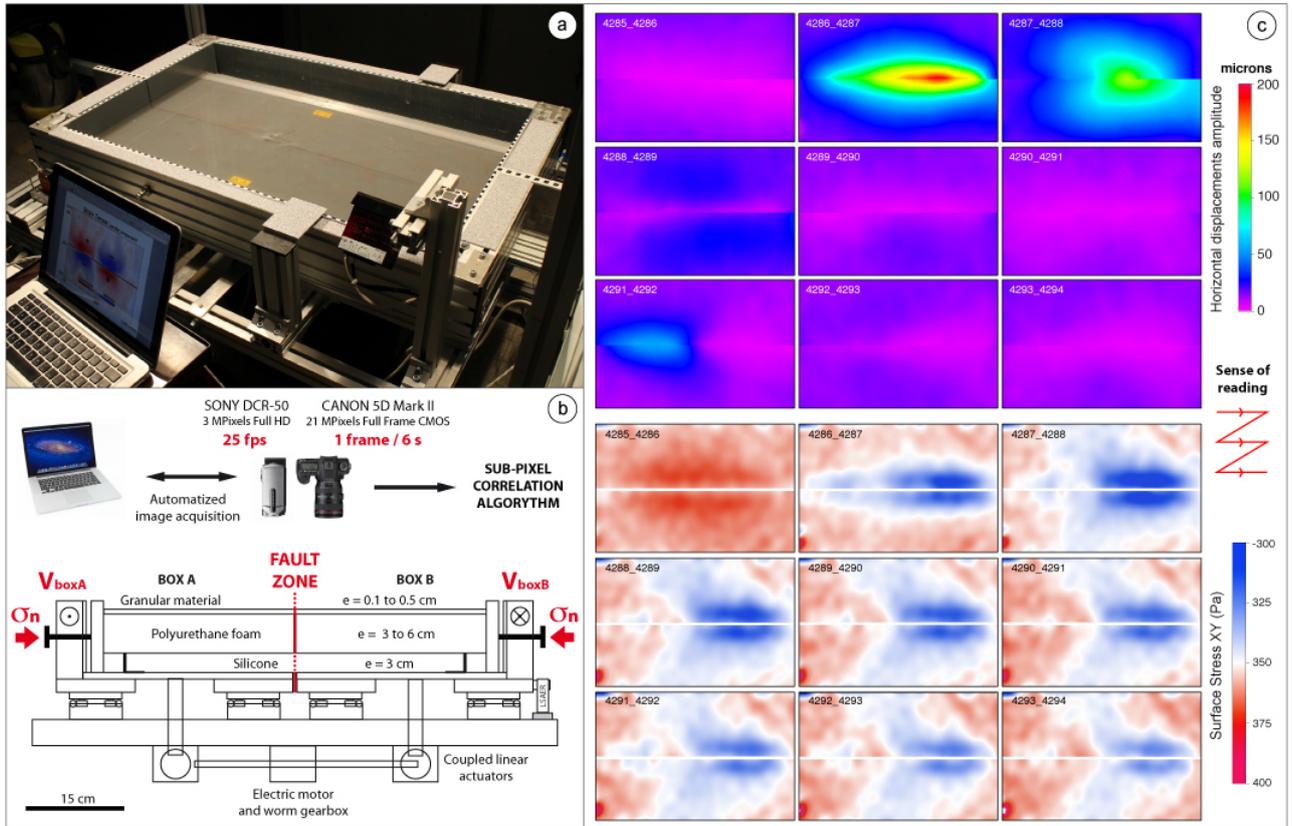


FIGURE 5.18: a) General view of the experimental set-up. The device is constituted by a computerized shear box fixed to a rigid aluminium structure. b) Mechanical and kinematical boundary conditions are based on the elastic rebound model (Reid, 1910). Model visco-elastic rheology is achieved by superimposing granular, elastic and viscous layers. Schematic cross section of the experimental device showing its internal mechanical structure, the geometry of analog material layers and how boundary conditions (initial normal stress and loading rate) are controlled. c) Model surface horizontal displacements are quantified using sub-pixel image correlation technique and numerical modelling tools are used to analyze model deformation at the surface and at depth. Examples of surface horizontal displacement measurements acquired during a typical experiment. Each stage is separated by 6 s corresponding to 20 microns of far field simple shear model deformation. Stick slip behavior is observed; instantaneous incremental fault slip events are separated by long time periods where the fault remains locked and model records long wavelength elastic loading, i.e. coseismic and interseismic stages respectively.

normal stress and shear rates (Stesky et al., 1974; Marone et al., 1990; Blanpied et al., 1991; Marone, 1998; Scholz, 1998).

Extrapolation of analog modeling results to nature is based on the scaling theory elaborate by Hubbert (1937) and later refined by Horsfield (1977), Ramberg (1981), Davy and Cobbold (1991) and Cobbold and Jackson (1992). Based on analog material and nature physical properties, we estimate the geometric factor (L^*) to be in the range between 3×10^{-6} to 5×10^{-6} (1 cm in the

model corresponds to 2-3 km in nature).

The upper crust is modeled using a polyurethane foam plate which has a low density ($\rho = 40 \text{ kg.m}^{-3}$) compare to upper crust density (2700 kg.m^{-3}). As a result, the lithostatic stress and the normal stress along the fault plane are very low inducing possible model scaling distortion. We compensate this limitation by imposing the initial normal stress along the fault plane ($\sim 500 \text{ Pa}$) such as it scales to nature ($\sim 150 \text{ MPa}$) using the geometric factor ($L^* \sim 4 \times 10^{-6}$). Similarly, we select a specific polyurethane foam whose shear modulus ($G = 45 \pm 5 \text{ kPa}$) scales to nature ($G \sim 10\text{-}30 \text{ GPa}$) using the same factor (L^*).

Temporal scaling evaluation was achieved by following the methodology, adopted by [Rosenau et al. \(2009\)](#) and [Corbi et al. \(2011\)](#) which proposed to defined two different timescales for the interseismic and the coseismic phases. During the interseismic slow deformation, inertia forces are negligible but viscous forces in the silicone layer, representing the lower crust, become dominant. Using silicone SGM36 and scaling rules, we obtain an interseismic timescale of $Ti^* \sim 2.5 \times 10^{-9}$ (i.e., 1 s in the model is equal to about 10-15 years in nature). The coseismic timescale (Tc^*) can be estimated considering that the Froude number should remain constant. As a result, $Tc^* = \sqrt{L^*} = 2 \times 10^{-3}$ (so 1 s in the model is equal to approximately 500 s in nature). As proposed by [Rosenau et al. \(2009\)](#), we estimate the interseismic and coseismic stage velocities using the ratios between L^* and Ti^* and L^* and Tc^* . We obtain for the interseismic phase; 5 mm/h in the model is equal to 27 mm/yr in nature and for the coseismic phase; $3 \times 10^{-3} \text{ m.s}^{-1}$ in the model is equal to 1.5 m/s. This first order model scaling is discussed more in detail in a previous paper [[Caniven et al.](#), accepted in *Tectonics*].

5.2.2.3 Kinematics monitoring, data processing and analysis

Model surface deformation is monitored using a CANON 5D Mark II full frame CMOS digital camera, located at the top of the experimental device. It records a high resolution image (5616 x 3744 pixels) every 6 s (Figure 5.18). Punctually, a video camcorder is also used to monitor, at a higher sampling rate (25 frames per second), coseismic fault slip kinematics. These data are processed using a sub-pixel spectral correlation algorithm ([Van Puymbroeck et al., 2000](#)) to derive the two components of horizontal surface displacement (X and Y) and an estimate of the signal to noise ratio (SNR). Typical measurements accuracy and spatial resolution are about 2 microns (rms) and 5 mm, respectively, leading to a total of about 20000 measurement points of model surface deformation every 6 s. Horizontal displacement data are filtered and formatted to analyze their characteristics (EW and NS components, Amplitude, vector field, displacement profile).

Model strain and stress states evolution can be studied in detail using the large catalogue of surface displacements. Because the vertical component of surface displacements is not measured, it is not considered in the following calculations. This is not a limiting factor since the fault has a pure strike-slip kinematics and, as shown by elastic dislocation modeling ([Okada, 1985](#)), vertical

displacements are at least one order of magnitude smaller than horizontal displacements. Thus, plane strain conditions (2D) are assumed and the components of model surface strain ε and stress tensors σ are, then, derived from the horizontal surface displacements. Assuming linear elasticity, the stress tensor σ is obtained from the Hooke's law

$$\sigma_{ij} = 2G\varepsilon_{ij} + \lambda\varphi\Delta_{ij} \quad (5.1)$$

with φ the first invariant of strain tensor, Δ the Kronecher's delta, G and λ , the shear modulus and Lamé coefficient, respectively. By convention, compression and left-lateral sense are negative. X and Y axis are chosen parallel and normal to the fault strike, so the XY stress component represents the shear component. An increase of shear stress is, then, generally associated to a coseismic rupture or a creep event along the fault plane surface.

In all of our experiments, after a transient period of general elastic loading, stick-slip behavior and seismic-cycle like phases of deformation can be observed and measured. This phase is characterized by the occurrence of instantaneous incremental slip events separated by periods (lasting from a few seconds to a few minutes) during which the fault appears to be partially or totally locked. Figure 5.18c shows a short sequence, representing 1 mn of duration, extracted from a typical experiment monitored every 6s. The first stage corresponds to the end of the precedent interseismic stage in which the fault was totally locked. Besides, using Eq.5.1, derived cumulated shear stress XY component of this precedent stage indicates a global loading of the model surface with a slight concentration around the fault central part. The next stage shows the occurrence of a strong coseismic event (fault slip about 200 μm) with an asymmetric distribution of slip along the rupture. It is followed by a model surface deformation pattern interpreted as related to postseismic events [Caniven et al., accepted in *Tectonics*]. Surface cumulated shear stress map shows a relaxation along and in the vicinity rupture with a maximum stress drop located at the zone of maximum slip. Then, the fault relocks, before slipping with a lower amplitude as shown by a moderate event that occurs to the left and relaxes locally the shear stress in this zone. A more detail analysis of such a complete sequence is given in the next section of this paper.

5.2.3 Results

5.2.3.1 Studied experiments and boundary conditions

To present and discuss our results, we selected one demonstrative experiment among the 50 others we performed. This experiment is characterized by a far field loading rate of 20 mm/h and a non-uniform and asymmetric initial normal stress distribution along the fault trace (Figure 5.19). At a local scale, normal stress variations along the fault depends on the contact geometry between the two polyurethane foam plates induced by industrial surface cutting irregularities. The friction along the fault plane is homogeneous and it is considered constant until the end

of the experiment. Rheology is dominated by the viscous and elastic layers properties whose thicknesses are 3 and 5 cm, respectively (Figure 5.19a).

The presented portion duration is 40 min (~ 36000 yrs) from which we extracted 400 successive surface displacement fields. Each stages are separated by 6 seconds which is equivalent to $\sim 33 \mu\text{m}$ of far field horizontal displacement parallel to the fault.

The normal stress peak value reaches 650 ± 30 Pa and is located between x-coordinates 600 mm and 750 mm where normal stress is above 550 Pa (Figure 5.19b and 5.19c). A second lower peak is observed between $x=280$ mm and 350 mm where normal stress exceeds 400 Pa with a maximum of 430 ± 30 Pa.

Following the definition proposed by Schellart and Rawlinson (2013), such zone of highest normal stress can be considered as a “stress asperity”. Such an asperity is described as a local area on the fault plane where the mechanical coupling is significantly higher than surrounding areas (Kanamori, 1981; Lay et al., 1982).

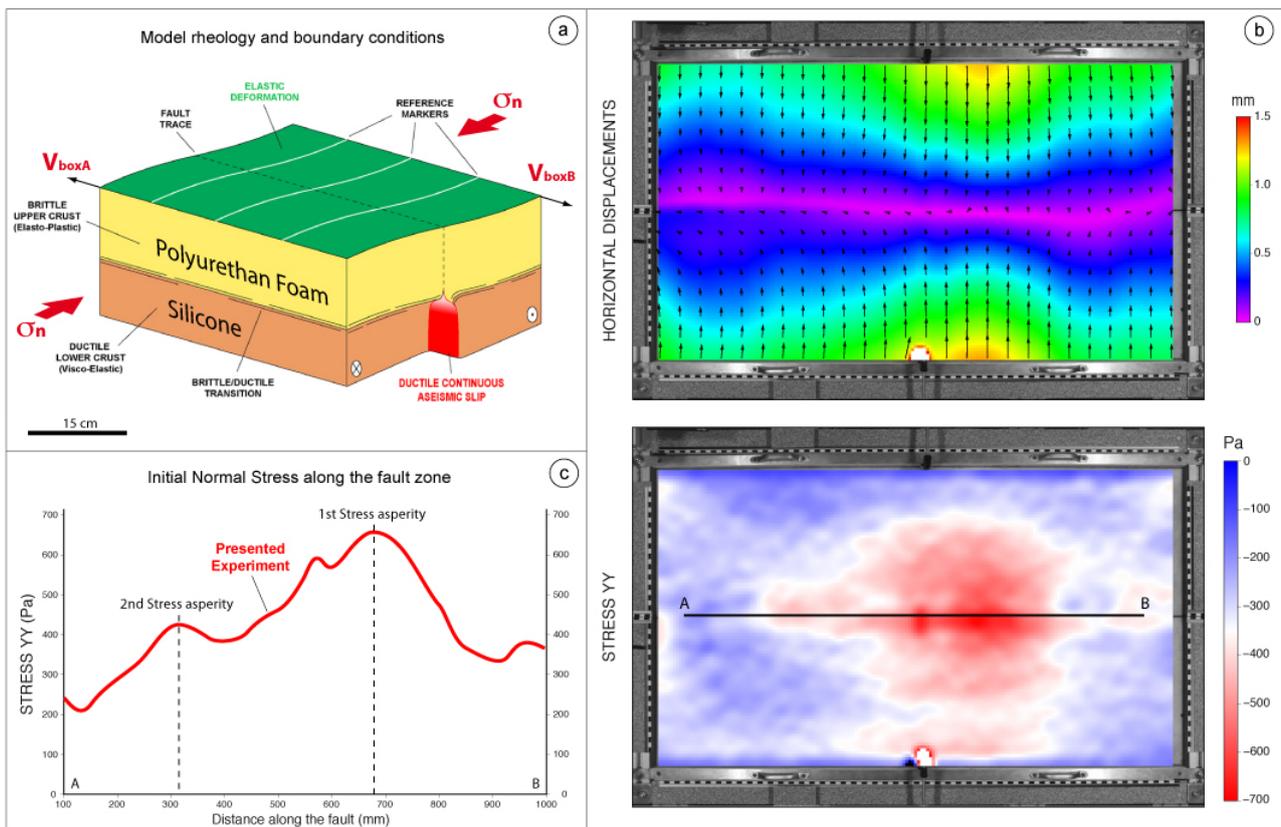


FIGURE 5.19: a) Model rheology and boundary conditions. b) Surface horizontal displacement amplitude and vector field showing the pre-stressing of the fault plane (up) and calculated stress YY component (normal stress to the fault). c) Normal stress distribution along the fault trace from the stress YY map in (b).

5.2.3.2 Slip event classes

To characterize the kinematics of fault slip events (microquakes and creep) that occurred during the studied period, we analyzed the fault parallel component of horizontal surface displacements along the fault for each event. Raw measurement data were first pre-processed to extract fault slip events whose amplitudes are greater than the imposed interseismic far field displacement ($33 \mu\text{m}/6\text{s}$). Consequently, slip events associated to slower aseismic fault creep were filtered from the dataset. Considering the measurement accuracy ($\sim 2 \mu\text{m}$) and possible variation of compartments relative velocities ($\pm 10 \mu\text{m}$), we adjust the detection limit to $50 \mu\text{m}$.

Data catalog and model kinematics of the experiment is sum up in Figure 5.20. Figure 5.20a shows 64 fault slip profiles (fault parallel component of horizontal surface displacements) of slip events that occurred successively during the studied period. The temporal distribution of fault slip events is presented in Figure 5.20b using the maximum slip (D_{max}) of each event.

To constrain time, location and size of slip events along the fault trace, we combine informations of slip profiles along the fault (Figure 5.20a) with time-position of their maximum slip (Figure 5.20b) to build a synthetic diagram illustrating fault slip dynamics (Figure 5.20c).

Based on this dataset, 3 classes of slip events can be defined depending on their magnitudes, locations and fault slip properties.

The class 1 corresponds to large slip events with maximum displacements (D_{max}) greater than $250 \mu\text{m}$. They are referenced as “Strong coseismic events” (SC) (red profiles in Figure 5.20a). The class 2 is constituted by slip events that immediately follow class 1 events. As shown hereafter, they correspond to postseismic fault slip triggered by major earthquakes. They are referred as “Postseismic slip events” (PS) (green profiles in Figure 5.20a). Finally, the class 3 concerns coseismic slip events of lower magnitudes. They are referenced as “Low to moderate events” ($L2M$) (blue profiles in Figure 5.20a). For each event class, maximum slip (D_{max}) values and locations as well as recurrence-time Tr were determined and analyzed (Figure 5.21).

Strong coseismic events (SC)

The SC events have typical D_{max} ranging between $250 \mu\text{m}$ and $700 \mu\text{m}$ (Figure 5.20a and 5.21-A) and generally break the whole fault. Based on the camcorder records, we know that the duration of these large events generally does not exceed 50 to 100 ms (Caniven et al., accepted in *Tectonics*). They can be interpreted as major microquake events that generate seismic waves during experiments.

The recurrence-time for such a strong microquakes show a modal distribution with a mode located at 144 s and a mean value of 137 s (~ 1500 yrs), which is representative for 40% of them (Figure 5.21-A).

D_{max} of SC events range typically between $300 \mu\text{m}$ and $400 \mu\text{m}$ for 50% of them and between 400 and $600 \mu\text{m}$ for 20% (Figure 5.21-A). As detailed in a former paper (Caniven et al., accepted in *Tectonics*), slip gradients ($\gamma_{co} = D_{max}/L$) of these strong events are comparable to nature and

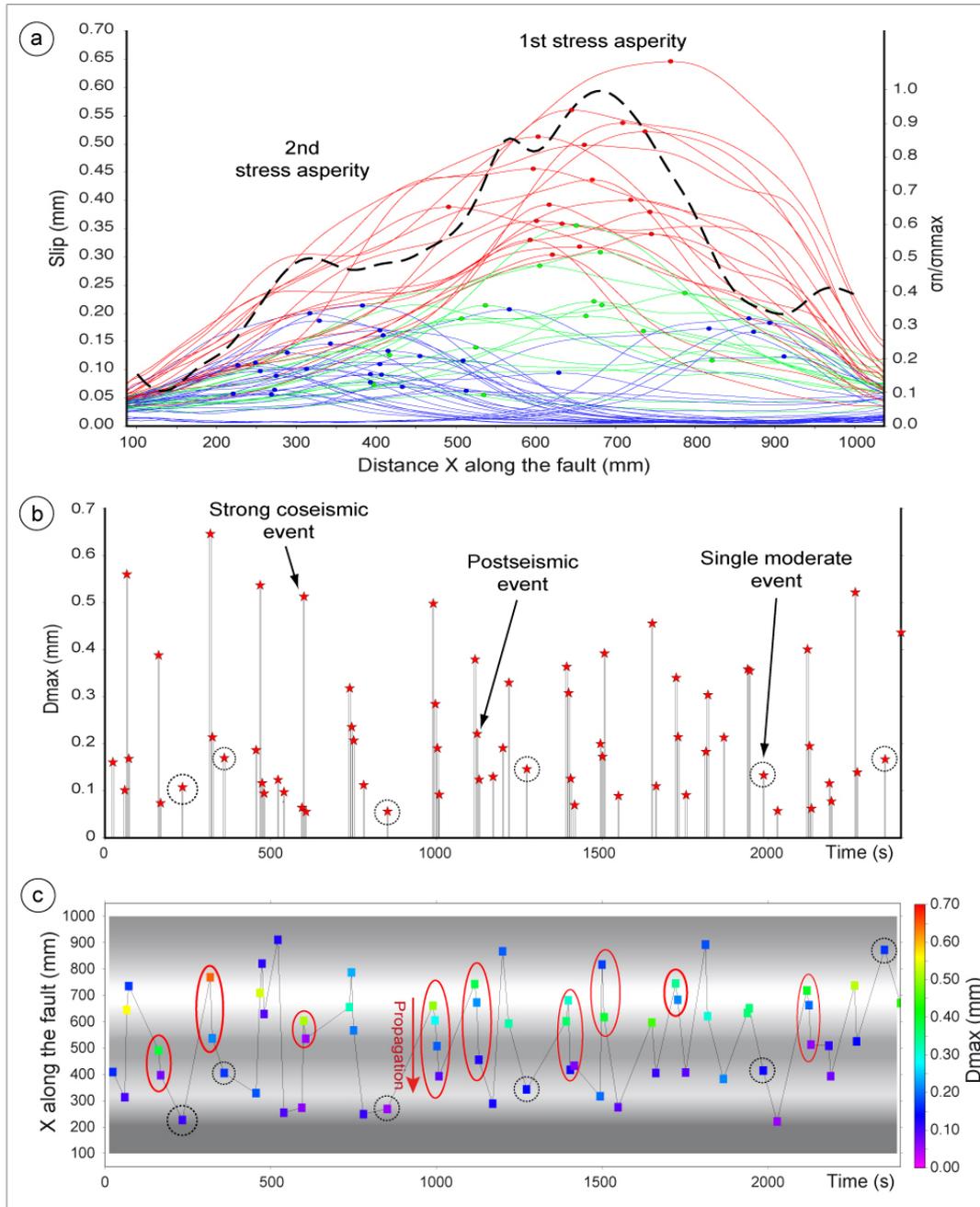


FIGURE 5.20: a) Fault parallel horizontal slip profiles and respective D_{max} (colored points) along the fault for *SC* events (red), *PS* events (green), *L2M* events (blue). Dashed black line shows normalized initial normal stress distribution along the fault trace b) D_{max} along the fault vs *Time*. c) Locations of D_{max} along the fault vs *Time*. Red ellipses indicate sequences of left-lateral slip propagation (as indicated by the red arrow). Dotted black circles indicate single moderate events. The white-black shaded background indicates the initial normal stress distribution along the fault trace (from dashed profile) with highest values in white.

range between 10^{-4} and 10^{-3} .

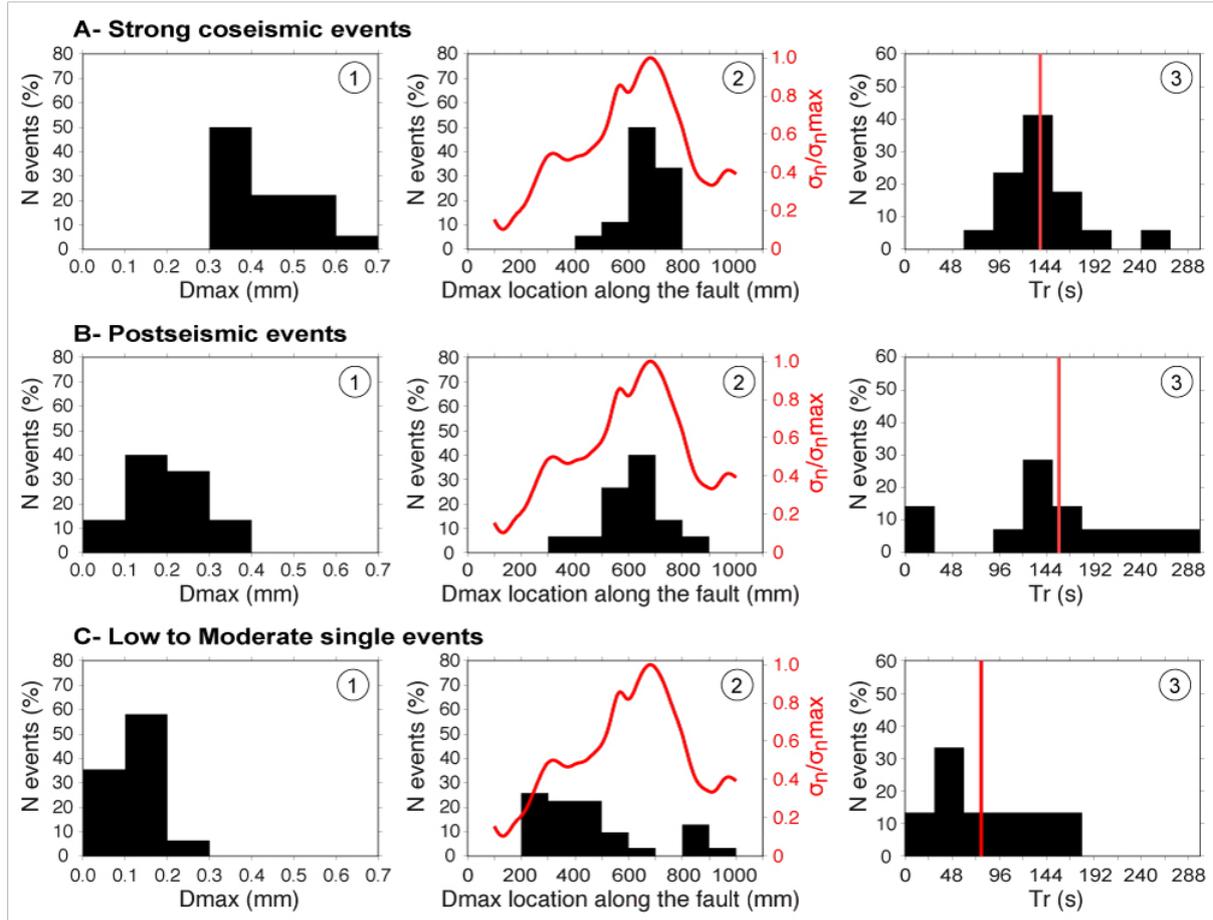


FIGURE 5.21: Analyse of kinematical parameters for the three event classes : A) *SC* events; B) PS events; C) *L2M* single events. Distributions of 1) D_{max} at the model surface; 2) D_{max} location along the fault trace. Red line shows normalized initial normal stress distribution along the fault trace; 3) Recurrence-time Tr of slip events. Red bar indicates mean value.

Most of their maximum slip (D_{max}) locate in a well restricted zone between x-coordinates 600 mm and 800 mm along the fault trace. These region lies exactly into the major stress asperity (Figure 5.21-A). Note that some of these profiles present also a second maxima into the region of the second stress asperity.

For all these events, slip profiles along the fault are asymmetric. In average, their right part present steepest slopes with maximum gradient reaching $\gamma_{co} \sim 10^{-3}$ with very short tapers at fault tip. On the left part, slip gradient appear lower of one order of amplitude $\gamma_{co} \sim 10^{-4}$ and are associated to longer tapers at the rupture tip.

Although these slip profiles present non-linear curves with multiple local maxima, at first order, half profiles can be reasonably adjusted using a linear fit (Caniven et al., accepted in *Tectonics*). The (coseismic) average and the cumulative fault slip profile of *SC* events have

homothetic shapes, meaning that their kinematical and mechanical properties remain self similar on the considered period.

Postseismic slip events (PS)

On a total number of 18 detected *SC* events, 15 were followed by slip events with $D_{max} > 50 \mu\text{m}$. In a previous work [Caniven et al., accepted in *Tectonics*] we shown that the displacement of this stage is kinematically and mechanically analog to the post-seismic phase following major earthquakes (Pollitz et al., 2001; Fialko, 2004a; Perfettini and Avouac, 2007; Bruhat et al., 2011; Wen et al., 2012a). Post-seismic slip inversion on the fault plane for one of these sequences shows a downward propagation of slip consistent with natural observations such as, for example, the post-seismic phase of the Izmit earthquake (Reilinger et al., 2000). Indeed, authors showed that coseismic slip was confined to the upper 10 km of the fault plane then evolve in the next month into aseismic afterslip located above and below.

These *PS* events are characterized by surface D_{max} ranging between $50 \mu\text{m}$ and $400 \mu\text{m}$, 70% of them being between $100 \mu\text{m}$ and $300 \mu\text{m}$ (Figure 5.20a and 5.21-B). As for *SC* events, most of them break the whole fault but with lower slip amplitudes. Slip gradients γ_{co} are, then, lower and range between 10^{-5} and 10^{-4} . Slip profiles appear less asymmetric compare to *SC* events. Some of them have multiple local maxima and flat-topped fault slip distributions are also observed (Figure 5.20a).

Most of D_{max} values (55%) are located into the major stress asperity zone. Note that 40% of them are also detected 200 mm leftward between the two previous defined stress asperities. *PS* events appear to propagate preferentially with a leftward direction (Figure 5.20c) toward the longest tapers of both *SC* slip profiles and initial normal stress distribution along the fault (Figure 5.20a). Due to the low sampling rate of camera measurements (6s), we cannot confirm that the fault slip dynamics follow the same trend.

However, as shown in Figure 5.18c, this preferential leftward migration of *PS* maximum slip probably reflects the progressive relaxation of shear stress along the fault immediately following *SC* events.

Note that some *PS* events, whose duration is lower than the camera sampling rate (6s), can be mixed with the *SC* measurements and are, then, not detected as *PS* events. This feature tends to increase the calculated recurrence-times.

These events extend over several successive measurements (from 2 to 4), which is equivalent to a maximum duration of 24 s which is consistent with the Maxwell relaxation time of the lower silicone layer (10 to 16 s). *PS* events are, then, mainly controled by postseismic viscoelastic motions at depth, as previously demonstrated [Caniven et al., accepted in *Tectonics*]. The lack of fine seismological records and measurements of slip dynamics doesn't allow yet to know if additional seismic ruptures occur during this model deformation stage, such as real after-shocks (Mendoza and Hartzell, 1988; Liu et al., 2003; Perfettini and Avouac, 2007).

Low to moderate slip events (L2M)

This last category of events correspond to coseismic slip events whose rupture length does not exceed the 2/3 model fault length (average apparent rupture length of about ~ 600 mm). On a total number of 31 events, 94% have $D_{max} < 200 \mu\text{m}$ and the highest reaches $220 \mu\text{m}$ (Figure 5.20c and 4c). 45% of the slip profiles exhibit triangular shapes, 32% flat-topped shapes and 26% exhibit bell-shaped distribution. Recurrence-times range between 6 s and 180 s with an average value of 78 s (1100 yrs) (Figure 5.21-C). As for the *PS* events class, a non-negligible proportion of events (14%) have short recurrence-times associated to sequences of consecutive events.

For *L2M* class, a maximum of two consecutive events was observed per sequence. Usually the second event is lower than the first and surface kinematics shows typical characteristics of a post-seismic phase with a long wavelength deformation signal. Due to the low amplitude of model surface deformation occurring after moderate events, it is sometimes difficult to distinguish them from postseismic events or other independent aseismic creeping events. That's why we didn't make the distinction in the analyses and included them into the same class of *L2M* events.

Unlike the other event classes (*SC* and *PS*), only two events among 31 have D_{max} located inside the normal stress peak zone. They exhibit generally flat-topped slip profiles (Figure 5.20a).

About $\sim 16\%$ of *L2M* events have their D_{max} located to the right of the major stress asperity zone and 80% are located to the left (Figure 5.21-C), into the second stress asperity zone. This region is also the less-relaxed shear-stress zone after the *SC* events (Figure 5.18c).

5.2.3.3 Fault behavior

Figure 5.22 shows the evolution of cumulated horizontal displacement at two different sites located close to the fault trace. Each observation site can be considered as a long term GPS station implemented on one fault compartment. Site 1 and site 2 are located on the major and second stress asperity, where normal stress reaches 600 Pa and 400 Pa respectively.

Comparison between site 1 and site 2 measurements confirm that most of the *SC* events ruptured a long portion of the fault and are detectable on both sites whereas smaller events such as *L2M* affect generally only one site.

The interseismic periods at site 2 are characterized by a progressive increase of cumulated displacements, meaning that the fault never locked totally and aseismic creep is occurring.

Site 1 clearly records stronger slip events and near total fault locking whereas numerous smaller microquakes as well as significant interseismic creep are observed at site 2.

5.2.4 Discussion

Compare to nature, our experimental model is over-simplified ; it is constituted by a single vertical planar fault, with constant friction properties, cutting through mechanically homogeneous analog material layers rather, real fault plane geometries are generally segmented and upper and

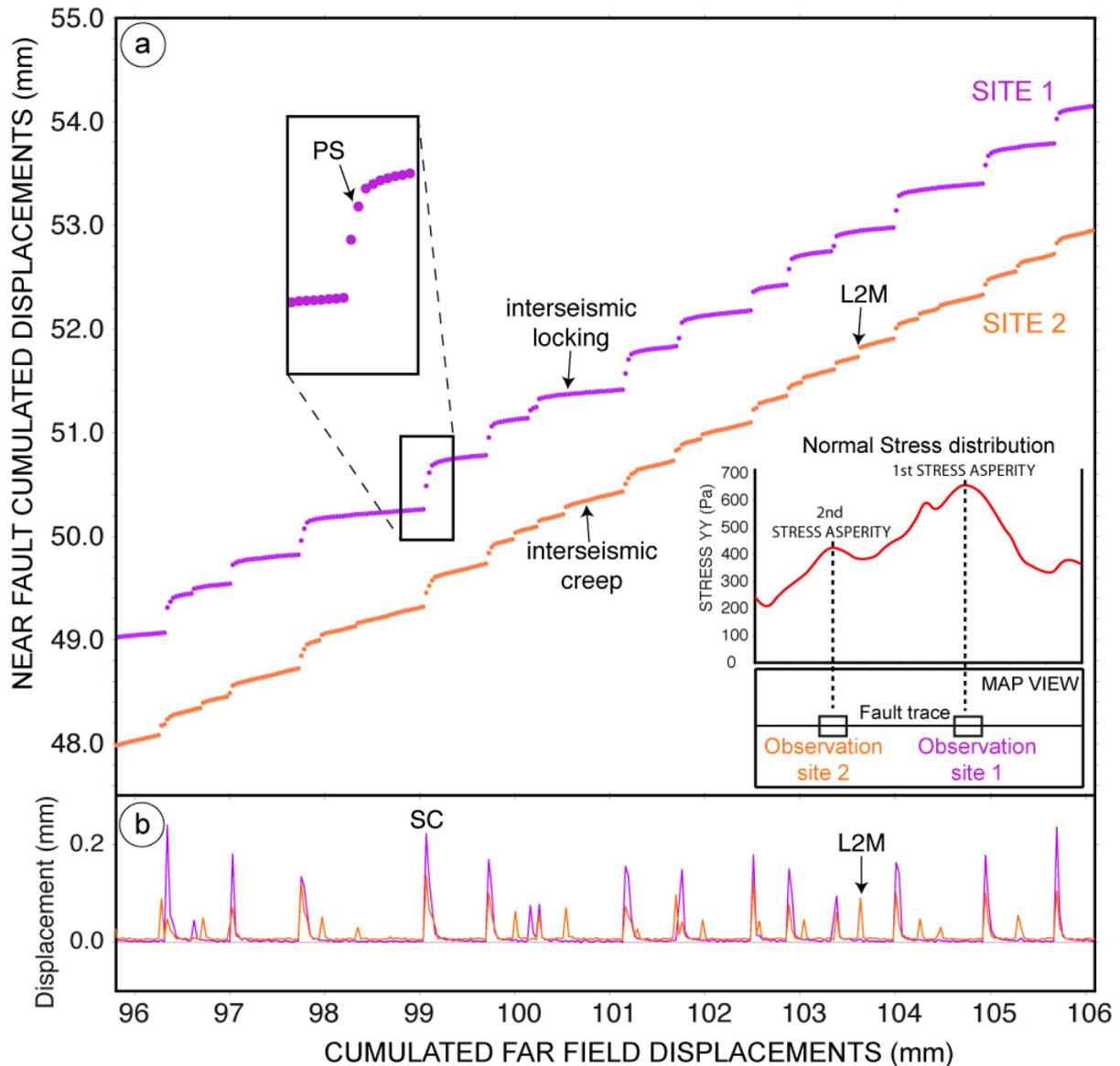


FIGURE 5.22: a) Evolution of the cumulated horizontal displacement (fault-parallel component) at two different sites located close to the fault trace. The inset shows the initial normal stress distribution along the fault trace and locations of observation sites. b) Horizontal displacement parallel to the fault at the two sites.

lower crust rheologies are heterogeneous and evolve with depth.

Some important processes are also not simulated like; thermally controlled processes, fluid pressurization and plastic deformation that may act in and around the fault zone during the coseismic phase. Consequently, the interpretation of experimental results and their extrapolation to nature faces, of course, some limitations. However, we are convinced that our results can afford interesting data to discuss some couplings and processes controlling earthquake and seismic cycle dynamics.

Size of events and shape of slip profile

In the presented experiment, fault kinematic is dominated by the occurrence of strong microquakes characterized by a maximum coseismic slip located close to the initial normal stress peak (stress asperity zone). This observation is consistent with the second Amontons's law implying that frictional strength on a fault plane is proportional to the normal load to this plane. Therefore, average and cumulative slip profiles of these events share similar shapes and show, at first order, similar trends compare to the initial normal stress distribution along the fault.

As suggested by [Wesnousky \(2008\)](#), coseismic slip patterns in our experiments seem to be controlled by variations in fault strength and accumulated stress along fault strike. We note also that [Wesnousky \(2008\)](#), favors this interpretation rather than a dependence on rupture dynamic properties such as the size of initial slip pulse ([Heaton, 1990](#)).

The variability of events and the coseismic slip distributions along the fault plane appears heterogenous such as it has been widely observed for earthquakes ([Wen et al., 2012b](#); [Reilinger et al., 2000](#); [Ma et al., 2008](#); [Peltzer et al., 2001](#)). Thus, we suggest that most of this heterogeneity can be explained by initial strength conditions of the fault rather than by coseismic processes themselves. Because we simulated a simple single fault, we suppose that the heterogeneity of both long-term and coseismic slip must increase in a system where several nearby faults interact ([Sylvester, 1988](#); [Andrews, 1994](#)).

Such relationship, between the amplitude of initial stress heterogeneities and coseismic slip distribution has been evoked in the case of the 2008 Mw 7.9 Wenchuan earthquake ([Wen et al., 2012b](#)). Authors simulate the dynamic rupture with different prestress fields inferred from the results of inverse kinematic modeling. The best model matching the inverted slip was designed using an heterogeneous prestress field along the fault rupture. They show notably that the imposed local high stress concentrations have induced local high coseismic slip amplitudes.

Variability in slip along the fault plane could also be explained by variations of frictional properties. Such a process has been evidenced for the 2004 Mw 6.0 Parkfield, California earthquake ([Ma et al., 2008](#)). It has been shown especially that lithological contrast across the San Andreas fault led to variable strength drop along the ruptured zone, the larger having contributed to higher ground motions.

Real case studies are consistent with our experimental results for which initial normal stress variations along the fault share similar trends with coseismic slip distribution.

Post-seismic slip propagation

Postseismic phase, observable in our experiments, show also interesting slip patterns comparables with their equivalent in nature.

In the model, this phase is characterized by a non-linear decay of fault displacement related to the model viscoelastic relaxation at depth ([Pollitz et al., 2000](#); [Freed and Bürgmann, 2004](#)) and a deepening of slip on the fault plane. These features have been also evidenced for the 1999

Mw 7.5 Izmit earthquake (Reilinger et al., 2000). As for this Turkish earthquake, the model postseismic period in our experiments shows surface slip patterns that could be attributed to aseismic creep along the fault plane.

Indeed, although most of surface maximum postseismic slip locates into the major stress asperity zone, a large proportion (40%) lies between the both dominant stress asperities that are also the location of higher slip amplitude of multimaxima strong coseismic events profiles.

Such an observation has been evidenced for the 2001 Mw 7.8 Kokoxili earthquake for which maximum postseismic slip located in the middle of two relatively high coseismic slip patches (Wen et al., 2012a). Thus authors suggested that after-slip could be a plausible mechanism to explain the observed surface kinematics coupled with viscoelastic relaxation.

Initial stress conditions thus seem to also control the location of observed aseismic events and the global slip pattern evolution observed after strong microquakes in our experiments.

Isolated moderate events

The kinematics of the fault is mainly dominated by the occurrence of strong characteristics events but isolated low to moderate single events are also frequently observed. Unlike the two other event classes, they occur preferentially away from the major stress asperity zone, on both sides with a preferential location into the second stress asperity where shear stress persists after the postseismic phase induced by strong coseismic events (Figure 5.18c). Finally, we never observed the occurrence of $L2M$ events into the major stress asperity zone.

Such hypothesis has been already proposed to explain the occurrence of isolated events on active faults, especially along the North Anatolian fault (Pondard et al., 2007). It was proposed that the occurrence of isolated events can be explained by a non-uniform-stress relief that persists after the occurrence of major earthquake's sequences.

The initial stress distribution along the fault appears, then, to control not only the slip distribution of strong microquakes but also the location and size of all slip events :

In our experiments, such a non-uniform cumulated shear stress results firstly from the imposed normal stress variation along the fault and, second, by the occurrence of strong coseismic events and associated postseismic slip (Fig 5.18c).

Strong events nucleate where the fault is the strongest and isolated events occur where residual stresses persist, with preferential locations around other secondary preexisting stress heterogeneities.

The size of isolated events into the second stress asperity depends on the local slip amplitude of the precedent major coseismic event. After strong coseismic events, characterized by multimaxima slip profiles, the next isolated event has a low magnitude because most of shear stress has ever been relaxed.

Seismic cycle regularity

Seismic cycle in the analyzed experiment appears regular. Indeed, strong microquakes occur with a relatively constant return period, size and location along the fault, consistent with the definition of the characteristics behavior (Schwartz and Coppersmith, 1984).

In nature such a regular cycle has been observed along the San Andreas fault near the locality of Parkfield (Bakun and McEvelly, 1984; Bakun and Lindh, 1985). Between 1857 and 1966, a famous sequence of six magnitude $M=6$ earthquakes occurred with a quite regular recurrence-time, size and same location. Remarkably, all these events triggered close to the transition between the creeping central part of the San Andreas fault, northwest of Parkfield, and the southeast locked portion (Titus et al., 2011). Based on the SAFOD borehole that crosses the fault, the creeping behavior of the fault has been explained by the presence of velocity-strengthening material such as serpentinite (Carpenter et al., 2009b, 2011; Holdsworth et al., 2011; Lockner et al., 2011).

After the last 2004 Parkfield earthquake, Ma et al. (2008) proposed that variations of frictional properties along the fault could induce differential stress accumulation patterns during the interseismic period on the locked zone than in the locked-creeping transition zone, which has led to the repeated earthquakes only on the locked portion.

In our experiments, the cumulated shear stress during the precedent interseismic phases of each major event shows such a different pattern between the high coupling zone (major stress asperity) and the lower normal stress region (leftward) (Figure 5.18c, first shear stress map). In the range of the applied normal stress along the model fault, high normal stress favor sticks-slip whereas lower induce aseismic creep. Thus, initial normal stress variations along the fault control the spatial variability of the fault behavior along strike. It points out also the difficulty to constrain the complex and multiscale seismic behavior of active fault that arise when only local paleoearthquakes studies are considered (Grant and Sieh, 1994; Sieh et al., 2008; Schlagenhauf et al., 2011; Goldfinger et al., 2013).

On the base of the Parkfield example and our experimental results, we suggest that the analog seismic cycle is rendered simple and regular when the variations of fault behavior along strike is characterized by only two distinct zones, as for the presented experiment.

Clustering

In the presented experiment, the propagation of successive individual coseismic slip events rupturing progressively the whole fault was never observed. Microquakes “clustering” is, however, frequent in other experiments where the initial normal stress distribution is more homogeneous along the fault, i.e without well-individualized strong stress asperity [Caniven et al., accepted in *Tectonics*]. In these experiments, typical sequences of three to four successive microquakes rupturing the whole fault in a short time period (18s, equal to ~ 200 years) after a long quiescence interseismic period (180s, equal to ~ 2000 years) are often observed. During a clustering

sequence, microquake propagation can occur unidirectionally, bidirectionally or even aleatory and so in the same experiment.

This mechanical behavior has been already evidenced in several natural cases such as the North Anatolian fault which experienced in the last centuries clustering sequences with unidirectional and aleatory earthquakes propagation (King et al., 1994; Barka, 1996; Stein et al., 1997; Nalbant et al., 1998; Pondard et al., 2007). Pondard et al. (2007) proposed that clustering sequence are favored when stress loading is uniform along the fault as it is the case along the most linear fault segments of the North Anatolian fault. When the geometry of the fault system is more complex, clustering is inhibited and the seismic cycle becomes more chaotic.

Regularity of the seismic cycle in nature appears also strongly dependent on the stress loading conditions along the fault. Based on our experimental study, we suggest that numerous low amplitude stress asperities induce a more irregular cycle that for a high amplitude single asperity. Nevertheless, supplementary studies will be necessary to better constrain such relationships.

5.2.5 Conclusion

Despite continuous efforts to better constrain fault dynamics at the seismic cycle time scale, strong uncertainties remain on key parameters especially on fault frictional properties and on the state of stress at the local and regional scales. According to previous earthquakes data compilations (Wesnousky, 2008), as well as specific studies on recent earthquake studies (Ma et al., 2008; Wen et al., 2012b), fault slip patterns is supposed to be mostly controlled by variations in fault strength and accumulated stress along fault strike.

To investigate the role of normal to the fault stress variations on coseismic and long term fault slip kinematics, we used a visco-elastic multi-layered analog model, capable to reproduce microquakes and realistic seismic cycles on a strike-slip fault.

Experimental results show that major coseismic slip events systematically locate into the major stress asperity zone along the fault. Maximum coseismic slip locate close to the initial normal stress peak. At first order, coseismic and cumulative fault slip profiles share homothetic shapes. Remarkably, these profiles show similar trends compare to the initial normal stress distribution along the fault. These features suggest also that their kinematical and mechanical properties remain self similar during a significantly long period. Probably because, in our experiments, fault friction weakening is negligible and processes such as fluid pressurization (Faulkner and Rutter, 2001) or inelastic deformation (Bürgmann et al., 1994) are not simulated.

In our experiments, postseismic slip, following strong microquakes, tend to propagate from the major stress asperity toward both fault tips. Low to moderate isolated events occur generally outside the main stress asperity zone, in regions where residual stresses persist like around other secondary stress asperities. The initial stress distribution along the fault appears, then, to controls not only strong earthquake properties but also the whole variability of slip events that occurs in

experiments.

Finally, experimental results show that the dynamics of the seismic cycle is not only dependent on the initial normal stress state in terms of strong or weak coupling but also on the number of stress asperities and their relative amplitudes and sizes. In other words, the spatial rugosity of the stress distribution on the fault plane matters. As shown in the presented experiment, high amplitude single stress asperity favors the occurrence of strong characteristics microquakes shearing similar magnitudes and return periods. In that case, the seismic cycle is time and slip predictable. Experiments performed with more homogeneous initial stress conditions, characterized by multiple low amplitude stress asperities result into a much more irregular seismic cycle. In that cases, microquakes magnitudes and return periods extend over large ranges and earthquake clustering is also frequently observed. Supplementary studies are necessary to better constrain such relationships and quantify precisely amplitudes of normal stress spatial variations in such experiments where fault is almost perfectly planar.

Our results comfort then the hypothesis that slip distribution along faults and earthquakes ruptures may provide relevant informations on missing initial stress state. It suggest also that even if initial absolute loading conditions cannot be inferred along active faults because of changes in intrinsic fault properties (friction, geometry, rheology), coseismic slip distribution along major seismic ruptures may given insights about the current stress state. Considering that fault properties are constant at the century scale, studies of such kinematic parameters for recent earthquakes along a fault system thus may allow to better anticipate at less the place of the next event as it has been shown for the Izmit earthquake (Stein et al., 1997; Nalbant et al., 1998; King et al., 1994; Barka, 1992) and, then, improve the seismic hazard evaluation in future.

Acknowledgments : This project has been funded by INSU and CNRS grants. We thanks C. Romano for technical assistance, J. Chéry, L. Maerten and F. Maerten for fruitful discussions.

Discussion et perspectives

Sommaire

6.1	Limites et Potentialités de l'approche expérimentale	172
6.2	Rôle de la Vitesse de chargement tectonique	174
6.3	Hétérogénéité de contrainte initiale	182
6.4	Perspectives d'analyses : prédictibilité et propagation de la rupture . .	188
6.4.1	Analyses statistiques et probabilistiques	188
6.4.2	Dynamique de la rupture	190

L'objectif principal de cette thèse était tout d'abord de développer un modèle expérimental permettant de reproduire plusieurs centaines de cycles sismiques sur une faille décrochante en utilisant des conditions géométriques et cinématiques réalistes permettant ainsi une comparaison directe avec les observations naturelles. Dans un deuxième temps, j'ai procédé à deux analyses paramétriques dédiées à l'étude du rôle de la vitesse de chargement tectonique et de l'hétérogénéité de contrainte initiale sur la dynamique du cycle sismique expérimental.

Dans ce chapitre, je rappellerai tout d'abord les limitations et les potentialités générales du modèle et proposerai des solutions permettant d'améliorer son dimensionnement ainsi que les points faibles de la méthode utilisée. Je discuterai ensuite des résultats des deux études paramétriques en les comparant aux observations naturelles. Des perspectives méthodologiques et de nouvelles études en lien avec ces résultats seront proposées. Enfin, je terminerai ce chapitre en évoquant quelques-unes des futures approches analytiques et méthodologiques envisagées dans le cadre du projet au cours duquel j'ai effectué ma thèse.

6.1 Limites et Potentialités de l'approche expérimentale

Le modèle expérimental de cycle sismique que j'ai développé au cours de cette thèse est très simplifié par rapport à son analogue naturel. En effet, plusieurs processus, tels que la pression de fluides et les réactions métamorphiques, contrôlés en partie par les variations de pression, de température mais aussi minéralogiques, ne sont pas pris en compte dans nos expériences. Le modèle est aussi constitué d'une faille décrochante pré-existante unique dont la géométrie planaire varie très peu. De chaque côté de la faille, la rhéologie des deux plaques de polyuréthane ne permet pas d'endommagement par déformation plastique du milieu et impose par conséquent la localisation de la déformation sur un plan unique.

À ces extrémités, les plaques de polyuréthane peuvent se décaler librement et entrer en contact avec le bâti rigide des compartiments. Nous avons pu voir que ce changement de propriétés locales provoquait l'occurrence de forts glissements aux extrémités de la faille dont les mécanismes sont par conséquent différents de ceux qui se produisent dans sa partie centrale. Afin de limiter ces effets de "bords libres", j'ai utilisé des patchs lubrifiés qui permettent de limiter la concentration d'énergie élastique dans ces zones en glissant de manière continue. Ces patchs permettent ainsi une déformation plastique (creep) localisée aux extrémités de la faille qui compense partiellement l'impossibilité de déformation plastique de l'encaissant évoquée précédemment.

Toutefois, dans le cas d'un évènement rompant toute la longueur de la faille, le calcul du champ de contrainte en surface du modèle montre que les contraintes cisailantes aux limites de la rupture sont atténuées alors qu'elles sont généralement fortes aux limites d'une dislocation dont la géométrie est finie. Dans notre modèle, c'est ce qui explique en partie le fait que les lobes de contraintes calculés ne soient pas aussi contrastés que dans le cas théorique d'une rupture dans un milieu élastique homogène (Pollard and Segall, 1987). Par ailleurs, à cause de la cadence de prises de vue utilisée (1 photo/ 6 s), la mesure intègre aussi potentiellement du glissement asismique (after-slip) survenant après la phase cosismique rapide (~ 50 ms), lorsque la rupture pénètre dans ces parties dont les propriétés frictionnelles sont défavorables au glissement saccadé (comportement *velocity-strengthening*). La relaxation observée dans ces zones pourrait donc être liée aux changements de propriétés locales induites par ces patchs.

De ce fait, étant donné les conditions particulières qui caractérisent les extrémités de la faille, nous pouvons considérer que le plan de faille qui absorbe la déformation dans notre modèle représente un segment de faille plutôt qu'un décrochement dans son intégralité.

Le modèle est dimensionné au premier ordre avec un facteur de dimensionnement spatial (qui définit le rapport entre une longueur caractéristique dans la nature et dans le modèle) d'environ $3 \cdot 10^{-6}$ ($1 \text{ cm} = 2\text{-}3 \text{ km}$) sensiblement équivalent au rapport des contraintes qui est de $5 \cdot 10^{-6}$. Cependant, certains paramètres cinématiques présentent des différences avec leurs équivalents naturels. Le glissement cosismique et la chute de contrainte qui lui est associé sont généralement trop forts et impliquent un rapport d'échelle supérieur d'un ordre de grandeur à

celui du dimensionnement spatial ($1-3 \cdot 10^{-5}$). Le gradient de déplacement le long des ruptures est par conséquent lui aussi affecté ($10^{-3} - 10^{-5}$) et présente ainsi une valeur qui dépasse d'un ordre de grandeur celle des gradients cosismiques réels ($10^{-4} - 10^{-6}$).

Ces différences sont attribuées à la rhéologie des plaques de polyuréthane qui présentent une élasticité probablement excessive. En effet, j'ai pu constater, lors d'expériences préliminaires réalisées avec des plaques de mousses plus rigides que les gradients de déplacements étaient plus faibles à cause de la longueur des ruptures qui augmentait plus rapidement que le glissement cosismique. Cependant, la longueur totale de la faille était rompue pour chaque évènement dont la variabilité était très faible et le comportement du système irréaliste. Ceci suggère qu'il faudrait augmenter les dimensions du modèle (en particulier la longueur de la faille) d'un facteur 2 ou 3 pour espérer observer des longueurs de ruptures finies avec une variabilité d'évènements comparable à celle observée dans la nature.

Toutefois, l'utilisation d'un appareillage plus grand et donc d'une surface à analyser plus grande impliquerait une diminution de la résolution spatiale et de la précision des mesures de déplacement. Il me semble donc judicieux de poursuivre les investigations avec l'élasticité des plaques de polyuréthane utilisées au cours des expériences présentées dans ce manuscrit qui permettent une mesure plus précise même si la déformation du modèle est exagérée.

Le modèle analogique que j'ai utilisé se différencie des précédents (e.g. [Brune, 1973](#); [Corbi et al., 2013](#); [Rosenau et al., 2009](#)) par sa rhéologie bicouche qui permet un couplage entre une partie supérieure élastique et une partie inférieure dont la rhéologie est dominée par un comportement visqueux (silicone). Bien que cette rhéologie semble analogue à celle de la croûte, les contrastes de densités entre les deux couches dans le modèle ne sont pas respectés. En effet, la mousse de polyuréthane est un matériau dont la forte porosité se traduit par une faible densité effective de 0.04 alors que la densité du silicone est de 0.97. Le rapport entre les deux est donc nettement différent de celui de la croûte terrestre pour laquelle les densités de la croûte supérieure et inférieure sont respectivement d'environ 2.7 et 2.9. De ce fait, les forces de volumes dans la partie supérieure du modèle sont plus faibles que dans la couche basale. Si l'on considère une contrainte lithostatique P à une certaine profondeur définie par le produit entre la masse volumique ρ du matériau, l'accélération de la pesanteur g et l'épaisseur H de matériau sus-jacente ($P = \rho \cdot g \cdot H$), celle-ci est d'environ 300 Pa à la base de la couche inférieure alors qu'elle vaut à peine 20 Pa à la base de la couche supérieure.

Pour compenser ce déséquilibre, la contrainte normale au plan de faille est imposée par un préchargement de la partie supérieure du modèle dans sa direction orthogonale. Cette solution peut être considérée raisonnable étant donné le régime tectonique purement décrochant imposé dans les expériences et l'effet négligeable des forces gravitaires.

Toutefois, la faible densité de la partie supérieure a probablement un effet sur la dynamique des ruptures cosismiques dans le modèle. Nous avons notamment pu constater que leur durée

était surestimée par rapport à celle des ruptures naturelles, bien que cette distorsion du dimensionnement cinématique puisse être probablement corrigé en utilisant une couche de silicone à plus forte viscosité.

Malgré ces limitations, la cinématique du modèle présente des similitudes remarquables avec celle des failles actives. Les phases intersismiques et cosismiques sont comparables aux mesures géodésiques et sont parfaitement reproductibles avec les modèles théoriques de dislocation élastique utilisés pour étudier la déformation crustale (Savage and Burford, 1973; Okada, 1985).

Grâce à une rhéologie réaliste tenant compte du couplage mécanique viscoélastique qui agit à la base de la partie supérieure, une phase postsismique est observée. Au cours de cette phase, la déformation en surface mais aussi sur le plan de faille est en accord avec les observations et les résultats d'inversions cinématiques effectués pour des séismes tels que celui d'Izmit (1999) (Reilinger et al., 2006) par exemple. La cinématique associée à cette phase dans les expériences montre notamment un signal de la déformation au travers de la faille caractérisé par une grande longueur d'onde attribué à la relaxation viscoélastique du système en profondeur (Nur and Mavko, 1974; Pollitz et al., 2001). Ce résultat constitue un autre point majeur qui différencie ce modèle des précédents.

Les expériences réalisées permettent de générer de larges catalogues de données avec une grande variabilité d'évènements en terme de magnitude et de mécanisme de déformation. La taille de ces catalogues est un avantage majeur par rapport aux bases de données géodésiques et sismologiques acquises de manière continue depuis seulement les années 60.

Le principal avantage de l'approche est de pouvoir étudier les couplages qui existent entre les paramètres qui contrôlent les conditions aux limites du modèle et d'évaluer leurs rôles sur la dynamique du cycle sismique. Dans la section suivante, je discute des résultats obtenus lors de l'exploration paramétrique du modèle.

6.2 Rôle de la Vitesse de chargement tectonique

L'exploitation du modèle expérimental m'a permis de mettre en évidence l'influence de la vitesse de chargement sur le cycle sismique. J'ai pu ainsi constater que le comportement de la faille tendait vers un mode de glissement lent et asismique lorsque la vitesse de chargement imposée était rapide. Au contraire, une vitesse de chargement aux limites lente favorise un glissement saccadé associé à de plus larges ruptures sismiques. En plus de l'effet du temps de contact stationnaire sur la friction statique du plan de faille, il semble que ce soit majoritairement le couplage viscoélastique à la transition entre la partie supérieure (plaques de polyuréthanes) et la couche inférieure (silicone) du modèle qui contrôle le comportement observé. La rhéologie du silicone étant dépendante de la vitesse de déformation, ce couplage augmente avec la vitesse de

chargement, forçant ainsi la faille à glisser de manière continue dans sa partie frictionnelle.

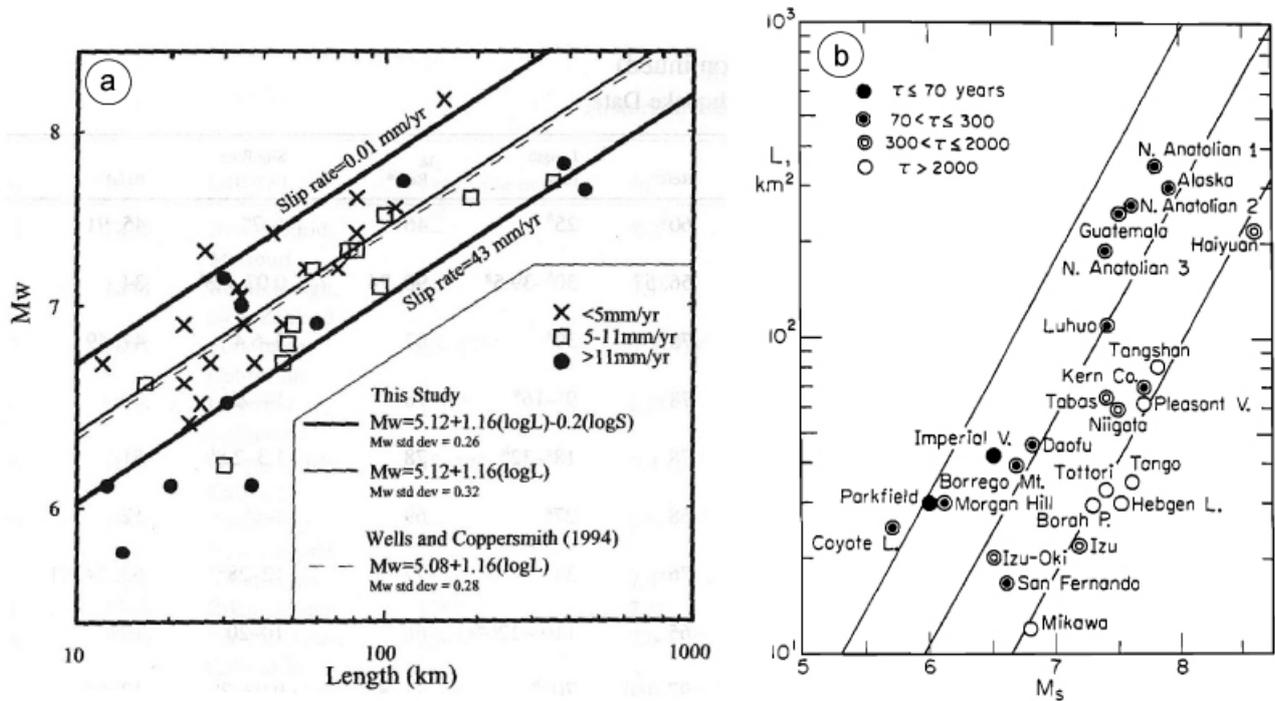


FIGURE 6.1: a) Relation entre la magnitude, la longueur de rupture et la vitesse long terme des failles pour 43 séismes s'étant produits dans différentes régions entre 1811 et 1994 (Anderson et al., 1996). b) Relation entre la magnitude, la longueur de rupture et le temps de récurrence moyen (τ) pour une trentaine de séismes répertoriés entre 1920 et 1984 (Kanamori and Allen, 1986). Les droites en trait noir indiquent chacune la tendance pour une chute de contrainte constante.

La vitesse de chargement tectonique joue clairement un rôle dans les expériences mais ce résultat expérimental reflète-t-il un comportement comparable avec celui des failles actives ? Il semble que oui.

Ce paramètre cinématique paraît en effet jouer un rôle sur la taille des ruptures sismiques observées dans la nature (Anderson et al., 1996), notamment sur la chute de contrainte cosismique qui tend à croître avec le temps de récurrence des séismes (Kanamori and Allen, 1986) (Figure 6.1). En effet, pour une même longueur de rupture, les observations suggèrent que la magnitude des séismes croît lorsque la vitesse long terme de la faille diminue (Figure 6.1a) et que le temps de récurrence augmente (Figure 6.1b).

Scholz et al. (1986) montrent par ailleurs que les chutes de contraintes des grands séismes qui rompent la surface sont supérieures d'environ un facteur 6 en domaine intraplaque (éloigné des frontières de plaque) qu'interplaque (frontières de plaques) (Figure 6.2). Basé sur les précédentes études expérimentales qui ont conduit à la formulation des lois de friction *rate-and-state* (Dieterich, 1972b; Scholz et al., 1972), Scholz propose que la résistance des failles doit

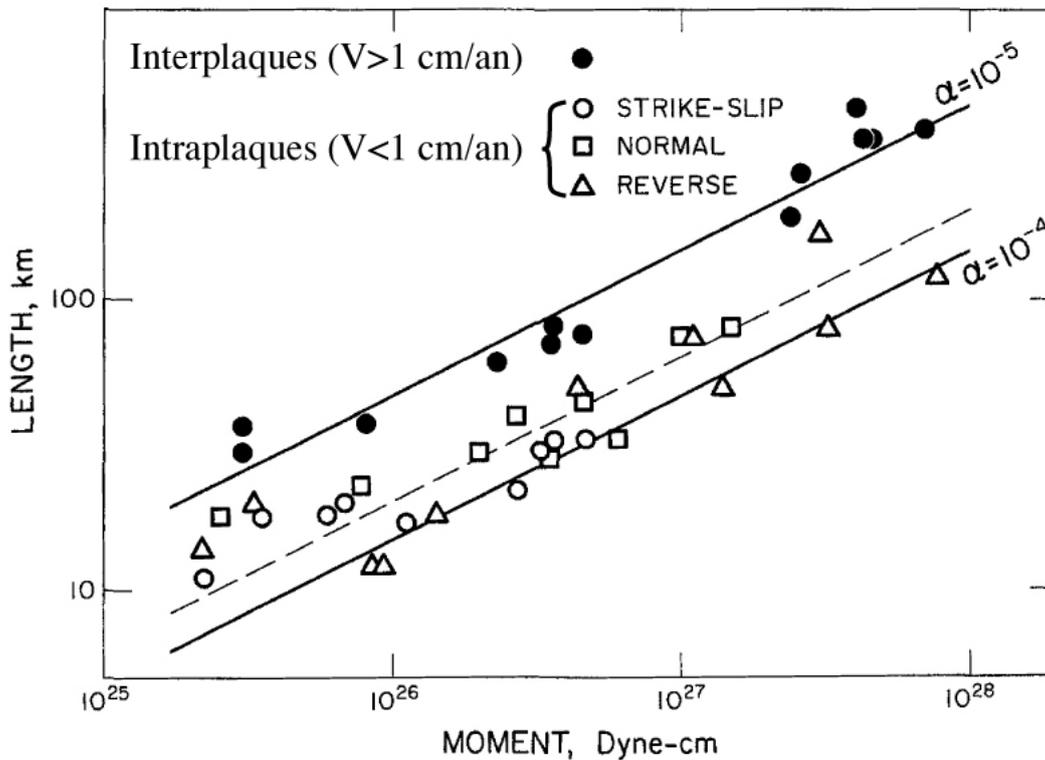


FIGURE 6.2: Relation entre le moment sismique et la longueur de rupture pour des séismes interplaques (uniquement des décrochements) et intraplaques (modifié de [Scholz et al. \(1986\)](#)).

être plus faible en domaine intraplaque, de manière cohérente avec le fait que leurs vitesses long terme y soient généralement plus lentes. Mais d'après l'analyse de [Kanamori and Allen \(1986\)](#), la chute de contrainte cosismique semble être multipliée environ par 5 lorsque le temps de récurrence augmente de 10 ans alors que les résultats expérimentaux impliquent une augmentation de seulement 5% par décennie de temps de contact stationnaire (voir Chapitre 2). Sur la base de modèles numériques intégrant les lois de friction *rate-and-state*, [Cao and Aki \(1986\)](#) suggèrent même qu'il faudrait multiplier la vitesse de chargement par 1000 pour obtenir une augmentation de chute de contrainte d'à peine 30% (Figure 6.3).

Pour le moment, il est impossible de comparer précisément ces relations avec nos résultats expérimentaux puisque la chute de contrainte cosismique dans le modèle ne peut être encore directement déterminée. En effet, les chutes de contraintes calculées sur le plan de faille à partir du champ de déplacement en surface intègrent potentiellement la part de glissement postsismique (after slip) qui peut se produire dans l'intervalle de temps des mesures de déplacements (6 s) ainsi que l'occurrence de ruptures sismiques additionnelles dans ce même intervalle. Pour contraindre uniquement la part de glissements sismiques dans les expériences, il serait nécessaire de disposer d'un enregistrement continu des déplacements de surface (caméra HD) mais aussi du signal acoustique produit par le glissement frictionnel sur la faille (microcapteurs accélérométriques).

En attendant, les observations montrent néanmoins que dans le cas des plus grandes vitesses

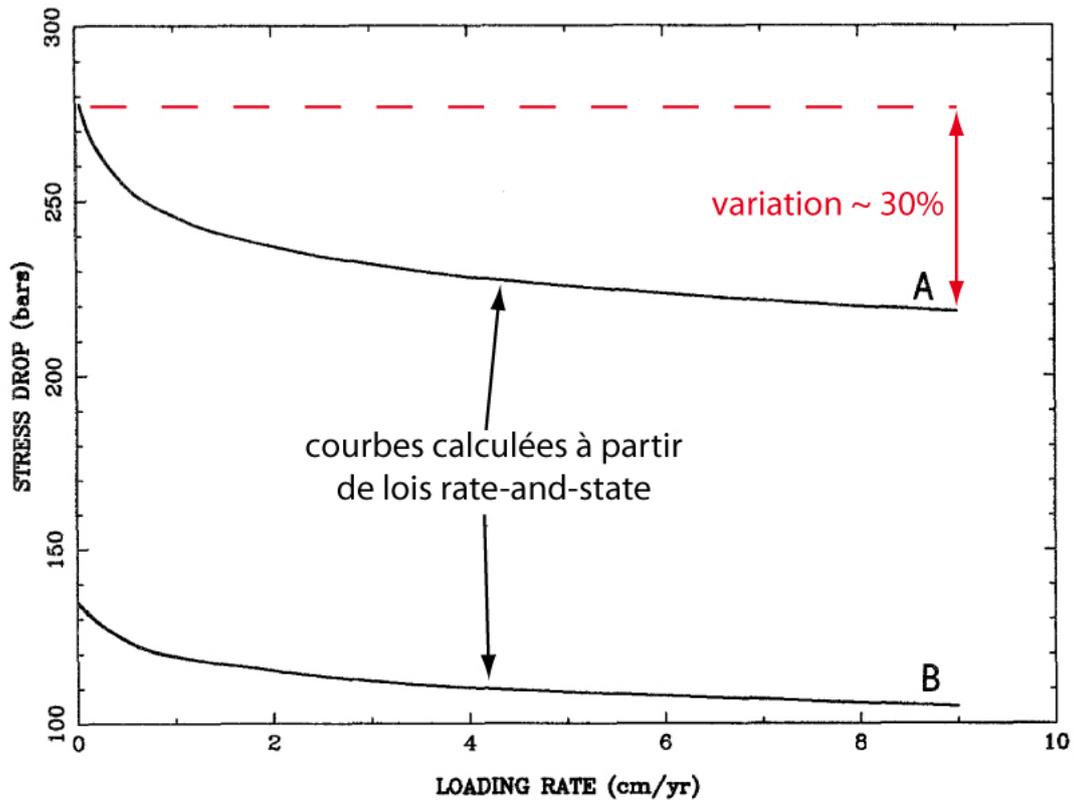


FIGURE 6.3: Modélisation de la chute de contrainte cosismique en fonction de la vitesse de chargement basée sur des lois de friction *rate-and-state* (modifié de (Cao and Aki, 1986)). Les courbes A et B ont été calculé pour différentes valeurs des paramètres constitutifs qui contrôlent l'effet du temps de contact stationnaire. La variations maximale de la chute de contrainte est de 30% sur la gamme des valeurs de vitesse étudiées.

de chargement imposées, les longueurs de ruptures diminuent fortement et la faille glisse de manière quasi-continue sans jamais se bloquer totalement. La part de glissement asismique ou "creep" est par conséquent très importante. Sur la base de leurs analyses, Kanamori and Allen (1986) suggèrent de façon remarquable que lorsque la vitesse long terme tend vers l'infini, le temps de récurrence décroît mais qu'en même temps, la chute de contrainte diminue au point que la sismicité qui en résulte devrait être caractérisée par de fréquents petits événements sans qu'aucun grand séisme ne puisse se produire. Ceci est en accord avec nos observations et laisse suggérer que les chutes de contrainte cosismiques dans le modèle expérimental doivent aussi varier avec la vitesse de chargement.

Les lois de friction *rate-and-state* ne permettant pas d'expliquer à elles seules la variabilité des chutes de contrainte cosismiques observées dans la nature, Scholz et al. (1986) proposent que des processus de cicatrisation supplémentaires, liés entre autres aux circulations de fluides, pourraient potentiellement expliquer l'augmentation de la résistance frictionnelle dans la zone de faille. Les essais expérimentaux de Muhuri et al. (2003) sont en accord avec cette hypothèse. Ces expériences

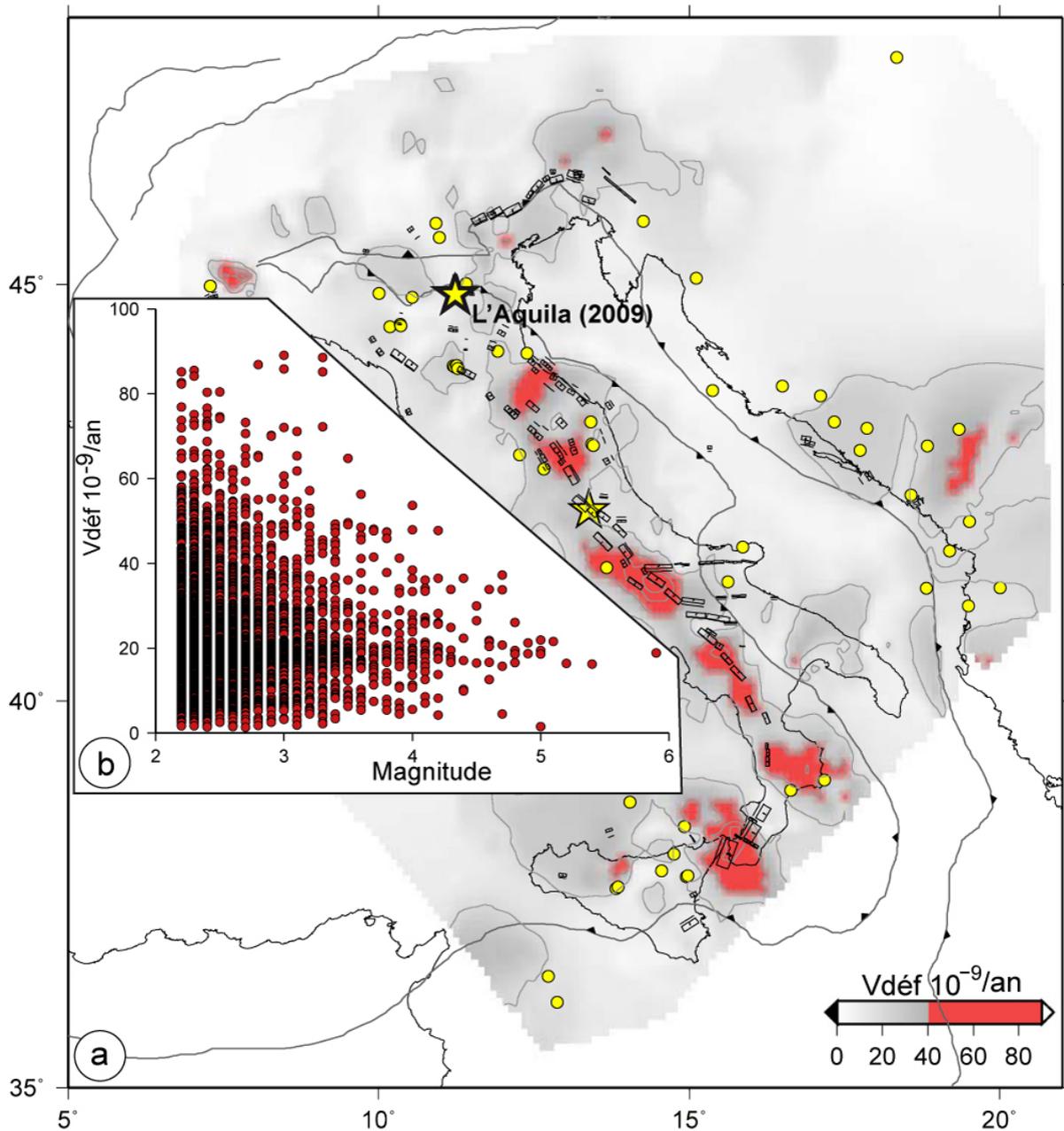


FIGURE 6.4: a) Carte des vitesses de déformation géodésiques en Italie ; Points jaunes : séismes de $M > 4$; rectangles noirs : sources sismogéniques répertoriées (base de données DISS). b) Vitesses de déformation géodésique en fonction de la magnitude pour 6380 séismes de $M_L > 2.2$ (modifié de (Riguzzi et al., 2012)).

consistent au glissement frictionnel entre deux échantillons de grès séparés par un interface constitué d'une gouge de gypse afin de reproduire les conditions généralement observées dans une zone de faille active. Les résultats montrent que lorsque cette zone de gouge est saturée en eau, la résistance au glissement augmente de manière dépendante avec le temps de contact stationnaire (essais de type hold-time, voir Chapitre 2, e.g. Marone (1998); Dieterich (1972a)). Pendant ces

périodes où le plan de faille est maintenu bloqué, les observations au microscope électronique indiquent une lithification de la gouge par le scellement de fractures par recristallisation qui conduisent à une réduction de la porosité. Ce mécanisme conduit notamment à l'augmentation de la cohésion dont l'effet sur la résistance de la faille semble plus important que les variations de friction à elles seules (Dieterich, 1972a).

Comme aucun fluide n'est présent dans le modèle expérimental, une cicatrisation de la faille au cours de la phase intersismique n'est pas envisageable. Ceci conforte donc notre hypothèse selon laquelle le couplage viscoélastique entre les deux couches qui constituent le modèle pourrait jouer un rôle majeur pour expliquer nos observations.

Plus récemment, une étude propose une corrélation entre la magnitude des séismes et les taux de déformation géodésiques dans les zones tectoniquement actives Riguzzi et al. (2012). Cette relation est illustrée notamment par une analyse de la sismicité et des taux de déformation mesurés en Italie (Figure 6.4). Il apparaît que les séismes de magnitudes les plus élevées sont localisées préférentiellement dans les zones à faible vitesse de déformation.

Les zones à taux de déformation élevé sont par ailleurs interprétées comme des régions où la croûte supérieure et inférieure sont mécaniquement couplées au point de se déplacer simultanément de manière quasi-rigide au cours du chargement intersismique. L'accumulation d'énergie élastique le long des failles est par conséquent faible et des séismes de faible magnitude y sont majoritairement attendus. Cette hypothèse va dans le sens de celle que je propose puisque je suggère que pour un fort chargement aux limites du modèle, la partie inférieure ductile (silicone) se comporte de manière plus rigide et entraîne les plaques de la partie supérieure (polyuréthane) à leur base, forçant ainsi la faille à glisser continuellement.

Le cas particulier des failles actives de l'Ouest de la Mongolie est aussi en faveur de cette hypothèse. Au cours du dernier siècle, trois séismes de magnitude supérieure à 8 s'y sont produits entre 1905 et 1957 (Bayasgalan, 1993) (Figure 6.5). Dans la sismicité historique mondiale, ces événements comptent parmi les rares cas de ruptures décrochantes à dépasser cette magnitude (Figure 5.1, Chapitre 5). À partir des champs de vitesse et de modèles de déformation postsismique, les viscosités de la croûte inférieure et du manteau supérieur dans cette région sont estimées à environ 10^{16} - 10^{17} Pa.s et 10^{18} Pa.s, respectivement (Vergnolle, 2003). Cette faible résistance mécanique des parties inférieures de la lithosphère permettrait le transfert des contraintes statiques, relaxées de manière viscoélastique après un séisme, sur plusieurs centaines de kilomètres, conduisant au déclenchement de forts séismes sur plusieurs failles distantes dans un court intervalle de temps (Chéry et al., 2001a).

Ce mécanisme est d'autant plus efficace que les vitesses de failles long terme sont lentes et laissent le temps aux contraintes d'être transférées dans la partie supérieure après leur relaxation viscoélastique complète en profondeur. En Mongolie, d'après les études paléosismologiques (Ritz et al., 1995; Schwartz et al., 1996), le temps de récurrence individuel de grands séismes du XX^{ème}

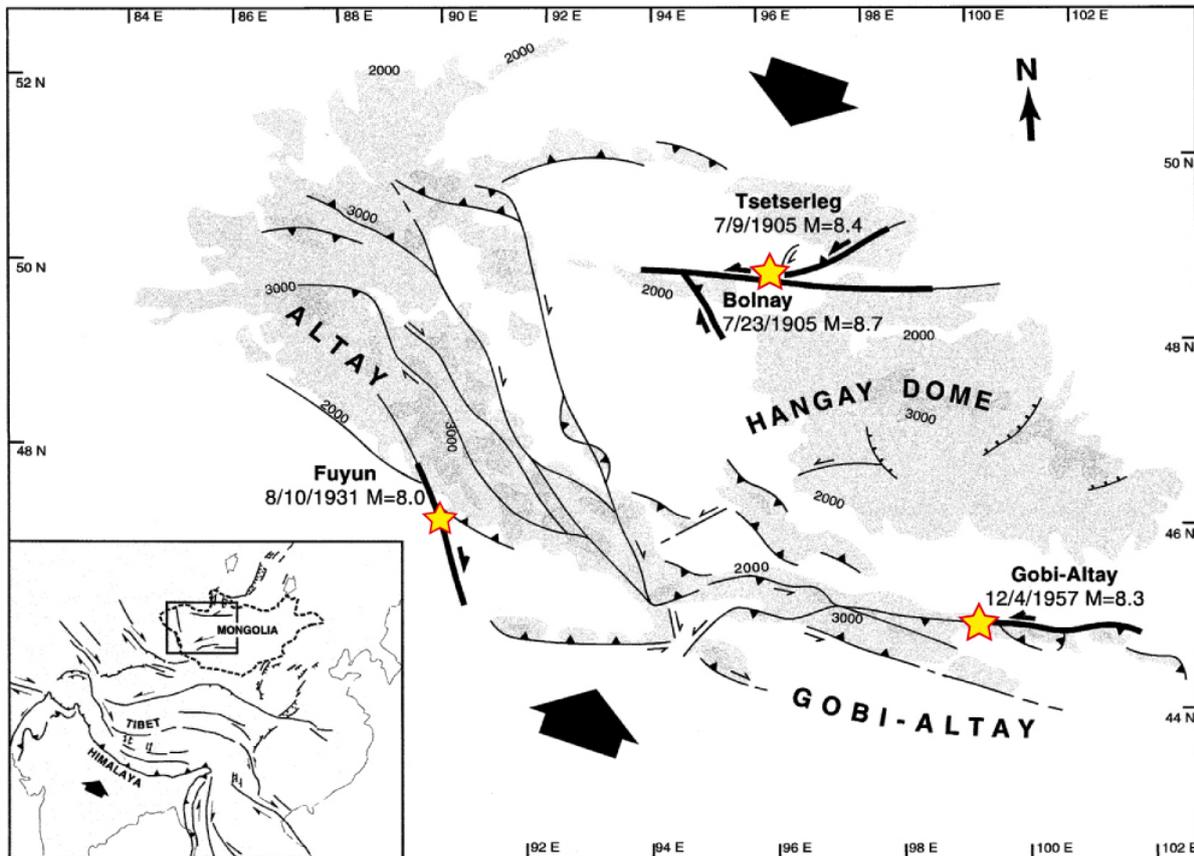


FIGURE 6.5: Schéma tectonique simplifié de la Mongolie et séismes de $M > 8$ s'étant produit au cours du siècle dernier. Traits noirs en gras : ruptures de surfaces ; Flèches larges : direction moyenne du raccourcissement (modifié de Chéry et al. (2001a)).

siècle est d'environ 4000 ans (pour un déplacement cosismique moyen de 5 m et une vitesse long terme d'environ 1.2 mm/an), ce qui est largement supérieur au temps de relaxation postsismique qui est de l'ordre de 30 ans (Thatcher, 1983).

Dans le modèle expérimental que j'ai utilisé, le temps de relaxation de la couche de silicone est d'une dizaine de secondes alors qu'au cours des expériences, pour une vitesse de chargement lente (5 mm/h) le temps de récurrence théorique d'un évènement majeur (pour un déplacement cosismique $\sim 300 \mu\text{m}$) est de quelques minutes.

L'accumulation des contraintes au cours de la phase intersismique peut donc être largement relaxée par le fluage continu de la zone de cisaillement ductile ce qui permet un rechargement efficace de la partie supérieure frictionnelle de la faille.

À vitesse rapide (20 mm/h), le temps de récurrence se rapproche et peut même devenir équivalent au temps de relaxation, ne permettant pas un déchargement complet de la partie inférieure avant l'occurrence du prochain microséisme. Les contraintes tectoniques imposées par le chargement aux limites du modèle sont ainsi relaxées par de plus nombreux petits évènements et du glissement asismique.

À mon sens, le résultat majeur de cette analyse suggère fortement que l'effet de la vitesse de chargement tectonique reflète surtout celui du couplage mécanique qui agit entre la croûte supérieure et les couches inférieures de la lithosphère (croûte inférieure et manteau lithosphérique). Le fait que ce couplage varie aussi selon les contextes géodynamiques (présence de point chaud, anomalies de chaleur etc...) explique probablement la difficulté d'isoler clairement l'effet spécifique de la vitesse de chargement dans la nature et son implication dans la variabilité des paramètres sismotectoniques observée (chute de contrainte, moment sismique, longueur de rupture...).

D'un point de vue expérimental, un point important doit être discuté. Lors de cette analyse paramétrique, la résistance frictionnelle sur le plan de faille était encore très importante (contact mousse/mousse, $\mu > 2$) par rapport à celle des failles actives ($0.05 < \mu < 0.6$). Le rapport R entre les forces de résistance frictionnelles F_f et les forces de résistance visqueuses F_v qui agissent dans le modèle était de ce fait incomparable avec celui qui caractérise les décrochements réels.

F_f et F_v peuvent être définis tel que

$$F_f = \tau.H_f \quad (6.1)$$

$$F_v = \eta.\dot{\epsilon}.H_v \quad (6.2)$$

avec τ la valeur de contrainte cisailante, η la viscosité de la croûte inférieure, $\dot{\epsilon}$ la vitesse de déformation, et H_f et H_v l'épaisseur de la couche supérieure et de la couche inférieure, respectivement.

Dans les expériences, le rapport $R = F_f/F_v$ est estimé à environ 300 (pour $\tau = \sim 500$ Pa; $\eta = 5.10^4$ Pa.s; $\dot{\epsilon} = \sim 10^{-4}$; $H_f = 6$ cm; $H_v = 2$ cm) alors qu'il est de l'ordre de 1 à 10 dans le cas de la faille de San Andreas par exemple (si l'on prend $\tau = \sim 10-100$ MPa; $\eta = \sim 10^{19}$ Pa.s; $\dot{\epsilon} = \sim 10^{-14}$; $H_f = \sim 15$ km; $H_v = \sim 15$ km) (Chéry, 2008).

À cause de la forte résistance frictionnelle de la faille dans la couche supérieure du modèle, le stockage d'énergie élastique est donc exagéré par rapport à la nature. Il est par conséquent possible que l'effet de la vitesse de chargement tectonique (et donc du couplage mécanique entre la partie supérieure et inférieure du modèle) observé au cours de ces expériences soit exagéré par rapport à la réalité.

En considérant les observations naturelles et les tendances qui ont été montrées expérimentalement, il apparaît que la vitesse de déformation joue un rôle non négligeable sur la mécanique d'un système de faille bien qu'une compétition avec d'autres paramètres (hétérogénéité de friction, géométrie de la faille, gradient thermique etc...) rende difficile cette analyse.

De ce fait, il me semble intéressant de renouveler l'étude expérimentale que j'ai présenté ici en utilisant la rhéologie plus réaliste du plan de faille (revêtement époxy, $0.6 < \mu < 1$) que j'ai

obtenu par la suite. La représentativité des résultats devrait ainsi permettre d'évaluer l'effet réel du couplage mécanique entre la croûte supérieure et les autres couches lithosphériques sur le comportement des failles actives.

Dans le modèle, les variations de ce couplage sont provoquées par les variations de la vitesse de chargement, ce qui suscite aussi une perspective d'analyse de l'effet spécifique de la rhéologie de la couche basale et en particulier du paramètre viscosité. Au cours de ce manuscrit (Chapitres 3 et 4), nous avons pu constater que ce paramètre pouvait parfois varier dans la nature de plusieurs ordres de grandeur suivant les contextes géodynamiques. Il serait par conséquent intéressant d'explorer les relations potentiellement existantes entre le comportement des failles actives et la rhéologie de la lithosphère des zones concernées (variations de la viscosité, de l'élasticité et des épaisseurs propres à chacune des couches).

6.3 Hétérogénéité de contrainte initiale

La deuxième analyse paramétrique réalisée au cours de cette thèse était dédiée à l'étude du rôle de l'hétérogénéité de contrainte initiale sur le plan de faille sur la dynamique du cycle sismique.

Les résultats, présentés sous la forme d'un article, montrent en particulier que la taille et la localisation des ruptures majeures sont contrôlées par la distribution de la contrainte normale imposée le long du plan de faille initial. Les glissements cosismiques maximums se produisent là où les valeurs de contrainte normale sont les plus fortes dans des zones que nous avons qualifié d'*aspérité de contrainte* (stress asperity dans l'article).

De façon remarquable, la distribution du glissement cosismique le long de la faille pour ce type d'évènement présente une évolution similaire à celle de la contrainte normale avec des maximums localisés au niveau des valeurs pics de ces zones d'aspérité. Si l'on considère que les propriétés frictionnelles sont constantes le long de la faille, le préchargement hétérogène du modèle se traduit par une accumulation de contraintes cisailantes au cours du chargement intersismique qui varie localement de manière proportionnelle à la contrainte normale appliquée. La relaxation cosismique se produit alors par le glissement de la faille dont l'amplitude est également proportionnelle au taux de contrainte cisailante accumulée, en accord avec certains cas naturels. En discussion de l'article, nous faisons référence au cas particulier du séisme du Wenchuan, Mw 7.9 qui s'est produit dans la région du Longmen Shan (Chine) en 2008. La Figure 6.6a présente la distribution du glissement sur le plan de faille obtenue à partir d'un modèle d'inversion cinématique (Wen et al., 2012b)¹.

Le résultat est comparé avec une distribution obtenue par simulation spontanée de la rupture selon une loi de friction de type rate-and-state (Figure 6.6b bas) en imposant initialement une

1. Notons que cette inversion est effectuée pour un plan de faille unique bien que la rupture se soit répartie sur deux plans distincts.

contrainte cisailante hétérogène sur le plan de faille (Figure 6.6b haut). De manière cohérente avec nos observations expérimentales, l'hétérogénéité de contrainte initiale sur le plan de faille contrôle celle du glissement cosismique, son amplitude étant d'autant plus importante dans les zones fortement pré-chargées. Notons que dans le cas du séisme du Wenchuan, ces conditions de chargement initiales semblent aussi contrôler la dynamique de la rupture. Ce résultat justifie l'intérêt d'un développement méthodologique du dispositif actuel qui permettrait de quantifier la déformation à l'échelle de temps de la phase cosismique dans le modèle expérimental. Cette perspective sera discutée plus loin dans ce chapitre.

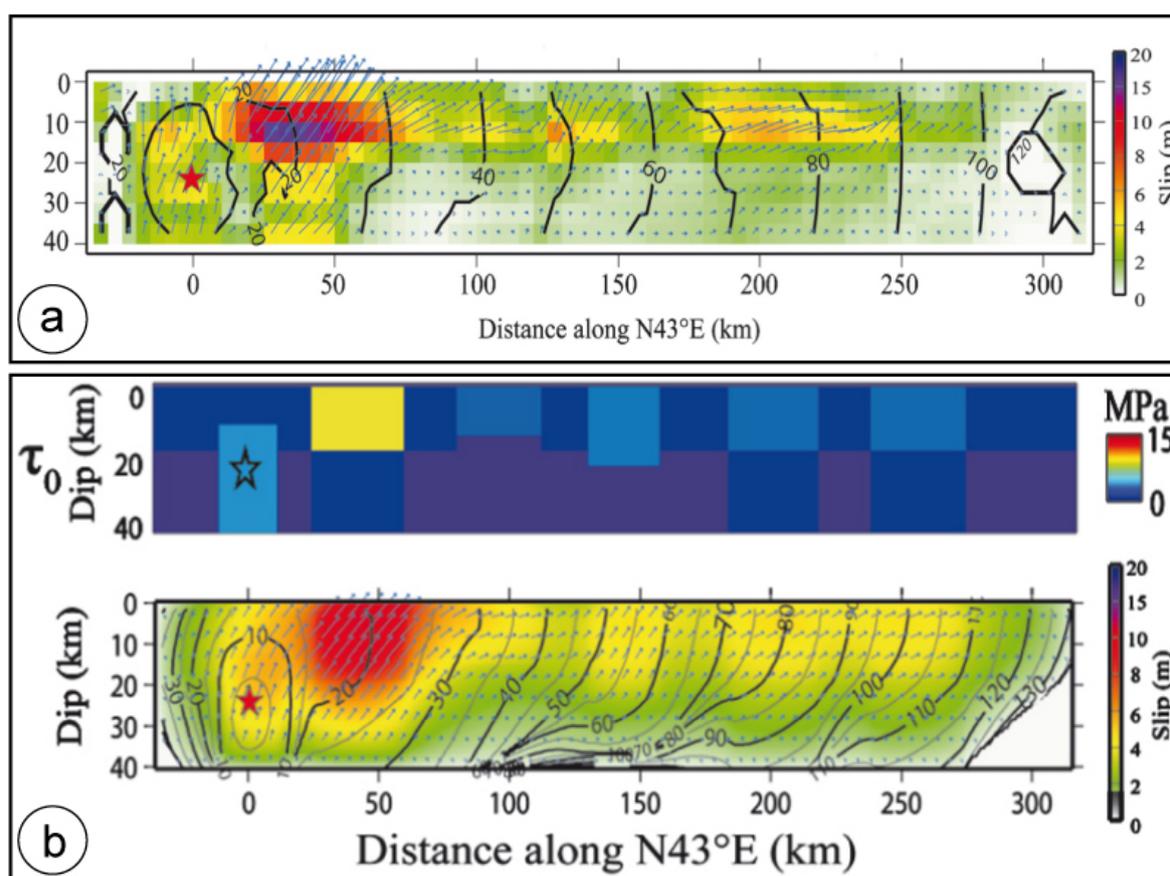


FIGURE 6.6: Le séisme du Wenchuan (2008) Mw 7.9. a) Modèle d'inversion cinématique du glissement sur le plan de faille avec l'hypocentre (étoile rouge) et la propagation de la rupture (isocontours noirs en seconde). b) Simulation de la rupture à l'aide d'un code d'éléments finis (code EQdyna) et d'une loi de friction permettant son initiation spontanée à partir d'une distribution hétérogène de contrainte cisailante τ_0 imposée à l'état initial (modifié de Wen et al. (2012b)).

Dans notre modèle, les variations de résistance frictionnelle le long de la faille sont provoquées par les variations de contrainte normale en accord avec les premières lois de friction (Lois d'Amontons, voir Chapitre 2). De ce fait, en plus de la taille des ruptures, le comportement de

la faille lui-même varie le long de sa trace en fonction de la force normale qui lui est appliqué. Certaines sections montrent un couplage fort qui se traduit par l'occurrence d'évènements majeurs tandis que d'autres sont dominés par du glissement asismique associé à un faible couplage mécanique de la faille.

Comme nous l'avons vu au cours du Chapitre 3, certains cas de décrochements actifs présentent aussi une variabilité spatiale dans le comportement cinématique des failles. Sur la faille de San Andreas, le glissement asismique (creep) observé le long du segment central (zone de Parkfield) (Ryder and Bürgmann, 2008; Titus et al., 2011) est généralement attribué à la présence de serpentines (comportement frictionnel de type velocity-strengthening) mises en évidence par le forage SAFOD qui traverse la zone de faille (Lockner et al., 2011; Carpenter et al., 2012). Cependant, des forages supplémentaires le long des autres segments qui présentent un comportement de type glissement stable (Hayward par exemple) seraient nécessaires pour déterminer si la présence de cette roche et des minéraux associés en est la principale cause.

De plus, la présence de fluides sous pression, mise en évidence par des méthodes d'imagerie magnétotellurique dans les zones de glissement stable (Bedrosian et al., 2002; Becken and Ritter, 2012) semble aussi être liée au glissement asismique, bien qu'il ne soit encore pas clairement déterminé si la circulation de ces fluides est la cause (par réduction de la contrainte normale effective) où la conséquence (perméabilité de la zone de faille favorisée par son glissement continu) du glissement stable de la faille dans ces zones (Blanpied et al., 1992).

Enfin, sur la base de mesures géodésiques, des travaux montrent que d'une manière générale, les zones de glissements stables le long de ces segments correspondent aux parties où la direction de la faille est parallèle à la direction de convergence des plaques en champ lointain (Argus and Gordon, 2001) (Figure 6.7). Ces zones sont par conséquent associées à de faibles contraintes compressives au contraire d'autres parties dont le couplage mécanique est plus important. Toutefois, dans le détail, pour certaines zones à faible taux de contraction, la faille est tout de même bloquée tel qu'au sud de Parkfield, sur une partie de la rupture du séisme majeur de Fort Téton (1857). Au contraire, pour d'autres segments pourtant soumis à de forts taux de contrainte compressive, du glissement stable est observé.

Aucun de ces critères ne peut donc à lui seul expliquer la variabilité du comportement des failles le long de leur trace. Ce cas d'étude illustre bien l'intérêt de l'approche expérimentale que j'ai utilisé au cours de cette thèse qui permet d'isoler le rôle spécifique de certains paramètres cinématiques (vitesse de chargement) ou mécaniques (friction, contrainte normale). Dans le cas de cette deuxième étude paramétrique, nous avons étudié l'effet des variations de la contrainte normale au plan de faille et mis en évidence un effet cohérent à la fois avec les lois de frictions fondamentales mais aussi avec les observations naturelles comme pour la faille de San Andreas. En effet, le critère "taux de contrainte compressive" évoqué dans le paragraphe précédent pour expliquer les variations spatiales de comportement frictionnel en Californie est en accord avec

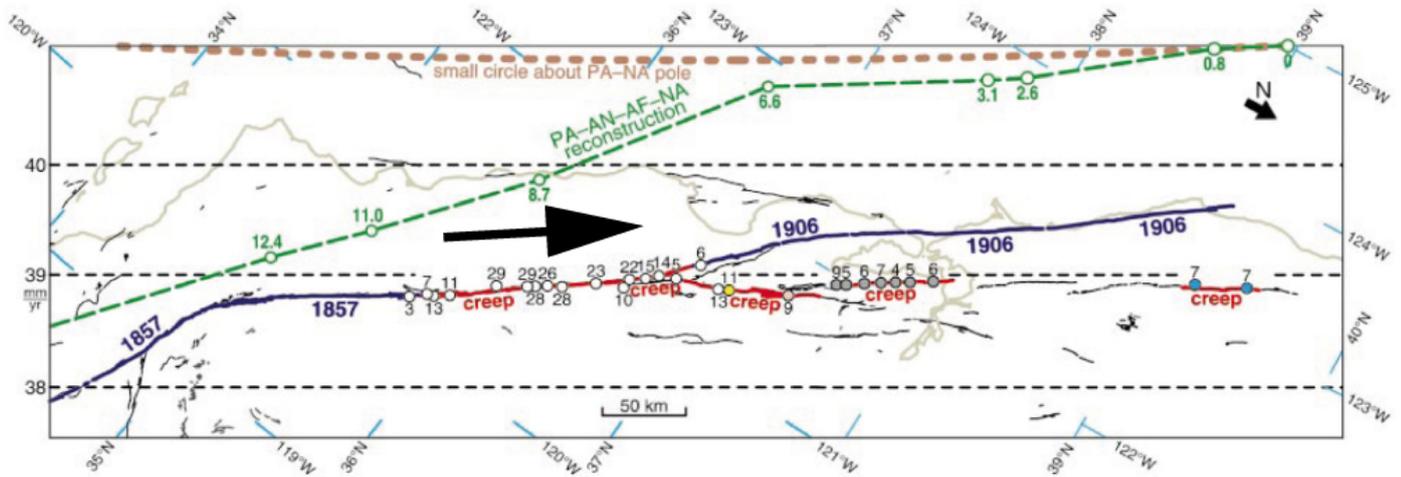


FIGURE 6.7: Traces des ruptures de surface (en bleu) des séismes majeurs de 1857 (Fort Téton) et 1906 (San Francisco) et zones de glissements asismiques (en rouge). Les points numérotés indiquent les zones où ont été mesurées la vitesse de glissement (vitesse en mm/an, couleurs différentes en fonction des sources bibliographiques, voir détails dans l'article). La grande flèche noire indique la direction actuelle de convergence comparée à la direction de la faille dans sa partie centrale. Les autres indications concernent une reconstruction paléogéographique détaillée dans (Argus and Gordon, 2001)).

nos résultats. Mais la compétition entre ce critère et les propriétés frictionnelles intrinsèques aux roches de la zone de faille ou à la présence de fluides ne permet pas encore d'établir clairement les effets qui contrôlent la cinématique et la mécanique du cycle sismique observé. Néanmoins, les propriétés frictionnelles semblent jouer un rôle majeur puisque dans la majorité des cas où la faille glisse asismiquement, la présence de minéraux argileux ou de serpentine est avérée.

Une étude expérimentale dédiée à l'étude de l'effet de l'hétérogénéité frictionnelle sur la plan de faille me paraît être une des perspectives d'analyses pertinentes. Dans cette optique, je propose l'ajout de matériaux frictionnel à comportement stable sur des zones du plan de faille. J'ai réalisé une première expérience à la fin de ma thèse (traitement partiel) en utilisant du talc pour simuler un patch de type "velocity-strengthening" (Figure 6.9c). Afin de comprendre l'effet de cette hétérogénéité de friction sur la dynamique de la faille, j'ai utilisé les mêmes conditions aux limites que pour l'expérience présentée dans le deuxième article (effet de la contrainte normale) et volontairement disposé ce patch dans la zone d'aspérité de contrainte majeure.

Les premiers résultats montrent que ce patch perturbe clairement la distribution spatiale des événements le long de la faille (Figure 6.8) ainsi que celle des glissements cosismiques maximums précédemment localisés au niveau des pics de contrainte normale initiale (Figure 6.9).

La cinématique du modèle (Figure 6.8) montre en particulier que la localisation des événements le long de la faille est perturbée par la présence du patch de talc. Précédemment centrées sur cette zone (au cours de l'expérience présentée dans le deuxième article de cette thèse), les

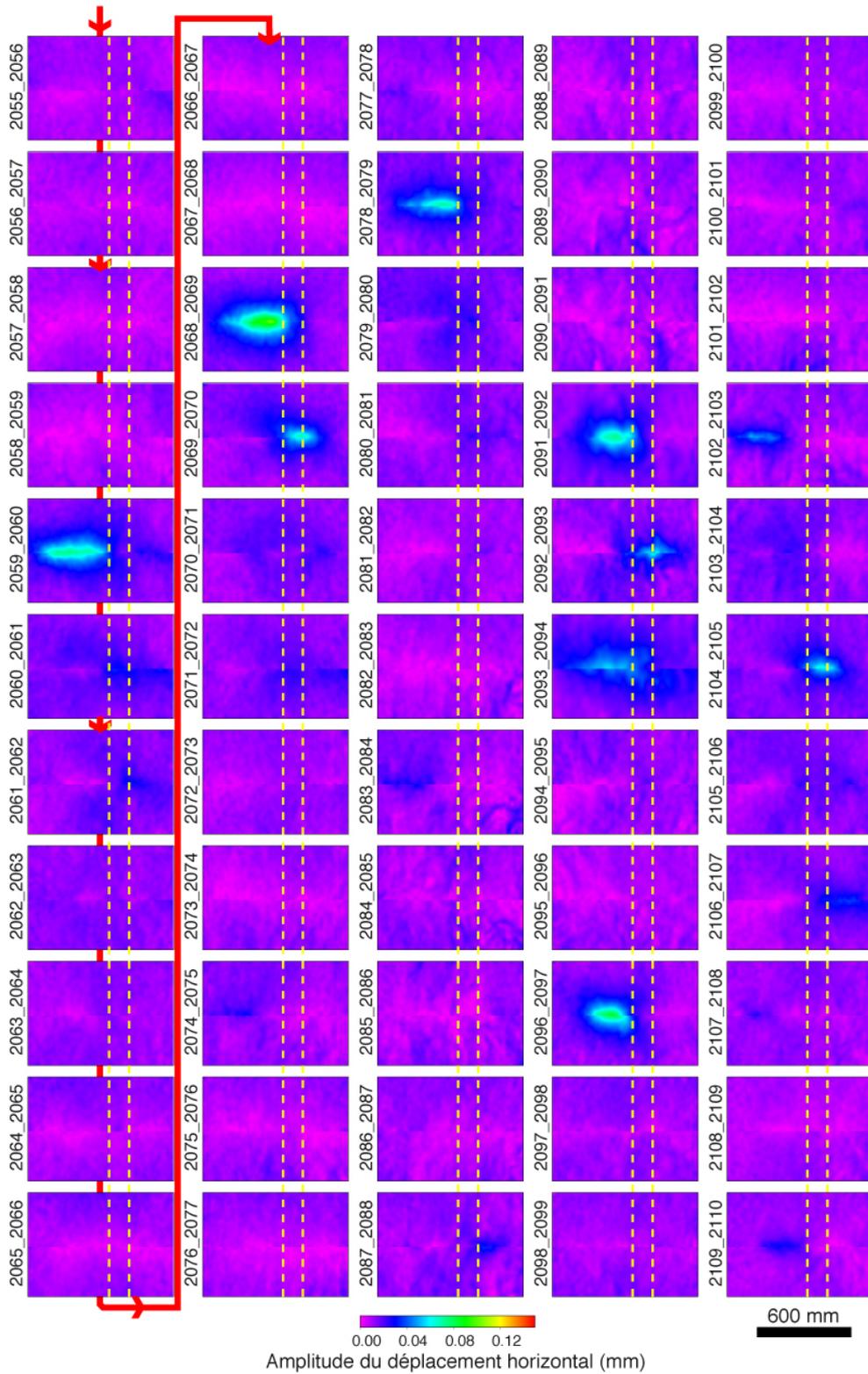


FIGURE 6.8: Amplitude du champ de déplacement horizontal d'une séquence de mesures extraite de l'EXP51 réalisée avec une friction hétérogène sur le plan de faille. Le patch de talc est délimité par les droites en pointillés jaunes.

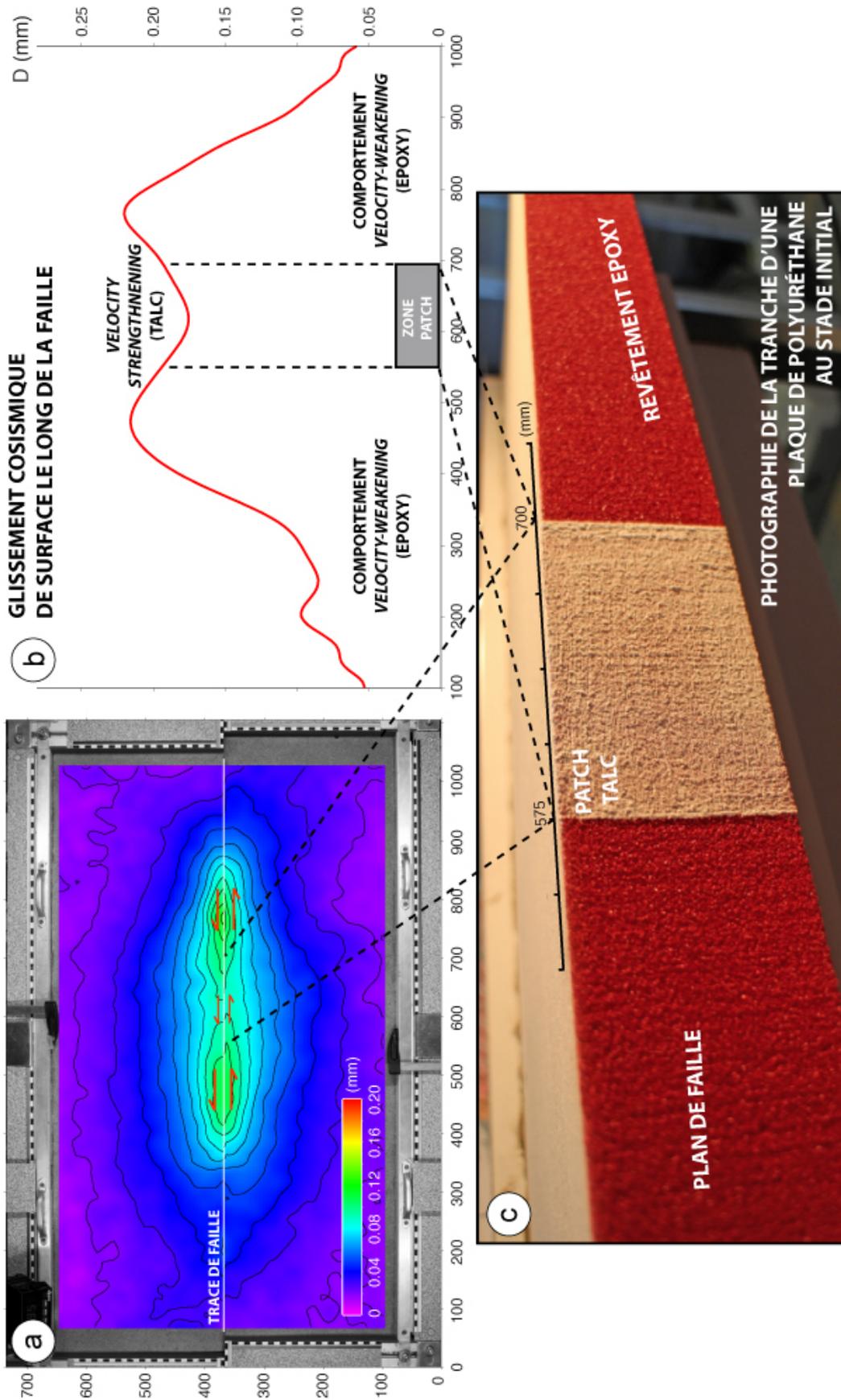


FIGURE 6.9: a) Amplitude du déplacement horizontal cosismique traversant la zone de talc. b) Profil de déplacement cosismique longitudinal à la faille. c) Photographie de la tranche d'une plaque de polyuréthane recouverte d'époxy (rouge) et localement de talc (blanc).

ruptures semblent maintenant s'étendre préférentiellement de part et d'autre de la zone où le plan de faille est recouvert de talc. Sur la séquence que j'ai traité, le temps de récurrence des événements les plus importants (couple 2059-2058 ; 2068-2069 ; 2078-2079 ; 2091-2092 ; 2096-2097) est régulier pour les trois premiers (~ 54 s) mais varie ensuite via l'occurrence d'autres glissements de taille variable. Bien que le traitement de cette expérience soit encore trop partiel pour pouvoir évoquer des interprétations robustes et faire le lien avec le comportement des failles actives, le comportement observé présente des similitudes notables avec celui du cas particulier de la séquence des séismes de Parkfield sur la faille de San Andreas (voir Chapitre 3). Une analyse complète de l'expérience permettra de préciser ce comportement sur le long terme et d'identifier les processus mécaniques qui en sont à l'origine.

En plus du comportement global du système, l'hétérogénéité de friction semble aussi contrôler la distribution du glissement cosismique des événements. Ce résultat est illustré par la Figure 6.9 qui présente le cas d'un événement dont la rupture de surface traverse le patch de talc. Le champ d'amplitude du déplacement horizontal (Figure 6.9a) ainsi que le profil de glissement cosismique le long de la rupture en surface (Figure 6.9b) indiquent un déficit de glissement localisé exactement dans la zone du patch. Cette zone de talc n'empêche donc pas la propagation du glissement mais semble l'atténuer. Avec la cadence de prises de vue utilisée pour le moment (6s) nous ne pouvons savoir si la part de glissement qui se produit au niveau du patch est asismique ou pas. Un enregistrement à plus haute fréquence de la déformation sera particulièrement utile pour contraindre également la dynamique de la rupture dans ce type de cas.

6.4 Perspectives d'analyses : prédictibilité et propagation de la rupture

6.4.1 Analyses statistiques et probabilistiques

L'analyse cinématique des expériences que j'ai réalisées au cours de ma thèse montre qu'à priori, bien qu'une certaine régularité soit observée dans le cycle sismique expérimental, la prédictibilité des événements dans le temps n'est pas évidente, notamment au vu de la variabilité des glissements mesurés.

Une approche par analyse probabilistique me semble donc être l'étape suivante pour essayer de contraindre les couplages existants entre les différents paramètres sismotectoniques qui ressortent de l'analyse cinématique ainsi que la prédictibilité des événements. Les méthodes d'analyses classiques ne permettent cependant pas de reproduire correctement la distribution d'un paramètre dans la gamme de ses valeurs extrêmes puisque ces dernières sont rares et ont très peu de poids dans le calcul des probabilités de densité. La loi de Gutenberg-Richter par exemple, illustre l'inconvénient de ce type d'approche puisqu'elle ne rend pas compte de la distribution

des fortes magnitudes des séismes en raison de leur rareté et donc de leur faible représentativité dans les catalogues de sismicité historique.

Pour palier à ce problème, une analyse basée sur la *théorie des valeurs extrêmes* permettrait de mieux reproduire la distribution d'un paramètre dans la gamme de ces rares valeurs (*loi de probabilité à queue lourde*), en donnant plus de poids aux valeurs modérées du jeu de données (Bacro and Gaetan, 2014). Cette méthode spécifique a permis d'obtenir des résultats intéressants concernant la modélisation de données hydrodynamiques (vagues) en domaine marin (Chailan et al., 2014, in press). Dans notre cas, nous pourrions l'utiliser pour modéliser les lois d'échelles sismotectoniques qui contrôlent le comportement du modèle expérimental afin de mettre en évidence les couplages potentiellement existants entre les différents paramètres cinématiques et mécaniques (déplacement cosismique, longueur de rupture, localisation spatiale des microséismes, temps de récurrence, hétérogénéité de contrainte initiale etc...). Ce type d'analyse est particulièrement adaptée à notre approche puisque la quantité de données que peut générer le modèle est statistiquement représentative, avec pour une seule expérience, plus de 4000 mesures du champ de déformation contenant chacune plus de 20000 mesures de déplacement en surface.

La prédictibilité des événements pourrait aussi être abordée en utilisant en parallèle une autre méthode basée sur le principe de "*logique floue*" (Fuzzy Logic Learning Principle) à l'aide d'algorithmes de type *Fuzzy Inference System* (FIS), appliqués avec succès dans la prédiction de systèmes hydrodynamiques (Sylaios et al., 2009). Le principe de logique floue est de considérer que la variabilité des paramètres dans le temps n'est pas identifiable au premier ordre mais que ces variations répondent quand même à des schémas reproductibles (Kazeminezhad et al., 2005; Özger, 2009). Un système d'analyse FIS identifie ces schémas cohérents qui restent imperceptibles dans le cas d'une simple analyse de données. "*L'apprentissage*" de ces schémas par le FIS permet ainsi de prédire l'évolution d'un paramètre de manière précise jusqu'à un certain temps après lequel le modèle diffère des données en fonction du caractère aléatoire qui est plus ou moins important.

Dans le cas des expériences de cycles sismiques, le jeu de données utilisable pour ce type d'analyse peut être par exemple une série temporelle qui traduit l'évolution du déplacement en un point le long de la faille. Au premier abord, nous avons pu voir qu'il était difficile d'anticiper cette évolution à cause de la variabilité des déplacements et des temps de récurrence. L'intérêt d'un système FIS serait de pouvoir identifier les différents schémas de cycles qui se reproduisent au cours de l'expérience afin de pouvoir anticiper précisément l'évolution cinématique du modèle. L'utilisation de ce deuxième outil est également adaptée à notre approche puisque la taille des catalogues de données est telle qu'elle permettrait de vérifier la prédictibilité calculée. Il serait notamment intéressant de confronter les paramètres caractérisant la phase intersismique (profondeur de blocage, variabilité du champ de déformation pendant le chargement élastique

etc...) à ceux de la phase cosismique (localisation des évènements le long de la trace de faille, déplacements cosismiques, longueur de ruptures etc...) afin de mettre en évidence d'éventuelles relations permettant de prévoir l'occurrence des ruptures au cours des expériences. L'objectif à long terme est de pouvoir adopter ces lois aux cas naturels pour lesquels il n'est pas encore possible d'utiliser ce type d'outil à cause de la trop faible quantité de données disponibles.

6.4.2 Dynamique de la rupture

Dans ce manuscrit, j'ai étudié comment certaines conditions aux limites pouvaient contrôler la cinématique d'une faille au cours du cycle sismique à une échelle de temps s'étendant de quelques années à plusieurs centaines de milliers d'années. Une prochaine étape logique serait maintenant de s'intéresser au rôle de ces paramètres sur les propriétés cinématiques et dynamiques de la faille à l'échelle de temps de la rupture cosismique.

À l'aide d'une caméra HD standard (cadence de prises de vues : 25 images/s) et d'enregistrement acoustiques préliminaires (capteurs piézoélectriques) j'ai pu estimer que les microséismes majeurs durent environ 50 millisecondes. L'utilisation d'une caméra rapide (cadence de prises de vues : 1000 à 5000 images/s) devrait donc permettre d'obtenir plus d'une centaine d'images de la propagation de la rupture.

Les données cinématiques et acoustiques acquises pourraient être étudiées en les confrontant à des modèles numériques. La méthode de modélisation envisagée est utilisée dans le cas du séisme de Tarapaca (Chili, 2005, Mw 7.8) par [Peyrat and Favreau \(2010\)](#). Ce type d'analyse permettrait de contraindre les principales caractéristiques de la source sismique (directivité, vitesse de propagation) et de les confronter à la variabilité spatiale du glissement, mise en évidence à partir des mesures statiques de la déformation du modèle (cadence de prises de vue : 1 image/6s).

L'objectif est d'obtenir des informations pas seulement sur la cinématique des processus mais aussi sur la dynamique de la faille depuis l'initiation jusqu'à l'arrêt de la rupture. Pour cela, en plus des mesures haute-fréquence de la déformation de surface du modèle, je propose d'utiliser des micro-accéléromètres (type MEMS) permettant une acquisition à haute fréquence du signal sismique généré par les séismes expérimentaux.

En parallèle avec les mesures cinématiques qui couvrent l'ensemble de la durée des expériences, cette analyse de la déformation court-terme permettrait très certainement d'améliorer la compréhension des couplages potentiels entre les paramètres sismotectoniques et les propriétés dynamiques des ruptures sismiques. Ce type d'approche devrait de ce fait être complémentaire des travaux expérimentaux qui ont déjà contribué à la compréhension des mécanismes qui contrôlent la cinématique et la dynamique de la déformation cosismique sur un plan de faille ([Rosakis et al., 1999](#); [Xia et al., 2004](#); [Latour et al., 2011a,b](#)).

Conclusion

Au cours de ma thèse, j'ai développé une approche expérimentale basée sur la mise en oeuvre d'un modèle analogique qui a permis de reproduire avec succès la cinématique d'une faille décrochante à l'échelle de temps du cycle sismique. Bien que ses propriétés géométriques et rhéologiques soient simplifiées par rapport à la nature, le dimensionnement de ce modèle autorise au premier ordre une comparaison directe avec les observations géodésiques des différentes phases du cycle observé le long des failles actives.

Les déformations mesurées en surface lors des phases de chargement intersismiques et de relaxation cosismiques sont reproductibles par des modèles de dislocation élastique généralement utilisés pour contraindre les déformations quantifiées le long des failles actives (Savage and Burford, 1973; Okada, 1992, 1985). Grâce à sa rhéologie multi-couches, le modèle est également capable de générer une phase postsismique dont les caractéristiques cinématiques sont en accord avec les mécanismes de relaxation viscoélastiques en profondeur qui se produisent après l'occurrence d'un séisme majeur (Nur and Mavko, 1974; Pollitz et al., 2001).

La variabilité spatiale et temporelle du comportement de la faille (blocage ou glissement stable pendant la phase intersismique) et des ruptures cosismiques qu'elle génère (grande variabilité en taille et localisation le long de la faille) permettent de produire des catalogues de données dont l'extension temporelle équivaut à plusieurs centaines de milliers d'années dans la nature. Les lois d'échelles qui en découlent s'avèrent du même type que celles qui sont mises en évidence par les compilations de données sismotectoniques (Wells and Coppersmith, 1994; Wesnousky, 2008).

L'intérêt majeur du développement de cette approche expérimentale était de pouvoir contrôler l'ensemble des conditions aux limites des expériences afin d'isoler le rôle de certains paramètres cinématiques et mécaniques dans la dynamique du cycle sismique. Deux premières analyses paramétriques ont ainsi été réalisées.

Les résultats de la première étude suggèrent que la vitesse de chargement tectonique imposée aux limites d'un système peut influencer le comportement frictionnel des failles et potentiellement la taille maximale des séismes qui s'y produisent. Dans les expériences réalisées, la faille tend vers un comportement stable (creep) pour une vitesse de chargement rapide alors qu'elle génère de plus larges ruptures sismiques pour une vitesse lente. Étant donné les propriétés frictionnelles hors normes ($\mu > 2$) qui étaient utilisées pour cette analyse, le comportement observé est probablement exagéré. Toutefois, les tendances que nous avons pu observer pour des cas naturels (Anderson et al., 1996; Riguzzi et al., 2012; Cao and Aki, 1986; Caporali et al., 2011;

(Kanamori and Allen, 1986; Scholz et al., 1986) suggèrent que ce résultat expérimental pourrait soulever un mécanisme souvent négligé dans les interprétations mécaniques. Je propose que ce soit le couplage mécanique entre la croûte supérieure élastique et la croûte inférieure ductile qui joue un rôle prépondérant. Dans le cas de nos expériences, ce couplage est modulé en fonction de la vitesse de chargement à cause de la rhéologie de la couche basale (silicone) qui dépend de la vitesse de déformation. Une vitesse rapide tend à rigidifier cette couche qui entraîne par forçage la base de la couche supérieure (plaques de polyuréthane) à glisser de part et d'autre de la faille dans sa partie frictionnelle. La cinématique de surface du modèle est alors dominée par du glissement stable et quelques petits événements. Dans le cas d'une vitesse de déformation lente, le fluage de la partie ductile sous la couche supérieure permet une relaxation continue des contraintes en profondeur et leur transfert dans la partie frictionnelle de la faille au cours de la phase intersismique pendant laquelle elle peut rester bloquée. Cette accumulation d'énergie élastique est ensuite relaxée brutalement par l'occurrence de ruptures sismiques majeures observées en surface.

Pour le cas des failles actives, les variations rhéologiques et en particulier de la viscosité de la croûte inférieure peuvent être liées au contexte géodynamique comme nous l'avons vu pour le cas de la Mongolie (Vergnolle, 2003) où une faible résistance mécanique de ces couches semble favoriser le déclenchement de grands séismes (Chéry et al., 2001a). Il est pour l'instant difficile d'établir à quel point la vitesse de chargement tectonique elle-même influence cette rhéologie dans la nature. Plutôt que d'essayer de répondre à ce problème il me semble plus intéressant d'effectuer une étude paramétrique en faisant varier directement la viscosité et l'épaisseur relative des couches dans le modèle. L'utilisation de propriétés frictionnelles plus réalistes du plan de faille récemment obtenues ($0.6 < \mu < 1$) devrait également permettre de préciser la représentativité de ce résultat intéressant.

Les résultats de la deuxième étude paramétrique montrent que les variations spatiales de la contrainte normale imposée initialement le long d'une faille peuvent contrôler en partie la distribution du glissement cosismique le long des ruptures des séismes majeurs ainsi que la variabilité du comportement frictionnel du système. En accord avec les lois de friction fondamentales (Amontons), les glissements cosismiques maximums se localisent notamment au niveau des valeurs maximales de contrainte normale dans des zones qualifiées d'aspérité de contrainte. Les profils de glissements horizontaux le long de ces ruptures majeures présentent de façon remarquable une tendance similaire à la distribution de la contrainte normale initiale le long de la faille. Ce résultat implique que l'hétérogénéité du glissement le long des ruptures cosismiques est majoritairement contrôlée par les variations spatiales de la résistance frictionnelle du plan de faille comme cela a été suggéré pour expliquer les distributions de glissement de plusieurs séismes (Ma et al., 2008; Wen et al., 2012b).

En plus de son contrôle sur les caractéristiques propres des événements, cette hétérogénéité

de l'état de contrainte initial provoque une variabilité spatiale du comportement frictionnel de la faille le long de sa trace. La cinématique de surface montre en particulier que les zones de faible contrainte normale favorisent le glissement stable associé à un faible couplage mécanique de la faille. La taille des ruptures qui résultent du peu de contraintes cisailantes accumulées dans ces zones est par conséquent bien plus faible que dans les zones où la contrainte normale est suffisamment forte pour permettre le blocage total de la faille pendant la période intersismique. Ce mécanisme est cohérent avec les observations géodésiques qui montrent que le comportement des failles semblent être associé en partie au taux de contrainte compressive qui s'applique dans la direction orthogonale à leur trace (Argus and Gordon, 2001; Ryder and Bürgmann, 2008). Mais cette observation n'est pas systématique et implique que d'autres paramètres jouent un rôle dominant sur la dynamique observée. Les propriétés frictionnelles du plan de faille semblent avoir un effet prépondérant. Une première expérience dédiée à l'étude des effets d'une hétérogénéité de friction sur la plan de faille est en accord avec cette hypothèse. Cependant, de nouvelles investigations seront nécessaires pour confirmer la répétabilité de ce résultat et préciser de quelle manière les couplages entre les propriétés frictionnelles et les variations de contrainte normale contrôlent le comportement de la faille le long de sa trace.

Les résultats obtenus au cours de cette thèse suscitent l'utilisation de nouveaux systèmes de mesures permettant en particulier de contraindre plus précisément la vitesse de glissement des événements détectés. Une simple caméra numérique standard à haute résolution (25 img/s) devrait satisfaire cette objectif au vu des premiers essais effectués avec une caméra commerciale (HD). Une telle acquisition au cours des expériences permettra notamment de différencier les ruptures cosismiques rapides des glissements plus lents et des éventuelles déformations transitoires qui peuvent se produire pendant la phase intersismique. L'utilisation d'une caméra rapide (>1000 img/s) ainsi que de capteurs accélérométriques semblent maintenant largement justifiés et nécessaires pour pouvoir contraindre les propriétés dynamiques des ruptures qui se produisent dans le modèle. Avec ce nouveau type de matériel, il sera possible d'analyser l'effet de l'hétérogénéité de chargement, induite par des variations initiales de contrainte normale ou de propriétés frictionnelles, sur la vitesse de propagation et la directivité des ruptures sismiques par exemple.

D'un point de vue analytique, il semble très intéressant que l'approche soit à présent complétée par une analyse statistique et probabilistique qui vise à contraindre la prédictibilité des microséismes générés par le modèle. Il me semble logique que de nouvelles méthodes telles que celles que nous avons évoqué en discussion de ce manuscrit soient testées et appliquées au modèle expérimental que j'ai développé dont les conditions aux limites sont connues et bien plus simples en comparaison avec les cas naturels. La quantité de données générées par ce modèle paraît particulièrement adaptée à ce type d'approche, pouvant être ensuite développée et appliquée dans le cadre de l'évaluation du risque sismique associé au fonctionnement des failles actives.

L'approche que j'ai utilisé au cours de ma thèse soulève une fois de plus la complexité qui caractérise la mécanique d'une faille au cours du cycle sismique. Même dans un système aussi simple que celui du modèle que j'ai utilisé, la variabilité spatio-temporelle des paramètres sismo-tectoniques est telle que la cinématique du modèle est au premier abord difficile voire impossible à prédire. Cependant, les résultats des premières études paramétriques démontrent l'intérêt majeur d'une telle approche qui est de pouvoir se concentrer sur l'effet d'un seul paramètre, les autres étant contrôlés. Bien que le modèle ne soit encore qu'au stade précoce de son exploitation (phase post-validation du dimensionnement et premières études comparées aux tendances naturelles), je suis convaincu qu'avec les développements méthodologiques et analytiques proposés précédemment, les futures analyses paramétriques permettront de préciser les processus qui gouvernent la cinématique et la mécanique des failles sismogéniques. À mon sens, bien que la prédictibilité des tremblements de terre semble encore délicate, l'évaluation du risque qui leur est associé devrait pouvoir être encore améliorée.

Bibliographie

- Ambraseys, N. N. (1970). Some characteristic features of the anatolian fault zone. *Tectonophysics*, 9(2-3) :143-165. 66
- Ambraseys, N. N. and Finkel, C. (1995). *The seismicity of Turkey and adjacent areas : A historical review, 1500-1800*. M.S. Eren, Beyoglu, Istanbul. 65, 104
- Anderson, E. M. (1951). *The dynamics of faulting*. Olivier and Boyd, Edinburgh. 152
- Anderson, J. G., Wesnousky, S. G., and Stirling, M. W. (1996). Earthquake size as a function of fault slip rate. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 86(3) :683-690. WOS :A1996UU95200011. xxiii, 126, 175, 191
- Andrews, D. J. (1994). Fault geometry and earthquake mechanics. *Annals of Geophysics*, 37(6). 152, 165
- Anooshehpour, A. and Brune, J. N. (1994). Frictional heat generation and seismic radiation in a foam rubber model of earthquakes. *pure and applied geophysics*, 142(3-4) :735-747. 2, 30, 33, 75, 82
- Anooshehpour, A. and Brune, J. N. (1999). Wrinkle-like weertman pulse at the interface between two blocks of foam rubber with different velocities. *Geophysical Research Letters*, 26(13) :2025-2028. 2, 33, 75
- Archuleta, R. (1984). A faulting model for the 1979 imperial-valley earthquake. *Journal of Geophysical Research*, 89(NB6) :4559-4585. WOS :A1984TA45700047. 34
- Archuleta, R. J. and Brune, J. N. (1975). Surface strong motion associated with a stick-slip event in a foam rubber model of earthquakes. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 65(5) :1059-1071. 30
- Argus, D. F. and Gordon, R. G. (2001). Present tectonic motion across the coast ranges and san andreas fault system in central california. *Geological Society of America Bulletin*, 113(12) :1580-1592. xxiv, 184, 185, 193
- Armijo, R., Meyer, B., Hubert, A., and Barka, A. (1999). Westward propagation of the north anatolian fault into the northern aegean : Timing and kinematics. *Geology*, 27(3) :267-270. xvi, 62
- Armijo, R., Pondard, N., Meyer, B., Ucakus, G., de Lepinay, B. M., Malavieille, J., Dominguez, S., Gutscher, M. A., Schmidt, S., Beck, C., Cagatay, N., Cakir, Z., Imren, C., Eris, K., Natalin,

- B., Ozalaybey, S., Tolun, L., Lefevre, I., Seeber, L., Gasperini, L., Rangin, C., Emre, O., and Sarikavak, K. (2005). Submarine fault scarps in the sea of marmara pull-apart (north anatolian fault) : Implications for seismic hazard in istanbul. *Geochemistry Geophysics Geosystems*, 6 :Q06009. WOS :000230169200001. 73
- Atzori, S. and Antonioli, A. (2011). Optimal fault resolution in geodetic inversion of coseismic data. *Geophysical Journal International*, 185(1) :529–538. WOS :000288455500035. 102
- Avouac, J.-P., Ayoub, F., Leprince, S., Konca, O., and Helmberger, D. V. (2006). The 2005, m-w 7.6 kashmir earthquake : Sub-pixel correlation of ASTER images and seismic waveforms analysis. *Earth and Planetary Science Letters*, 249(3-4) :514–528. WOS :000241962400028. 84
- Avouac, J.-P., Ayoub, F., Wei, S., Ampuero, J.-P., Meng, L., Leprince, S., Jolivet, R., Duputel, Z., and Helmberger, D. (2014). The 2013, mw 7.7 balochistan earthquake, energetic strike-slip reactivation of a thrust fault. *Earth and Planetary Science Letters*, 391 :128–134. xvi, 72, 74, 97, 152
- Baby, P., Colletta, B., and Zubieta, D. (1995). Etude géométrique et expérimentale d'un bassin transporté : exemple du synclinorium de l'alto beni (andes centrales). *Bulletin de la Société Géologique de France*, 166(6) :797–811. 79
- Bacro, J.-N. and Gaetan, C. (2014). Estimation of spatial max-stable models using threshold exceedances. *Statistics and Computing*, 24(4) :651–662. 189
- Bak, P. and Tang, C. (1989). Earthquakes as a self-organized critical phenomenon. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 94(B11) :15635–15637. 19
- Bakun, W. H. and Lindh, A. G. (1985). The parkfield, california, earthquake prediction experiment. *Science*, 229(4714) :619–624. xv, 9, 52, 53, 167
- Bakun, W. H. and McEvelly, T. V. (1984). Recurrence models and parkfield, california, earthquakes. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 89(B5) :3051–3058. 52, 167
- Barenblatt, G. I. (1962). The mathematical theory of equilibrium cracks in brittle fracture. *Advances in Applied Mechanics*, 7 :55–129. 95
- Barka, A. (1996). Slip distribution along the north anatolian fault associated with the large earthquakes of the period 1939 to 1967. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 86(5) :1238–1254. 61, 104, 168
- Barka, A., Akyüz, H. S., Altunel, E., Sunal, G., Çakir, Z., Dikbas, A., Yerli, B., Armijo, R., Meyer, B., Chabalier, J. B. d., Rockwell, T., Dolan, J. R., Hartleb, R., Dawson, T., Christofferson,

- S., Tucker, A., Fumal, T., Langridge, R., Stenner, H., Lettis, W., Bachhuber, J., and Page, W. (2002). The surface rupture and slip distribution of the 17 august 1999 İzmit earthquake (m 7.4), north anatolian fault. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 92(1) :43–60. 152
- Barka, A. A. (1992). The north anatolian fault zone. *Annales Tectonicae*, VI suppl. :164–195. 61, 65, 104, 169
- Bayasgalan, A. (1993). *Ruptures of Major Earthquakes and Active Deformation in Mongolia and Its Surroundings*. Geological Society of Amer, Boulder. 179
- Becken, M. and Ritter, O. (2012). Magnetotelluric studies at the san andreas fault zone : Implications for the role of fluids. *Surveys in Geophysics*, 33(1) :65–105. WOS :000297847400004. 184
- Becker, T. W., Hardebeck, J. L., and Anderson, G. (2005). Constraints on fault slip rates of the southern california plate boundary from GPS velocity and stress inversions. *Geophysical Journal International*, 160(2) :634–650. xiii, 9, 10, 44
- Bedrosian, P. A., Unsworth, M. J., and Egbert, G. (2002). Magnetotelluric imaging of the creeping segment of the san andreas fault near hollister. *Geophysical Research Letters*, 29(11) :1506. WOS :000178964000054. 184
- Ben-Zion, Y. (2008). Collective behavior of earthquakes and faults : Continuum-discrete transitions, progressive evolutionary changes, and different dynamic regimes. *Reviews of Geophysics*, 46(4) :RG4006. WOS :000261477700001. 72
- Ben-Zion, Y., Rice, J. R., and Dmowska, R. (1993). Interaction of the san andreas fault creeping segment with adjacent great rupture zones and earthquake recurrence at parkfield. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 98(B2) :2135–2144. 92
- Bernard, P. (2003). *Qu'est-ce qui fait trembler la terre ? A l'origine des catastrophes sismiques*. EDP Sciences, Les Ulis, France. 1, 6, 19
- Bird, P. and Kong, X. (1994). Computer simulations of california tectonics confirm very low strength of major faults. *Geological Society of America Bulletin*, 106(2) :159–174. 54
- Bizzarri, A. (2009). What does control earthquake ruptures and dynamic faulting ? a review of different competing mechanisms. In Vinciguerra, S. and Bernabé, Y., editors, *Rock Physics and Natural Hazards*, Pageoph Topical Volumes, pages 741–776. Birkhäuser Basel. 109, 152
- Blanpied, M. L., Lockner, D. A., and Byerlee, J. D. (1991). Fault stability inferred from granite sliding experiments at hydrothermal conditions. *Geophysical Research Letters*, 18(4) :609–612. 28, 84, 155

- Blanpied, M. L., Lockner, D. A., and Byerlee, J. D. (1992). An earthquake mechanism based on rapid sealing of faults. *Nature*, 358(6387) :574–576. 184
- Bolt, B. A. (1968). The focus of the 1906 california earthquake. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 58(1) :457–471. 47
- Bolt, B. A. and Miller, R. D. (1975). *Catalogue of earthquakes in northern California and adjoining areas, 1 January 1910-31 December 1972 : Arcata, Berkeley, Byerly, Calistoga, Concord, Corvallis, Fallon, Ferndale, Fickle Hill, Fresno, Friant, Granite Creek, Harris Ranch, Jamestown, Llanada, Manzanita Lake, Mina, Mineral, Mount Hamilton (Lick), Oroville, Palo Alto (Branner), Paraiso, Pilarcitas Creek, Point Reyes, Priest, Reno, Ruth, San Andreas Geophysical Observatory, Santa Cruz, San Francisco, Shasta, Ukiah, Vineyard, Yerington. Seismographic Stations, University of California.* 49
- Bonini, M., Sokoutis, D., Mulugeta, G., and Katrivanos, E. (2000). Modelling hanging wall accommodation above rigid thrust ramps. *Journal of Structural Geology*, 22(8) :1165–1179. 79
- Boore, D. M. (1977). Strong-motion recordings of the california earthquake of april 18, 1906. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 67(3) :561–577. 47
- Bouchon, M. (1981). A simple method to calculate green's functions for elastic layered media. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 71(4) :959–971. 112
- Bouchon, M., Bouin, M. P., Karabulut, H., Toksoz, M. N., Dietrich, M., and Rosakis, A. J. (2001). How fast is rupture during an earthquake? new insights from the 1999 turkey earthquakes. *Geophysical Research Letters*, 28(14) :2723–2726. WOS :000169849500014. 34
- Bouchon, M., Karabulut, H., Bouin, M.-P., Schmittbuhl, J., Vallée, M., Archuleta, R., Das, S., Renard, F., and Marsan, D. (2010). Faulting characteristics of supershear earthquakes. *Tectonophysics*, 493(3–4) :244–253. 34, 75
- Bouchon, M., Toksöz, M. N., Karabulut, H., Bouin, M.-P., Dietrich, M., Aktar, M., and Edie, M. (2002). Space and time evolution of rupture and faulting during the 1999 İzmit (turkey) earthquake. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 92(1) :256–266. 34, 81
- Bouin, M. P., Bouchon, M., Karabulut, H., and Aktar, M. (2004). Rupture process of the 1999 november 12 duzce (turkey) earthquake deduced from strong motion and global positioning system measurements. *Geophysical Journal International*, 159(1) :207–211. WOS :000223874200013. 34
- Boutelier, D., Schrank, C., and Cruden, A. (2008). Power-law viscous materials for analogue experiments : New data on the rheology of highly-filled silicone polymers. *Journal of Structural Geology*, 30(3) :341–353. 93

- Bowden, F. P. and Tabor, D. (1950). *The Friction and Lubrication of Solids : Part I*. Clarendon Press, Oxford. 21
- Bowden, F. P. and Tabor, D. (1964). *The Friction and Lubrication of Solids : Part II*. Clarendon Press, Oxford. 21
- Brace, W. F. (1972). Laboratory studies of stick-slip and their application to earthquakes. *Tectonophysics*, 14(3-4) :189-200. 23, 75
- Brace, W. F. and Byerlee, J. D. (1966). Stick-slip as a mechanism for earthquakes. *Science*, 153(3739) :990-992. 22, 23, 30, 75
- Bruhat, L., Barbot, S., and Avouac, J.-P. (2011). Evidence for postseismic deformation of the lower crust following the 2004 mw6.0 parkfield earthquake. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 116(B8) :B08401. 11, 79, 81, 162
- Brune, J. N. (1973). Earthquake modeling by stick-slip along precut surfaces in stressed foam rubber. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 63(6-1) :2105-2119. 2, 30, 74, 75, 173
- Brune, J. N. (1996). Particle motions in a physical model of shallow angle thrust faulting. *Proceedings of the Indian Academy of Sciences - Earth and Planetary Sciences*, 105(2) :197-206. 2, 75
- Brune, J. N. and Anooshehpour, A. (1998). A physical model of the effect of a shallow weak layer on strong ground motion for strike-slip ruptures. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 88(4) :1070-1078. WOS :000075536600016. xvi, 30, 76, 119
- Brune, J. N., Brown, S., and Johnson, P. A. (1993). Rupture mechanism and interface separation in foam rubber models of earthquakes : a possible solution to the heat flow paradox and the paradox of large overthrusts. *Tectonophysics*, 218(1-3) :59-67. 33
- Bufe, C. and Varnes, D. (1993). Predictive modeling of the seismic cycle of the greater san-francisco bay-region. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, 98(B6) :9871-9883. WOS :A1993LH26000027. 79
- Burridge, R. (1973). Admissible speeds for plane-strain self-similar shear cracks with friction but lacking cohesion. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 35(4) :439-455. WOS :A1973R772800003. 35
- Burridge, R. and Knopoff, L. (1967). Model and theoretical seismicity. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 57(3) :341-371. 75

- Byerlee, J. (1978). Friction of rocks. *pure and applied geophysics*, 116(4-5) :615–626. [xiv](#), [21](#), [23](#), [54](#), [80](#), [82](#), [109](#), [154](#)
- Byerlee, J. and Brace, W. (1968). Stick slip stable sliding and earthquakes. *Transactions-American Geophysical Union*, 49(1) :300–&. WOS :A1968A813600839. [23](#)
- Byerlee, J. D. (1968). Brittle-ductile transition in rocks. *Journal of Geophysical Research*, 73(14) :4741–4750. [80](#), [154](#)
- Byerlee, J. D. (1970). The mechanics of stick-slip. *Tectonophysics*, 9(5) :475–486. [23](#), [75](#)
- Bürgmann, R. and Dresen, G. (2008). Rheology of the lower crust and upper mantle : Evidence from rock mechanics, geodesy, and field observations. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 36(1) :531–567. [79](#), [81](#)
- Bürgmann, R., Pollard, D. D., and Martel, S. J. (1994). Slip distributions on faults : effects of stress gradients, inelastic deformation, heterogeneous host-rock stiffness, and fault interaction. *Journal of Structural Geology*, 16(12) :1675–1690. [94](#), [95](#), [152](#), [168](#)
- Cakir, Z., Akoglu, A. M., Belabbes, S., Ergintav, S., and Meghraoui, M. (2005). Creeping along the ismetpasa section of the north anatolian fault (western turkey) : Rate and extent from InSAR. *Earth and Planetary Science Letters*, 238(1–2) :225–234. [65](#), [89](#)
- Cao, T. and Aki, K. (1986). Effect of slip rate on stress drop. *pure and applied geophysics*, 124(3) :515–529. [xxiii](#), [126](#), [127](#), [176](#), [177](#), [191](#)
- Caporali, A., Barba, S., Carafa, M. M. C., Devoti, R., Pietrantonio, G., and Riguzzi, F. (2011). Static stress drop as determined from geodetic strain rates and statistical seismicity. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 116(B2) :n/a–n/a. [126](#), [191](#)
- Carena, S. and Moder, C. (2009). The strength of faults in the crust in the western united states. *Earth and Planetary Science Letters*, 287(3–4) :373–384. [54](#), [57](#)
- Carlson, J. M. and Langer, J. S. (1989). Mechanical model of an earthquake fault. *Physical Review A*, 40(11) :6470–6484. [75](#)
- Carpenter, B., Marone, C., and Demian, S. (2009a). Insights into frictional behavior of materials in and near SAFOD. *EarthScope-Newsletter*. [xv](#), [56](#)
- Carpenter, B. M., Marone, C., and Saffer, D. M. (2009b). Frictional behavior of materials in the 3d SAFOD volume. *Geophysical Research Letters*, 36(5) :n/a–n/a. [54](#), [167](#)
- Carpenter, B. M., Marone, C., and Saffer, D. M. (2011). Weakness of the san andreas fault revealed by samples from the active fault zone. *Nature Geoscience*, 4(4) :251–254. [xv](#), [56](#), [167](#)

- Carpenter, B. M., Saffer, D. M., and Marone, C. (2012). Frictional properties and sliding stability of the san andreas fault from deep drill core. *Geology*, page G33007.1. 184
- Cartwright, J. and Mansfield, C. (1998). Lateral displacement variation and lateral tip geometry of normal faults in the canyonlands national park, utah. *Journal of Structural Geology*, 20(1) :3–19. 94
- Chailan, R., Gwladys, T., Bouchette, F., Laurent, A., Sevault, F., and Michaud, H. (2014). Spatial assessment of extreme significant waves heights in the gulf of lions. *Coastal Engineering*. 189
- Chinnery, M. A. (1961). The deformation of the ground around surface faults. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 51(3) :355–372. 91, 96
- Chinnery, M. A. (1963). The stress changes that accompany strike-slip faulting. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 53(5) :921–932. 100, 101
- Chéry, J. (2001). A physical basis for time clustering of large earthquakes. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 91(6) :1685–1693. 109
- Chéry, J. (2008). Geodetic strain across the san andreas fault reflects elastic plate thickness variations (rather than fault slip rate). *Earth and Planetary Science Letters*, 269(3–4) :352–365. xv, 10, 58, 59, 72, 181
- Chéry, J., Carretier, S., and Ritz, J.-F. (2001a). Postseismic stress transfer explains time clustering of large earthquakes in mongolia. *Earth and Planetary Science Letters*, 194(1–2) :277–286. xxiii, 179, 180, 192
- Chéry, J., Mark D. Zoback, and Hassani, R. (2001b). Rheology, strain and stress of the san andreas fault in central and northern california : A 3-d thermomechanical modeling study. *Journal of Geophysical Research*, 106 :22051–22066. 72
- Chéry, J., Zoback, M. D., and Hassani, R. (2001c). An integrated mechanical model of the san andreas fault in central and northern california. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 106(B10) :22051–22066. 59, 72
- Cobbold, P. R. and Jackson, M. P. A. (1992). Gum rosin (colophony) : A suitable material for thermomechanical modelling of the lithosphere. *Tectonophysics*, 210(3–4) :255–271. 80, 155
- Cochard, A. and Madariaga, R. (1994). Dynamic faulting under rate-dependent friction. *pure and applied geophysics*, 142(3-4) :419–445. 25

- Coleman, T. and Li, Y. (1996). A reflective newton method for minimizing a quadratic function subject to bounds on some of the variables. *SIAM Journal on Optimization*, 6(4) :1040–1058. 102
- Comninou, M. and Dundurs, J. (1977). Elastic interface waves involving separation. *Journal of Applied Mechanics*, 44(2) :222–226. 33
- Corbi, F., Funiciello, F., Faccenna, C., Ranalli, G., and Heuret, A. (2011). Seismic variability of subduction thrust faults : Insights from laboratory models. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, 116 :B06304. WOS :000291826400002. 76, 77, 81, 156
- Corbi, F., Funiciello, F., Moroni, M., van Dinther, Y., Mai, P. M., Dalguer, L. A., and Faccenna, C. (2013). The seismic cycle at subduction thrusts : 1. insights from laboratory models. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, 118(4) :1483–1501. WOS :000319926600011. 35, 36, 76, 77, 81, 173
- Cowgill, E. (2007). Impact of riser reconstructions on estimation of secular variation in rates of strike-slip faulting : Revisiting the cherchen river site along the altyn tagh fault, NW china. *Earth and Planetary Science Letters*, 254(3-4) :239–255. 12
- d’Alessio, M. A. (2005). Slicing up the san francisco bay area : Block kinematics and fault slip rates from GPS-derived surface velocities. *Journal of Geophysical Research*, 110(B6). xiv, 9, 44, 46
- Davy, P. and Cobbold, P. (1991). Experiments on shortening of a 4-layer model of the continental lithosphere. *Tectonophysics*, 188(1-2) :1–25. WOS :A1991FE28600002. 79, 80, 154, 155
- Dawers, N. H. and Anders, M. H. (1995). Displacement-length scaling and fault linkage. *Journal of Structural Geology*, 17(5) :607–614. 94
- Delouis, B., Giardini, D., Lundgren, P., and Salichon, J. (2002). Joint inversion of INSAR, GPS, teleseismic, and strong-motion data for the spatial and temporal distribution of earthquake slip : application to the 1999 izmit mainshock. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 92 :278–299. 72
- Deng, J. (1998). Viscoelastic flow in the lower crust after the 1992 landers, california, earthquake. *Science*, 282(5394) :1689–1692. 59
- Dewey, J. and Byerly, P. (1969). The early history of seismometry (to 1900). *Bulletin of the Seismological Society of America*, 59(1) :183–227. 7
- Di Giuseppe, E., Funiciello, F., Corbi, F., Ranalli, G., and Mojoli, G. (2009). Gelatins as rock analogs : A systematic study of their rheological and physical properties. *Tectonophysics*, 473(3–4) :391–403. 35, 77

- Dieterich, J. (1978). Time-dependent friction and mechanics of stick-slip. *Pure and Applied Geophysics*, 116(4-5) :790–806. WOS :A1978FM31500014. 25
- Dieterich, J. (1979a). Modeling of rock friction .2. simulation of pre-seismic slip. *Journal of Geophysical Research*, 84(NB5) :2169–2175. WOS :A1979GW76500004. 26
- Dieterich, J. and Conrad, G. (1978). Mechanism of unstable slip in rock friction experiments. *Transactions-American Geophysical Union*, 59(12) :1206–1206. WOS :A1978FV45401306. 126
- Dieterich, J. H. (1972a). Time-dependent friction as a possible mechanism for aftershocks. *Journal of Geophysical Research*, 77(20) :3771–3781. 84, 106, 154, 178, 179
- Dieterich, J. H. (1972b). Time-dependent friction in rocks. *Journal of Geophysical Research*, 77(20) :3690–3697. 23, 25, 126, 146, 175
- Dieterich, J. H. (1979b). Modeling of rock friction : 1. experimental results and constitutive equations. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 84(B5) :2161–2168. 25, 126
- Dieterich, J. H. (1992). Earthquake nucleation on faults with rate-and state-dependent strength. *Tectonophysics*, 211(1-4) :115–134. 106
- Dominguez, S., Avouac, J.-P., and Michel, R. (2003). Horizontal coseismic deformation of the 1999 chi-chi earthquake measured from SPOT satellite images : Implications for the seismic cycle along the western foothills of central taiwan. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 108(B2) :2083. 11, 84
- Ducea, M. N., Kidder, S., Chesley, J. T., and Saleeby, J. B. (2009). Tectonic underplating of trench sediments beneath magmatic arcs : the central california example. *International Geology Review*, 51(1) :1–26. xiv, 44
- Dugdale, D. S. (1960). Yielding of steel sheets containing slits. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 8(2) :100–104. 95
- Faccenna, C., Giardini, D., Davy, P., and Argentieri, A. (1999). Initiation of subduction at atlantic-type margins : Insights from laboratory experiments. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 104(B2) :2749–2766. 79, 154
- Faulkner, D. R. and Rutter, E. H. (2001). Can the maintenance of overpressured fluids in large strike-slip fault zones explain their apparent weakness? *Geology*, 29(6) :503–506. 109, 152, 168
- Favreau, P., Mangeney, A., Lucas, A., Crosta, G., and Bouchut, F. (2010). Numerical modeling of landquakes. *Geophysical Research Letters*, 37 :L15305. WOS :000280954500001. 112

- Fay, N. P. and Humphreys, E. D. (2005). Fault slip rates, effects of elastic heterogeneity on geodetic data, and the strength of the lower crust in the salton trough region, southern california. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 110(B9) :n/a–n/a. 10
- Fialko, Y. (2004a). Evidence of fluid-filled upper crust from observations of postseismic deformation due to the 1992 mw7.3 landers earthquake. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 109(B8) :B08401. 92, 162
- Fialko, Y. (2004b). Probing the mechanical properties of seismically active crust with space geodesy : Study of the coseismic deformation due to the 1992 mw7.3 landers (southern california) earthquake. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 109(B3) :B03307. 11, 102
- Freed, A. M. and Bürgmann, R. (2004). Evidence of power-law flow in the mojave desert mantle. *Nature*, 430(6999) :548–551. 11, 60, 165
- Freund, L. B. (1979). The mechanics of dynamic shear crack propagation. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 84(B5) :2199–2209. 35
- Freymueller, J. T., Murray, M. H., Segall, P., and Castillo, D. (1999). Kinematics of the pacific-north america plate boundary zone, northern california. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 104(B4) :7419–7441. 9
- Friedrich, A. M., Wernicke, B. P., Niemi, N. A., Bennett, R. A., and Davis, J. L. (2003). Comparison of geodetic and geologic data from the wasatch region, utah, and implications for the spectral character of earth deformation at periods of 10 to 10 million years. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 108(B4) :2199. 17
- Fuchs, K. and Müller, B. (2001). World stress map of the earth : a key to tectonic processes and technological applications. *Die Naturwissenschaften*, 88(9) :357–371. 109
- Fulton, P. M. and Saffer, D. M. (2009). Potential role of mantle-derived fluids in weakening the san andreas fault. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, 114. WOS :000268633100001. 54
- Fulton, P. M., Schmalzle, G., Harris, R. N., and Dixon, T. (2010). Reconciling patterns of interseismic strain accumulation with thermal observations across the carrizo segment of the san andreas fault. *Earth and Planetary Science Letters*, 300(3–4) :402–406. xiii, 10
- Gilbert, G. K. (1884). A theory of the earthquakes of the great basin, with a practical application. *American Journal of Science*, s3-27(157) :49–53. 7
- Goldfinger, C., Ikeda, Y., Yeats, R. S., and Ren, J. (2013). Superquakes and supercycles. *Seismological Research Letters*, 84(1) :24–32. 106, 167

- Graham, I. (2008). *A Continent on the Move : New Zealand Geoscience into the 21st Century*. Craig Potton Publishing, Wellington, NZ. 68
- Grant, L. B. and Sieh, K. (1994). Paleoseismic evidence of clustered earthquakes on the san andreas fault in the carrizo plain, california. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 99(B4) :6819–6841. 106, 167
- Gutenberg, B. and Richter, C. F. (1949). *Seismicity Of The Earth And Associated Phenomena*. Princeton University Press, New Jersey. 1
- Hamilton, T. and McCloskey, J. (1997). Breakdown in power-law scaling in an analogue model of earthquake rupture and stick-slip. *Geophysical research letters*, 24(4) :465–468. 33, 34, 74
- Hamilton, T. and McCloskey, J. (1998). The predictability of large earthquakes : Evidence from an analogue model of earthquake rupture. *pure and applied geophysics*, 152(1) :23–35. 33
- Hardebeck, J. L. and Hauksson, E. (2001). Crustal stress field in southern california and its implications for fault mechanics. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, 106(B10) :21859–21882. WOS :000171420800010. 54
- Hartzell, S. H. and Archuleta, R. J. (1979). Rupture propagation and focusing of energy in a foam rubber model of a stick slip earthquake. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 84(B7) :3623–3636. 33
- Heaton, T. H. (1990). Evidence for and implications of self-healing pulses of slip in earthquake rupture. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 64(1) :1–20. 165
- Hess, H. H. (1962). History of ocean basins : in petrology studies : A volume to honor a. f. buddington. *Geological Society of America*, pages 559–620. 19
- Hetland, E. A. (2005). Postseismic and interseismic displacements near a strike-slip fault : A two-dimensional theory for general linear viscoelastic rheologies. *Journal of Geophysical Research*, 110(B10). 11
- Holdsworth, R., van Diggelen, E., Spiers, C., de Bresser, J., Walker, R., and Bowen, L. (2011). Fault rocks from the SAFOD core samples : Implications for weakening at shallow depths along the san andreas fault, california. *Journal of Structural Geology*, 33(2) :132–144. 54, 167
- Horsfield, W. T. (1977). An experimental approach to basement-controlled faulting. *Geologie en Mijnbouw*, 56 :363–370. 80, 155
- Hubbert, M. K. (1937). *Theory of Scale Models as Applied to the Study of Geologic Structures*. Geological Society of America. 36, 75, 80, 155

- Ikedo, Y., Suzuki, Y., Herece, E., Şarolu, F., Isikara, A. M., and Honkura, Y. (1991). Geological evidence for the last two faulting events on the north anatolian fault zone in the mudurnu valley, western turkey. *Tectonophysics*, 193(4) :335–345. 65, 104
- Jaeger, J. C. and Cook, N. G. W. (1979). *Fundamentals of Rock Mechanics*. Chapman and Hall. 99
- Jaouen, L. (2003). *Contribution à la caractérisation mécanique de matériaux poro-visco-élastiques en vibro-acoustique*. PhD thesis, Université de Sherbrooke. 114
- Johnson, K. M., Hilley, G. E., and Bürgmann, R. (2007). Influence of lithosphere viscosity structure on estimates of fault slip rate in the mojave region of the san andreas fault system. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 112(B7) :B07408. 11
- Johnson, T. L. and Scholz, C. H. (1976). Dynamic properties of stick-slip friction of rock. *Journal of Geophysical Research*, 81(5) :881–888. 23
- Jolivet, R., Cattin, R., Chamotrooke, N., Lasserre, C., and Peltzer, G. (2008). Thin-plate modeling of interseismic deformation and asymmetry across the altyn tagh fault zone. *Geophysical Research Letters*, 35(2) :L02309. WOS :000252823800001. 72
- Jolivet, R., Duputel, Z., Riel, B., Simons, M., Rivera, L., Minson, S. E., Zhang, H., Aivazis, M. a. G., Ayoub, F., Leprince, S., Samsonov, S., Motagh, M., and Fielding, E. J. (2014). The 2013 mw 7.7 balochistan earthquake : Seismic potential of an accretionary wedge. *Bulletin of the Seismological Society of America*. xvi, 72, 74
- Kanamori, H. (1981). The nature of seismicity patterns before large earthquakes. In Simpson, D. W. and Richards, P. G., editors, *Earthquake predictions, an International Review. Maurice Ewing Series.4*, pages 1–19. American Geophysical Union, Washington, D. C., d. simpson and p. richards edition. 158
- Kanamori, H. (1994). Mechanics of earthquakes. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 22(1) :207–237. 108
- Kanamori, H. and Allen, C. R. (1986). Earthquake repeat time and average stress drop. In Das, S., Boatwright, J., and Scholz, C. H., editors, *Geophysical Monograph Series*, volume 37, pages 227–235. American Geophysical Union, Washington, D. C. xxiii, 126, 175, 176, 177, 192
- Kaneko, Y., Fialko, Y., Sandwell, D. T., Tong, X., and Furuya, M. (2013). Interseismic deformation and creep along the central section of the north anatolian fault (turkey) : InSAR observations and implications for rate-and-state friction properties. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 118(1) :316–331. xvi, 66, 67

- Kanninen, M. F. and Popelar, C. H. (1985). *Advanced Fracture Mechanics*. OUP USA, New York. 95
- Kato, N. and Hirasawa, T. (1997). A numerical study on seismic coupling along subduction zones using a laboratory-derived friction law. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 102(1-2) :51–68. WOS :A1997XJ51600005. 29
- Kazeminezhad, M. H., Etemad-Shahidi, A., and Mousavi, S. J. (2005). Application of fuzzy inference system in the prediction of wave parameters. *Ocean Engineering*, 32(14–15) :1709–1725. 189
- Kenner, S. J. and Segall, P. (2003). Lower crustal structure in northern california : Implications from strain rate variations following the 1906 san francisco earthquake. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 108(B1) :ETG 5–1–ETG 5–17. 59
- Kim, Y.-S. and Sanderson, D. J. (2005). The relationship between displacement and length of faults : a review. *Earth-Science Reviews*, 68(3–4) :317–334. 95
- King, G., Stein, R., and Lin, J. (1994). Static stress changes and the triggering of earthquakes. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 84(3) :935–953. WOS :A1994NQ99300036. 65, 72, 99, 101, 152, 168, 169
- King, G. C. P. and Wesnousky, S. G. (2007). Scaling of fault parameters for continental strike-slip earthquakes. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 97(6) :1833–1840. 152
- Konca, A. O., Leprince, S., Avouac, J.-P., and Helmberger, D. V. (2010). Rupture process of the 1999 m-w 7.1 duzce earthquake from joint analysis of SPOT, GPS, InSAR, strong-motion, and teleseismic data : A supershear rupture with variable rupture velocity. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 100(1) :267–288. WOS :000274149900016. 34
- Koyi, H. A. and Skelton, A. (2001). Centrifuge modelling of the evolution of low-angle detachment faults from high-angle normal faults. *Journal of Structural Geology*, 23(8) :1179–1185. 79
- Lachenbruch, A. H. and Sass, J. H. (1980). Heat flow and energetics of the san andreas fault zone. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 85(B11) :6185–6222. 30, 57
- Lachenbruch, A. H. and Sass, J. H. (1992). Heat flow from cajon pass, fault strength, and tectonic implications. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 97(B4) :4995–5015. 54
- Langridge, R., Van Dissen, R. J., Villamor, P., and Little, T. (2009). It's our fault - wellington fault paleo-earthquake investigations : Final report. Technical report, GNS Science. xiii, 12, 14

- Lapusta, N. and Rice, J. R. (2003). Nucleation and early seismic propagation of small and large events in a crustal earthquake model. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, 108(B4) :2205. WOS :000182595100001. 29
- Lapusta, N., Rice, J. R., Ben-Zion, Y., and Zheng, G. T. (2000). Elastodynamic analysis for slow tectonic loading with spontaneous rupture episodes on faults with rate- and state-dependent friction. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, 105(B10) :23765–23789. WOS :000089895700030. 29, 72, 127
- Latour, S., Campillo, M., Voisin, C., Ionescu, I. R., Schmedes, J., and Lavalée, D. (2011a). Effective friction law for small-scale fault heterogeneity in 3d dynamic rupture. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, 116 :B10306. WOS :000306175100001. 35, 75, 190
- Latour, S., Gallot, T., Catheline, S., Voisin, C., Renard, F., Larose, E., and Campillo, M. (2011b). Ultrafast ultrasonic imaging of dynamic sliding friction in soft solids : The slow slip and the super-shear regimes. *Epl*, 96(5) :59003. WOS :000298131900050. 35, 75, 190
- Latour, S., Voisin, C., Renard, F., Larose, E., Catheline, S., and Campillo, M. (2013). Effect of fault heterogeneity on rupture dynamics : An experimental approach using ultrafast ultrasonic imaging. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 118(11) :5888–5902. xvi, 75, 76
- Lay, T., Kanamori, H., and Ruff, L. (1982). The asperity model and the nature of large subduction zone earthquakes. *Earthquake Prediction Research*, 1(1) :3–71. WOS :A1982PP53300001. 158
- Le Pichon, X. (1968). Sea-floor spreading and continental drift. *Journal of Geophysical Research*, 73(12) :3661–3697. 19
- Le Pichon, X., Kreemer, C., and Chamot-Rooke, N. (2005). Asymmetry in elastic properties and the evolution of large continental strike-slip faults. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 110(B3) :B03405. 10
- Le Pichon, X., Şengör, A. M. C., Demirbağ, E., Rangin, C., İmren, C., Armijo, R., Görür, N., Çağatay, N., Mercier de Lepinay, B., Meyer, B., Saatçılar, R., and Tok, B. (2001). The active main marmara fault. *Earth and Planetary Science Letters*, 192(4) :595–616. 73
- Leprince, S., Barbot, S., Ayoub, F., and Avouac, J.-P. (2007). Automatic and precise orthorectification, coregistration, and subpixel correlation of satellite images, application to ground deformation measurements. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 45(6) :1529–1558. 84
- Li, Q., Tullis, T. E., Goldsby, D., and Carpick, R. W. (2011). Frictional ageing from interfacial bonding and the origins of rate and state friction. *Nature*, 480(7376) :233–236. xiv, 25, 27

- Li, V. and Rice, J. (1987). Crustal deformation in great california earthquake cycles. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth and Planets*, 92(B11) :11533–11551. WOS :A1987K522200024. 79, 92
- Lisowski, M., Savage, J. C., and Prescott, W. H. (1991). The velocity field along the san andreas fault in central and southern california. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 96(B5) :8369–8389. 9, 88
- Liu, J., Sieh, K., and Hauksson, E. (2003). A structural interpretation of the aftershock “cloud” of the 1992 mw 7.3 landers earthquake. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 93(3) :1333–1344. 162
- Lockner, D. A., Morrow, C., Moore, D., and Hickman, S. (2011). Low strength of deep san andreas fault gouge from SAFOD core. *Nature*, 472(7341) :82–85. 54, 167, 184
- Lyell, C. (1856a). Correspondence from sir charles lyell to his sister sophia lyell and to walter mantell. 7
- Lyell, C. (1856b). Notebooks of sir charles lyell. Technical report, Scotland : Kinnordy House. 7
- Lyell, C. (1868). *Principles of Geology*, volume 2. London, john murray edition. 7
- Lykotrafitis, G., Rosakis, A. J., and Ravichandran, G. (2006). Self-healing pulse-like shear ruptures in the laboratory. *Science*, 313(5794) :1765–1768. WOS :000240655700042. 74
- Ma, S., Custódio, S., Archuleta, R. J., and Liu, P. (2008). Dynamic modeling of the 2004 mw 6.0 parkfield, california, earthquake. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 113(B2) :B02301. 165, 167, 168, 192
- Mai, P. M. and Beroza, G. C. (2002). A spatial random field model to characterize complexity in earthquake slip. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 107(B11) :2308. 152
- Mallet, R. (1862). *The Great neapolitan earthquake of 1857 : The first principles of observational. Americana*. Chapman and Hall, London. 7
- Mandelbrot, B. B. (1982). *The Fractal Geometry of Nature*. W.H.Freeman & Co Ltd, San Francisco. 18
- Manighetti, I., Campillo, M., Bouley, S., and Cotton, F. (2007). Earthquake scaling, fault segmentation, and structural maturity. *Earth and Planetary Science Letters*, 253(3-4) :429–438. WOS :000244384100010. 95
- Manighetti, I., Campillo, M., Sammis, C., Mai, P. M., and King, G. (2005). Evidence for self-similar, triangular slip distributions on earthquakes : Implications for earthquake and fault

- mechanics. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, 110(B5). WOS :000229212500001. xviii, 11, 94, 95, 96, 152
- Manighetti, I., King, G. C. P., Gaudemer, Y., Scholz, C. H., and Doubre, C. (2001). Slip accumulation and lateral propagation of active normal faults in afar. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 106(B7) :13667–13696. 11
- Marone, C. (1998). Laboratory-derived friction laws and their application to seismic faulting. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 26(1) :643–696. xiv, 25, 27, 84, 106, 155, 178
- Marone, C., Raleigh, C. B., and Scholz, C. H. (1990). Frictional behavior and constitutive modeling of simulated fault gouge. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 95(B5) :7007–7025. 84, 155
- Marone, C. J., Scholtz, C. H., and Bilham, R. (1991). On the mechanics of earthquake afterslip. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 96(B5) :8441–8452. 92
- Martel, S. J. and Shacat, C. (2006). Mechanics and interpretations of fault slip. In Abercrombie, R., McGarr, A., Toro, G. D., and Kanamori, H., editors, *Earthquakes : Radiated Energy and the Physics of Faulting*, pages 207–215. American Geophysical Union. 95
- Masterlark, T. and Wang, H. F. (2002). Transient stress-coupling between the 1992 landers and 1999 hector mine, california, earthquakes. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 92(4) :1470–1486. 60
- Matsuura, M. and Sato, T. (1989). A dislocation model for the earthquake cycle at convergent plate boundaries. *Geophysical Journal-Oxford*, 96(1) :23–32. WOS :A1989R869800002. 79
- McClusky, S., Balassanian, S., Barka, A., Demir, C., Ergintav, S., Georgiev, I., Gurkan, O., Hamburger, M., Hurst, K., Kahle, H., Kastens, K., Kekelidze, G., King, R., Kotzev, V., Lenk, O., Mahmoud, S., Mishin, A., Nadariya, M., Ouzounis, A., Paradissis, D., Peter, Y., Prilepin, M., Reilinger, R., Sanli, I., Seeger, H., Tealeb, A., Toksöz, M. N., and Veis, G. (2000). Global positioning system constraints on plate kinematics and dynamics in the eastern mediterranean and caucasus. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 105(B3) :5695–5719. 61
- McKenzie, D. P. and Parker, R. L. (1967). The north pacific : an example of tectonics on a sphere. *Nature*, 216(5122) :1276–1280. 19
- Meade, B. J. (2007). Present-day kinematics at the india-asia collision zone. *Geology*, 35(1) :81–84. WOS :000243483800021. 102
- Meade, B. J. and Hager, B. H. (2005). Block models of crustal motion in southern california constrained by GPS measurements. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 110(B3) :n/a–n/a. 10, 72

- Mello, M., Bhat, H. S., Rosakis, A. J., and Kanamori, H. (2010). Identifying the unique ground motion signatures of supershear earthquakes : Theory and experiments. *Tectonophysics*, 493(3-4) :297–326. WOS :000284818300010. 75
- Mendoza, C. and Hartzell, S. H. (1988). Aftershock patterns and main shock faulting. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 78(4) :1438–1449. 162
- Michel, R. and Avouac, J. P. (2002). Deformation due to the 17 august 1999 izmit, turkey, earthquake measured from SPOT images. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, 107(B4). WOS :000178917000023. 11, 84, 152
- Montési, L. G. J. (2004). Controls of shear zone rheology and tectonic loading on postseismic creep. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 109(B10) :B10404. 11, 92
- Morgan, W. J. (1968). Rises, trenches, great faults, and crustal blocks. *Journal of Geophysical Research*, 73(6) :1959–1982. 19
- Muhuri, S. K., Dewers, T. A., Scott, T. E., and Reches, Z. (2003). Interseismic fault strengthening and earthquake-slip instability : Friction or cohesion? *Geology*, 31(10) :881–884. 177
- Nalbant, S. S., Hubert, A., and King, G. C. P. (1998). Stress coupling between earthquakes in northwest turkey and the north aegean sea. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 103(B10) :24469–24486. 65, 104, 168, 169
- Nalbant, S. S. and McCloskey, J. (2011). Stress evolution before and after the 2008 wenchuan, china earthquake. *Earth and Planetary Science Letters*, 307(1–2) :222–232. 101
- Nasuno, S., Kudrolli, A., Bak, A., and Gollub, J. P. (1998). Time-resolved studies of stick-slip friction in sheared granular layers. *Physical Review E*, 58(2) :2161–2171. WOS :000075381500024. 74
- Natawidjaja, D. H., Sieh, K., Ward, S. N., Cheng, H., Edwards, R. L., Galetzka, J., and Suwargadi, B. W. (2004). Paleogeodetic records of seismic and aseismic subduction from central sumatran microatolls, indonesia. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 109(B4) :B04306. 36
- Nielsen, S., Taddeucci, J., and Vinciguerra, S. (2010). Experimental observation of stick-slip instability fronts. *Geophysical Journal International*, 180(2) :697–702. 75
- Nur, A. and Mavko, G. (1974). Postseismic viscoelastic rebound. *Science*, 183(4121) :204–206. 72, 92, 174, 191
- Nur, A., Ron, H., and Beroza, G. C. (1993). The nature of the landers-mojave earthquake line. *Science*, 261(5118) :201–203. 51

- Ohnaka, M. (1973). Experimental studies of stick-slip and their application to the earthquake source mechanism. *Journal of Physics of the Earth*, 21(3) :285–303. 23, 74
- Ohnaka, M., Kuwahara, Y., and Yamamoto, K. (1987). Constitutive relations between dynamic physical parameters near a tip of the propagating slip zone during stick-slip shear failure. *Tectonophysics*, 144(1–3) :109–125. 74
- Okada, Y. (1985). Surface deformation due to shear and tensile faults in a half-space. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 75(4) :1135–1154. xiii, 10, 11, 72, 91, 98, 156, 174, 191
- Okada, Y. (1992). Internal deformation due to shear and tensile faults in a half-space. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 82(2) :1018–1040. 72, 191
- Ozawa, S., Nishimura, T., Suito, H., Kobayashi, T., Tobita, M., and Imakiire, T. (2011). Coseismic and postseismic slip of the 2011 magnitude-9 tohoku-oki earthquake. *Nature*, 475(7356) :373–U123. WOS :000292911200041. 1
- Page, M. T., Custodio, S., Archuleta, R. J., and Carlson, J. M. (2009). Constraining earthquake source inversions with GPS data : 1. resolution-based removal of artifacts. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, 114 :B01314. WOS :000262983500002. 102
- Paice, E. (2008). *Wrath of God : The Great Lisbon Earthquake of 1755*. Quercus Publishing Plc, London. 7
- Passelegue, F. X., Schubnel, A., Nielsen, S., Bhat, H. S., and Madariaga, R. (2013). From sub-rayleigh to supershear ruptures during stick-slip experiments on crustal rocks. *Science*, 340(6137) :1208–1211. WOS :000319972800043. 75
- Patel, P. S., Shepherd, D. E., and Hukins, D. W. (2008). Compressive properties of commercially available polyurethane foams as mechanical models for osteoporotic human cancellous bone. *BMC Musculoskeletal Disorders*, 9(1) :137. 115
- Peltzer, G. (1999). Evidence of nonlinear elasticity of the crust from the mw7.6 manyi (tibet) earthquake. *Science*, 286(5438) :272. 11, 91
- Peltzer, G., Crampé, F., and Rosen, P. (2001). The mw 7.1, hector mine, california earthquake : surface rupture, surface displacement field, and fault slip solution from ERS SAR data. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IIA - Earth and Planetary Science*, 333(9) :545–555. xiii, 1, 10, 11, 152, 165
- Perfettini, H. and Avouac, J. P. (2004). Stress transfer and strain rate variations during the seismic cycle. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, 109(B6). WOS :000222777900002. 11, 72

- Perfettini, H. and Avouac, J.-P. (2007). Modeling afterslip and aftershocks following the 1992 landers earthquake. *Journal of Geophysical Research*, 112(B7). 92, 162
- Petit, J.-P. and Barquins, M. (1988). Can natural faults propagate under mode II conditions? *Tectonics*, 7(6) :1243–1256. 100
- Petit, J.-P., Bouissou, S., and Barquins, M. (1997). Modélisation physique du glissement sismique avec des polymères : dispositif expérimental mis au point et étude exploratoire de l'influence de la rugosité sur les glissements continu et saccadé. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IIB - Mechanics-Physics-Chemistry-Astronomy*, 324(5) :299–306. 33
- Peyrat, S. and Favreau, P. (2010). Kinematic and spontaneous rupture models of the 2005 tarapacá intermediate depth earthquake. *Geophysical Journal International*, 181(1) :369–381. 190
- Peyrat, S., Olsen, K., and Madariaga, R. (2001). Dynamic modeling of the 1992 landers earthquake. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, 106(B11) :26467–26482. WOS :000172090000011. 152
- Pollard, D. D. and Segall, P. (1987). Theoretical displacements and stresses near fractures in rock : with applications to faults, joints, veins, dikes, and solution surfaces. In ATKINSON, B. K., editor, *Fracture Mechanics of Rock*, pages 277–349. Academic Press, London. 95, 152, 172
- Pollitz, F. (2003a). Fault interaction and stress triggering of twentieth century earthquakes in mongolia. *Journal of Geophysical Research*, 108(B10). 68
- Pollitz, F. F. (2003b). Transient rheology of the uppermost mantle beneath the mojave desert, california. *Earth and Planetary Science Letters*, 215(1–2) :89–104. 60
- Pollitz, F. F., Peltzer, G., and Bürgmann, R. (2000). Mobility of continental mantle : Evidence from postseismic geodetic observations following the 1992 landers earthquake. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 105(B4) :8035–8054. 165
- Pollitz, F. F., Wicks, C., and Thatcher, W. (2001). Mantle flow beneath a continental strike-slip fault : Postseismic deformation after the 1999 hector mine earthquake. *Science*, 293(5536) :1814–1818. 11, 60, 92, 162, 174, 191
- Pondard, N., Armijo, R., King, G. C. P., Meyer, B., and Flerit, F. (2007). Fault interactions in the sea of marmara pull-apart (north anatolian fault) : earthquake clustering and propagating earthquake sequences. *Geophysical Journal International*, 171(3) :1185–1197. 65, 104, 166, 168

- Qu, C., Zhang, G., Shan, X., Zhang, G., Song, X., and Liu, Y. (2013). Coseismic deformation derived from analyses of c and l band SAR data and fault slip inversion of the yushu ms7.1 earthquake, china in 2010. *Tectonophysics*, 584 :119–128. 97
- Rabinowicz, E. (1951). The nature of the static and kinetic coefficients of friction. *Journal of Applied Physics*, 22(11) :1373–1379. 25
- Rabinowicz, E. (1958). The intrinsic variables affecting the stick-slip process. *Proceedings of the Physical Society*, 71(4) :668. 25
- Ramberg, H. (1981). *Gravity, Deformation, and the Earth's Crust*. Academic Press Inc, London ; New York, Édition : 2nd revised edition edition. 80, 155
- Reid, H. F. (1910). The mechanics of the earthquake, v. 2 of the california earthquake of april 18, 1906 : Report of the state earthquake investigation commission. 87, c192 p.2 vols. Technical report, Carnegie Institution of Washington Publication. xiii, xvii, xxii, 1, 7, 8, 13, 15, 20, 72, 77, 78, 90, 112, 126, 155
- Reilinger, R., McClusky, S., Vernant, P., Lawrence, S., Ergintav, S., Cakmak, R., Ozener, H., Kadirov, F., Guliev, I., Stepanyan, R., Nadariya, M., Hahubia, G., Mahmoud, S., Sakr, K., ArRajehi, A., Paradissis, D., Al-Aydrus, A., Prilepin, M., Guseva, T., Evren, E., Dmitrotsa, A., Filikov, S. V., Gomez, F., Al-Ghazzi, R., and Karam, G. (2006). GPS constraints on continental deformation in the africa-arabia-eurasia continental collision zone and implications for the dynamics of plate interactions. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 111(B5) :B05411. xvi, 61, 65, 66, 174
- Reilinger, R. E., Ergintav, S., Burgmann, R., McClusky, S., Lenk, O., Barka, A., Gurkan, O., Hearn, L., Feigl, K. L., Cakmak, R., Aktug, B., Ozener, H., and Toksoz, M. N. (2000). Co-seismic and postseismic fault slip for the 17 august 1999, m=7.5, izmit, turkey earthquake. *Science*, 289(5484) :1519–+. WOS :000089071700038. 103, 152, 162, 165, 166
- Rice, J. R. (1983). Constitutive relations for fault slip and earthquake instabilities. *pure and applied geophysics*, 121(3) :443–475. 26, 126
- Rice, J. R. and Ben-Zion, Y. (1996). Slip complexity in earthquake fault models. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 93(9) :3811–3818. 25
- Riguzzi, F., Crespi, M., Devoti, R., Doglioni, C., Pietrantonio, G., and Pisani, A. R. (2012). Geodetic strain rate and earthquake size : New clues for seismic hazard studies. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 206–207 :67–75. xxiii, 126, 178, 179, 191
- Ritz, J., Brown, E., Bourles, D., Philip, H., Schlupp, A., Raisbeck, G., Yiou, F., and Enkhuvshin, B. (1995). Slip rates along active faults estimated with cosmic-ray-exposure dates - application

- to the bogd fault, gobi-altai, mongolia. *Geology*, 23(11) :1019–1022. WOS :A1995TD51800015. 179
- Ritz, J.-F., Vassallo, R., Braucher, R., Brown, E. T., Carretier, S., and Bourlès, D. L. (2006). Using in situ–produced ¹⁰Be to quantify active tectonics in the gurvan bogd mountain range (gobi-altay, mongolia). *Geological Society of America Special Papers*, 415 :87–110. xiii, 12, 13
- Robinson, D. P., Brough, C., and Das, S. (2006). The mw 7.8, 2001 kunlunshan earthquake : Extreme rupture speed variability and effect of fault geometry. *Journal of geophysical research*, 111(B8). 152
- Rolandone, F., Bürgmann, R., Agnew, D. C., Johanson, I. A., Templeton, D. C., d’Alessio, M. A., Titus, S. J., DeMets, C., and Tikoff, B. (2008). Aseismic slip and fault-normal strain along the central creeping section of the san andreas fault. *Geophysical Research Letters*, 35(14) :L14305. 41
- Rosakis, A. J. (2002). Intersonic shear cracks and fault ruptures. *Advances in Physics*, 51(4) :1189–1257. 34
- Rosakis, n., Samudrala, n., and Coker, n. (1999). Cracks faster than the shear wave speed. *Science (New York, N.Y.)*, 284(5418) :1337–1340. xvi, 34, 75, 76, 190
- Rosenau, M., Lohrmann, J., and Oncken, O. (2009). Shocks in a box : An analogue model of subduction earthquake cycles with application to seismotectonic forearc evolution. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, 114 :B01409. WOS :000262983800001. 35, 36, 76, 81, 156, 173
- Ruina, A. (1983). Slip instability and state variable friction laws. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 88(B12) :10359–10370. 26, 84, 126, 154
- Ryder, I. and Bürgmann, R. (2008). Spatial variations in slip deficit on the central san andreas fault from InSAR. *Geophysical Journal International*, 175(3) :837–852. 184, 193
- Rymer, M. J. (2002). The hector mine, california, earthquake of 16 october 1999 : Introduction to the special issue. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 92(4) :1147–1153. 51
- Sambridge, M. (1999). Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm - i. searching a parameter space. *Geophysical Journal International*, 138(2) :479–494. WOS :000082010700015. 112
- Savage, J. (1983). A dislocation model of strain accumulation and release at a subduction zone. *Journal of Geophysical Research*, 88(NB6) :4984–4996. WOS :A1983QT88500002. 79
- Savage, J. C. (1980). *Dislocations in Seismology*. Elsevier, New-York. 88

- Savage, J. C. (1990). Equivalent strike-slip earthquake cycles in half-space and lithosphere-asthenosphere earth models. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 95(B4) :4873–4879. 79
- Savage, J. C. and Burford, R. O. (1973). Geodetic determination of relative plate motion in central california. *Journal of Geophysical Research*, 78(5) :832–845. xiii, xv, xxi, 9, 10, 58, 59, 87, 88, 91, 112, 137, 174, 191
- Savage, J. C. and Hastie, L. M. (1966). Surface deformation associated with dip-slip faulting. *Journal of Geophysical Research*, 71(20) :4897–4904. 91
- Savage, J. C. and Prescott, W. H. (1978). Asthenosphere readjustment and the earthquake cycle. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 83(B7) :3369–3376. 9, 79
- Sawyer, T. L. and Unruh, J. R. (2002). Holocene slip rate constraints for the northern greenville fault, eastern san francisco bay area, california : Implications for the mt. diablo restraining stepover model. *AGU Fall Meeting Abstracts*, pages 03–. 44
- Schellart, W. P. and Rawlinson, N. (2013). Global correlations between maximum magnitudes of subduction zone interface thrust earthquakes and physical parameters of subduction zones. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 225 :41–67. 158
- Schlagenhauf, A., Manighetti, I., Benedetti, L., Gaudemer, Y., Finkel, R., Malavieille, J., and Pou, K. (2011). Earthquake supercycles in central italy, inferred from 36cl exposure dating. *Earth and Planetary Science Letters*, 307(3–4) :487–500. 106, 167
- Schlupp, A. and Cisternas, A. (2007). Source history of the 1905 great mongolian earthquakes (tsetserleg, bolnay). *Geophysical Journal International*, 169(3) :1115–1131. 67
- Schmalzle, G., Dixon, T., Malservisi, R., and Govers, R. (2006). Strain accumulation across the carrizo segment of the san andreas fault, california : Impact of laterally varying crustal properties. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, 111(B5) :B05403. WOS :000237449000002. xiii, 10, 88
- Scholz, C., Molnar, P., and Johnson, T. (1972). Detailed studies of frictional sliding of granite and implications for the earthquake mechanism. *Journal of Geophysical Research*, 77(32) :6392–6406. 23, 30, 175
- Scholz, C. H. (1982). Scaling laws for large earthquakes : Consequences for physical models. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 72(1) :1–14. 1, 19, 152
- Scholz, C. H. (1998). Earthquakes and friction laws. *Nature*, 391(6662) :37–42. 84, 92, 106, 154, 155

- Scholz, C. H. (2000). Evidence for a strong san andreas fault. *Geology*, 28(2) :163–166. WOS :000085144300017. 54
- Scholz, C. H. (2002). *The Mechanics of Earthquakes and Faulting*. Cambridge University Press, Cambridge, UK ; New York, 2 edition edition. 21, 25, 95, 108
- Scholz, C. H., Aviles, C. A., and Wesnousky, S. G. (1986). Scaling differences between large interplate and intraplate earthquakes. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 76(1) :65–70. xxiii, 127, 175, 176, 177, 192
- Schubnel, A., Nielsen, S., Taddeucci, J., Vinciguerra, S., and Rao, S. (2011). Photo-acoustic study of subshear and supershear ruptures in the laboratory. *Earth and Planetary Science Letters*, 308(3-4) :424–432. WOS :000293931600018. 75
- Schwartz, D. P. and Coppersmith, K. J. (1984). Fault behavior and characteristic earthquakes : Examples from the wasatch and san andreas fault zones. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 89(B7) :5681–5698. xiii, 16, 17, 52, 106, 130, 167
- Schwartz, D. P., Hanks, T., Prentice, C., Kenrick, K., DePetrìs, A., Bayasgalan, A., Rockwell, T., Thorup, K., Ritz, J.-F., Lund, W., Hanson, K., and Ruzchitch, V. (1996). Gobi-altai, mongolia, paleoseismological expedition initial results. volume 77, page 462, San Francisco. EOS. 179
- Segall, P. and Pollard, D. D. (1980). Mechanics of discontinuous faults. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 85(B8) :4337–4350. 100
- Shaw, B. E. (1994). Complexity in a spatially uniform continuum fault model. *Geophysical Research Letters*, 21(18) :1983–1986. 25
- Shimazaki, K. and Nakata, T. (1980). Time-predictable recurrence model for large earthquakes. *Geophysical Research Letters*, 7(4) :279–282. xiii, 15, 36
- Sibson, R. H. (1983). Continental fault structure and the shallow earthquake source. *Journal of the Geological Society*, 140(5) :741–767. 57, 152
- Sieh, K. (1986). Slip rate accross the san andreas fault and prehistoric earthquakes at indio. volume 67, page 1200, American Geophysical Union Transaction. 52
- Sieh, K., Jones, L., Hauksson, E., Hudnut, K., Eberhart-Phillips, D., Heaton, T., Hough, S., Hutton, K., Kanamori, H., Lilje, A., Lindvall, S., McGill, S. F., Mori, J., Rubin, C., Spotila, J. A., Stock, J., Thio, H. K., Treiman, J., Wernicke, B., and Zachariasen, J. (1993). Near-field investigations of the landers earthquake sequence, april to july 1992. *Science*, 260(5105) :171–176. 51

- Sieh, K., Natawidjaja, D. H., Meltzner, A. J., Shen, C.-C., Cheng, H., Li, K.-S., Suwargadi, B. W., Galetzka, J., Philibosian, B., and Edwards, R. L. (2008). Earthquake supercycles inferred from sea-level changes recorded in the corals of west sumatra. *Science*, 322(5908) :1674–1678. 106, 167
- Sieh, K. E. (1978). Central california foreshocks of the great 1857 earthquake. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 68(6) :1731–1749. 46
- Sieh, K. E. and Jahns, R. H. (1984). Holocene activity of the san andreas fault at wallace creek, california. *Geological Society of America Bulletin*, 95(8) :883–896. xiv, 41, 45
- Smith, S. W. and Wyss, M. (1968). Displacement of the san andreas fault initiated by the 1966 parkfield earthquake. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 68 :1955–1974. 92
- Soliva, R. and Benedicto, A. (2005). Geometry, scaling relations and spacing of vertically restricted normal faults. *Journal of Structural Geology*, 27(2) :317–325. 94
- Spudich, P. and Cranswick, E. (1984). Direct observation of rupture propagation during the 1979 imperial valley earthquake using a short baseline accelerometer array. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 74(6) :2083–2114. WOS :A1984TX12300002. 34
- Stein, R. (1981). Seismic and aseismic deformation associated with the 1952 kern county, california, earthquake and relationship to the quaternary history of the white wolf fault. *Journal of Geophysical Research*, 86(NB6) :4913–4928. WOS :A1981LV58400006. 51
- Stein, R. S., Barka, A. A., and Dieterich, J. H. (1997). Progressive failure on the north anatolian fault since 1939 by earthquake stress triggering. *Geophysical Journal International*, 128(3) :594–604. xvi, 61, 63, 64, 65, 101, 104, 152, 168, 169
- Steketee, J. A. (1958a). On volterra’s dislocations in a semi-infinite elastic medium. *Canadian Journal of Physics*, 36(2) :192–205. 91
- Steketee, J. A. (1958b). Some geophysical applications of the elasticity theory of dislocations. *Canadian Journal of Physics*, 36(9) :1168–1198. 91
- Stesky, R. M. (1975). *The mechanical behavior of faulted rock at high temperature and pressure*. Thesis, Massachusetts Institute of Technology. Thesis. 1975. Ph.D.—Massachusetts Institute of Technology. Dept. of Earth and Planetary Sciences. 28, 126
- Stesky, R. M., Brace, W. F., Riley, D. K., and Robin, P. Y. F. (1974). Friction in faulted rock at high temperature and pressure. *Tectonophysics*, 23(1–2) :177–203. 28, 84, 155
- Stuart, W. D. (1988). Forecast model for great earthquakes at the nankai trough subduction zone. *pure and applied geophysics*, 126(2-4) :619–641. 28

- Sylaios, G., Bouchette, F., Tsihrintzis, V. A., and Denamiel, C. (2009). A fuzzy inference system for wind-wave modeling. *Ocean Engineering*, 36(17–18) :1358–1365. 189
- Sylvester, G. (1988). Strike-slip faults. *Geological Society of America Bulletin*, 100 :1666–1703. 110, 152, 165
- ten Grotenhuis, S. M., Piazzolo, S., Pakula, T., Passchier, C. W., and Bons, P. D. (2002). Are polymers suitable rock analogs? *Tectonophysics*, 350(1) :35–47. 82
- Thatcher, W. (1983). Nonlinear strain buildup and the earthquake cycle on the san andreas fault. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 88(B7) :5893–5902. 59, 92, 180
- Thatcher, W. (2003). GPS constraints on the kinematics of continental deformation. *International Geology Review*, 45(3) :191–212. WOS :000184093000001. 1, 9
- Thatcher, W. and Pollitz, F. F. (2008). Temporal evolution of continental lithospheric strength in actively deforming regions. *GSA Today*, 18(4) :4. xv, 60
- Thatcher, W. and Rundle, J. B. (1984). A viscoelastic coupling model for the cyclic deformation due to periodically repeated earthquakes at subduction zones. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 89(B9) :7631–7640. 79
- Titus, S. J., Dyson, M., DeMets, C., Tikoff, B., Rolandone, F., and Bürgmann, R. (2011). Geologic versus geodetic deformation adjacent to the san andreas fault, central california. *Geological Society of America Bulletin*, page B30150.1. xv, 17, 43, 50, 88, 167, 184
- Townend, J. and Zoback, M. D. (2004). Regional tectonic stress near the san andreas fault in central and southern california. *Geophysical Research Letters*, 31(15) :L15S11. 54, 57, 109
- Tse, S. T. and Rice, J. R. (1986). Crustal earthquake instability in relation to the depth variation of frictional slip properties. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 91(B9) :9452–9472. xiv, 28, 29, 79, 127, 152
- Tullis, T. E. and Weeks, J. D. (1986). Constitutive behavior and stability of frictional sliding of granite. *pure and applied geophysics*, 124(3) :383–414. 126
- van der Woerd, J., Klinger, Y., Sieh, K., Tapponnier, P., Ryerson, F. J., and Meriaux, A. S. (2006). Long-term slip rate of the southern san andreas fault from be-10-al-26 surface exposure dating of an offset alluvial fan. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, 111(B4) :B04407. WOS :000237283900001. 12
- van Dinther, Y., Gerya, T. V., Dalguer, L. A., Mai, P. M., Morra, G., and Giardini, D. (2013). The seismic cycle at subduction thrusts : Insights from seismo-thermo-mechanical models. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, 118(12) :6183–6202. WOS :000329851800011. 35, 72

- Van Dissen, R. J. and Berryman, K. R. (1996). Surface rupture earthquakes over the last 1000 years in the wellington region, new zealand, and implications for ground shaking hazard. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 101(B3) :5999–6019. 68
- Van Puymbroeck, N., Michel, R., Binet, R., Avouac, J. P., and Taboury, J. (2000). Measuring earthquakes from optical satellite images. *Applied Optics*, 39(20) :3486–3494. WOS :000088050500007. 9, 84, 156
- Vergne, J., Cattin, R., and Avouac, J. P. (2001). On the use of dislocations to model interseismic strain and stress build-up at intracontinental thrust faults. *Geophysical Journal International*, 147(1) :155–162. WOS :000171693500013. 72
- Vergnolle, M. (2003). Constraints on the viscosity of the continental crust and mantle from GPS measurements and postseismic deformation models in western mongolia. *Journal of Geophysical Research*, 108(B10). 126, 179, 192
- Wald, D. J., Heaton, T. H., and Hudnut, K. W. (1996). The slip history of the 1994 northridge, california, earthquake determined from strong-motion, teleseismic, GPS, and leveling data. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 86(1B) :S49–S70. 72
- Wallace, R. E. (1990). *The San Andreas Fault System*. U.S. Government Printing Office. xiv, xv, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 47, 48, 49, 57
- Wang, H., Xu, C., and Ge, L. (2007). Coseismic deformation and slip distribution of the 1997 7.5 manyi, tibet, earthquake from InSAR measurements. *Journal of Geodynamics*, 44(3-5) :200–212. 97
- Wang, J.-H. (2012). Some intrinsic properties of the two-dimensional dynamical spring-slider model of earthquake faults. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 102(2) :822–835. 75
- Wang, K., Hu, Y., and He, J. (2012). Deformation cycles of subduction earthquakes in a viscoelastic earth. *Nature*, 484(7394) :327–332. WOS :000302946500023. 72
- Wang, K., Mulder, T., Rogers, G. C., and Hyndman, R. D. (1995). Case for very low coupling stress on the cascadia ssubduction fault. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 100(B7) :12907–12918. 95
- Weertman, J. and Weertman, J. R. (1964). *Elementary Dislocation Theory*. Macmillan. 9, 11, 88
- Weijermars, R. (1986). Flow behaviour and physical chemistry of bouncing putties and related polymers in view of tectonic laboratory applications. *Tectonophysics*, 124(3-4) :325–358. 82

- Weijermars, R. and Schmeling, H. (1986). Scaling of newtonian and non-newtonian fluid dynamics without inertia for quantitative modelling of rock flow due to gravity (including the concept of rheological similarity). *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 43(4) :316–330. 81
- Weldon, R., Scharer, K., Fumal, T., and Biasi, G. (2004). Wrightwood and the earthquake cycle : What a long recurrence record tells us about how faults work. *GSA Today*, 14(9) :4. xv, 1, 15, 16, 52, 53, 79
- Wells, D. and Coppersmith, K. (1994). New empirical relationships among magnitude, rupture length, rupture width, rupture area, and surface displacement. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 84(4) :974–1002. WOS :A1994PC60800002. xviii, 1, 17, 92, 94, 95, 96, 191
- Wen, Y., Li, Z., Xu, C., Ryder, I., and Buergermann, R. (2012a). Postseismic motion after the 2001 m-w 7.8 kokoxili earthquake in tibet observed by InSAR time series. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth*, 117 :B08405. WOS :000307469500001. 79, 81, 162, 166
- Wen, Y.-Y., Oglesby, D. D., Duan, B., and Ma, K.-F. (2012b). Dynamic rupture simulation of the 2008 mw 7.9 wenchuan earthquake with heterogeneous initial stress. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 102(4) :1892–1898. xxiii, 152, 165, 168, 182, 183, 192
- Wesnousky, S. G. (1986). Earthquakes, quaternary faults, and seismic hazard in california. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 91(B12) :12587–12631. 126, 152
- Wesnousky, S. G. (2008). Displacement and geometrical characteristics of earthquake surface ruptures : Issues and implications for seismic-hazard analysis and the process of earthquake rupture. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 98(4) :1609–1632. xviii, 1, 17, 94, 95, 96, 97, 152, 165, 168, 191
- Wesson, R., Burford, R., and Ellsworth, W. (1973). Relationship between seismicity, fault creep, and crustal loading along the central san andreas fault. in Kovach, R.L, and Nur, Amos, eds. *Proceedings of the Conference on Tectonic Problems of the San Andreas Fault System - Stanford University Press*. 51
- Willemsse, E. J. M., Peacock, D. C. P., and Aydin, A. (1997). Nucleation and growth of strike-slip faults in limestones from somerset, u.k. *Journal of Structural Geology*, 19(12) :1461–1477. 94, 95
- Xia, K. W., Rosakis, A. J., and Kanamori, H. (2004). Laboratory earthquakes : The sub-rayleigh-to-supershear rupture transition. *Science*, 303(5665) :1859–1861. WOS :000220281600053. 34, 74, 190

- Xu, X., Wen, X., Yu, G., Chen, G., Klinger, Y., Hubbard, J., and Shaw, J. (2009). Coseismic reverse- and oblique-slip surface faulting generated by the 2008 mw 7.9 wenchuan earthquake, china. *Geology*, 37(6) :515–518. WOS :000266655500012. 1
- Zoback, M., Zoback, M., Mount, V., Suppe, J., Eaton, J., Healy, J., Oppenheimer, D., Rea-
senberg, P., Jones, L., Raleigh, C., Wong, I., Scotti, O., and Wentworth, C. (1987). New
evidence on the state of stress of the san-andreas fault system. *Science*, 238(4830) :1105–1111.
WOS :A1987K886900030. xv, 54, 55, 109
- Zoback, M. D. (2000). Strength of the san andreas. *Nature*, 405(6782) :31. 54
- Özger, M. (2009). Comparison of fuzzy inference systems for streamflow prediction. *Hydrological
Sciences Journal*, 54(2) :261–273. 189

Cinématique et mécanique des failles décrochantes à l'échelle de temps du cycle sismique : Apports d'un modèle expérimental

Résumé

Le cycle sismique s'étend de la centaine à quelques milliers d'années mais les mesures géodésiques et sismologiques s'étendent sur moins d'un siècle. Cette courte échelle de temps d'observation rend difficile la mise en évidence du rôle des paramètres sismotectoniques clefs qui contrôlent la dynamique des failles actives. Pour palier à ce problème d'échelle temporelle, j'ai développé un nouveau modèle expérimental qui reproduit des microséismes le long d'une faille décrochante sur plusieurs centaines de cycles sismiques. Il est constitué de deux plaques de polyuréthane latéralement en contact, reposant sur une couche basale de silicone, simulant le comportement mécanique d'une croûte supérieure élastoplastique couplée avec une croûte inférieure ductile, respectivement. Pour chaque expérience, environ 4000 mesures du champ de vitesses horizontales sont enregistrées. L'analyse des déplacements de surface au cours des phases intersismiques, cosismiques et postsismiques et leur comparaison aux failles sismogéniques montrent que le modèle reproduit correctement les déformations proches de la faille et en champ lointain. J'ai aussi effectué des inversions du champ de vitesses en surface pour évaluer la distribution spatiale du glissement en profondeur le long du plan de faille. Pour comparer les expériences, j'ai développé plusieurs algorithmes permettant d'étudier l'évolution spatio-temporelle des principaux paramètres physiques et les processus de déformation de surface qui caractérisent le cycle sismique.

Mes premiers résultats suggèrent que la vitesse de chargement tectonique imposée en champ lointain joue un rôle sur le cycle sismique en influençant la magnitude des séismes, leur temps de récurrence, ainsi que la capacité de la faille à générer des séismes caractéristiques. Une vitesse de chargement lente favorise l'occurrence de forts événements caractéristiques et une vitesse rapide de nombreux microséismes de magnitude faible à modérée plus distribués le long de la faille. Ma première hypothèse est que ce comportement est contrôlé par le couplage fragile/ductile à la base des plaques de polyuréthane. Pour une vitesse rapide, les forces visqueuses dans la couche basale augmentent de même que ce couplage. Ce processus contraint la base de la faille à glisser à une vitesse proche de sa vitesse long-terme et induit un champ de contrainte plus hétérogène le long de son plan qui favorise les microséismes de magnitude faible à modérée. Pour une vitesse lente, le silicone se comporte comme un fluide newtonien et les forces visqueuses diminuent considérablement, permettant à la faille de rester bloquée sur une plus longue période et d'accumuler plus de déformation élastique. Les contraintes sont ensuite relaxées par de plus larges événements sismiques.

Enfin, j'ai étudié le rôle joué par les variations de contrainte normale le long de la faille sur le glissement cosismique et le comportement long terme du système. Les résultats montrent que la distribution spatiale du glissement cosismique est fortement contrôlée par les variations de résistance de la faille et de l'accumulation des contraintes cisailantes qui en résultent. Les événements majeurs se produisent préférentiellement dans les zones d'aspérité de contrainte cisailante et leur distribution spatiale du glissement suit une tendance similaire à celle de la variation de contrainte normale le long de la faille. L'analyse révèle aussi que l'hétérogénéité de l'état de contrainte initial influence la régularité du cycle sismique et le comportement long terme du modèle. Les résultats de cette étude paramétrique conforte ainsi l'hypothèse selon laquelle la distribution du glissement cosismique le long des ruptures peut fournir des informations pertinentes sur l'état de contrainte initial et pourrait améliorer notre compréhension de l'aléa sismique. Notre approche expérimentale apparaît donc, comme une méthode complémentaire et efficace pour étudier la dynamique des tremblements de terre.
