



École et Observatoire des Sciences de la Terre Institut de Physique du Globe de Strasbourg (UMR 7516)

Thèse en vue de l'obtention du diplôme de Doctorat de l'Université de Strasbourg Discipline : Sciences de la Terre et de l'Univers Spécialité : Géophysique

Étude expérimentale du rôle des hétérogénéités dans la propagation de la rupture

Mélanie Grob

Thèse soutenue publiquement le 4-12-2009

Composition du jury :

М.	Mokhtar Adda-Bedia	ENS Paris, France	Rapporteur externe
М.	Patrick Baud	IPG Strasbourg, France	Rapporteur interne
М.	Knut Jørgen Måløy	Fysisk Inst. Oslo, Norway	Examinateur
М.	Christian Marlière	Géosciences Montpellier, France	Rapporteur externe
М.	Luis Rivera	IPG Strasbourg, France	Co-directeur de thèse
М.	Jean Schmittbuhl	IPG Strasbourg, France	Directeur de thèse

Collaborations

Cette thèse a été menée en collaboration avec **Renaud Toussaint** (Institut de Physique du Globe de Strasbourg) et **Knut Jørgen Måløy** (Physics Institut, University of Oslo, Norway).

Ce travail a également bénéficié de l'aide des post-doctorants Stéphane Santucci (Physics Institut, University of Oslo, maintenant chargé de recherche CNRS à l'ENS Lyon), Guillaume Daniel (IPGS, à présent maître de conférence à l'université de Franche-Comté à Besançon) et Olivier Lengliné (IPGS).

L'aide technique a été apportée par Alain Steyer, technicien à l'IPGS.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse, Jean Schmittbuhl, pour m'avoir donné l'opportunité de faire une thèse expérimentale touchant à plusieurs domaines et donc de découvrir une partie de la physique que je ne connaissais pas. Ses remarques avisées et sa rigueur m'ont permis de mener à bien ce travail. Je lui suis reconnaissante de m'avoir systématiquement incitée à participer à des congrès internationaux pour présenter mes résultats.

Je souhaite exprimer ma gratitude à mon co-directeur de thèse, Luis Rivera, pour les discussions et les remarques très enrichissantes concernant le lien entre mes expériences et la sismologie. Ses connaissances dans ce domaine sont inépuisables, et son désir de les transmettre également ! Son soutien et sa disponibilité lors des moments difficiles m'ont encouragé à aller au bout de cette thèse.

Un grand merci à Renaud Toussaint pour son importante implication dans mon travail de thèse. Son art d'expliquer simplement les choses m'a aidée à comprendre bien des détails sur les expériences et leurs résultats. Ses bonnes critiques ouvrent souvent des portes sur des questions très intéressantes, auxquelles le temps manque souvent pour y répondre.

Je remercie Knut Jørgen Måløy et Stéphane Santucci pour leur accueil chaleureux lors de ma venue à l'Institut de Physique de l'université d'Oslo. J'ai beaucoup apprécié la longue collaboration qui a suivi et j'espère pouvoir la continuer par la suite. Merci particulièrement à Stéphane pour son aide sur la partie technique du montage de l'expérience et pour sa persévérance à faire publier certains de nos résultats.

J'exprime ma gratitude à toute mon équipe du laboratoire de géophysique expérimentale pour leur intérêt concernant mes travaux de thèse et pour leurs encouragements. Merci à Alain Steyer, technicien de son état, pour son aide inestimable dans le développement du montage expérimental et ses connaissances en électronique, point qui me faisait défaut. Merci aussi aux sismologues pour les discussions intéressantes, parfois animées, mais toujours enrichissantes, lors des pauses café... Il n'était pas toujours question de géophysique, mais le raisonnement restait avant tout scientifique! Merci aux informaticiens pour leurs débogages rapides et leur réserve de chocolat... Merci à toutes les personnes de l'institut avec qui j'ai pu discuter de tout et de rien...

Je suis reconnaissante à toutes les personnes qui aident au bon fonctionnement de l'institut et facilitent la vie des chercheurs et thésards! Merci à Judith Fuhrmann et Monique Willer à la scolarité pour leur accueil toujours souriant et leur maîtrise des emplois du temps des enseignements et des salles. Merci à Magali Pierrat, Janine Fischbach et Christine Carabin à la bibliothèque pour leur bonne humeur et leur efficacité à trouver l'ouvrage ou l'article qui nous fait défaut! Merci à Binta Mesmacque et France Zill pour leur aide irremplaçable dans l'établissement des missions et leur patience face à tous les problèmes administratifs engendrés, et toujours avec le sourire! Merci à Florence Beck pour sa gestion de la vie de l'école doctorale, ainsi que pour son écoute attentive et son implication face aux nombreuses difficultés qu'un thésard peut rencontrer...

Je tiens à remercier chaleureusement tous les thésards (anciens et plus jeunes) et post-docs que j'ai côtoyés à l'EOST : Valérie, Caroline, Chloé, Elise, Amélie, Sophie ×2, Julia, Estelle, Marie-Laure, Florence, Aurore, Aude, Tatiana, Suzon, Olivier, Christophe, Georg, Guillaume, Vincent, Anthony, Maxime, Julien ×2, Pierre, Sheldon, Marco, Zacharie, Mickaël, Geoffroy, Francis, Florian... et tout ceux que j'ai sans doute oubliés dans la liste. Merci pour les interminables discussions philosophiques qui se terminent souvent sur Wikipedia ! Merci pour votre soutien et nos fous rires. Je vous souhaite à tous une très bonne continuation. Un grand merci à tous mes amis de l'extérieur. Nos sorties, rencontres et discussions étaient de grands bols d'air frais et m'ont permis d'oublier, pour quelques instants, ma thèse et tout ce qui s'y rapportait. Merci aussi à tous mes amis du club de volley-ball Saint Joseph Strasbourg pour m'avoir aidée à me défouler lors de nos séances sportives (ou pas!).

Je dédie cette thèse à ma famille proche qui m'a toujours poussée à aller plus loin, plus haut. Merci d'avoir supporté mes sautes d'humeur pendant ces presque quatre années de thèse. Merci de m'avoir encouragée lors des (nombreux) moments de doute qui ont jalonné ce travail. Merci enfin de m'avoir soutenue sans réserve, depuis le début de mes études, dans tous mes choix, quels qu'ils aient été...

TABLE DES MATIÈRES

In	ntroduction			1	
1	Méo	caniqu	e de la fracture	5	
	1.1	Mécar	nique de la fracture des matériaux homogènes	5	
		1.1.1	Quelques éléments de base	5	
		1.1.2	Mécanique linéaire élastique de la fracture	9	
		1.1.3	Propagation de la fracture	12	
	1.2	Signat	tures de l'influence des hétérogénéités dans le processus de rupture	18	
		1.2.1	Volume élémentaire représentatif, milieu effectif et percolation $\ldots \ldots \ldots$	18	
		1.2.2	Observation de surfaces de fracture complexes	19	
		1.2.3	Observation de fronts de fracture rugueux	21	
		1.2.4	Génération d'évènements acoustiques	22	
	1.3	Les hé	étérogénéités de fracturation en géologie et sismologie	23	
		1.3.1	Propriétés géométriques et structurales des failles	23	
		1.3.2	Hétérogénéités vues par les ondes sismiques	28	
2	\mathbf{Exp}	érienc	e de suivi d'un front de fracture en milieu hétérogène	33	
	2.1	Prépa	ration des échantillons	33	
		2.1.1	Matériau utilisé	34	
		2.1.2	Dépolissage des échantillons	34	
		2.1.3	Thermocollage des échantillons	37	
	2.2	Dispo	sitif expérimental et appareils d'acquisition	41	
		2.2.1	Montage expérimental	41	
		2.2.2	Moteur pas à pas	41	
		2.2.3	Capteur de force	43	
		2.2.4	Instrumentation optique	44	
		2.2.5	Acquisition acoustique	46	
		2.2.6	Caractéristiques mécanique et optique des échantillons	47	
	2.3	2.3 Déroulement d'une expérience		55	
		2.3.1	En statique \ldots	56	
		2.3.2	En dynamique	57	
	2.4	4 Traitement des images : extraction du front de rupture			
		2.4.1	Méthode	61	
		2.4.2	Effets de l'éclairage	66	
		2.4.3	Effet de la focalisation	67	
		2.4.4	Effet du seuillage	72	

3	Ana	alvse d	e la géométrie du front de rupture	75		
	3.1	Mesur	e de la rugosité	75		
	0.1	3 1 1	Fractals auto-affinité et lois d'échelle	76		
		3.1.2	Coefficients de rugosité	77		
		3.1.2	Outile d'évaluation du coefficient de rugosité	77		
		0.1.0 0.1.4	Applications de cos outils d'applyce sur des surthétiques	00		
		3.1.4	Applications de ces outils d'analyse sur des synthetiques	80		
	3.2	Result	ats des analyses de rugosite des fronts issus des experiences	83		
		3.2.1	Influence de la tendance générale du front	83		
		3.2.2	Effet de la focalisation sur la valeur du coefficient	84		
		3.2.3	Effet du seuillage sur la valeur du coefficient	86		
		3.2.4	Influence de la résolution	88		
		3.2.5	Influence des différents dépolissages	90		
		3.2.6	Comparaison avec des données antérieures d'expériences en statique	90		
		3.2.7	Rugosité des fronts en dynamique	93		
	3.3	Unive	rsalité en mesure de rugosité des fractures	94		
	Arti	cle				
4	Ans	alvse o	ptique de l'évolution du front	03		
-	4 1	Vitess	es locales d'avancées du front de fracture	103		
	1.1	111	Détermination des vitesses locales d'avancée du front	103		
		4.1.1	Distributions de vitesses locales d'avancée du fiont	103		
	4.9	4.1.2 Evolut	ion de la ténacité lans de la propagation	104 105		
	4.2			105		
		4.2.1	Calcul de la tenacite lors de la propagation du iront	100		
	4.9	4.2.2		106		
	4.3	Lien a	vec la sismologie : comparaison de catalogues sismologiques et expérimentaux.	108		
	Artı	cle				
		4.3.1	Introduction	110		
		4.3.2	An interfacial rupture experiment	111		
		4.3.3	Image processing	114		
		4.3.4	Comparison between experimental results and real seismicity data	120		
		4.3.5	Discussion	124		
5	Ana	alyse d	es émissions acoustiques 1	127		
	5.1	Les én	nissions acoustiques et leur utilisation	127		
		5.1.1	Description des émissions acoustiques	128		
		5.1.2	Lois statistiques caractéristiques des émissions acoustiques	129		
		5.1.3	Expériences de suivi d'endommagement par émissions acoustiques	130		
	5.2	Caraci	téristiques des émissions acoustiques dans nos expériences	132		
	0.2	5 2 1	Signal type et bande fréquentielle	132		
		599	Vitasso dos ondos dans la Plaviglas	102		
		5.2.2 5.9.2	Atténuation des ondes acoustiques	102 199		
		0.2.5 5.0.4	Attenuation des ondes acoustiques	105		
	50	5.2.4		135		
	5.3	3 Analyse des series temporelles des emissions acoustiques				
		5.3.1	Pointé automatique des émissions acoustiques	138		
		5.3.2	Résultats des analyses temporelles	140		
		5.3.3	Corrélation avec les analyses temporelles des fronts optiques	140		
	5.4	Locali	sation des émissions acoustiques	142		
		5.4.1	Méthode de localisation des émissions acoustiques	143		
		5.4.2	Analyses préliminaires	143		

Conclusions et perspectives

Bibliographie

145 148

INTRODUCTION

L'étude de la rupture des matériaux couvre des domaines très variés, allant de l'ingénierie pour les applications industrielles à la physique plus fondamentale. La recherche en sciences de l'ingénieur a pour but de quantifier les mécanismes d'endommagement des matériaux pour prédire les durées de vie des structures et définir de meilleurs paramètres de sécurité tandis qu'en physique ou mécanique fondamentale, l'intérêt se porte surtout sur la compréhension des propriétés de résistance des matériaux ou les mécanismes de propagation de la rupture, dont la physique statistique est une approche pour les matériaux hétérogènes. En géophysique, la principale motivation pour l'étude de la mécanique de la rupture est de faire le lien entre les mécanismes de fracturation des failles tectoniques et les caractéristiques des séismes. La compréhension de cette relation de cause à effet permettrait sans doute à long terme de mieux comprendre le risque sismique.

En effet, la nucléation et la propagation de la rupture sont suivies indirectement à l'aide des enregistrements des ondes émises lors de la fracturation du milieu, à savoir les séismes à l'échelle des failles et les émissions acoustiques lors d'expériences de physique des roches. Le problème est qu'on ne peut voir directement sur les fractures les mécanismes de rupture à l'origine des séismes, et qu'il faut interpréter les sismogrammes pour tenter une explication. Même avec les expériences de laboratoire, une vision directe est impossible : toute explication se déduit des données de contraintes ou des émissions acoustiques. Quant aux simulations numériques, elles reposent sur des hypothèses et des simplifications concernant la rhéologie et la structure du milieu et ne prennent donc pas en compte tous les facteurs environnementaux.

Cette thèse propose d'étudier expérimentalement le rôle des microstructures dans la propagation d'une rupture. Le but est d'essayer de comprendre l'influence des fluctuations de ténacité (résistance à la rupture) sur la dynamique de propagation de la fissure. La nouveauté est le suivi optique d'un front de fracture interfaciale, soit avec un appareil photographique haute résolution, soit avec une caméra rapide qui permet d'enregistrer les accrochages et décrochages du front sur les aspérités à l'interface. Par analyse d'image, la géométrie du front est extraite pour reconstruire l'histoire spatio-temporelle de la rupture. L'enregistrement d'émissions acoustiques émises pendant la propagation, en complément des images, permet de faire le lien avec les expériences de physique des roches classiques et avec les séismes à grande échelle.

Morphologie de fractures

Il est intéressant de s'interroger sur la distribution spatiale des hétérogénéités du milieu. Répond-elle à des lois bien précises ? Si oui, ces lois sont-elles les mêmes à chaque échelle d'observation ? Comment peut-on mesurer la distribution d'hétérogénéités le long d'une interface de rupture ? Si la corrélation spatiale des hétérogénéités est connue, des modèles plus réalistes de fracture peuvent être produits et l'effet de ces hétérogénéités sur l'initiation et la propagation de la rupture mieux étudié.

La rugosité de nombreuses surfaces fracturées dans des matériaux très divers (métaux, verre, roches...) a déjà été étudiée et exhibe un caractère fractal (la morphologie de ces surfaces reste

similaire quelle que soit l'échelle d'observation). Cette propriété se traduit par des distributions de hauteurs en lois de puissance (ou lois d'échelle) à travers des méthodes d'analyse statistique. Seule la valeur de l'exposant de la loi d'échelle, appelé coefficient de rugosité, diffère d'une analyse à l'autre. Ainsi après avoir supposé l'universalité de ce coefficient à 0.8 (Bouchaud et al., 1990; Måløy et al., 1992), d'autres études ont proposé des valeurs plus basses, aux alentours de 0.4. Diverses modélisations retrouvent soit l'une soit l'autre de ces valeurs (Bouchaud, 1997, pour une revue du débat sur l'universalité du coefficient de rugosité à travers expériences et modélisations). Des analyses beaucoup plus récentes montrent une anisotropie de l'exposant de rugosité selon la direction dans laquelle est examinée la surface de rupture (e.g. Ponson et al., 2006b; Renard et al., 2006).

Une partie de ce travail de thèse consiste à étudier en détails et avec différents paramètres la morphologie des fronts de rupture qui ont été extraits des images prises lors des expériences.

Dynamique de la rupture

L'importance des fluctuations de résistance (ou ténacité) d'un matériau a été mise en avant par Griffith dans sa théorie de mécanique de la fracture. L'évaluation de la distribution de résistance se fait à travers un traitement statistique pour essayer de déterminer la dynamique de propagation de la rupture. Ces tentatives se font à l'aide de modélisations à partir d'observations statistiques provenant d'expériences. Ces dernières ont montré la complexité de la fracturation décrite par des lois d'échelle, comme celles résultant de l'analyse d'émissions acoustiques. Ceci traduit une propagation irrégulière à cause des variations de propriétés élastiques à l'intérieur du matériau, appelées aspérités, qui influencent le cheminement de la fissure et peuvent même l'arrêter. Le front de rupture peut donc être décrit comme une ligne déformable entraînée par une contrainte externe dans un milieu de ténacité hétérogène. Le front est ralenti par endroits à cause d'aspérités fortes et ne repart que lorsqu'il parvient à casser l'aspérité (par dépassement de la résistance du matériau). Il accélère alors jusqu'à l'obstacle suivant. Ces accélérations irrégulières du front de rupture sont appelées avalanches.

Ces fluctuations sont mises en évidence avec les expériences de suivi d'endommagement des matériaux, et plus spécifiquement des roches, qui utilisent les émissions acoustiques. En effet, l'évolution spatio-temporelle de la fracturation vue par la localisation des émissions acoustiques montrent un regroupement des émissions acoustiques vers la fin de l'expérience avec une forte augmentation du taux de signaux acoustiques alors qu'elles formaient au départ un amas diffus (Hirata et al., 1987; Jouniaux et al., 2001; Lei et al., 2004; Lockner et al., 1991, 1992). Par ailleurs, les études statistiques concernant les émissions acoustiques ont révélé que les distributions de nombreux paramètres, tels que l'énergie des émissions acoustiques ou le temps d'attente entre deux signaux, suivent des lois de puissance, quel que soit le type d'expérience ou de matériau, ce qui démontre la présence de fortes hétérogénéités dans les échantillons.

Nous verrons que, dans nos expériences, la dynamique de propagation du front de rupture est guidée également par des avalanches (zones de larges fluctuations de vitesse). La distribution des vitesses locales de propagation du front suit une loi de puissance, ce qui traduit de larges fluctuations de vitesse corrélées avec les variations de ténacité à l'interface de nos échantillons.

Vers un lien avec la sismologie

Le but de cette thèse est de faire le lien entre les expériences présentées ici et la sismologie. En effet, les mécanismes de nucléation et propagation des séismes sont complexes, car ils dépendent notamment des hétérogénéités du milieu. Ces hétérogénéités peuvent prendre plusieurs formes, les plus visibles étant les traces laissées par les failles en surface qui présentent des segmentations, des changements de direction ou des branchements multiples. En examinant les parois de failles exhumées de près, on constate que ces surfaces exhibent une certaine topographie ou rugosité. Toutes ces hétérogénéités de géométrie influencent bien entendu le glissement le long de la fracture. Lay and Kanamori (1981) sont les premiers à utiliser le terme d'aspérité et le concept de barrière pour définir des zones de glissement localisées sur le plan de faille et pour expliquer les arrêts de propagation de la rupture. Puis des méthodologies d'inversion des données sismologiques ont été développées pour déterminer l'histoire spatio-temporelle du glissement sur le plan de fracture. Les résultats de ces inversions montrent un glissement irrégulier sur l'interface avec des variations de vitesse importantes. Ces fluctuations se retrouvent également à travers les études de sismicité sur une faille ou dans une région donnée.

Á partir des avalanches dans nos expériences évoquées au paragraphe précédent, des catalogues semblables aux catalogues de sismicité sont construits et analysés avec les mêmes méthodes statistiques pour comparaison.

Plan de thèse

Après un bref rappel de la théorie de la mécanique de la rupture dans un milieu homogène, le chapitre 1 présente quelques éléments de fracture en milieu hétérogène à travers des résultats expérimentaux et soulève notamment la question des échelles d'observation. Puis sont exposées les observations directes et indirectes qui prouvent la présence d'hétérogénéités à bien plus grande échelle, à savoir celles qui concernent les failles et contrôlent les séismes.

Le chapitre 2 décrit en détail le montage expérimental ainsi que la préparation des échantillons. Il fournit notamment les explications des effets qui rendent possible non seulement les variations de ténacité le long d'une interface, mais aussi le suivi optique de la propagation du front de rupture. Le protocole mis en place pour effectuer les expériences est également présenté avec toutes les caractéristiques des instruments optiques et acoustiques utilisés. Enfin un premier traitement des images est exposé, car nécessaire pour former les données optiques pouvant être analysées par la suite.

Le chapitre 3 s'attarde sur l'étude de la géométrie détaillée des fronts de rupture, à relier à la distribution des aspérités, avec des techniques statistiques qui révèlent le coefficient de rugosité de ces fronts. L'influence de divers paramètres sur la valeur de ce coefficient est testée et les résultats sont comparés avec des données obtenues antérieurement sur le même type d'expérience.

Dans le chapitre 4, la dynamique de propagation de la fracture est examinée à travers les changements de vitesse de propagation du front et notamment par la définition d'avalanches. Un paragraphe est consacré aux variations de ténacité le long de l'interface. Une comparaison entre évènements expérimentaux optiques, basés sur les avalanches, et sismologiques est envisagée à travers l'étude de catalogues dits de sismicité. Des catalogues expérimentaux sont construits sur le même principe que les catalogues de sismicité réelle et les outils statistiques utilisés sur ces derniers sont appliqués aux évènements expérimentaux. La similitude entre catalogues optiques et sismologiques est examinée à l'aide des lois statistiques auxquelles obéissent les distributions spatio-temporelles de séismes.

Des analyses préliminaires des émissions acoustiques sont présentées au chapitre 5. Les méthodes de pointage et de localisation sont décrites. Les signaux acoustiques sont étudiés principalement en série temporelle. Une corrélation avec les évènements optiques est proposée à travers l'étude temporelle des avalanches optiques évoquées précédemment. Les améliorations pouvant être apportées pour l'analyse acoustique sont mentionnées en fin de chapitre.

CHAPITRE 1

Mécanique de la fracture

Ce premier chapitre reprend quelques définitions de base en mécanique de la fracture pour des milieux homogènes et décrit les variables qui seront utilisées par la suite pour analyser la mécanique des expériences. Des éléments importants concernant la propagation de la rupture sont présentés, notamment un paragraphe sur le régime d'extension sous-critique. Une seconde partie introduit des notions de mécanique pour des matériaux hétérogènes et des observations de propagation de rupture non homogène. Enfin une section est consacrée plus particulièrement aux hétérogénéités dans le domaine de la sismologie, qu'elles soient directement visibles sur les failles ou indirectement à travers les sismogrammes.

1.1 Mécanique de la fracture des matériaux homogènes

1.1.1 Quelques éléments de base

1.1.1.a) Les modes de rupture

Le terme de "rupture" définit la séparation irréversible d'un milieu en deux parties disjointes. La coupure est une surface géométrique de discontinuité, appelée fissure ou fracture. La discontinuité normale à la surface représente l'ouverture de la fracture. Ces discontinuités modifient l'état de contrainte, de déformation et de déplacement du matériau. La charge qui agit sur les surfaces de rupture peut se décomposer en trois modes de rupture indépendants :

 Le mode I est aussi appelé mode d'ouverture ou traction et correspond à un mouvement d'écartement des deux lèvres de la fissure (voir figure 1.1(a)).

- Le mode II se rapporte au glissement (ou cisaillement) parallèlement au plan de la fracture et dans la direction normale au front de fissure (voir figure 1.1(b)).
- Le mode III désigne un cisaillement dans le plan de rupture dans la direction parallèle au front de fracture, aussi appelé glissement anti-plan (voir figure 1.1(c)).



FIG. 1.1 – Illustration des trois modes de rupture : (a) ouverture, (b) glissement plan, et (c) glissement anti-plan. Le plan de fracture est coloré en vert.

En considérant le système de coordonnées cartésiennes de la figure 1.2 et en se positionnant dans le plan y = 0 (plan de la fissure), les contraintes prennent les valeurs suivantes (Atkinson, 1987; Santucci, 2004) :

en mode I :
$$\sigma_{yy} \neq 0$$
, $\sigma_{xy} = 0$, $\sigma_{zz} = 0$, $\sigma_{xx} = 0$
en mode II : $\sigma_{yy} = 0$, $\sigma_{xy} \neq 0$
en mode III : $\sigma_{yy} = 0$, $\sigma_{xy} = 0$, $\sigma_{yz} \neq 0$

Le choix du mode de rupture dépend généralement de la géométrie de l'objet ou de la structure considérés mais surtout de l'état de contrainte auquel ils sont soumis. Les failles tectoniques obéissent plutôt à des ruptures en cisaillement. Les fortes contraintes auxquelles elles sont soumises empêchent généralement leur ouverture et des lois de frottement régissent leur mouvement. Plusieurs modes de rupture peuvent jouer simultanément; on parle alors de *mode mixte*.

Les expériences menées au cours de cette thèse n'impliquent que des ruptures en mode d'ouverture.

1.1.1.b) Différents comportements de la rupture

Lois de déformation En déformation élastique, un objet se déforme de manière réversible : il subit des distorsions lors du chargement mais il reprend sa forme initiale quand les contraintes sont supprimées (cas typique du ressort qu'on étire et qu'on relâche). La déformation élastique n'intervient que pour de faibles sollicitations. Si ces dernières sont augmentées sensiblement, l'élasticité devient non linéaire pour certains matériaux. Ainsi pour les grandes déformations, il y a endommagement (rupture) pour les matériaux dits "fragiles", déformation plastique suivie d'une rupture pour les matériaux dits "ductiles" ou éventuellement fluage lorsque la déformation



FIG. 1.2 – Schéma du champ de contraintes à la pointe de la fissure en mode I de rupture (d'après Santucci, 2004).

se fait lentement et que la température est élevée. La contrainte délimitant le domaine élastique des autres domaines est appelée limite d'élasticité (*yield strength* en anglais).

Une déformation plastique correspond au changement non linéaire irréversible d'un matériau dû à un réarrangement de la position relative des éléments qui le composent lorsqu'il est soumis à une sollicitation. La déformation plastique est toujours associée à de la déformation élastique qui constitue une première étape de la déformation d'un matériau. Mais elle conduit à un changement irréversible de l'échantillon jusqu'à rupture. Ce comportement est assez typique des matériaux ductiles.

Le fluage est proche de la déformation plastique puisqu'il s'agit d'une déformation irréversible d'un matériau soumis à une contrainte constante pendant une durée suffisante qui intervient après la déformation instantanée. Cependant cette variation de déformation n'est pas suivie d'une rupture mais augmente en fonction du temps et du niveau de chargement. Le fluage est un phénomène physique qualifié de quasi-statique à cause de la lenteur de la déformation. La vitesse de fluage augmente généralement lorsque la température du matériau augmente. En pratique, les essais de fluage consistent à soumettre des échantillons à une force constante. La contrainte est supposée constante tant que la section de l'échantillon varie très faiblement. La déformation dépend du temps, de la valeur de la contrainte, de la température, de la pression... Pour un solide viscoélastique, la déformation passe par l'élasticité instantanée, à l'élasticité retardée et à l'écoulement visqueux (la viscosité étant définie comme la résistance à l'écoulement). Dans le cas d'un polymère (tel que celui utilisé dans nos expériences), le fluage a pour origine un phénomène de glissement des chaînes macromoléculaires les unes par rapport aux autres.

Rupture fragile et ductile La différence entre rupture fragile et ductile réside dans la quantité de plasticité présente lors de la fracturation ou de la propagation de la fissure, celle-

ci étant beaucoup plus importante dans le cas ductile. Toutefois, déformations élastique et plastique coexistent le plus souvent puisque la séparation induite par la fissure est irréversible : les surfaces créées peuvent revenir au contact mais ne se recolleront pas. En fait, la définition de la rupture en tant que fragile ou ductile se déduit la plupart du temps du comportement macroscopique du matériau lors de la fracturation. Ainsi une rupture sera dite fragile si la séparation se produit quasiment en l'absence de plasticité, donc si les phénomènes plastiques sont négligeables par rapport à la déformation élastique de l'objet (Bui, 1978).

La distinction macroscopique entre les deux types de rupture est visible sur les courbes de charge (valeurs de force tracées en fonction du déplacement appliqué lors de la sollicitation; voir figure 1.3). Ces graphiques décrivent la réponse mécanique de la structure soumise au chargement et se divisent en plusieurs comportements. Une première partie linéaire désigne la réponse élastique du matériau considéré. Puis une déviation par rapport à la linéarité apparaît jusqu'à un point A dit d'amorçage où la fissure commence à croître. On peut ensuite observer une sorte de plateau où les valeurs de force augmentent peu avec le déplacement et qui correspond à la déformation plastique. Le point de rupture R est caractérisé par une chute brutale des valeurs de force, et donc une fin de courbe de pente négative élevée. Si l'objet soumis à des contraintes rompt juste après la partie linéaire élastique, la rupture sera qualifiée de fragile; si le point de rupture se trouve dans la partie plastique de la courbe, la fracturation est dite ductile. Les points A et R, clairement séparés dans le cas ductile, sont confondus sur la courbe du cas fragile.



FIG. 1.3 – Courbes de charge. Á gauche, exemple de comportement fragile; à droite, exemple pour une rupture ductile.

Dans nos expériences, le comportement macroscopique de fracturation de nos échantillons sera considéré principalement fragile avec des phénomènes plastiques se produisant à la pointe de la fissure. Il y aura donc de la déformation permanente résiduelle.

1.1.1.c) Deux ou trois dimensions

La mécanique de la fracture à deux dimensions (2D), où les fissures sont étudiées dans une configuration de contrainte plane ou de déformation plane, est largement développée, et la recherche expérimentale et numérique continue à investir dans cette direction. La mécanique de la fracture à trois dimensions (3D) étudie généralement des fissures planes (2D) dans des objets 3D.

La configuration en déformation plane est bien illustrée par la théorie des plaques épaisses, c'est-à-dire dont l'épaisseur n'est pas négligeable devant les deux autres dimensions de la plaque. L'hypothèse des déformations planes est surtout utilisée pour les corps élastiques longs dans une direction, de section de forme quelconque mais constante suivant cette direction et chargés parallèlement au plan des sections de la même manière dans toutes les sections. On admet alors, que puisque le corps est long, les conditions aux limites sur les extrémités ont peu d'influence sur les déplacements dans la zone centrale du solide. On peut donc penser qu'ils sont tous dans le plan de la section et indépendants de cette section.

Un état plan de contrainte s'applique dans le cas de la théorie des plaques minces, c'est-àdire des plaques pour lesquelles l'épaisseur est bien inférieure aux deux autres dimensions qui forment le plan, chargées dans leur plan. On suppose que le champ des contraintes est parallèle au plan, car la contrainte dans la troisième direction est très petite comparée aux deux autres (l'état de contrainte 3D se réduit à 2D), et qu'il n'y a pas de variations de déplacement dans la direction normale au plan à cause de la faible épaisseur de la plaque.

Les problèmes de contrainte et déformation planes restent des approximations, mais sont largement utilisés pour traiter des problèmes de mécanique. Dans le cas de nos expériences, le système peut être étudié en contrainte plane.

1.1.1.d) Décalage entre valeurs théoriques et expérimentales

Le calcul de la force nécessaire à l'initiation d'une fissure par cassage des liaisons atomiques ne donne pas de valeur de contrainte de fracture réaliste. En effet, la rupture de liaisons atomiques nécessite des contraintes de l'ordre du module d'Young E du matériau; or les matériaux fragiles se brisent par application de contraintes de 2 à 3 ordres de grandeur moindres, comme indiqué dans le tableau 1.1.

Material	Young's	E/5	Theoretical	Practical
	Modulus E		$\operatorname{strength}$	$\operatorname{strength}$
	$(10^{11} dyne/cm^2)$	$(10^{11} dyne/cm^2)$	$(10^{11} dyne/cm^2)$	$(10^{11} dyne/cm^2)$
Iron	16	3	3	.085
Copper	19	4	3	.049
Silicon	18	4	3	.062
Glass	7	1	4	.002

TAB. 1.1 – Table des forces de rupture théorique et pratique pour différents matériaux. Les différences sont de plusieurs ordres de grandeur (1 $Dyne = 10^{-5}N$). Les résultats théoriques proviennent de modèles à l'échelle atomique (extrait de Marder and Fineberg, 1996).

En 1920, Griffith a été le premier à reconnaître l'importance des imperfections du matériau, telles que des microfissures préexistantes, à l'origine du décalage entre les valeurs de contraintes théoriques et expérimentales. Il a montré que les contraintes se concentrent aux pointes des fissures, favorisant ainsi la rupture du matériau. La mécanique de la fracture est ainsi née avec les études expérimentales menées par Griffith et a ensuite été développée dans plusieurs directions.

1.1.2 Mécanique linéaire élastique de la fracture

La mécanique linéaire élastique de la fracture (LEFM, *Linear Elastic Fracture Mechanics* en anglais) suppose que le matériau où se propage la rupture est isotrope et linéairement élastique (qu'il se comporte selon la loi de Hooke, loi linéaire entre contraintes et déformations). La LEFM est valide uniquement si les déformations anélastiques sont petites comparées à la taille de la fissure. Si de larges zones de déformation plastique se développent avant la propagation de la fissure, la théorie de la LEFM n'est plus valable.

1.1.2.a) Contraintes au voisinage de la fissure

Bien que Griffith ait montré l'importance des défauts dans la rupture des matériaux, le calcul théorique de la contrainte en pointe de fissure a été fait par Inglis en 1913, qui a donc mis en évidence la concentration des contraintes en bout de fracture. Il a déterminé la contrainte en pointe de défaut σ_p pour une plaque avec une cavité elliptique de longueur 2l et de rayon de courbure ρ_c soumise à une contrainte constante σ perpendiculaire à la fracture (mode I; voir figure 1.4) :

$$\sigma_p = \sigma \left(1 + 2\sqrt{\frac{c}{\rho_c}} \right) \tag{1.1}$$

Le terme sous la racine carrée de l'équation 1.1 montre bien que la contrainte en pointe de fissure dépend de la longueur c de la fissure mais aussi de sa géométrie représentée par le rayon de courbure ρ_c . En prenant par exemple une cavité de longueur c = 0.5cm et une courbure de rayon $\rho_c = 1\mu m$, la contrainte en pointe de défaut devient $\sigma_p \approx 200\sigma$. Elle est donc 2 ordres de grandeur supérieure à la contrainte appliquée en bord de plaque, d'où l'influence de cette concentration sur la valeur de contrainte entraînant la rupture des matériaux (cf tableau 1.1).



FIG. 1.4 – Fissure elliptique dans une plaque de longueur 2c et de rayon de courbure $\rho_c = \frac{b^2}{2c}$, soumise à une contrainte σ en mode d'ouverture.

Le champ de contrainte au voisinage de la fissure est calculé en utilisant la théorie de l'élasticité linéaire. Il dépend du mode de rupture et s'exprime en fonction de la localisation, des conditions de chargement et de la géométrie de l'objet ou de l'échantillon considéré. Dans le cas du mode I et en considérant le système de coordonnées de la figure 1.2, les contraintes en pointe de défaut s'écrivent (Lawn, 1993; Santucci, 2004) :

$$\sigma_{xx} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right)$$

$$\sigma_{yy} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2}$$

(1.2)

où K_I est un paramètre qui dépend de la contrainte appliquée, de la longueur de fissure et de la géométrie de l'échantillon (cf section 1.1.2.b)).

Le tenseur des contraintes σ_{ij} et le champ de déplacement u_i peuvent s'écrire de façon simplifiée pour les différents modes de rupture (Lawn, 1993) :

$$\sigma_{ij} = \frac{K}{\sqrt{2\pi r}} f_{ij}(\theta)$$
$$u_i = \frac{K}{2E} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} f_i(\theta)$$

où f_{ij} et f_i sont des fonctions qui ne dépendent que de θ . Le facteur K représente donc l'intensité du champ local, d'où son appellation de facteur d'intensité de contrainte (cf paragraphe suivant 1.1.2.b)).

1.1.2.b) Facteurs d'intensité de contrainte

Pour une fissure infiniment plate avec un rayon de courbure qui tend vers 0 ($\rho_c \rightarrow 0$), le calcul d'Inglis mène à une divergence des contraintes à la pointe de la fissure (lorsque $r \rightarrow 0$). Le calcul du facteur d'intensité des contraintes K, introduit par Irwin (1956), est alors préféré car il mesure l'amplitude de la singularité des contraintes et s'apparente à un facteur de discontinuité du déplacement. Le facteur d'intensité des contraintes regroupe les termes de chargement et géométriques dans l'expression des contraintes :

$$K = A\sigma\sqrt{c\pi} \tag{1.3}$$

avec c la longueur de la fissure, A une constante dérivée du chargement et de la géométrie de l'échantillon, et σ la contrainte appliquée.

Le facteur d'intensité des contraintes est un paramètre largement utilisé par les mécaniciens de la fracture et les ingénieurs, notamment car il est mesurable expérimentalement et qu'il permet d'estimer l'énergie élastique libérée G par unité de longueur d'avancement de la fissure. D'autre part, le facteur d'intensité des contraintes est fortement lié au seuil de rupture, aussi appelé *ténacité*, des matériaux soumis à des contraintes (cf section 1.1.3.b)).

1.1.2.c) Plasticité à la pointe de la fissure

En LEFM, le matériel est supposé linéairement élastique. Cette hypothèse implique des valeurs de contrainte infinies à la pointe de la fissure, ce qui est physiquement impossible. Quand la contrainte seuil est atteinte localement, le comportement du matériau au voisinage de la fissure n'est plus élastique et une déformation plastique se produit. Il y a donc toujours une zone anélastique à la pointe de la fissure. Quand elle est suffisamment petite comparée à la taille de la fissure - on parle alors d'accommodation de petite échelle (*small scale yielding* en anglais), les critères d'accroissement global de la fissure de la LEFM peuvent encore être utilisés. Autrement, si le matériau suit un comportement élastique non-linéaire ou si la zone plastique au voisinage de la fissure est très étendue (par exemple, dans le cas de matériaux très ductiles), la croissance de la fissure doit être étudiée à l'aide de la mécanique non-linéaire ou élastoplastique de la fracture.

Dans nos expériences, la zone anélastique étant très petite comparée à la largeur de la fissure (cassage d'aspérités de l'ordre de quelques micromètres), nous utiliserons un des critères de propagation de la rupture issus de la LEFM et présentés dans le paragraphe suivant.

1.1.3 Propagation de la fracture

1.1.3.a) Critère de propagation

Un critère de rupture ou de propagation définit la condition qui permet de prévoir l'évolution d'une fissure et dépend des paramètres caractéristiques de l'état mécanique en pointe de fissure. Ces paramètres incluent généralement la géométrie de l'objet et des conditions de chargement. Il existe plusieurs critères de propagation d'une fracture basés sur des notions légèrement différentes. Ainsi le critère d'accroissement de Griffith (1920) est fondé sur des considérations énergétiques et montre que la rupture d'un milieu élastique fragile est caractérisée par une variable globale, le taux d'énergie dissipée ou taux de restitution d'énergie G(Lawn, 1993). Le critère d'Irwin (1957) correspond à un seuil local d'accroissement dérivé de l'état de contrainte à la pointe de la fracture et porte sur les facteurs d'intensité des contraintes (cf section 1.1.3.b)). Pour appliquer un critère d'accroissement de la fissure, les taux d'énergie relâchée et les facteurs d'intensité des contraintes doivent être déterminés pour une fracture existante sous un chargement donné. Ces valeurs sont ensuite comparées aux valeurs critiques déterminées expérimentalement.

Pour établir son critère de rupture, Griffith a commencé par faire un bilan énergétique total d'un système échantillon + charge appliquée :

$$U = U_M + U_s = U_E + U_A + U_s (1.4)$$

où U_E est l'énergie de déformation élastique stockée dans l'échantillon; U_A représente le travail fourni par la charge appliquée; et le dernier terme U_s correspond à l'énergie de surface liée à l'existence des deux surfaces libres de la fissure. La somme des deux premiers termes donne l'énergie mécanique U_M du système. En reprenant la configuration de fissure sur la figure 1.4, les termes de l'équation 1.4 s'écrivent :

$$U_E = \frac{\pi c^2 \sigma^2}{E}$$

$$U_A = -2U_E$$

$$U_s = 4c\gamma$$
(1.5)

où γ est l'énergie de surface, un paramètre intrinsèque au solide.

Pour les petites valeurs de c, l'énergie augmente linéairement car le terme U_s l'emporte, alors qu'aux valeurs élevées de longueur de fissure, l'énergie mécanique U_M devient prépondérante et l'énergie totale du système décroît en c^2 (voir figure 1.6). La position d'équilibre est donnée par :

$$\frac{dU}{dc} = 0$$

$$c_0 = \frac{2\gamma E}{\pi \sigma^2}$$

$$\sigma_c = \left(\frac{2E\gamma}{\pi c}\right)^{1/2}$$
(1.6)

 σ_c correspond à la contrainte limite qui peut être appliquée à un système contenant une fissure de longueur c. Les fractures plus grandes que c_0 sont instables. Les équations 1.6 constituent le critère de Griffith. Au-delà du seuil critique σ_c , il y a propagation jusqu'à rupture totale de l'échantillon.

Ce critère peut aussi s'exprimer à l'aide du taux de relaxation d'énergie qui est une mesure de l'énergie mécanique pour un incrément d'avancée de la rupture :

$$G = -\frac{dU_M}{dc} = -\frac{dU_E}{dc} \tag{1.7}$$

En partant des définitions d'énergie précédentes $U_M = U_E + U_A$ et $U_s = 2\gamma c$ (seule la demi-fissure est considérée car la propagation n'a lieu que d'un côté), la condition d'équilibre s'écrit :

$$\frac{d}{dc}(U_M + U_s) = 0 \tag{1.8}$$

En remplaçant le terme d'énergie mécanique par la variable G, il vient :

$$G_c = 2\gamma \tag{1.9}$$

La mécanique de la fracture permet de calculer G pour un solide élastique linéaire en fonction des paramètres géométriques et des contraintes imposées. G_c est la valeur critique de G qu'il faut atteindre pour propager la rupture.

1.1.3.b) Ténacité K_c

L'équivalence entre le facteur d'intensité de contrainte d'Irwin K et le critère d'énergie de Griffith G pour amorcer l'extension d'une fracture en tension mène à la relation suivante entre ces deux quantités (Freund, 1990; Lawn, 1993) :

$$G = \frac{K^2}{E} \tag{1.10}$$

La condition d'équilibre 1.9 peut aussi s'écrire $K = K_c$. À partir des relations 1.10, 1.3 et 1.9, on retrouve le critère de Griffith :

$$\sigma_c = \left(\frac{2E\gamma}{\pi c}\right)^{1/2}$$

La résistance d'un échantillon à la rupture est donnée par K_c qui est la valeur critique du facteur d'intensité des contraintes K (parallèlement à G et G_c) pour initier la propagation de la rupture. Cette résistance à la fracture ou ténacité est obtenue par les expériences et sa valeur est spécifique au matériau. Cette propriété du matériau correspond à la résistance en tension maximum pour une rupture en mode I. Si l'intensité de contrainte K dépasse la résistance du matériau à la fracture K_c , la taille de la fissure est devenue suffisamment grande pour entraîner la fracture de l'échantillon. La ténacité est fonction de la géométrie de la fissure, et notamment de sa longueur, ainsi que des conditions de chargement. Les valeurs de K_c sont déterminées expérimentalement pour des structures de géométrie et de condition de chargement connues, ce qui permet le calcul de la ténacité à partir de la valeur de force critique. La validité de ce critère de rupture lié au facteur d'intensité des contraintes est limitée par l'existence de plasticité à la pointe de la fissure et l'effet tridimensionnel de l'échantillon (surtout induit par l'épaisseur de l'objet) qui peut, dans certains cas, ne pas être négligeable. En effet, la théorie repose sur l'élasticité linéaire et la configuration plane du problème.

Pour nos échantillons, les conditions d'épaisseur et de confinement de la plasticité à la pointe de la fissure sont supposées vérifiées pour pouvoir appliqué le calcul de K_c d'après la LEFM.

1.1.3.c) Stabilité de la propagation de la rupture

Une différence fondamentale existe entre les modes II/III et le mode I de rupture en ce qui concerne la stabilité de la propagation en direction. En effet, la fissure se propage dans le plan où la décroissance de l'énergie totale du système est la plus importante (Bui, 1978), c'est-à-dire dans la direction pour laquelle le taux de restitution d'énergie G est maximal (il faut maximiser $(G-2\gamma)$ dans le cas isotrope). En mode I, la fracture reste dans son plan alors qu'en mode de cisaillement elle quitte son plan. La nouvelle direction de propagation correspond au plan de contrainte d'extension maximum. L'instabilité directionnelle a été observée expérimentalement (Guéguen and Palciauskas, 1992). Dans le cas d'un milieu anisotrope, maximiser $(G-2\gamma)$ revient aussi à minimiser γ . La direction de propagation rejoint le plan de valeur minimale de l'énergie de surface (il est souvent énergétiquement plus économique de faire rejouer d'anciennes fractures dans le milieu considéré que d'en créer de nouvelles, car l'énergie de surface est plus faible dans le plan de ces fissures préexistantes ; la minimisation de γ l'emporte donc sur la maximisation de G.) (Guéguen and Palciauskas, 1992).

La stabilité de la propagation de la fissure peut s'étudier en terme d'énergie. Pour illustration, une expérience *instable* faite par Griffith sur un échantillon de verre dans la configuration de la figure 1.4 est comparée à une expérience menée par Obreimoff sur le clivage d'un minéral, le mica, schématisée sur la figure 1.5 (Lawn, 1993). Dans le cas de Griffith, comme déjà évoqué précédemment, le solide est soumis à une charge constante, donc $U_A = -2U_E$, ce qui entraîne une réduction de l'énergie mécanique par formation de fracture $U_M = -U_E$. Par unité de largeur le long du front de rupture, on a :

$$U_E = \frac{\pi c^2 \sigma^2}{E} \tag{1.11}$$

Avec la définition de l'énergie de surface $U_s = 4c\gamma$, l'énergie totale du système en fonction de la longueur de fissure s'écrit :

$$U_M = \frac{\pi c^2 \sigma^2}{E} + 4c\gamma \tag{1.12}$$

La figure 1.6 montre la courbe d'énergie obtenue par Griffith. On voit très bien que l'énergie du système est maximale à l'équilibre, donc si la contrainte dépasse le seuil, la fissure se propage spontanément sans limite : la rupture est dite instable. Considérant maintenant l'expérience d'Obreimoff, cette dernière se déroule à déplacement imposé (et non plus à charge constante) et la force F ne se déplace pas : le travail de F est donc nul, d'où $U_A = 0$. L'énergie de déformation élastique se déduit de la théorie des poutres :

$$U_E = \frac{Ed^3h^2}{8c^3}$$
(1.13)

L'énergie de surface dans ce cas vaut $U_s = 2c\gamma$. L'énergie totale du système étant la somme de U_M et U_s , le graphe 1.6(b) montre qu'elle est minimale à l'équilibre. Dans cette configuration, la rupture est contrôlée, donc stable : la fracture avance de la même façon que le morceau de verre.

La stabilité de la propagation peut aussi s'exprimer à l'aide de G et K de la façon suivante, toujours en fonction de la longueur de fissure c:

 $\frac{dG}{dc} > 0, \quad \frac{dK}{dc} > 0 \quad \rightarrow \text{ instable}$ $\frac{dG}{dc} < 0, \quad \frac{dK}{dc} < 0 \quad \rightarrow \text{ stable}$



FIG. 1.6 – a) Courbe de l'énergie totale en fonction de la longueur de fissure c pour l'expérience de Griffith, avec $\gamma = 1.75 Jm^{-2}$, E=62Gpa, $\sigma = 2.63 MPa$ (équilibre à $c_0 = 10mm$). b) Courbe de l'énergie totale en fonction de la longueur de fissure pour l'expérience d'Obreimoff avec $\gamma = 0.38 Jm^{-2}(air)$, E = 200 Gpa, h = 0.48mm, $d = 75 \mu m$.

La stabilité de la propagation de la rupture dépend donc beaucoup de la configuration du système et du mode de chargement. Notre expérience est très similaire dans sa géométrie à celle d'Obreimoff; la rupture est donc stable.

1.1.3.d) La vitesse de rupture

Quand un critère d'accroissement de la fissure est atteint et que la rupture commence à se propager, la vitesse de la pointe de la fissure (i.e. le taux d'accroissement de la fissure) peut être très élevée, notamment dans le cas d'une rupture instable. En utilisant quelques hypothèses, une approximation de la vitesse de la pointe de la fissure est déduite de l'équilibre d'énergie. La vitesse V de propagation d'une fissure est de la forme (Bui, 1978) :

$$V^2 = A^2 \frac{E}{\rho} f\left(\frac{c}{c_0}\right) \tag{1.14}$$

avec ρ est la masse volumique du milieu et A une constante. La fonction f est une fonction croissante avec la longueur de la fissure et tend vers 1 quand celle-ci est très grande. Une vitesse limite de propagation peut donc être déduite :

$$V_{\infty} = A \left(\frac{E}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{1.15}$$

où le terme $\left(\frac{E}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}}$ représente la vitesse des ondes longitudinales V_P . En général, la constante A est déterminée de manière approchée et vaut environ 0.38, soit 0.6 fois la vitesse des ondes transversales V_S égale à $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}}$ avec μ le module de cisaillement. Dans le cas d'une propagation à vitesse constante en régime stationnaire (pas de dépendance en temps), la vitesse maximale est égale à la vitesse des ondes de surface de Rayleigh (0.92* V_S ; Yoffé, 1951).

Ces différents maximums de vitesse indiquent plusieurs régimes de vitesse de propagation de la rupture. Quand la fracture se propage à la vitesse des ondes de Rayleigh, on parle de domaine subshear (de l'anglais, "sous cisaillement"). Par contre, si la rupture atteint des vitesses supérieures à V_S , le régime est dit supershear. Il existe aussi un domaine de propagation de la rupture dit sous-critique (ou lent), principalement effectif pendant les essais de fatigue (chargement cyclique) en mécanique des matériaux. Dans ce cas, les vitesses de propagation sont très sensibles à la charge appliquée et décroissent quand G et K diminuent.

1.1.3.e) Rupture sous-critique

Des extensions de fissure importantes peuvent avoir lieu à des valeurs de K inférieures à K_c , notamment pour des objets soumis à un chargement à long terme, surtout en cas de fortes températures ou de réactions chimiques dans le matériau. Ce régime est appelé sous-critique. Ce phénomène a été observé en premier sur du verre, puis en fracture de matériaux sur, par exemple, de la céramique, mais aussi sur des minéraux et des roches (Atkinson and Meredith, 1987). La majorité des expériences ayant mis en évidence la rupture sous-critique a été réalisée en mode I bien que l'accroissement de fracture sous-critique ait été avancé comme hypothèse pour expliquer notamment les phénomènes sismiques dépendants du temps (Das and Scholz, 1981, pour une première théorie).

Plusieurs mécanismes ont été proposés comme origine du régime sous-critique (Atkinson and Meredith, 1987) : la corrosion sous contrainte, la diffusion, la dissolution, l'échange d'ions et la microplasticité. La corrosion sous contrainte désigne le processus de réaction chimique entre les molécules du matériau en déformation et un agent extérieur, typiquement du verre ou des silicates avec de l'eau dans les expériences, qui transforme de fortes liaisons Si-O-Si en liaisons plus faibles Si-OH par hydrolyse. La propagation de la fissure est ainsi facilitée car les liaisons moléculaires sont plus faciles à casser. Si le principe reste valable, des réactions chimiques plus complexes ont sans doute lieu en présence de minéraux eux-mêmes plus complexes (Atkinson and Meredith, 1987). L'extension d'une fissure en régime sous-critique peut aussi être contrôlée par des phénomènes de diffusion. Cette théorie se base sur la présence d'une zone endommagée en bout de fracture dont les cavités coalescent par transport de masse. Les courbes de vitesse de fissure ν en fonction du facteur d'intensité des contraintes K sont utilisées pour décrire le comportement de la rupture en régime sous-critique et une relation empirique a été trouvée qui dépend des conditions de l'expérience mais répond à la forme générale :

$$\nu = K^n \tag{1.16}$$

où n est une constante qui varie pour un même matériau selon que la rupture est régulée par la corrosion sous contrainte ou la diffusion. Un graphe schématique de ce comportement est indiqué sur la figure 1.7. En dessous d'une valeur K_0 , il n'y a pas de propagation de la rupture. Au-dessus de cette valeur seuil, on est en régime sous-critique et l'extension de la fissure est contrôlée par la corrosion sous contrainte. Puis le phénomène de diffusion domine (en fait, les formes des parties 1 et 2 de la courbe sont influencées par les mécanismes en jeu). Finalement la valeur de ténacité K_c est atteinte et la propagation de la rupture devient principalement mécanique et donc indépendante de réactions chimiques. La vitesse de rupture augmente alors jusqu'à celle des ondes dans le milieu.



K / Log₁₀ K

FIG. 1.7 – Diagramme schématique de la courbe de vitesse de fissure en fonction du facteur d'intensité des contraintes d'après la relation 1.16. Au-dessus d'une valeur K_0 , la propagation de la rupture est contrôlée par la corrosion sous contrainte (zone 1). En zone 2, c'est le phénomène de diffusion qui domine. Enfin la courbe approche la valeur de ténacité K_c et donc la rupture accélère jusqu'à atteindre la vitesse des ondes dans le milieu. Dans cette zone 3, l'avancée de la fracture est principalement mécanique et ne dépend plus de son environnement (source: Meredith and Atkinson, 1983).

Des effets de dissolution peuvent survenir à la pointe de la fissure entraînant une augmentation de cette dernière. Toutefois si les produits de dissolution ne sont pas évacués, la précipitation de certains peut alors inhiber la propagation de la fracture (Atkinson and Meredith, 1987). L'échange d'ions entre la phase solide déformée et le fluide environnant rejoint le principe de corrosion lorsque les ions échangés rendent les liaisons du matériau en bout de fissure plus faibles. Des microfissures en avant de la pointe de fracture peuvent se former sous l'effet de la plasticité qui agit localement et s'unir pour accroître la macrorupture. A l'échelle micro, ce phénomène se manifeste épisodiquement alternant extension rapide de la fissure et période de stabilité, mais macroscopiquement la fracture paraît avancer quasi-statiquement en régime sous-critique (Atkinson and Meredith, 1987). Cette microplasticité est influencée par des températures élevées, de taux de déformation très faibles (comme pour les bandes de compaction qui se forment dans certaines roches granulaires, e.g. Fortin et al., 2006) et l'environnement chimique à la pointe de la fissure.

La rupture sous-critique est aussi possible sans la présence d'agents chimiques et la propagation serait alors contrôlée par la configuration atomique à la pointe de la fissure (Lawn, 1975). À cause de la structure discrète du réseau cristallin des matériaux, la rupture est accrochée localement. Contrairement à la théorie de Griffith, il n'y a pas une mais plusieurs positions de stabilité gouvernées par une certaine gamme de contraintes. La fracture se propage d'un point de stabilité à un autre quand la contrainte locale est dépassée (Atkinson and Meredith, 1987,

pour plus de détails sur les paramètres influençant les contraintes locales).

La vitesse de propagation de la rupture dans nos expériences est bien inférieure à celles des ondes élastiques dans le matériau (Plexiglas). Nos expériences se déroulent donc en régime sous-critique. Cependant aucun fluide n'intervient; il ne peut donc y avoir de corrosion ou dissolution dans notre cas. Les mécanismes pour l'avancée de la rupture sont principalement liés à de la microplasticité et la structure en pointe de fissure.

1.2 Signatures de l'influence des hétérogénéités dans le processus de rupture

La première partie de ce chapitre concernait les éléments de mécanique de la fracture pour des matériaux homogènes. Or dans la Nature, les objets sont plutôt hétérogènes et l'effet des hétérogénéités diffère selon l'échelle d'observation ; ce sera le sujet du premier paragraphe. Puis sont reportées différentes observations de l'hétérogénéité des matériaux qui conduisent à la notion de rugosité. Enfin un paragraphe est dédié aux manifestations indirectes des hétérogénéités, à savoir les émissions acoustiques.

1.2.1 Volume élémentaire représentatif, milieu effectif et percolation

En regardant un matériau à l'échelle microscopique, ses constituants élémentaires apparaissent : les matériaux sont granulaires. Á l'échelle intermédiaire (mésoscopique), l'effet granulaire est moyenné. En se plaçant à notre échelle (macroscopique), un objet solide semble plutôt homogène. Pour déterminer des variables physiques qui nous intéressent et les mécanismes de fracturation en jeu dans les échantillons, la notion d'échelle est à préciser.

En prenant l'hypothèse des milieux continus, les propriétés caractéristiques des objets étudiés sont considérées comme continues. Ceci permet d'utiliser des outils mathématiques reposant sur des fonctions continues et dérivables. D'autres suppositions peuvent aussi être faites comme, par exemple, celle d'un milieu homogène (propriétés identiques en tous les points) ou isotrope (propriétés indépendantes de la direction de mesure). Cependant l'utilisation de plus en plus fréquente de matériaux composites a conduit à l'étude d'objets qui ne sont ni homogènes, ni isotropes, mais pour lesquels l'hypothèse de continuité reste valable au moins en partie. Leurs propriétés sont alors analysées statistiquement : elles sont moyennées sur un élément de volume représentatif (échelle mésoscopique) et sont, en ce cas, appelées propriétés *effectives* (Guéguen and Palciauskas, 1992). Cette méthode de remplacement de l'objet étudié par un milieu effectif équivalent n'est fondée que si la condition d'homogénéité statistique est respectée, c'est-à-dire si le matériau hétérogène microscopiquement s'avère homogène à grande échelle.

En revanche, si l'échantillon est fortement hétérogène, les notions de volume élémentaire représentatif et de milieu effectif ne conviennent plus pour l'analyse des propriétés physiques. Des effets de seuil surgissent pour certaines valeurs de paramètres. La théorie de la *percolation* (Stauffer, 1985) peut alors être appliquée. La percolation est un processus physique critique associé à un seuil qui permet ou non la transmission d'une propriété d'un point à l'autre de la matrice (réseau) du matériau. Le seuil de percolation est corrélé à l'apparition dans le réseau de l'objet examiné d'un *amas* de taille infinie. Par exemple, si on considère un échantillon rocheux fissuré, la perméabilité est nulle globalement (à l'échelle de l'échantillon) si les fissures ne sont pas connectées. Mais si ces dernières grandissent et coalescent sous l'effet d'une contrainte, le transport de fluide d'un point à un autre du réseau du matériau peut se faire et la perméabilité est non nulle (Guéguen and Palciauskas, 1992).

1.2. SIGNATURES DE L'INFLUENCE DES HÉTÉROGÉNÉITÉS DANS LE PROCESSUS DE RUPTURE

Plus précisément en ce qui concerne la mécanique de la fracture, de nombreuses expériences ont montré que la fracturation est un phénomène complexe décrit par des lois d'échelle, et la rupture peut être vue comme le résultat d'une dynamique irréversible d'un système hétérogène causée par des interactions de longue portée (Alava et al., 2006). En général, pour les ruptures fragiles élastiques, la contrainte critique est déterminée par les valeurs extrêmes de la distribution des contraintes, donc par les contraintes les plus fortes présentes dans le système (phénomène de percolation). Ainsi une zone de fracturation (ou FPZ pour *fracture process zone* en anglais) est définie en pointe d'une fissure où apparaissent des effets anélastiques non-linéaires alors qu'à bonne distance de la fissure le comportement du matériau est à nouveau élastique linéaire. La résistance de la FPZ à la propagation peut varier d'une fissure à l'autre au sein d'un même échantillon et représente alors l'hétérogénéité du matériau. La figure 1.8 illustre l'avancée d'une fracture 2D à partir d'un défaut préexistant. Cette propagation est chaotique à cause de zones dans le matériau de propriétés élastiques légèrement différentes, appelées aspérités, qui peuvent dévier la fissure ou entraîner un arrêt de la rupture.



FIG. 1.8 – Propagation d'une fissure 1D dans un milieu hétérogène. L'avancée de la rupture peut être stoppée par des zones de forte résistance ou simplement déviée vers un chemin plus facile. Des branchements peuvent également survenir lors de la propagation (source: Alava et al., 2006).

Les sections suivantes donnent des exemples des effets obtenus lors de la fracturation de matériaux hétérogènes.

1.2.2 Observation de surfaces de fracture complexes

Plusieurs techniques d'observation de surfaces issues de la fracturation d'échantillon hétérogènes ont été utilisées selon les propriétés du matériau étudié comme, par exemple, la microscopie optique pour certains minéraux (e.g. Hull, 1997), la microscopie électronique à balayage (après préparation de la surface à analyser, e.g. Bouchaud et al., 1990), la microscopie à force atomique (e.g. Daguier et al., 1997; Dalmas et al., 2008), ou l'utilisation de profilomètres (aussi appelés rugosimètres, mécaniques ou avec laser, e.g. Måløy et al., 1992; Renard et al., 2006; Schmittbuhl et al., 1993). Les observations réalisées révèlent que les surfaces fracturées possèdent une certaine topographie et que donc le processus de fracturation lui-même n'est pas homogène. Le terme de rugosité désigne cet état de surface qui concerne les défauts microgéométriques de la surface réelle. La structure d'une surface de roche est caractérisée par une topographie irrégulière sous forme d'aspérités (Guéguen and Palciauskas, 1992). La distribution des aspérités des surfaces de fractures est importante en ce qui concerne les propriétés mécaniques des roches (Guéguen and Palciauskas, 1992; Scholz, 2002; Scholz and Avilès, 1986). En effet, lorsque deux surfaces rocheuses sont rapprochées sous l'action d'une contrainte, les maxima d'aspérités des deux faces entrent en contact. Si l'interface est alors soumise à une contrainte cisaillante, celle-ci va induire un glissement d'un plan de roche sur l'autre (voir figure 1.9). La résistance à ce glissement est contrôlée par les aspérités des surfaces. Pour que le glissement ait lieu, il faut que les aspérités cassent. La morphologie des fractures détermine aussi les conditions d'écoulement de fluides et donc la perméabilité (Brown and Scholz, 1985; Plouraboué et al., 1995; Power et al., 1987; Roux et al., 1993).



FIG. 1.9 – Profil d'une fracture rugueuse. Deux surfaces rugueuses sont mises en contact et glissent l'une sur l'autre sous l'effet des contraintes normale σ et cisaillante τ . Les aspérités empêchent le glissement plan sur plan et déterminent ainsi la résistance mécanique de l'interface rocheuse (d'après Guéguen and Palciauskas, 1992).

Il est donc intéressant de chercher à quantifier la rugosité des surfaces fracturées pour pouvoir la comparer à des paramètres mécaniques et essayer ainsi d'en déduire les processus de fracturation à l'origine de cette topographie. La quantification de la rugosité se fait à l'aide d'analyses statistiques de la corrélation des hauteurs des surfaces qui suit des lois de puissance (ou lois d'échelle, cf chapitre 3 pour plus de détails). Les exposants de ces lois de puissance sont nommés coefficients de rugosité et sont utilisés pour la comparaison entre surfaces fracturées.

Les premières expériences de fracturation avec détermination du coefficient de rugosité remontent à Mandelbrot et al. (1984) puis au début des années 90 avec Bouchaud et al. (1990); Måløy et al. (1992). Depuis la découverte des propriétés auto-affines des surfaces de fracture, de nombreuses études ont été menées pour déterminer la valeur du coefficient de rugosité de ces surfaces (voir Bouchaud, 1997, pour une revue de ces études). Les premiers résultats ont montré une assez forte similitude dans la valeur des exposants de rugosité ($\zeta \approx 0.8$) trouvés pour une grande variété de matériaux allant des métaux à d'autres matériaux plus divers tels que le graphite ou le plâtre (Bouchaud et al., 1990, 1993a; Måløy et al., 1992; Mandelbrot et al., 1984). Ces premières études reposaient principalement sur des méthodes spectrales de mesure du coefficient de rugosité, mais même des analyses plus récentes basées sur la transformée en ondelette donnent un résultat semblable (Simonsen et al., 1998). Brown and Scholz (1985); Power et al. (1987) ont aussi étudié directement sur le terrain ou sur de petits échantillons en laboratoire la topographie de surfaces rocheuses naturelles à l'aide d'un profilomètre et les ont analysées par méthode spectrale pour trouver un coefficient de 0.8. Á partir de là, la question de l'universalité du coefficient de rugosité peut se poser (Bouchaud et al., 1990). La valeur de rugosité 0.8 semble robuste pour de nombreux matériaux très divers, des modes de fracture très divers (tension pour les tests sur des métaux, cisaillement pour les fractures naturelles, par exemple) et une vaste gamme de tailles (du laboratoire à l'échelle du terrain).

Toutefois de nouvelles études ont rapidement fait ressortir une autre valeur de l'exposant de rugosité autour de 0.5-0.6 pour des fractures dans des alliages métalliques (Daguier et al., 1995). Cette différence de valeur de rugosité par rapport aux analyses plus anciennes suggère l'existence de deux exposants de rugosité : le premier, égal à 0.8, décrit la rugosité perpendiculaire au plan de fracture ζ_{\perp} tandis que celui proche de 0.6 cible la rugosité du front de rupture dans le plan de fracture ζ_{\parallel} (Daguier et al., 1995). Avec des tests de fatigue (régime sous-critique) sur des métaux et des silicates, Daguier et al. (1997) trouvent deux régimes de rugosité à 0.78 et 0.50

dont l'échelle de séparation dépend du matériau et de la vitesse de propagation. Une étude récente sur du verre (Dalmas et al., 2008) indique un régime avec un coefficient de rugosité de 0.8 uniquement jusqu'à une échelle caractéristique de la taille du désordre, après laquelle la courbe en loi de puissance bifurque vers une loi logarithmique.

De nombreux essais de simulation de propagation de front de rupture en milieu hétérogène se sont attachés à modéliser la rugosité des fronts et surfaces mesurée lors d'expériences. Hansen et al. (1991) sont parmi les premiers à tenter de comprendre l'origine de l'exposant de rugosité supposé universel par Bouchaud et al. (1990); Måløy et al. (1992) à l'aide d'un modèle en réseau en se basant sur l'idée de percolation et le fait que le front de fracture suit la surface où la résistance du système est minimale. Cette idée a été reprise et développée par Räisänen et al. (1998), mais le coefficient $\zeta_{\perp} \approx 0.4$ qu'ils trouvent est très différent de $\zeta_{\perp} \approx 0.8$ observé dans les expériences. Avec le même type de modélisation, en exprimant l'exposant de rugosité en fonction du coefficient de longueur de corrélation ν , Hansen and Schmittbuhl (2003) déterminent un exposant de rugosité de ≈ 0.73 , proche de celui de Hansen et al. (1991), pour un modèle 2D. En 3D, ces auteurs évaluent ζ_{\perp} à 0.64 (similaire au coefficient de rugosité de Batrouni and Hansen, 1998). Après ces analyses de percolation classique, Hansen and Schmittbuhl (2003) étendent leur étude au cas 3D réel des ruptures fragiles en milieu hétérogène, pour lequel $\nu=2,$ et estiment l'exposant de rugosité à 0.8, valeur observée dans beaucoup d'expériences. Hansen and Schmittbuhl (2003) suggèrent que la valeur $\zeta_{\perp} \approx 0.8$ provient d'un processus de coalescence de microfissures décrit par un phénomène de gradient de percolation.

1.2.3 Observation de fronts de fracture rugueux

L'hypothèse de Daguier et al. (1995) évoquée dans le paragraphe précédent amène à considérer non plus une surface de fracture (liée à ζ_{\perp}), mais un front de fracture se déplaçant dans le plan de fracture (associé cette fois à ζ_{\parallel}). Le front de rupture est décrit comme une ligne déformable poussée par une contrainte externe à travers un milieu de ténacité aléatoire et le passage de cette ligne créé la surface de rupture (Bouchaud and Paun, 1999; Bouchaud et al., 1993b; Ramanathan et al., 1997).

Schmittbuhl and Måløy (1997) monte une expérience de suivi optique d'un front de rupture le long d'une interface hétérogène. La propagation est quasi-statique avec des vitesses très lentes. Des analyses statistiques de la morphologie détaillée du front dans cette expérience fournissent un coefficient de rugosité de 0.6 (Delaplace et al., 1999; Schmittbuhl et al., 2003a; Schmittbuhl and Måløy, 1997). Elles sont complétées par une étude statistique avec les fonctions de structures (Santucci et al., 2007) qui résulte aussi en une valeur de coefficient ≈ 0.6 . D'un point de vue dynamique, Måløy et al. (2006, 2005) ont montré que, dans cette expérience, ce dernier se propage par avalanches : le front est stoppé à certains endroits par des aspérités qui le ralentissent jusqu'à ce qu'il arrive à casser l'aspérité (par dépassement de la résistance du matériau) et accélère jusqu'au prochain obstacle. Les avalanches sont alors définies comme les zones où le front se propage à une vitesse supérieure à la vitesse moyenne d'avancée du front. La distribution de la taille de ces avalanches suit une loi de puissance tout comme la distribution des vitesses locales. Ces expériences ont aussi permis de montrer que la dynamique de propagation du front suit des lois d'échelle à travers des analyses spectrales des fluctuations des positions du front (Måløy and Schmittbuhl, 2001; Schmittbuhl et al., 2001). Des expériences de déchirement de papier en régime sous-critique ont aussi révélé une propagation irrégulière par à-coups de fronts de rupture (Santucci, 2004).

Avec leur approche perturbative de la ligne de front déformée, Schmittbuhl et al. (1995a) estiment un exposant de rugosité $\zeta_{\parallel} \approx 0.35$. Cette valeur est modifiée à 0.39 par Rosso and Krauth (2002). Cette méthode ne décrit donc pas la valeur 0.6 généralement déduite des expé-

riences (Daguier et al., 1995; Delaplace et al., 1999; Santucci et al., 2007; Schmittbuhl et al., 2001; Schmittbuhl and Måløy, 1997). Par contre, le modèle de coalescence, basé sur le principe de percolation, explique plutôt bien l'exposant de rugosité proche de 0.6 (Hansen and Schmittbuhl, 2003; Schmittbuhl et al., 2003b) observé dans de nombreuses expériences. Par la suite, il a été montré que l'approche du modèle de ligne de rupture fluctuante semble définir deux coefficients différents, à savoir ≈ 0.6 dans la limite des faibles fluctuations de la rugosité et 0.35 pour des corrélations longue portée (Schmittbuhl et al., 2003a; Schmittbuhl and Vilotte, 1999). Par ailleurs, une étude récente de Bonamy et al. (2008) montre que cette modélisation reproduit quantitativement la dynamique de fracture par avalanches des expériences de propagation de rupture le long d'une interface hétérogène de Måløy et al. (2006), comme par exemple la loi de puissance de distribution des tailles d'avalanches. Cette simulation offre également une très bonne comparaison avec des fronts extraits d'expériences de déchirement de papier (Rosti et al., 2008).

1.2.4 Génération d'évènements acoustiques

Les émissions acoustiques sont des ondes mécaniques élastiques produites par des mouvements brusques dans des matériaux sous contrainte (voir chapitre 5 pour plus de détails). Elles surviennent dans une large gamme de matériaux différents (roches, papier, métaux...) à des échelles variées et caractérisent les déplacements irréversibles et endommagements à l'intérieur de l'échantillon. Les émissions acoustiques peuvent provenir de la nucléation et l'extension de fissures, rupture de brins dans les matériaux fibreux, friction intergranulaire (dans les roches par exemple)... Le suivi de rupture par émissions acoustiques est une méthode non-destructive alors que la plupart des techniques ne permettent que l'analyse post-mortem des échantillons et ne détectent souvent que les hétérogénéités géométriques telles celles décrites dans les paragraphes précédents.

L'étude des émissions acoustiques à travers les expériences a révélé que leurs propriétés, telles que leur amplitude ou le temps d'attente entre deux évènements acoustiques, répondent à des lois d'échelles (à l'instar de des séismes, cf chapitre 5). Tout comme les fronts dans l'expérience discutée au paragraphe précédent, les émissions acoustiques résultent d'une dynamique irrégulière agissant par avalanches. Il a notamment été montré que le nombre d'évènements acoustiques augmente exponentiellement à l'approche de la rupture macroscopique dans les échantillons (Benson et al., 2007; Guarino et al., 1998; Jouniaux et al., 2001; Lockner et al., 1992). Par localisation des signaux acoustiques, on constate effectivement un regroupement des émissions acoustiques vers la zone de fracture finale. L'énergie émise à travers les évènements acoustiques est supposée correspondre au taux d'énergie dissipée G lors de la déformation des échantillons et mettre en évidence les hétérogénéités de résistance du matériau (Lockner et al., 1991).

Les émissions acoustiques peuvent aussi servir à étudier la structure des échantillons. En effet, la vitesse des ondes acoustiques dépend des paramètres élastiques du milieu et varie selon qu'elles se propagent dans un matériau poreux ou non, de composition hétérogène ou pas. La vitesse dans un échantillon est souvent mesurée en envoyant un signal connu d'un capteur émetteur et en le réceptionnant à l'opposé de l'éprouvette par d'autres capteurs, ceci réitéré dans plusieurs directions. Les variations de vitesse sont alors reliées à des structures internes du matériau, telles que la densité de fissure (e.g. Chow et al., 1995; Dębski and Young, 1999; Jouniaux et al., 2001) ou la formation de bandes de compaction (e.g. Benson et al., 2007; Fortin et al., 2006) pour un échantillon rocheux. Elles peuvent aussi révéler une anisotropie de structure si les vitesses sont très différentes le long d'une des dimensions de l'échantillon par rapport aux autres. Outre les variations de vitesse des ondes acoustiques, Sivaji et al. (2002)

ont analysé les formes d'ondes des signaux enregistrés par les capteurs récepteurs pour trois milieux hétérogènes différents et montré que les paramètres de forme d'onde changent avec la taille des hétérogénéités.

1.3 Les hétérogénéités de fracturation en géologie et sismologie

Le terme "hétérogénéité" d'un point de vue sismologique peut désigner plusieurs choses : la forme et la structure des failles sur lesquelles se propage la rupture, par exemple, ou les variations de ténacité ou de rugosité le long des interfaces de fractures qui modifient la friction des deux blocs rocheux. Beaucoup de scientifiques ont tenté de bien définir ces irrégularités, soit en allant directement sur le terrain examiner les failles, soit en analysant les enregistrements de séismes (ou sismogrammes) pour comprendre le comportement des différentes ondes générées pendant un tremblement de terre. Ce chapitre évoque les hétérogénéités existantes en ce qui concerne les failles et celles déduites des sismogrammes.

1.3.1 Propriétés géométriques et structurales des failles

Les failles ne sont pas des objets isolés mais font généralement partie d'un système complexe de fractures. Elles sont généralement très hétérogènes et peuvent être décrites de différentes manières, du simple plan 2D au milieu granulaire à l'échelle microscopique (Ben-Zion and Sammis, 2003). La naissance d'une instabilité sur une faille, à l'origine des séismes, peut résulter d'une variation dans la composition de la zone de fracture, de sa structure interne et de sa géométrie. Ces mêmes facteurs peuvent ensuite agir sur la propagation et l'arrêt de cette instabilité. Les trois sous-sections suivantes décrivent les variations de géométrie et de structure d'une faille qui influencent les mécanismes de la fracture.

1.3.1.a) Géométrie des failles

Une faille ou fracture décrit principalement une zone de la croûte terrestre où deux blocs rocheux se déplacent l'un par rapport à l'autre avec frottement des deux parois l'une contre l'autre. On pourrait donc en première approximation assimiler une faille à un plan. Pourtant les failles ne sont pas parfaitement planes, des courbures étant souvent visibles en surface, et surtout elles apparaissent régulièrement morcelées ou segmentées. Un plan de fracture peut également être morcelé verticalement. Les décalages entre segments sont alors contrôlés par la lithologie de la zone de faille et surviennent préférentiellement au niveau des couches mécaniquement faibles (Childs et al., 1996).

Lors de la formation des failles, l'orientation d'un plan de fracture ou de ses segments dépend surtout du schéma de contrainte régional (Lay and Wallace, 1995; Scholz, 2002). L'état de contrainte agissant sur une faille peut se modifier si la tectonique régionale change légèrement, faisant ainsi se courber les lignes de fractures, ou varier l'orientation de certains segments pendant leur formation, ou se créer de nouvelles surfaces de glissement principales dans la roche environnante. Quant aux anciennes zones de déplacement, elles rejouent aussi dans le nouveau schéma de contrainte. Les segments de faille qui sont sub-parallèles à cette orientation peuvent avoir des contraintes normales bien plus grandes que les zones alentours. Ils font alors office de points cohésifs qui résiste au glissement régulier et constant des deux parois rocheuses. Les contraintes s'accumulent en ces points jusqu'à un seuil critique, puis le glissement s'opère sur le plan de faille de façon instable provoquant ainsi un séisme. King and Nábělek (1985) ont proposé que l'initiation et/ou l'arrêt de la rupture correspondent à un coude dans la géométrie de la faille en surface. Cet état de fait proviendrait de la complexité de fracturation dans la zone de jonction. La propagation d'une rupture le long d'un segment provoque un mouvement sur les segments adjacents situés après le point de courbure, entraînant une activité des microfractures développées à la jonction et formant une *process zone*, réduisant ainsi la contrainte transférée aux failles adjacentes. La rupture s'arrête alors à très peu de distance du point de courbure. King (1986) reprend ces idées et développe la notion de barrière géométrique. Ces barrières sont associées à un changement d'orientation de la surface de rupture et rangées en deux catégories, barrières conservatrices ou non-conservatrices, selon que le glissement sur la faille continue sans ou avec création de nouvelles structures (voir figure 1.10). Si la forme de la zone de barrière implique une fragmentation ou un mouvement sur des microfractures, cela aura un impact sur la propagation de la rupture et pourra entraîner son arrêt et éventuellement la nucléation d'un prochain séisme.

(a) CONSERVATIVE



FIG. 1.10 – Barrières géométriques : (a) Barrières conservatrices; (b) Barrières non conservatrices ; (c) Barrières de dilatation (faible pression de confinement, trous de petite taille); (d) L'amplitude du glissement n'est pas contraint sur les bords de la fracture pour les barrières de dilatation; (e) Barrières de fragmentation (pression de confinement plus élevée); (f) L'amplitude du glissement pour les barrières en fragmentation réduit à zéro sur se les bords de la faille. (D'après King, 1986)

Pour caractériser la géométrie d'un système de failles, une première idée a été d'étudier la distribution des longueurs de traces de faille cartographiées en surface. La simple visualisation de ces cartes à des échelles allant de la centaine de mètres à plusieurs centaines de kilomètres montre de fortes similitudes dans la géométrie des failles. Le fait que la distribution des longueurs de faille suive une loi de puissance (Barton and LaPointe, 1995; Cowie et al., 1996; Scholz, 2002) confirme quantitativement cette auto-similarité des traces de faille en surface. D'autres analyses



FIG. 1.11 – Cartographie de traces de faille en surface (lignes blanches) en Californie avec superposition de la forme géométrique pour les branchements (en noir) pour (a) toute la Californie et pour des zooms (limités par les rectangles sur l'image (a)) sur (b) la partie nord et (c) la partie sud. La taille des branches de la forme en "Y" est de 20 km (D'après Ando et al., 2009).

ont ensuite été effectuées sur les distances de séparation entre les segments de faille (Cowie et al., 1996, et références citées). Là encore, les distributions taille-fréquence issues de ces études sont compatibles avec des lois d'échelle et peuvent donc être quantifiées par l'exposant de la loi de puissance qui ajuste au mieux les données. Ando et al. (2009) se sont penchés sur le cas des branchements de faille (formes en "Y", voir figure 1.11). Tout comme les traces de failles en surface qui sont similaires à différentes échelles d'observation, les ramifications de fracture ne semblent pas avoir une taille spécifique. Les branches de faille sont particulièrement importantes en ce qui concerne les interactions dynamiques entre segments et la sélection d'un chemin de rupture lors d'un séisme. Le comportement d'un tremblement de terre qui commence à se propager sur la faille principale puis bifurque à un embranchement sur une fracture dédoublée

peut avoir de sérieuses conséquences sur le risque sismique dans la région en question.

1.3.1.b) Zonage d'une faille

Chester et al. (2004, 1993) ont décrit en détail la structure interne de la faille de San Gabriel et de la faille de Punchbowl qui font toutes les deux partie du système de la faille de San Andreas. Ces deux fractures à large glissement sont aujourd'hui inactives et exhumées, mais leur étude apporte des renseignements sur la structure actuelle de la faille de San Andreas. D'après les auteurs, une zone de fracture est restreinte au volume rocheux qui exhibe le plus de déformation fragile par rapport à la roche typique environnante. Le nombre de failles subsidiaires, de microfractures et la réduction de la taille des grains augmentent progressivement vers une couche centrale faite de matériau fortement abrasé (ultracataclasite). Cette bande centrale granulaire et la zone étroite composée de cataclasites foliées qui l'entoure forment le cœur de la faille, aussi appelée gouge (voir figure 1.12). La roche sérieusement endommagée autour de la gouge s'étend sur une plus grande épaisseur. Mais la taille exacte des zones de faille reste encore difficile à déterminer précisément. Les structures microscopiques et mésoscopiques suggèrent que la déformation est partitionnée sur les deux failles : le déplacement cisaillant est localisé quasi-exclusivement dans la gouge alors que des fractures normales au plan de faille apparaissent dans la zone endommagée limitrophe. La majorité du glissement pendant un séisme est accommodé simplement par un ou plusieurs plans au niveau des ultracataclasites, appelés surfaces de glissement principales (Ben-Zion and Sammis, 2003; Chester and Chester, 1998).







La gouge est une zone de déformation du matériau rocheux très intense où de nombreux autres processus entrent en jeu, notamment la circulation de fluides. En effet, la matrice cataclastique au cœur de la fracture est constituée de grains très fins minéralogiquement altérés et de veines, ce qui traduit des réactions chimiques et des transports et dépositions de soluté lors de mouvements de la faille (Chester et al., 1993; Chester and Logan, 1986). Les interactions fluide-roche et les transferts de solution sont favorisés dans les gouges avec la diminution de
la taille des grains et l'augmentation de la surface de contact des particules rocheuses dues à l'abrasion intensive qui a lieu au cœur de la faille. La gouge est aussi la zone où est localisé le mouvement sur la faille. Sa composition influence donc les propriétés de friction (résistance au glissement), notamment en l'amoindrissant lors du déplacement ou sous l'effet de la vitesse du glissement (Biegel and Sammis, 2004; Chester and Chester, 1998).

1.3.1.c) Rugosité des surfaces de failles

L'extrême localisation du déplacement dans le plan de faille a été évoquée dans le paragraphe précédent. La régularité ou irrégularité des parois de fracture peut donc influencer fortement la friction sur les surfaces de glissement principales. En effet, les surfaces de failles ne sont pas lisses mais présentent des bosses, des échelons ou marches et des stries. Le large déplacement cosismique (pendant le séisme) sur ces surfaces entraîne une non-correspondance géométrique en travers des parois et des variations locales dans l'état de contrainte qui induisent une déformation élastique et/ou anélastique à l'échelle microscopique.

En 1699, Amonton fut le premier à faire le lien entre la rugosité d'une surface et les variations de friction (Scholz, 2002) et nomma ces saillies de surfaces de fractures aspérités. Ces aspérités provoquent des contacts entre les deux parois de la faille et doivent être cassés pour permettre le glissement (par réduction du niveau de friction). Deux types d'interaction entre aspérités sont généralement associés à la friction. Dans le premier cas, la friction est due à la contrainte normale fournie par les aspérités qui se chevauchent, et dans le second cas, les aspérités se déformeraient élastiquement pendant le glissement (la déviation élastique augmente avec la charge ou contrainte normale, Scholz, 2002). Amonton a proposé que la friction statique μ_s soit reliée à la rugosité des surfaces de faille. Coulomb a reconnu la différence entre friction statique et cinétique seulement un siècle plus tard. Il a constaté notamment que la friction augmentait avec le temps lorsque les surfaces de fissure restaient en contact stationnaire et que les aspérités en contact se soudaient par pénétration sous l'effet d'une contrainte compressive très élevée au point de contact, d'où une friction statique plus élevée que la friction cinétique. Le coefficient de friction décrit la force nécessaire pour "dessouder" les aspérités par cisaillement. Mais un autre phénomène important influence la friction, à savoir l'érosion des aspérités pendant le déplacement, ce qui rend les surfaces plus lisses en gommant la topographie et donc réduit la friction (Scholz, 2002).

De nombreuses études sur des parois de faille naturelles ont été menées pour décrire et quantifier la topographie ou rugosité des surfaces de fracture (Brown, 1987; Brown and Scholz, 1985; Power et al., 1987; Renard et al., 2006; Sagy et al., 2007; Schmittbuhl et al., 1993; Scholz and Avilès, 1986). Il en ressort que les distributions d'aspérités le long de profils tirés des surfaces de faille suivent une loi de puissance, ce qui signifie que la rugosité des fractures est similaire à plusieurs échelles d'observation. Cependant la rugosité des plans de faille évolue avec l'accumulation du glissement (Sagy et al., 2007, voir figure 1.13) et varie selon que les profils sont pris parallèlement ou perpendiculairement à la direction du glissement (Renard et al., 2006; Sagy et al., 2007), ce qui peut être dû aux stries laissées sur la surface par des aspérités pendant le glissement. Les aspérités apparaissent souvent sous forme de bosses semielliptiques qui reflètent les variations d'épaisseur de la gouge. Et comme les grains ou particules qui composent la gouge peuvent avoir des origines rhéologiques différentes, ces aspérités sont à la fois des hétérogénéités géométriques et rhéologiques (Sagy and Brodsky, 2009). Ainsi le déplacement sur la faille contrôle la génération et l'évolution des aspérités qui à leur tour contraignent le glissement. Connaître la rugosité des surfaces de fracture est très important pour évaluer les mécanismes de friction sur la faille (Biegel and Sammis, 2004; Rice and Cocco, 2007; Scholz, 2002), mais aussi pour ce qui est des propriétés de transport de fluides (Méheust and Schmittbuhl, 2001, 2003) qui peuvent aussi agir sur la mécanique de la fracture.



FIG. 1.13 – Profils de topographie de surface pris parallèlement à la direction de glissement pour 4 failles différentes. Les deux profils du haut sont issus de failles à large déplacement et ceux du bas proviennent de fractures à faible glissement (D'après Sagy et al., 2007).

Même si la géométrie des failles à grande échelle peut influencer la propagation de la rupture (cf section 1.3.1.a)), l'extrême localisation du glissement, la présence de fluides dans la gouge, les variations des propriétés élastiques dues à des changements de rhéologie et les microstructures présentes sur le plan de faille influencent plus sûrement les mécanismes de friction à l'origine des séismes (Rice and Cocco, 2007).

1.3.2 Hétérogénéités vues par les ondes sismiques

Les ondes élastiques émises lors d'un séisme résultent d'un déséquilibre passager de contrainte dû à une déformation ou mouvement du milieu. L'étude des sismogrammes permet donc de révéler la présence de différents types d'ondes qui renseignent sur la nature des milieux traversés, mais aussi sur les structures et mécanismes à leur origine. Les fonctions sources déduites de ces études servent alors à comprendre l'histoire du séisme et plus particulièrement celle du glissement sur la faille, ce qui permet de révéler la présence d'hétérogénéités sur le plan de faille. Les paragraphes suivants décrivent les résultats des études de sismogramme en terme d'irrégularité sur les failles ainsi que certaines méthodes qui ont permis d'y parvenir.

1.3.2.a) Sismicité et tomographie des zones de faille

L'amélioration de la localisation des séismes et microséismes a permis de révéler la structure des failles en profondeur qui ne peut être étudiée directement sur le terrain. L'augmentation de la précision dans la position des hypocentres (points d'origine des séismes) est principalement due à une meilleure couverture des zones sismiques avec des sismomètres également perfectionnés. Ainsi l'étude des distributions en surface et en profondeur des séismes révèle des structures souvent linéaires ou planes (Schaff et al., 2002), ce qui semble confirmer la présence de surfaces principales de glissement (cf section 1.3.1.b)). Elle montre aussi des zones d'absence de sismicité qui peuvent servir de points d'accumulation de contrainte et être à l'origine d'un prochain séisme, ou qui sont soumises à un glissement continu et stable. Les distributions de séismes en profondeur renseignent aussi sur l'épaisseur de la zone de faille (Schaff et al., 2002) et témoignent de la complexité des structures profondes aux discontinuités entre les segments de la fracture (Felzer and Beroza, 1999).

Les analyses tomographiques des données sismiques à proximité de failles mettent en évidence la complexité de la structure en terme de vitesses sismiques (donc de rhéologie) à travers la zone de fracture (Ben-Zion et al., 2003; Lewis et al., 2005; Li et al., 1994; Thurber et al., 2004). Par exemple, un fort contraste de vitesses existe de part et d'autre de la faille de San Andreas (Thurber et al., 2004). Li et al. (1994) ont observé sur les sismogrammes de la série de tremblement de terre de Landers (1992) des ondes de cisaillement (ondes S) piégées dans la zone de faille. En effet, les auteurs ont remarqué une diminution de la vitesse des ondes S sur une zone de 100 à 200 mètres de largeur jusqu'à une profondeur de 12 mètres sur une longueur d'environ 30 kilomètres. Des observations similaires ont suivi pour le séisme d'Izmit (1999) sur une partie de la faille Nord Anatolienne (Ben-Zion et al., 2003) et pour de nombreux petits séismes sur la faille San Jacinto en Californie (Lewis et al., 2005). La réduction de vitesse des ondes S est liée à l'endommagement de la roche dans la zone considérée (Li et al., 2004; Wittlinger et al., 1998). Elle sera donc plus visible sur les failles anciennes à fort glissement, comme la faille de San Andreas (Li et al., 2004). L'étude de ces ondes guidées permet de mieux caractériser la structure de la gouge, notamment son épaisseur (cf section 1.3.1.b)). Des simulations ont montré que les zones guides d'onde sont généralement situées à faible profondeur et seule une éventuelle discontinuité de la zone a une influence (ni la forme de la structure guide, ni des hétérogénéités de petite échelle ou un changement de propriétés avec la profondeur n'affectent les ondes; Fohrmann et al., 2004; Jahnke et al., 2002; Lewis et al., 2005).

1.3.2.b) Aspérité et barrière

Le glissement sur la faille est concentré dans des zones bien localisées, appelées aspérités par analogie avec les protubérances microstructurales d'Amonton (cf section 1.3.1.c)). Elles représentent des aires de forte chute de contrainte (car forte résistance au glissement), mais ne correspondent pas forcément à des saillies sur les parois de la fracture. Sur certaines parties de la faille, cette chute de contrainte peut être un ordre de magnitude plus élevé que la moyenne. Les répliques s'accumulent souvent aux bords de ces aspérités, dû au remaniement des contraintes autour de la zone de glissement. La notion d'aspérité est avant tout une caractérisation qualitative de l'hétérogénéité de contrainte. Ces régions de fort glissement appelées aspérités sont très importantes pour les analyses de risque sismique car la rupture de ces aspérités radient la majorité de l'énergie sismique haute fréquence. La focalisation du glissement sur ces aspérités implique un comportement de la faille très différent par rapport aux zones environnantes. La raison de cette relativement forte résistance au niveau des aspérités pourrait être une disparité dans la force de friction du contact de la fracture ou une variation dans l'orientation géométrique du plan de faille (Lay and Wallace, 1995; Scholz, 2002). Le modèle d'aspérité est lié au concept de couplage entre deux plaques tectoniques (Lay and Kanamori, 1981; Ruff and Kanamori, 1980, 1983). Les variations dans le couplage le long d'une faille peuvent être expliqués par de nombreux facteurs, tels que l'âge, le pendage et/ou la topographie de la plaque (plus ils sont faibles, plus les séismes seront grands; Ruff and Kanamori, 1980). La zone de chevauchement peut être découplée via des fracturations répétées qui diminuent les longueurs de rupture et les aspérités.

Le concept de barrière a été développé pour expliquer la raison de l'arrêt de la rupture. Nous avons vu dans la section 1.3.1.a) la définition de barrière géométrique, mais dans ce paragraphe, nous aborderons la notion de barrière en terme de contrainte (King, 1986, pour une comparaison entre les deux types de barrières). Les barrières sont définies comme les parties de la faille de très forte résistance qui bloque la propagation de la rupture (barrière de résistance) ou comme des zones de faiblesse où les répliques ont lieu (barrière de relaxation). Les notions d'aspérité et de barrière sont très liées. En effet, une barrière résistante qui stoppe la rupture pour un séisme sur un segment de la faille peut servir d'aspérité pour un futur tremblement de terre. De même, une zone de fort glissement pour un séisme peut devenir une barrière de relaxation pour un évènement ayant lieu sur un autre segment de faille. Le glissement asismique de la fracture peut aussi créer des barrières de relaxation autour d'une aspérité qui limiteront ainsi la dimension de la rupture lors du cassage de cette aspérité.

Mais il y a aussi des inconsistances entre les modèles d'aspérité et de barrière. En effet, il existe des régions de glissement modéré, entre deux aspérités par exemple, qui pourraient indiquer une zone qui, soit a déjà rompu, soit amorce un futur séisme. Les répliques sont clairement liées à un processus de réarrangement de contraintes suite au choc principal, et certaines sont localisées dans les zones de déplacement intermédiaire. Les répliques désignent clairement les hétérogénéités présentes sur la plan de faille.

1.3.2.c) Fonction de glissement

Un mouvement cisaillant a lieu sur la faille lorsque l'accumulation de déformation élastique dépasse la contrainte de friction statique qui résiste au mouvement. Le glissement est initié à un point (l'hypocentre du séisme) et un front de glissement s'en éloigne le long du plan de fracture (Lay and Wallace, 1995). L'augmentation de l'aire de rupture est donc dépendante du temps et de l'espace. Chaque point de la zone de rupture peut suivre une direction de glissement légèrement différente et la quantité de glissement varie spatialement dans la zone de fracture. En outre, vers les bords de cette surface de rupture, le déplacement doit tendre vers zéro.

Il est possible de reconstituer l'histoire spatio-temporelle du glissement par modélisation des enregistrements sismiques en ne tenant compte que de la partie en champ proche des ondes. Le modèle macroscopique de propagation de la rupture le plus célèbre est le modèle de Haskell (Aki and Richards, 2002), utilisé par Aki (1968) pour expliquer le séisme de Parkfield (1966). Le séisme d'Imperial Valley en Californie (1979) a été le premier tremblement de terre à être modélisé par différents groupes par inversion des données de champ proche (Archuleta, 1984; Hartzell and Heaton, 1983). Puis dans les années 90, les mesures géodésiques (GPS et radar) du déplacement et des déformations de surface sont inversées conjointement avec les données sismologiques pour mieux reconstituer l'histoire du glissement (Hernandez et al., 1999; Wald et al., 1991). Ces inversions font ressortir des zones de glissement important très localisées sur le plan de faille, pouvant donc s'apparenter à la notion d'aspérité décrite précédemment. Parallèlement, les progrès de la modélisation dus à l'utilisation de lois de comportement (ou lois de friction) des failles plus réalistes permettent également de définir l'histoire spatio-temporelle du glissement lors d'un séisme expliquant au mieux possibles les données sismologiques et géodésiques (Ide and Takeo, 1997; Olsen et al., 1997).

Les implications de ces résultats sont nombreuses et permettent notamment de répondre à certaines questions concernant la vitesse de la rupture, la redistribution des contraintes après le séisme ou les valeurs énergétiques des tremblement de terre (Ide, 2007). Par exemple, les inversions de glissement ont mis en évidence la propagation de la rupture à la vitesse supershear (Bouchon et al., 2000; Bouchon and Vallée, 2003). Les variations de vitesse du glissement témoignent de l'hétérogénéité des contraintes sur le plan de faille. L'histoire spatio-temporelle de la rupture aide aussi au calcul des constantes dynamiques (chute de contrainte des lois de comportement). Les inversions réalisées pour déterminer le glissement sur la faille ont mis en évidence dans certains cas un déficit de glissement dans les tous premiers kilomètres de la croûte et l'hypothèse de réarrangements anélastiques a été avancée (Fialko et al., 2005; Simons et al., 2002).

1.3.2.d) Séismes complexes

L'hétérogénéité du processus de rupture est aussi représenté par le concept de sous-évènements. Pour les très grands séismes, les mécanismes de source sismique peuvent être décrits comme une succession de tremblement de terre de taille modérée. Quand les fonctions sources temporelles sont suffisamment compliquées pour suggérer une multiplicité de séisme, l'évènement est considéré comme complexe. Kanamori and Stewart (1978) ont analysé en détail les ondes de surface et de volume générées par le séisme du Guatemala (1976) et montré que ce tremblement de terre était constitué de 10 évènements indépendants séparés par des distances de quelques dizaines de kilomètres (Kikuchi and Kanamori, 1982, 1991, , voir figure 1.14). La multiplicité d'un séisme s'expliquerait par la distribution hétérogène des propriétés mécaniques le long de la faille, causée soit par des aspérités (cf paragraphe 1.3.2.b)), soit par des variations de contrainte ou de pression de fluide, ou encore par des caractéristiques de glissement différentes, stable ou instable. Das and Scholz (1981) avance une autre hypothèse pour expliquer les évènements complexes, à savoir la propagation de rupture sous-critique. Les séismes complexes pourraient donc être assimilés à un phénomène d'avalanches.



FIG. 1.14 – Séquence temporelle et localisation de sous-évènements pour le séisme du Guatemala (1976) (extrait de Kikuchi and Kanamori, 1991).

CHAPITRE 2

Expérience de suivi d'un front de fracture en milieu hétérogène

Le montage présenté ici a été imaginé il y a plus de dix ans (Schmittbuhl and Måløy, 1997) et de nombreuses expériences ont déjà été menées avec ce type d'assemblage. Ces expériences consistent en un suivi optique de la propagation stable d'un front de rupture en mode I le long d'une interface hétérogène. La nouveauté par rapport aux anciennes expériences tient dans l'ajout de capteurs pour un suivi acoustique de la rupture en parallèle à l'appareillage optique. La forme du front de fracture est extraite d'images prises lors des expériences pour être analysée en terme de rugosité (cf chapitre suivant 3). Ce chapitre explique tout le processus de préparation des échantillons et décrit le dispositif expérimental avec les caractéristiques des différents appareils de mesure (optiques, acoustiques et mécaniques). Le déroulement des expériences est ensuite exposé en détail. Une section est consacrée au traitement des images qui permet l'extraction de la morphologie du front de fissure.

2.1 Préparation des échantillons

Certains échantillons ont été fabriqués à l'Institut de Physique d'Oslo (IPO), où une expérience semblable a été menée. Les autres ont été élaborés à l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg (IPGS).

2.1.1 Matériau utilisé

Les échantillons se composent de deux plaques de polyméthacrylate de méthyle, fabriquées par la société Repsol YPF (type REPSOL SE-1011 0000 KLAR). Le polyméthacrylate de méthyle (souvent abrégé en PMMA, de l'anglais *Polymethyl Methacrylate*) est un thermoplastique transparent dont le monomère est le méthacrylate de méthyle. Ce polymère est plus connu sous son premier nom commercial de Plexiglas (R). Il se polymérise à l'aide de radicaux (entité chimique possédant un ou plusieurs électrons non appariés sur sa couche externe). Ces derniers amorcent une polymérisation radicalaire en chaîne : la chaîne macromoléculaire se forme par addition successive de monomères (voir figure 2.1).





polyméthacrylate de méthyle

FIG. 2.1 – Schéma du processus de polymérisation du Plexiglas (PMMA) à partir du monomère méthacrylate de méthyle.

Le PMMA est un matériau plastique solide et stable (propriétés notamment utiles pour le dépolissage) qui possède des propriétés viscoélastiques (son module élastique est typiquement de l'ordre de 3 GPa). De plus, il est thermoformable et possède une bonne tenue aux températures. En effet, ce matériau devient malléable à partir de 110°C (point de transition vitreuse). En deçà de cette température, les molécules ont une faible mobilité relative et le matériau est donc rigide, fragile et cassant ; au-delà, il devient souple et capable de se déformer élastiquement ou plastiquement sans rupture. Il ne se détériore qu'à partir de 220°C. Le PMMA peut être fondu puis remoulé, mais surtout recyclé par dépolymérisation. Par chauffage, le PMMA redonne son monomère de départ. Celui-ci peut alors être réutilisé pour une nouvelle polymérisation.

Le Plexiglas est le plus translucide des polycarbonates et possède d'excellentes qualités optiques. La transmission lumineuse (quantité de lumière que laisse passer le matériau par rapport aux quantités réfléchie et absorbée) atteint 92% à travers une feuille de PMMA de 3 mm d'épaisseur (donnée du fabricant), supérieure à celle du verre, d'où son utilisation pour l'imagerie optique. Toutes ces raisons expliquent le choix du matériau pour notre expérience.

2.1.2 Dépolissage des échantillons

Le PMMA est livré sous forme de grandes feuilles avec l'épaisseur demandée qu'il faut ensuite découper en longueur et largeur pour construire les plaques qui forment nos échantillons (voir figure 2.1.2). Les dimensions des échantillons sont indiquées dans le tableau 2.1. Une des surfaces de chaque plaque est dépolie soit mécaniquement par jet de sable, soit chimiquement, de façon à obtenir une certaine topographie. Ainsi chaque plaque a une face translucide et l'autre rugueuse. Le dépolissage mécanique est effectué à l'aide d'une sableuse avec des billes de verre, projetées

avec une pression de l'ordre de 4 bars. Chimiquement, l'état rugueux de surface est atteint en traitant le PMMA dans une solution d'acide fluorhydrique et de bifluorure d'ammonium. Il suffit en effet de mettre un de ces produits en contact avec le plexiglas pour que les couches superficielles soient éliminées d'une manière qui dépend de sa composition, de son degré de concentration et de la durée de l'exposition. L'action peut être superficielle et uniforme et ôte aux plaques leur transparence en leur donnant un aspect mat et finement granité. Le dépolissage chimique permet une parfaite maîtrise de la granulométrie tandis que le dépolissage mécanique est plus ou moins manuel et dépend, par conséquent, de l'opérateur ; la manipulation n'est donc pas parfaitement reproductible. Le dépolissage chimique n'étant pas fait dans notre institut, les plaques de PMMA nous ont été livrées déjà dépolies chimiquement.



FIG. 2.2 – Géométrie des échantillons (les dimensions indiquées sont celles pour les échantillons fabriqués à Strasbourg).

Lieu	Dimensions	s plaque ép	aisse (cm)	Dimensio	ns plaque f	ine (cm)
	Longueur	Largeur	Hauteur	Longueur	Largeur	Hauteur
Strasbourg	21	11	1	23	9	0.6
Oslo	32	14	1	34	12	0.4

TAB. 2.1 – Dimensions des échantillons utilisés à Strasbourg et à Oslo. La seule différence pour les expériences de suivi de la propagation du front est que la plaque fine de l'échantillon est découpée en bandes de 1 cm de large, longueur et hauteur restant les mêmes (sauf à Oslo où la longueur est divisée par 2).

La magnitude de la rugosité est de l'ordre de quelques micromètres. Elle a pu être quantifiée par interférométrie à lumière blanche (ILB). L'interférométrie à lumière blanche est une technique de mesure de la topographie d'une surface sans contact à forte résolution verticale mais modérée latéralement (Caber, 1993; Holme and Lunder, 2007). Elle est basée sur les propriétés des ondes lumineuses, notamment sur sa longueur d'onde. Les mesures interférométriques déterminent un changement dans un front d'onde dû à son interaction avec un objet. L'ILB utilise la cohérence temporelle d'une source lumineuse large bande pour détecter la position de la surface de l'échantillon. Un interféromètre à lumière blanche est basiquement un microscope optique avec un interféromètre à miroirs parallèles placés sous la lentille (voir figure 2.3). Les rayons lumineux de la lampe se divisent au niveau du miroir le plus bas, et certains atteignent l'échantillon alors que d'autres rebondissent entre les deux miroirs parallèles. Les rais interfèrent en revenant vers la caméra. L'interférence est utilisée pour reconnaître un point focalisé, puisque l'appareil est ajusté pour avoir une interférence constructive maximale à la meilleure focalisation. En scannant la lentille vers la surface, la hauteur des pixels de l'image est déterminée si assez de lumière est réfléchie dans la lentille par chaque point.



FIG. 2.3 – Schéma d'un interféromètre à lumière blanche. Les lignes fines représentent les rayons lumineux. Les composants optiques sont dessinés par des tirets (extrait de Holme and Lunder, 2007).

La mesure de topographie de certaines de nos plaques dépolies par ILB a été faite par SINTEF, laboratoire de recherche norvégien, avec un appareil WYKO NT-9800 de chez Veeco Instruments. L'aire de mesure est de l'ordre de quelques micromètres à millimètres carrés (640 \times 480 pixels, résolution de \approx 0.5 à 7 μm /pixel), mais peut-être agrandie par assemblage de plusieurs zones de mesure contiguës. La résolution en profondeur de l'appareil est de 3 nm. La figure 2.4 montre le résultat d'une analyse par ILB sur une plaque sablée avec des billes de diamètre moyen 50 μm . Cette carte de hauteurs de surface a été réalisée avec le plus fort grossissement (\times 10.3) et la meilleure résolution (1 pixel = $0.8\mu m$) en assemblant 16 cartes pour obtenir une zone de longueur totale 2mm et de largeur 1.5mm. La distribution des hauteurs pour cette analyse est affichée sur la figure 2.5. La topographie des plaques après sablage est de l'ordre de 5 μm . Les hauteurs varient entre les valeurs limites -30 et 25 μm pour une plaque sablée avec des billes de $50 \mu m$ de diamètre, entre -21.8 et 13.6 μm pour un sablage avec des billes de $200\mu m$, et entre -11.6 et 13.4 μm pour les plaques dépolies chimiquement (seules les données pour l'étude de l'échantillon avec sablage à $50\mu m$ ont pu être récupérées ; les autres valeurs sont celles fournies par SINTEF). La figure 2.6 montre la corrélation spatiale des hauteurs de fronts pour la plaque sablée à $50\mu m$ basée sur une méthode statistique avec calcul de l'écart-type entre une hauteur à un point donné et celle décalée d'une distance δ de ce point (cf la section 3.1.3 pour plus de détails). Une décorrélation est clairement visible aux alentours de $35\mu m$. Nous verrons que cette valeur aura une importance au chapitre 3 pour l'étude de la rugosité.

Cependant certains points de l'analyse par ILB ne sont pas valides (pixels de valeur non définie), car le facteur de réflexion de la lumière est inférieur à 2%, limite de détection de l'appareil. Une interpolation est alors effectuée par l'appareil de SINTEF pour remplir ces points vides par rapport aux pixels valides (malheureusement nous n'avons pas les détails de



FIG. 2.4 – Carte résultat d'une analyse par interférométrie à lumière blanche d'un échantillon sablé avec des billes $\phi = 50 \ \mu m$.



FIG. 2.5 – Distribution des hauteurs pour une plaque sablée avec des billes $\phi = 50 \ \mu m$.

cette interpolation). Pour les échantillons sablés, le nombre de points utiles s'élève à plus de 80%; par contre, seuls 17% des pixels sont définis pour les plaques dépolies chimiquement. La validité des résultats, surtout après interpolation, est donc discutable.

2.1.3 Thermocollage des échantillons

Les deux plaques de plexiglas sont ensuite superposées en mettant les surfaces dépolies l'une contre l'autre (voir figure 2.7), puis placées entre deux plaques de serrage plus épaisses en aluminium (Dural (\mathbb{R})) et vissées de façon à produire un couple C à l'aide d'une clé dynamométrique



FIG. 2.6 – Corrélation spatiale des hauteurs pour une plaque sablée avec des billes $\phi = 50 \ \mu m$ par calcul d'écart-type. La ligne pointillée grise indique l'échelle à laquelle les hauteurs de fronts cessent d'être corrélées, soit \approx $35\mu m$.

(outil réglable qui permet de contrôler le couple de serrage des écrous et des vis), correspondant à une contrainte $\sigma \approx 2$ MPa (voir figure 2.8). L'équivalence entre couple et contrainte est calculée à partir de la force normale appliquée par les vis sur la plaque d'aluminium. La relation semi-empirique liant le couple de torsion C à appliquer pour effectuer le serrage et la tension dans la vis F_v est donnée par la formule de Kellerman-Klein (Kellerman and Klein, 1956) :

$$C = F_v \left(\frac{p}{2\pi} + 1.166\mu_f r_f + \mu_t r_t\right)$$
(2.1)

où p est le pas de vis, μ_f le coefficient de frottement dans les filets de la vis, r_f le rayon de la vis au niveau du filetage, μ_t le coefficient de frottement sous la tête de vis, et r_t le rayon équivalent de frottement sous tête (voir figure 2.9). Dans notre cas, les têtes de vis n'étant en contact avec aucune des plaques de l'appareil de serrage, le dernier terme est nul. La tension dans une vis s'obtient donc avec l'équation suivante :

$$F_v = \frac{C}{\frac{p}{2\pi} + 1.166\mu_f r_f}$$
(2.2)



FIG. 2.7 – Illustration du sablage des plaques de plexiglas et de leur superposition.

couple = 8 N.m $\Rightarrow \sigma \approx 2$ MPa



FIG. 2.8 – Plaques de plexiglas dans leur appareil de serrage. Les blocs de plexiglas sont représentés en blanc, les plaques d'aluminium en gris, et en noir l'appareil de serrage. Tout le bloc est placé dans un four pour l'étape de thermocollage.



FIG. 2.9 – Schéma d'une vis avec définition des variables utilisées dans la formule de Kellerman-Klein.

Dans notre cas, les différentes variables de l'équation 2.2 ont pour valeurs : p = 1.25mm, $\mu_f = 0.20$ (valeur typique pour un serrage "à sec", sans lubrifiant) et $r_f = 3.375mm$. Pour obtenir la force normale F appliquée par une vis sur la plaque d'aluminium, il faut projeter la force par rapport à l'angle de filetage θ_f sur la verticale : $F = F_v \cos(\theta_f)$ avec $\theta_f = 60^\circ$. On somme alors les forces sur l'ensemble des 12 vis de l'appareil de serrage. La contrainte σ est égale à la somme de ces forces divisée par la surface s sur laquelle elles s'appliquent, avec $s = 0.21m * 0.11m = 0.0231m^2$. Avec un serrage à 8 N.m appliqué à nos échantillons, la contrainte équivalente σ vaut donc 12 * F/s, soit environ 2 MPa.

L'ensemble échantillon + presse est placé dans un four afin de thermocoller les deux plaques de PMMA. L'Institut de Physique d'Oslo possède un four asservi : la température du four est régulée à l'aide de capteurs thermocouples internes pour permettre un contrôle sur les changements de température et éviter des variations trop importantes. La phase de chauffage de nos échantillons débute par une montée linéaire en température à partir de la chaleur ambiante de l'ordre de $3^{\circ}C/min$ jusqu'à atteindre une température palier T. L'échantillon reste alors à température constante pendant une durée D. Pour la diminution en température, une rampe identique à celle de l'échauffement est imposée, mais elle n'est pas strictement respectée car le refroidissement sur le four est moins bien contrôlé que la montée en température, et en dessous de $70^{\circ}C$, le refroidissement se fait plus lentement. Les échantillons fabriqués à Strasbourg sont chauffés dans un four électrique de cuisine Siemens(R) avec une fonction de préchauffage rapide. La température du four choisie en fonction chaleur tournante est atteinte en moins d'un quart d'heure. Puis la minuterie est enclenchée pour permettre à l'échantillon d'atteindre la même température et de rester à ce palier un certain temps. Après le temps imparti, le four s'éteint automatiquement et l'échantillon refroidit à l'intérieur du four maintenu fermé pendant quelques heures, voire toute une nuit. Une courbe de la variation de température au cours du chauffage pour quelques échantillons a été enregistrée à l'aide d'un thermocouple, capteur placé entre le PMMA et une des plaques de Dural $(\widehat{\mathbf{R}})$, pour vérifier la correspondance entre les températures voulue et réelle (la vérification avec thermocouple n'a pas été faite à Oslo). Le thermocouple est branché à un multimètre Keithley 2000, lui-même relié à un ordinateur et contrôlé sous Matlab, via une connexion GPIB. Les deux tracés sont représentés sur la figure 2.10. On remarque une différence d'environ $33^{\circ}C$ entre la température indiquée par le four et la température réelle des échantillons au maximum de la courbe de température. Le Plexiglas et l'aluminium n'ayant pas les mêmes propriétés conductrices de chaleur, une certaine marge d'erreur existe pour déterminer avec certitude la température du PMMA lui-même. Par ailleurs, le plateau de température devait durer 30 minutes dans les deux cas, or le maximum des courbes sur la figure 2.10 s'étend sur 10 minutes tout au plus. Il existe deux explications : soit les conditions de durée programmées ne sont pas respectées par l'appareil, soit le Plexiglas continue à chauffer plus lentement alors que le four est à la température palier et se refroidit quand la température du four diminue après la durée de plateau de température demandée.



FIG. 2.10 – Courbes de température de chauffage pour deux échantillons obtenues avec un thermocouple dans le four Siemens (R). Les traits verticaux qui terminent la courbe indiquent la sortie de l'échantillon du four. Les fortes variations au début de la courbe tiretée sont dues au fait que le four a été ouvert pour y introduire une plaque de Dural oubliée alors que le chauffage avait déjà commencé.

Le collage des deux plaques de PMMA est rendu possible par l'application d'une force normale (représentée par les plaques d'aluminium) et par les propriétés de polymérisation du Plexiglas par chauffage. La charge force le contact entre les deux blocs et de nouvelles liaisons polymères se forment à l'interface lors de la cuisson des échantillons. Le thermocollage est préféré aux autres méthodes d'assemblage, car il évite d'utiliser une colle qui serait un facteur de plus à contrôler, et qui pourrait être source de problèmes. La colle pourrait changer de propriétés par chauffage ou provoquer des réactions chimiques avec le PMMA.

Il faut remarquer que les expériences faites à Oslo et celles de Strasbourg ne sont pas strictement identiques. Les différences résident dans les techniques de dépolissage et de chauffage.

2.2 Dispositif expérimental et appareils d'acquisition

2.2.1 Montage expérimental

Après fabrication (cf section 2.1), la plaque épaisse et large de l'échantillon est placée dans des rails sur un support rigide, la lame la plus longue en dessous. Tout le bâti est positionné de telle façon que la plaque inférieure se retrouve juste sous un rouleau accroché à une table de translation verticale (en blanc sur la figure 2.11), le tout servant de presse (voir figure 2.12). Le cylindre va venir appuyer sur cette plaque pour provoquer une ouverture en mode I entre les deux lames de l'échantillon grâce à la table de translation dirigée par un moteur pas à pas. L'avantage du rouleau est qu'il peut venir appuyer sur toute la largeur de la plaque et, comme le cylindre peut tourner sur son axe, la friction au niveau du contact entre la presse et la plaque de Plexiglas est réduite. L'utilisation d'une table de translation permet d'imposer un certain déplacement à une vitesse donnée. Déjà à l'œil nu, on peut suivre l'ouverture qui se propage sous forme d'un front de rupture tant que le moteur tourne et donc que le rouleau appuie sur l'échantillon. Mais pour avoir le détail de sa morphologie, le front de fissure est observé à l'aide d'un microscope et des images sont enregistrées soit avec un appareil photo, soit avec une caméra rapide.



FIG. 2.11 – Photos du montage de profil et en zoomant légèrement côté droit.

2.2.2 Moteur pas à pas

Le moteur pas à pas utilisé pour contrôler la table de translation dans nos expériences est de type SIMPA Micropas 4 Fils avec contrôleur, de chez Midi Ingénierie. Les moteurs pas à pas sont plus simples à contrôler que des moteurs à courant continu classiques. Ils sont constitués



FIG. 2.12 – Schéma du montage vu de devant, de côté et du dessus. Les plaques de PMMA sont représentées en blanc, le bâti en noir, la table de translation avec le rouleau en gris foncé. Un front de rupture est dessiné par une ligne noire ondulée sur le schéma vu de dessus (le sens de propagation est dans la direction y). Le microscope est représenté en gris clair au-dessus du bâti.

de manière différente et comportent plusieurs bobines qui agissent sur un rotor aimanté, ainsi l'angle exact de rotation, l'accélération ou le sens de rotation peuvent être déterminés en modifiant l'alimentation des bobines. De plus, en laissant une ou plusieurs bobines alimentées, le moteur reste figé. Les moteurs à 4 fils (bipolaires) possèdent 4 bobines. Le moteur avancera d'un seul pas à chaque impulsion et son axe tournera d'un angle qui est fonction du nombre de pas du moteur. Ce pas "géométrique" du moteur peut être divisé en plusieurs pas intermédiaires, appelés micropas. Plus le nombre de micropas sera élevé, plus le mouvement du moteur sera régulier. La face avant permet de visualiser sur un afficheur à 8 chiffres et de modifier au moyen de boutons poussoirs, les paramètres principaux du module. Elle permet de réaliser des mouvements simples. Les 6 paramètres du mouvement à définir sont : la vitesse de démarrage (V_{min}) en *pas/seconde*, la vitesse de consigne ou palier (V_{max}) en *pas/seconde*, la durée des rampes d'accélération et/ou de décélération T_a en ms, la résolution μ en *micropas/pas*, le nombre de micropas N à effectuer et le sens de rotation du moteur (voir figure 2.13).

La vitesse de démarrage définit la vitesse initiale du mouvement et peut prendre des valeurs de 20 à 20 000 pas/s (compte tenu de l'inertie, la vitesse du moteur ne peut prendre instantanément n'importe quelle valeur, mais V_{min} est la vitesse à partir de laquelle le mouvement du moteur s'accélère jusqu'à la vitesse désirée). La vitesse de palier est la vitesse d'exécution du mouvement qui peut valoir de 20 à 20 000 pas/s et doit être supérieure ou égale à la vitesse initiale. La durée de la rampe d'accélération T_a permettant de passer de V_{min} à V_{max} ou inversement se situe dans l'intervalle de 1 à 65 000 ms. La résolution est de 1, 2, 4, 8, 16, 32 ou 64 $\mu pas/pas$ (lors de nos expériences, $\mu = 64$). Le déplacement de la table de translation est contrôlé par le nombre de micropas à exécuter par le moteur. Pour obtenir l'équivalence entre μpas et mm, un comparateur donnant le déplacement effectué par la table de translation en mm a été utilisé et ses valeurs comparées au nombre de micropas accomplis par le moteur affiché sur la face avant du moteur (voir figure 2.14). La relation donne 1 $\mu pas \approx 10^{-5}mm = 10nm$. Le sens de rotation est déterminé par le signe devant la valeur de déplacement (dans notre cas, - indique une descente de la presse et + la montée). Le moteur est contrôlé par ordinateur à l'aide d'un module via une liaison série (RS 232C).



FIG. 2.13 – Représentation graphique des paramètres du mouvement à définir sur le moteur pas à pas : V_{min} = vitesse de démarrage, V_{max} = la vitesse de palier, T_a = durée de la rampe d'accélération, et N = nombre de micropas. V_{min} ne se trouve pas au temps 0 car il faut un peu de temps pour vaincre l'inertie du système et atteindre la valeur de vitesse de démarrage.



FIG. 2.14 – Courbe de calibration du déplacement de la table de translation contrôlé par le moteur pour avoir la correspondance entre micropas et millimètres.

2.2.3 Capteur de force

Un capteur de force compression-traction STC 1205 (de chez Tout Pour La Mesure) est placé sur la table de translation de manière à mesurer la force appliquée par le rouleau sur la plaque. Ce capteur est un pont de Wheatstone (instrument composé de résistances qui renvoient une tension nulle à l'équilibre et non nulle si elles subissent des variations) et renvoie, après traitement, une tension de l'ordre de quelques dizaines de microvolts. Il est relié à un module qui contient une alimentation pour lui fournir les dix volts nécessaires à son fonctionnement ainsi qu'un amplificateur qui permet d'avoir en sortie un signal entre 0 et 10V. Le module est connecté à une carte d'acquisition National Instrument (R) PCI-6281 pilotée par Matlab(R).

Pour calibrer le capteur de force (traduire la tension en force), on a suspendu des masses m de 100 g, 200 g et 2 kg (×2) au cylindre de la presse et on a lu les valeurs de tension renvoyées par le capteur à l'aide d'un multimètre Keithley ($\hat{\mathbf{R}}$) (Model 2750 avec un switching

module 7720). Le poids de ces masses en Newton (P = mg, avec $g = 9.81m.s^2$) a été tracé en fonction de la tension de sortie du capteur en Volt. Une relation linéaire a été établie entre les deux avec un facteur égal à 84182 N/V (valeur très proche de la précision atteinte d'après le fabricant de 11 $\mu V/N = 90909 N/V$). La courbe est tracée sur la figure 2.15.



FIG. 2.15 – Courbe de calibration du capteur de force. Le poids P en N est tracé en fonction de la tension Ten V.

2.2.4 Instrumentation optique

Un stéréomicroscope de marque Zeiss R Stemi 2000-C est placé au-dessus du front de rupture. Il est muni d'une loupe trinoculaire avec phototube, dont deux loupes binoculaires servent pour une observation directe tandis que le troisième oculaire peut accueillir un appareil photo ou une caméra. La lentille ×10 incluse fournit, avec les différents objectifs, un intervalle de grossissement de ×6.5 à ×50. Une lame mince en verre poli est posée sur le PMMA sous le microscope et une goutte de glycérol est versée sous la lame mince pour améliorer le contact entre l'échantillon et la lame mince, ce qui permet d'avoir une surface bien plane sous la lentille, la plaque de plexiglas pouvant avoir quelques défauts, tels que des rayures qui sont alors comblées par le glycérol. La mise au point du microscope se fait alors sur le front de rupture au niveau de l'interface à travers la lame mince. Le microscope se trouve sur une table de translation qui lui permet de parcourir l'échantillon sur la largeur mais aussi dans la direction de propagation du front.

La portion du front situé sous la lame mince est éclairée à l'aide de spots pour mieux faire ressortir le contraste entre la partie ouverte de l'échantillon et celle encore fermée. En effet, en ouvrant l'échantillon, les microstructures de l'interface jouent à nouveau le rôle de diffuseurs de la lumière (ils la réfléchissent) tandis que la portion toujours scellée continue à la transmettre (voir figure 2.16). La transition entre les deux sections correspond au front de rupture. Concernant l'éclairage, deux spots LED sont utilisés lors de l'utilisation de l'appareil photo. Les faisceaux lumineux n'étant pas très larges, ils sont focalisés vers la lame mince. Avec la caméra rapide qui nécessite plus de luminosité, l'éclairage est fourni par un projecteur à lumière froide (de marque Hedler D02) dont le champ de lumière plutôt large est réfléchi par un miroir placé sous l'échantillon et dirigé vers le front à Strasbourg. Á Oslo, des fibres optiques reliées à une source de lumière intense avec des lentilles à leur bout pour focaliser le rayon lumineux sur le front ont été utilisées pour les expériences avec la caméra rapide.



FIG. 2.16 – Zoom sur le front. La lame mince est bien placée sur l'échantillon juste sous le microscope. Le front de rupture est visible grâce au contraste entre la partie de l'échantillon déjà ouverte qui diffuse la lumière (côté du rouleau) et la section encore scellée qui reste transparente. On peut suivre la propagation de la ligne de contraste au fur et à mesure de l'ouverture de l'échantillon.

Un appareil photo numérique Nikon (R) D200 est fixé sur le haut du microscope. La taille des photos prises avec cet appareil est typiquement de l'ordre de 3872×2592 pixels. La mesure du pixel se fait en plaçant une bande transparente graduée à l'interface de l'échantillon en partie ouvert pour respecter la focalisation du microscope et en prenant une photo des graduations (voir figure 2.17). Il suffit alors de compter le nombre de pixels entre deux traits et de diviser la distance en mm entre ces deux graduations par ce chiffre pour obtenir la valeur en mm d'un pixel de l'image. La largeur d'une photo au plus faible grossissement est à peu près égale à 14.5 mm (incertitude due à l'épaisseur du trait de graduation $\approx 0.3mm$), correspondant à 3872 pixels, d'où la valeur du pixel obtenue de l'ordre de $3.7\pm0.1\mu m$. L'appareil photo est connecté à l'ordinateur via une prise USB et contrôlé à l'aide du logiciel "Nikon Capture Control".



FIG. 2.17 – Mesure de la taille d'un pixel avec une photo focalisée sur une bande transparente graduée glissée à l'interface de l'échantillon dans la partie déjà ouverte.

Une caméra rapide numérique CamRecord 600 d'Optronis remplace l'appareil photo pour suivre la propagation du front de rupture lors d'une expérience dynamique et acquérir des photos des différentes positions du front à intervalles de temps très courts. La résolution maximale de cette caméra est de 1280 × 1024 pixels. Le taux d'acquisition de clichés à cette résolution s'échelonne entre 50 et 500 im/s (images par secondes). Avec une résolution de 1280 × 4 pixels, la vitesse de prise de vues peut atteindre 100000 im/s. La taille du pixel a été déterminée de la même façon que pour l'appareil photo et vaut ≈8 μm . Le taux d'acquisition est réglé en fonction de la résolution choisie car limité par la taille de la mémoire de la caméra, ici de 8 Go de RAM. La mémoire tampon de la caméra est circulaire avec pré- et post-déclenchement librement configurable. Les possibilités de déclenchement sont variées : déclencheur d'image automatique, ou par TTL (signal électrique de ±5 V) externe, ou encore via un logiciel de

contrôle. Une synchronisation en entrée et en sortie est possible. Les données peuvent être enregistrées sous les formats BMP, TIFF, AVI ou MPEG sur 10 bits (1024 niveaux de gris). La caméra est reliée à l'ordinateur via une connexion FireWire IEEE1394a standard et piloté par le logiciel fourni avec la caméra "CamControl". Il est possible de regarder la vue de la caméra en direct, ce qui permet de régler l'éclairage et d'autres paramètres, tels que le contraste, si besoin est. La caméra rapide à Oslo est légèrement différente avec une résolution maximale de 1024×1024 pixels, et une taille de pixel de 10 μm .

2.2.5 Acquisition acoustique

L'acquisition des émissions acoustiques se fait de deux manières différentes avec une carte d'acquisition National Instrument ((NI)) et avec le prototype Open System (OS) de chez Lecoeur Electronique (((NI))) qui fonctionne soit en mode enregistrement en continu, soit en mode échographe.

2.2.5.a) Les capteurs acoustiques

Plusieurs types de capteurs acoustiques ont été utilisés. Tout d'abord, il y a les capteurs piézoélectriques (PZ) individuels PICO de Physical Acoustics Corporation ($\phi = 5 mm$, hauteur = 4 mm) avec une bande fréquentielle de 200 à 750 kHz (fréquence de résonance autour de 500 kHz) et un pic de sensibilité à 54 dB (réf. V/(m/s)). Á Oslo, les deux transducteurs individuels de type Micro de Physical Acoustics Corporation ($\phi \approx 13 mm$) utilisés ont une bande fréquentielle légèrement plus large de 100 à 1000 kHz mais avec la même fréquence de résonance que les capteurs PICO.

Á Strasbourg, en plus des détecteurs individuels, deux barrettes linéaires de 32 et 64 capteurs PZ de chez Imasonic sont également disponibles. La barrette de 32 voies a une bande passante (à -6 dB) entre 100 et 1000 kHz avec une fréquence de résonance aux alentours de 500 kHz. La barrette de 64 transducteurs a une bande fréquentielle qui, au plus large, va de 1 à environ 10 MHz, avec un pic de résonance à 5 MHz. Comme la gamme de fréquence des émissions acoustiques émises lors de la propagation du front s'étale environ de 100 à 400 kHz (cf section 5.2), la barrette de 64 détecte très peu d'émissions acoustiques. On a donc surtout utilisé la barrette de 32 voies. Les éléments PZ qui la composent ont une longueur de 2.25 mm pour une largeur de 2 mm et une hauteur de 8 mm. Le pas inter-éléments est de 3 mm (il y a donc 0.25 mm d'espace entre chaque capteur PZ de la barrette).

Dans les deux cas, les capteurs sont dotés d'une composante verticale uniquement. Un couplant est également utilisé pour une bonne adhésion entre les transducteurs et l'échantillon évitant une couche d'air entre les deux, ce qui réduirait sensiblement le signal détecté (diminution de la vitesse et forte atténuation des ondes dans l'air par rapport au Plexiglas). Á Oslo, de la graisse sert de couplant tandis qu'à Strasbourg le couplant est un gel pour transmission d'ultrasons Aquasonic des laboratoires Parker.

2.2.5.b) Carte d'acquisition National Instrument®

La carte d'acquisition NI PCI-6133 à Strasbourg est reliée à un bornier NI BNC-2110 muni de prises BNC pour les sorties et entrées analogiques et un bloc pour des entrées/sorties digitales. Son taux d'échantillonnage est de 2.5 MHz avec une résolution de 14 bits et un intervalle de $\pm 10 V$. Ces caractéristiques permettent un enregistrement en continu sur presque 3 s avant que la mémoire de la carte ne soit pleine. Une carte d'acquisition semblable (PCI-1665) est utilisée à Oslo mais avec un taux d'acquisition de 1 MHz admettant un enregistrement sur 10 s. Dans les deux cas, la carte NI est pilotée à l'aide de Matlab (\mathbb{R}) . Les capteurs sont connectés à des préamplificateurs de Physical Acoustics Corporation (PAC). Ces derniers permettent un gain sur le signal reçu par les transducteurs de 40 dB ou 60 dB (dans nos expériences, la valeur 60 dB est toujours utilisée). La prise BNC de sortie des préamplificateurs est branchée sur une des entrées analogiques du bornier de la carte NI. Après quelques tests, il s'est avéré que les préamplificateurs de PAC n'avaient pas une réponse linéaire en fonction de la fréquence, surtout à 60 dB. Les techniciens de notre laboratoire à l'IPGS ont fabriqué des préamplificateurs qui offrent une réponse plutôt linéaire et aussi un choix de gain de 40 ou 60 dB avec les prises BNC nécessaires.

2.2.5.c) Centrale acoustique Open System

Á l'IPGS, il est également possible d'enregistrer des émissions acoustiques à l'aide d'une centrale d'acquisition acoustique Open System qui est un prototype développé par Lecoeur Electronique (R) et qui s'apparente à un échographe, mais qui peut aussi enregistrer en continu. Cette centrale trouve des applications aussi bien dans le monde de la recherche (IPGS, Laboratoire Ondes et Acoustique de Paris, récemment devenu Institut Langevin) que dans l'industrie et le milieu médical. Notre appareil possède les caractéristiques suivantes :

- 64 voies réparties sur 8 cartes d'acquisition intégrées
- 2 modes de fonctionnement :
 - émission/réception (échographe) à une fréquence d'échantillonnage maximale de 80MHz avec un seul capteur
 - enregistrement continu à un taux d'acquisition de 5MHz
- convertisseur analogique-numérique linéaire sur 12 bits
- -70s d'enregistrement continu possible
- fonction de gain programmable (entre 0 et $80 \ dB$)
- émetteurs analogues entièrement programmables

La centrale d'acquisition est reliée au capteur linéaire composé de 32 transducteurs par un câble multicoaxial branché sur un connecteur de type ITT Canon DLM5-260P. La centrale acoustique est pilotée à partir d'un PC grâce à un interfaçage LabView et des programmes dédiés Matlab(R).

2.2.6 Caractéristiques mécanique et optique des échantillons

2.2.6.a) Essais de flexion pour obtenir le module d'Young E

Ces tests de flexion ont été menés avec Nadjime Pindra, alors thésard à l'Université Pierre et Marie Curie, Paris 6, sous la direction de Véronique Lazarus.

L'essai de flexion est un test mécanique statique indépendant du temps. Il permet de caractériser des propriétés intrinsèques du matériau étudié, et notamment son module d'Young E, aussi appelé module d'élasticité. La mise en oeuvre du test est très simple. Une plaque de PMMA est fixée à une de ses extrémités sur le bâti à l'aide de serre-joints. Le cylindre de la presse vient appuyer sur l'autre extrémité de la lame de Plexiglas. On se trouve donc face à un problème bien connu de la mécanique de la poutre encastrée soumise à son poids \vec{P} et à une force ponctuelle \vec{F} sur un bord (voir figure 2.18). Dans ce cas de flexion plane simple, les contraintes sont essentiellement normales, les contraintes cisaillantes sont négligeables. L'hypothèse de Bernoulli considère qu'au cours de la déformation, les sections droites de la poutre restent perpendiculaires à la courbe moyenne (application de la théorie de l'élasticité isotrope

Landau and Lifchitz, 1967; Timoshenko and Goodier, 1951). Elle permet de négliger le cisaillement dans le cas de la flexion et la flèche V (déplacement vertical du point de la courbe moyenne sur une section de la poutre en raison de la flexion) est due au moment fléchissant \vec{m} . Les calculs suivants visent à trouver l'expression de cette flèche (Landau and Lifchitz, 1967; Timoshenko and Goodier, 1951). À l'équilibre global, la somme des forces et la somme des moments sont nulles (les indices font référence aux points du schéma 2.18 où forces et moments sont considérés) :

$$\vec{R_A} + \vec{P} + \vec{F} = 0 \tag{2.3}$$

$$\vec{\Gamma}_A + \vec{\Gamma}_G + \vec{\Gamma}_B = 0 \tag{2.4}$$

Dans notre cas, le poids est négligé devant la force \vec{F} ; les termes \vec{P} et $\vec{\Gamma_G}$ disparaissent donc des équations précédentes 2.3 et 2.4. En détaillant alors forces et moments dans ces équations, on trouve :

$$\vec{R_A} - F\vec{y} = 0 \qquad \Rightarrow \qquad \vec{R_A} = F\vec{y} \\ \vec{\Gamma_A} + \vec{AB} \wedge \vec{F} = 0 \qquad \Rightarrow \qquad \vec{\Gamma_A} = lF\vec{x} \wedge \vec{y}$$

D'où les expressions finales pour $\vec{R_A}$ et $\vec{\Gamma_A}$:

$$\vec{R}_A = F\vec{y} \tag{2.5}$$

$$\vec{\Gamma_A} = lF\vec{z} \tag{2.6}$$



FIG. 2.18 – Schéma de l'essai de flexion. À gauche, la poutre en grisé avec les forces et les repères utilisés dans les calculs pour l'équilibre global. À droite, une section de la poutre avec les efforts internes agissant localement.

Si on s'intéresse maintenant à l'équilibre local, le torseur des efforts internes est à prendre en compte. Ce dernier possède deux composantes : une résultante $\vec{R} = N.\vec{x} + T.\vec{y}$, où N est la force de direction tangente à la courbe moyenne et T l'effort tranchant (force perpendiculaire à la courbe moyenne), et un moment fléchissant \vec{m} , dont le vecteur est perpendiculaire à la courbe moyenne et qui provoque la flexion. Les conditions d'équilibre local en chaque point le long de l'axe x s'écrivent alors :

$$\frac{dN(x)}{dx} = 0 \tag{2.7}$$

$$\frac{dT(x)}{dx} = 0 \tag{2.8}$$

$$\frac{dm(x)}{dx} + T(x) = 0 (2.9)$$

Il n'y a pas d'efforts axiaux dans notre cas, donc l'équation 2.7 donne N(x) = 0. Par intégration, l'équation 2.8 devient :

$$\int_{x}^{l} T(s)ds = 0$$
$$T(l) - T(x) = 0$$

Or T(l) = -F, donc l'expression finale de l'effort tranchant vaut :

$$T(x) = -F \tag{2.10}$$

Á partir de l'équation 2.9 et en remplaçant T par l'expression 2.10, on procède à une intégration :

$$\frac{dm(x)}{dx} = F$$
$$m(x) = Fx + \alpha_0$$

Or $m(0) = -\Gamma_A = -lF$ d'après l'équation 2.6, donc en remplaçant x par 0 dans les expressions ci-dessus, on trouve $\alpha_0 = -lF$. Finalement on obtient la formule pour le moment fléchissant :

$$m(x) = F(x-l) \tag{2.11}$$

Il existe une relation entre le rayon de courbure ρ , la flèche V et le moment fléchissant m qui s'écrit :

$$\rho = \frac{d^2 V}{dx^2} = \frac{m}{EI} + \frac{d}{dx} \left(\frac{T}{GS}\right)$$
(2.12)

où S est la section droite de la plaque, $G = \frac{E}{2(1+\nu)}$ avec ν le coefficient de poisson du matériau, et le mouvement quadratique de la section par rapport à z I qui vaut :

$$I = \int_{S} y^{2} dS = \int_{0}^{h} y^{2} b dy = \frac{h^{3} b}{12}$$
(2.13)

avec h la hauteur de la section (épaisseur de la plaque) et b sa largeur. En reprenant les équations 2.8 et 2.11, la formule 5.23 devient :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{F}{EI}(x-l)$$
(2.14)

Par double intégration de l'expression 2.14, on obtient l'expression de la déformée V(x):

$$V(x) = \frac{1}{EI} \left[\frac{F}{6} x^3 - lF \frac{x^2}{2} \right] + \alpha_1 x + \alpha_2$$
(2.15)

Étant donné qu'à l'encastrement on a V(x=0) = 0 et $\frac{dV}{dx}(x=0) = 0$, les constantes d'intégration α_1 et α_2 sont nulles.

En se plaçant au point qui nous intéresse, à savoir celui où le cylindre vient appuyer sur la plaque en x = l, l'équation 2.15 se transforme en :

$$V(l) = -\frac{F}{3EI}l^3 \tag{2.16}$$

Pour effectuer les tests de flexion, la presse est actionnée et arrêtée manuellement à intervalles de temps plus ou moins régulier pour permettre la lecture du déplacement V(l) opéré en micropas

et de la valeur de la force F. La pente $p = \frac{V(l)}{F}$ de la courbe sert à la détermination de E. L'expression de E se déduit des équations 2.16 et 2.13 :

$$p = -\frac{l^3}{3EI} \tag{2.17}$$

$$p = -\frac{12l^3}{3Eh^3b} \tag{2.18}$$

$$E = -\frac{4l^3}{ph^3b}$$
(2.19)

Il suffit alors de remplacer dans la formule 2.19 les variables l (longueur aussi appelée bras de levier), h (épaisseur de la plaque), b (largeur de la plaque) et p (pente du graphique forcedéplacement), par les valeurs déterminées lors des essais de flexion. Deux plaques constitutives des échantillons ont été testées : une plaque épaisse courte (masse = 272 g, bras de levier = 17.5 cm et une plaque longue fine (masse = 139 g, bras de levier = 19 cm). Les valeurs du module d'Young E pour chacune des plaques sont 2.5 GPa et 3.8 GPa respectivement. Sachant que les deux plaques sont fabriquées avec le même PMMA et qu'une erreur de 15% sur la pente (possible avec les fluctuations de mesure de la force à l'époque de ces tests de flexion) ou de quelques millimètres sur la longueur du bras de levier entraîne une variation jusqu'à 0.7GPa, la différence entre les deux modules d'Young calculés n'est pas significative. De plus, la vitesse des ondes acoustiques ne diffère pas d'une plaque à l'autre (cf chapitre 5 pour plus de détails sur ces ondes). Une moyenne entre les deux résultats donne $\approx 3.2 \ GPa$, valeur très proche de celle trouvée par Schmittbuhl et al. (2001) et donnée par le fabricant de 3.3 GPa.

2.2.6.b) Calcul de la ténacité K_c

On reprend ici en détail le calcul de la ténacité (cf chapitre 1) en tenant compte de la configuration de nos échantillons. Le taux de relaxation d'énergie G est obtenu d'après l'expression de l'énergie mécanique du système étudié U_M . Cette énergie est composée de deux termes :

$$U_M = U_E + U_A \tag{2.20}$$

où U_E est l'énergie de déformation élastique et U_A représente le travail fourni par la charge appliquée. Dans notre configuration en mode I avec déplacement imposé, suivant l'expérience d'Obreimoff (Lawn, 1993, voir figure 1.5), $U_A = 0$ car la force appliquée ne se déplace pas le long de la direction de rupture (donc le travail fourni par cette force vaut zéro) et l'énergie de déformation élastique par unité de longueur de front se déduit de la théorie des poutres (comme Obreimoff l'a fait) :

$$U_E = \frac{Ed^3h^2}{8c^3}$$
(2.21)

où d est l'épaisseur de la plaque inférieure de nos échantillons, h le déplacement de la presse et c la distance entre la position du front de fracture et le point d'application de la charge. Le taux de relaxation d'énergie est une mesure de l'énergie mécanique pour un incrément d'avancée de la rupture :

$$G = -\frac{dU_M}{dc} = -\frac{dU_E}{dc} \tag{2.22}$$

À partir des équations 4.5 et 4.6, l'expression suivante pour le taux de relaxation d'énergie peut se déduire :

$$G = \frac{3Ed^3h^2}{8c^4}$$
(2.23)

L'équivalence entre le facteur d'intensité de contrainte d'Irwin K et le critère d'énergie de Griffith G pour amorcer l'extension d'une fracture en tension mène à la relation suivante entre ces deux quantités (Freund, 1990; Lawn, 1993) :

$$G = \frac{K^2}{E}$$
 en contrainte plane (2.24)

$$G = \frac{\overline{K^2}}{E} (1 - \nu^2) \quad \text{en déformation plane}$$
(2.25)

La résistance de l'interface dans nos échantillons est donnée par G_c or K_c qui sont les valeurs critiques de G et K qu'il faut atteindre pour propager la rupture. Pour obtenir les valeurs de G_c et K_c à l'initiation de la propagation du front, le déplacement de la charge h est évalué entre les limites de la partie linéaire de la courbe de charge (voir figure 2.19). La position du front de rupture c_r est estimée à partir de photos du montage. Pour nos échantillons, l'épaisseur de la plaque inférieure d vaut 4 ou 6 mm et le module d'Young est égal à 3.2 GPa (valeur déduite d'essais de flexion et très proche de celle donnée par le fabricant). Pour calculer G_c , on regarde sur la courbe de charge la valeur du déplacement h à l'amorçage de la propagation du front interfacial, c'est-à-dire à la limite de la partie linéaire de la courbe de charge. Si on prend l'exemple de la figure 2.19 qui correspond à l'ouverture d'un échantillon, le front commence à se propager au point où la courbe de charge s'arrondit à $\approx 200N$, correspondant à $h \approx 0.7mm$, et c_r est estimé à $\approx 2cm$. Par conséquent, G_c est de l'ordre de 500Pa.m (cf équation 2.23), ce qui correspond à un facteur d'intensité de contrainte critique $K_c \approx 1300 k P a. m^{1/2}$ d'après l'équation 2.24. Le taux de relaxation d'énergie critique pour une rupture dans le PMMA même est de l'ordre de 1600 Pa.m (valeur fournie par le fabricant), donc $K_c \approx 2300 \ kPa.m^{1/2}$. Comme le facteur d'intensité de contrainte critique pour l'ouverture de l'interface est environ 2 fois plus petit que dans le matériau lui-même, l'interface correspond à un plan de faiblesse : s'il y a rupture, elle se propagera dans le plan entre les deux plaques de Plexiglas. Nous verrons au chapitre 4 que, lors de la propagation du front, les valeurs de facteurs d'intensité des contraintes sont bien inférieures à celle de K_c .

2.2.6.c) Conséquences du dépolissage

La technique de dépolissage a deux conséquences principales sur nos échantillons, une mécanique et l'autre optique. Tout d'abord, le dépolissage introduit une certaine topographie, ce qui induit des fluctuations de la résistance à l'interface lors du thermocollage. La cohésion à l'interface est d'autant plus forte aux endroits où les hauteurs de surface des deux plaques de PMMA sont les plus importantes et s'écrasent sous l'effet de la charge normale appliquée par les lames d'aluminium. En zoomant sur une partie d'une courbe de charge après l'arrondi pour une expérience (voir figure 2.20), de petites variations des valeurs de force sont observées. Les plus petites variations sont dues à la résolution de la mesure de force, mais certaines "bosses" suggèrent que le front passe par des zones localisées de plus forte résistance.

D'autre part, le dépolissage modifie les propriétés de transmission de la lumière du matériau qui perd sa transparence (voir photo 2.21(a)). En effet, la lumière diffuse à cause des microstructures introduites par le dépolissage. Si le thermocollage fonctionne parfaitement, l'échantillon redevient translucide car le contraste d'indice de réfraction le long de l'interface disparaît (voir figure 2.22 et photo 2.21(b)). Normalement un contact existe partout à l'interface sous l'effet du chargement. Les zones de non-contact apparaissent sous forme de points diffuseurs au milieu d'une zone transparente (rendant ainsi visible la non-uniformité de la cohésion à l'interface, ce qui confirme les fluctuations de ténacité citées précédemment). La transparence du PMMA permet alors d'observer directement les fronts de rupture, définis comme la limite entre la partie ouverte des plaques (qui diffuse la lumière) et celle encore scellée (donc transparente) (Schmittbuhl and Måløy, 1997).



FIG. 2.19 – Courbe de charge pour l'ouverture d'un échantillon. La force appliquée sur la plaque inférieure de l'échantillon est tracée en fonction du déplacement de la presse. Les flèches pointent les limites de la partie élastique de la courbe utilisées pour calculer G_c . La ligne pointillée grise désigne la valeur h correspondant à l'amorçage de la propagation.



FIG. 2.20 – Zoom sur une courbe de charge autour de la valeur de pic pour une expérience.

2.2.6.d) Choix des paramètres de préparation des échantillons

De nombreux essais de préparation d'échantillons ont été faits en changeant, par exemple, le sablage, la température ou la durée de "cuisson" pour le thermocollage, etc... Le but est d'obtenir des échantillons avec un bon contraste de résistance entre l'interface et le PMMA lui-même (rupture le long de l'interface et non dans la plaque), un bon contraste optique entre les parties de l'échantillon ouverte et scellée, et peu de défauts dans le matériau (tels des bulles qui se forment à trop haute température, voir figure 2.23). Les paramètres mentionnés dans le tableau 2.2 correspondent aux meilleures conditions pour respecter tous ces critères.

Par contre, si les paramètres de température, durée de chauffage ou de chargement ne sont pas bien choisis, le collage peut ne pas être homogène et le bloc formé des deux plaques de



FIG. 2.21 – Photos des échantillons a) avant thermocollage et b) après thermocollage. a) Les microstructures introduites par le dépolissage mécanique diffuse la lumière, rendant ainsi la plaque de PMMA opaque. b) Après thermocollage, le bloc composé des deux plaques de plexiglas a retrouvé une unité et sa transparence car le contraste d'indice de réfraction a disparu. Cet échantillon est déjà en partie ouvert (bout de l'échantillon à gauche sur la photo) : la transparence disparaît à nouveau après ouverture par diffusion de la lumière.



FIG. 2.22 – Illustration de la perte par sablage et du recouvrement lors du thermocollage de la transparence du Plexiglas.

plexiglas ne redevient pas totalement transparent. En effet, par fluage des plaques de plexiglas, un problème de contact entre l'échantillon et la plaque d'aluminium peut survenir, ce qui entraîne une diminution de la charge normale appliquée, donc une absence de contact entre les deux feuilles de Plexiglas, d'où la non-transparence sur de larges zones non cohésives. Les tablettes d'aluminium vissées permettent de contraindre le gonflement du PMMA au début du chauffage, mais la déformation des plaques vers les côtés empêche de garantir la constance de la charge normale et les bords des échantillons sont généralement moins translucides que le centre (voir photo 2.24). Si la température excède 220°C ou si la durée de "cuisson" dépasse 45 minutes (valeurs empiriques), les plaques de PMMA commencent à fondre et des bulles apparaissent dans le matériau (voir photo 2.23). De même, si la température, le temps de cuisson ou la



FIG. 2.23 – Photo d'un échantillon où des bulles sont apparues dans le Plexiglas à cause d'une température trop élevée.

Lieu	øsablage ($\mu { m m}$)	Paramètr	es de ther	mocollage
		C (N.m)	T (°C)	$D~(\min)$
Strasbourg	$\approx 300, 50$	8	175	45
Oslo	500, 200, 50	10	210	30

TAB. 2.2 – Paramètres de fabrication des échantillons utilisés à Strasbourg et à Oslo. Signification des symboles : \emptyset = diamètre moyen des billes de sablage ; C = couple de serrage ; T = température ; D = durée.

charge sont trop faibles, le contraste entre les parties ouverte et encore fermée de l'échantillon n'est pas assez bon pour extraire le front (cf section 2.4) car la polymérisation à l'interface n'a pas pu bien se faire.



FIG. 2.24 – Photo d'un échantillon dont le collage n'est pas homogène : il y a eu fluage sur les bords qui ne sont pas transparents.

Si le couple appliqué par les vis n'est pas assez fort (< 8 Nm) ou si la température est trop basse, les deux plaques ne sont pas bien scellées et l'échantillon s'ouvre facilement (les deux plaques peuvent être séparées à la main). Mais il faut aussi veiller à ce que la fracture ne se propage pas dans les plaques de PMMA même, donc à prendre des paramètres adaptés de façon à conserver un plan de faiblesse au niveau de l'interface. Si la température est trop élevée ou si le temps de "cuisson" trop long, la résistance le long de l'interface est trop forte pour que le front se propage. La force nécessaire pour ouvrir l'échantillon est supérieure à 350 N, et le calcul de ténacité en prenant h correspondant à cette valeur de force peut dépasser 2300 $kPa.m^{1/2}$. La plaque inférieure casse alors que l'interface reste scellée. La valeur de K_c pour l'interface à l'ouverture de l'échantillon semble augmenter avec la température du four choisie pour la préparation (voir figure 2.25). Les barres d'erreur affichées sur la figure correspondent à une imprécision sur le déplacement du rouleau. La dispersion des données est aussi due à une évaluation très approximative de la distance entre le point d'appui et le front de rupture. En effet, cette distance a été prise identique pour toutes les données de ténacité à l'ouverture des échantillon. Mais elle peut varier de quelques millimètres, d'où une erreur sur K_c pouvant aller jusqu'à 500 $kPa.m^{1/2}$. Donc les données de ténacité supérieure à celle du PMMA lui-même (signalée par les lignes rouge et verte) restent dans la marge d'erreur, ce qui explique que les plaques correspondantes n'ont pas cassé.



FIG. 2.25 – Courbe des valeurs de ténacité des échantillons à l'ouverture en fonction de la température de chauffage. L'augmentation de K_c avec la température est visible malgré la dispersion des données. Les barres d'erreur indiquent l'imprécision sur le déplacement de la presse. La ligne rouge marque la valeur de ténacité du PMMA donnée par le fabricant. Une valeur de ténacité du PMMA a été aussi déterminée lors de l'ouverture d'un échantillon dont la plaque inférieure a cassé, signalée par la droite verte.

2.3 Déroulement d'une expérience

Deux types d'expériences ont été menées avec le dispositif décrit précédemment (partie 2.2) avec des approches différentes. Des expériences dites statiques cherchent surtout à étudier la morphologie des fronts de rupture pour en déduire les mécanismes de fracturation alors que d'autres appelées dynamiques tentent de suivre la propagation du front en temps réel pour analyser son comportement en matière de vitesse et d'énergie.

2.3.1 En statique

Lors d'expériences statiques, un déplacement est imposé à la plaque inférieure de l'échantillon par la presse (cylindre d'appui + table de translation) pour faire avancer le front, après avoir mis le rouleau en contact avec la lame de l'échantillon. Lorsque le front a avancé de quelques millimètres (typiquement de l'ordre de 5 mm), le moteur est arrêté plusieurs secondes et le front toujours en chargement continue à bouger en ralentissant sous l'effet de la relaxation de contrainte. Puis la presse remonte avec la même valeur de déplacement. La plaque étant ainsi déchargée, le front s'arrête. La figure 2.26 montre une courbe de charge typique de ces expériences avec un zoom sur un des étapes pour observer la relaxation qui s'opère lors de l'arrêt du moteur en mode de chargement. Le graphe 2.27 illustre le déplacement de la presse. On constate que plus le front avance, donc s'éloigne de la presse, plus le déplacement doit être important pour faire bouger le front alors que la force entraînant son mouvement diminue. Une courbe de force en fonction du déplacement est affichée sur la figure 2.28 pour quatre étapes successives d'une expérience statique.



FIG. 2.26 – Courbe de charge en fonction du temps pour une expérience statique et zoom sur une étape de chargement/déchargement pour observer la relaxation de contrainte avec l'avancée du front.



FIG. 2.27 – Courbe du déplacement de la presse lors d'une expérience statique et zoom sur une étape de montée/descente avec un arrêt de plusieurs secondes de la presse.

Entre chaque étape de déchargement et chargement, des images du front interfacial sont prises avec l'appareil photographique Nikon (\mathbb{R}) placé sur le microscope. Il est alors possible



FIG. 2.28 – Courbe forcedéplacement pour quatre montées-descentes lors d'une expérience statique.

de prendre des séries de photos en translatant le microscope sur la largeur de l'échantillon et former un front de plus de 14.5 mm (taille d'une image avec l'appareil photo) en assemblant les photos. Les paramètres de prise de vue peuvent également être modifiés tels que le grossissement, l'éclairage, etc...

Cette procédure est réitérée plusieurs fois de suite en translatant le microscope dans le sens de propagation du front lorsque ce dernier sort du cadre de vue. Ces expériences sont qualifiées de statiques car les prises de vue du front de rupture se font lorsque celui-ci est à l'arrêt. Le tableau 2.3 donne les paramètres des différentes expériences réalisées.

Lieu	$\phi(\mu m)$	Zoom	Nb de fronts
Strasbourg	$\operatorname{chimique}$	$\times 6.5$	9
Strasbourg	$\operatorname{chimique}$	$\times 6.5$	26
Strasbourg	≈ 300	$\times 6.5$	11
Strasbourg	200	$\times 6.5, 12.5, 25 \text{ et } 50$	17
Strasbourg	50	$\times 6.5, 12.5, 25 \text{ et } 50$	16

TAB. 2.3 – Tableau des paramètres pour les quatre expériences statiques réalisées. \emptyset est le diamètre des billes utilisées pour le sablage des échantillons. Nb signifie nombre.

2.3.2 En dynamique

Les expériences dynamiques sont légèrement plus complexes que les expériences en statique car elles nécessitent une synchronisation entre la prise d'images par la caméra et l'enregistrement des émissions acoustiques pour permettre par la suite de relier les deux.

La première étape consiste à définir tous les paramètres des appareils du montage et à les mettre en attente d'un signal de déclenchement (typiquement un TTL). Pour la caméra, la taille des images et le nombre de prises de vue sont à préciser ainsi que le mode de déclenchement, ici en TTL. Après sa mise en attente, la vue de la caméra est toujours affichée en temps réel sur l'écran. Concernant la carte NI PCI-6133, les valeurs à spécifier sont le taux d'acquisition (2.5 ou 1 MHz selon la carte), la durée d'enregistrement (qui définit le nombre d'échantillons compte-tenu du taux d'échantillonnage et de la capacité mémoire de la carte ; la valeur choisie est généralement maximale, donc 3 ou 10 s selon la carte) et le mode de déclenchement (ici TTL). L'Open System nécessite d'indiquer le mode de fonctionnement (dans nos expériences,

enregistrement continu à 5 MHz) et le gain sur chacune des voies (fixé à 80 dB). Le déclenchement de la centrale acoustique se fait manuellement pour l'instant car la réception d'un signal TTL externe ne fonctionne pas. La vitesse du moteur est réglée également avant le début de l'expérience.

La seconde partie de la procédure concerne la mise en route de la presse en imposant un certain déplacement, commande qui est renouvelée aussi longtemps que nécessaire, c'est-à-dire jusqu'à ce que le front bouge. Le programme de contrôle du moteur (écrit par J. Schmittbuhl, R. Toussaint et G. Daniel sous Matlab(R)) permet de suivre la courbe de charge en direct. L'acquisition avec l'Open System bénéficiant d'une durée d'enregistrement de 70s est lancée après quelques déplacements successifs. Lorsque le front commence à se propager (franchissement d'un seuil de force donné en paramètre du programme ou vérification via l'affichage direct de la caméra), par un clic de la souris sur la fenêtre du graphe de chargement, un TTL est envoyé à l'aide d'une seconde carte NI PCI-6281 (celle qui enregistre le signal de force) pour déclencher la caméra et la carte NI PCI-6133 sur laquelle sont branchés les capteurs acoustiques individuels (voir schéma 2.29). Sur une des voies de la carte NI PCI-6133 est également enregistré un signal de synchronisation de la caméra (envoi d'un signal en créneau par la caméra à chaque prise de vue de durée légèrement inférieure au temps d'exposition), ce qui permettra par la suite de relier images et émissions acoustiques. Lorsque le TTL de déclenchement est lancé, le moteur qui contrôle la presse est éteint complètement pendant une durée de 3 secondes pour éviter que des signaux parasites viennent perturber les signaux acoustiques. En effet, l'alimentation du moteur pas à pas provoque des signaux à 44kHz plus énergétiques que les émissions acoustiques qu'on ne pouvait donc pas repérer, d'où l'arrêt de la presse pendant l'enregistrement.

Enfin, après les 3 secondes d'arrêt, le moteur redémarre et la presse remonte d'autant qu'elle est descendue. La courbe de charge est suivie sur 20 secondes depuis le début de l'expérience et affiche donc l'augmentation puis la diminution de la force avec le mouvement de la presse et l'avancée du front. L'enregistrement de la caméra s'arrête aussi dès que le nombre d'images voulu est atteint. De même, la carte NI cesse d'emmagasiner des données une fois la durée spécifiée écoulée. L'Open nécessite quant à lui un arrêt manuel car, sa mémoire étant circulaire, la centrale continuerait d'enregistrer et effacerait les premiers signaux.

Le tableau 2.4 regroupe les différentes caractéristiques des expériences dynamiques effectuées. Le procédé décrit ci-dessus s'applique surtout aux expériences L et M. Pour les autres, le moteur n'est pas arrêté et l'avancée du front se fait donc plutôt en régime stationnaire qu'en relaxation. Les expériences à Oslo ont été réalisées en collaboration avec Stéphane Santucci, alors post-doctorant à l'Institut de Physique de l'Université d'Oslo, aujourd'hui chargé de recherche CNRS à l'École Normale Supérieure de Lyon.



FIG. 2.29 – Schéma d'une expérience dynamique avec toutes les liaisons entre appareils. Sur la courbe de charge, F signifie force et t le temps. Le rectangle bleu avec la lettre F représente le capteur de force. Les capteurs picos sont symbolisés par un cylindre avec la lettre c et la barrette linéaire par un parallélépipède et la lettre b. Le début de l'expérience est suivi via la courbe de charge. Lorsque le front commence à se propager sur l'image de la caméra ou si la force dépasse un certain seuil, un signal TTL est envoyé à la caméra et à la carte NI PCI-6133 pour l'enregistrement des données optiques et acoustiques. L'Open System pouvant enregistrer sur une durée assez importante est déclenché peu après le tout début de l'expérience.

sablage. V correspond à vitesse et $\langle V \rangle$ désigne la vitesse moyenne d'avancée du front sur toute l'expérience. AE est un raccourci pour émissions acoustiques. ND signifie que les données n'étaient pas disponibles (valeurs non mesurables ou problème d'enregistrement). TAB. 2.4 – Tableau des paramètres pour les différentes expériences en dynamique effectuées. ø fait référence au diamètre des billes de

Nom	Lieu	Ø	Durée	Taux images	V presse	$\langle V \rangle$	Capteurs AE	Taux AE	Synchronisatic
		(μm)	(s)	(im/s)	$(mm.s^{-1})$	$(\mu m.s^{-1})$		(MHz)	
A	Oslo	200	5.908	1000	ND	0.2	2 larges, 1 pico	Ļ	non
В	Oslo	500	8.001	1000	ND	0.29	2 larges, 1 pico	1	non
Ω	Oslo	500	6.158	2000	ND	0.27	2 larges, 1 pico	1	non
D	Oslo	200	9.150	2000	ND	0.16	2 larges, 1 pico	1	non
E	Oslo	200	7.720	1000	ND	0.19	2 larges, 1 pico	1	non
Ч	Strasbourg	≈ 300	1.252	1000	0.192	2	ND		
G	Strasbourg	≈ 300	2.944	500	0.192	1	ND		
Η	Strasbourg	50	6.201	1000	0.096	0.45	2 larges, 1 pico	2.5	oui
Π	Strasbourg	50	8.192	1000	0.128	0.18	2 larges, 1 pico	2.5	oui
J	Strasbourg	50	4.992	1000	0.112	0.27	2 larges, 1 pico	2.5	oui
Κ	Strasbourg	50	4.192	1000	0.096	0.31	2 larges, 1 pico	2.5	oui
Γ	Strasbourg	50	6.392	500	1.92	0.5	ND		
Μ	Strasbourg	лO	r 168	500	۲ v		6 ninner of harratta 29	25 et 5	

2.4 Traitement des images : extraction du front de rupture

2.4.1 Méthode

Cette partie reprend les principales étapes du traitement des photos (Delaplace et al., 1999) pour extraire le front en se basant sur les modifications de propriétés optiques entre la zone fracturée de l'échantillon, qui ressort claire sur les photos puisqu'elle diffuse la lumière, et celle non fracturée qui apparaît opaque (voir figure 2.30). Les points clairs en avant du front dans la partie encore scellée sont des défauts présents à l'intérieur du PMMA ou à l'interface qui diffusent la lumière. Leurs positions étant assez dispersées, ils ne gêneront pas le traitement des images. Le procédé d'extraction du front est appliqué à la photo en entier, mais pour une meilleure visibilité, les illustrations des différentes étapes du traitement expliquées ci-dessous n'afficheront qu'une petite zone des images proche du front.



FIG. 2.30 – Photo typique du front en couleur. La photo a été prise avec l'appareil photo à la résolution 3872×2592 pixels. La flèche blanche indique le sens de propagation du front.

1. La photo couleur 2.30 est transformée en niveaux de gris (voir figure 2.31(a)) en éliminant les données de teinte et de saturation pour ne garder que les valeurs sur l'intensité lumineuse (ces valeurs étant de même format - entier 8 bits - avant et après conversion, il y a autant de couleurs que de niveaux de gris - 256). On construit l'histogramme des niveaux de gris correspondant (voir figure 2.31(b)). L'histogramme présente deux lobes qui correspondent aux niveaux de gris majoritaires dans les parties fracturée et scellée de l'image de l'échantillon. Le seuil minimal entre les deux lobes définit une zone de transition entre les niveaux de gris, donc entre les parties ouverte et non fracturée. Il s'agit alors de retrouver la position de cette région de transition sur la photo, car elle désigne le front de rupture. Le seuil est le même sur toute l'image (il faut donc veiller à avoir un éclairage uniforme pour appliquer ce traitement), mais il n'est pas constant d'une image à l'autre, car l'éclairage peut être modifié entre deux photos.

Lorsque le contraste n'est pas assez bon entre partie fracturée ou non, notamment pour les images prises avec la caméra rapide, une image de référence prise avant le début de l'expérience est soustraite aux images enregistrées lors de la propagation du front (voir figure 2.32).

2. La photo en niveaux de gris est alors transformée en une matrice binaire, composée de 1 lorsque le pixel a une valeur de niveau de gris supérieure au seuil (entre les deux lobes de l'histogramme) et de 0 sinon (la couleur blanche correspond à la valeur 1, et le noir à la valeur 0 sur la figure 2.33).



FIG. 2.31 – (a) Image en niveaux de gris du front (photo du front en couleur transformée en niveaux de gris). (b) Histogramme des niveaux de gris correspondant.



FIG. 2.32 – (a) Image en niveaux de gris du front (photo de la caméra prise en niveaux de gris). (b) Image résultant de la soustraction de l'image précédente par une image prise avant le début de l'expérience. (c) Histogramme des niveaux de gris correspondant à l'image après soustraction.



FIG. 2.33 – Matrice binaire de seuillage. La couleur noire correspond à la valeur 0 et la couleur blanche à la valeur 1. La partie blanche correspond aux pixels dont la valeur de niveau de gris est supérieure à la valeur du seuil minimal entre les deux pics de l'histogramme.

3. L'image transformée en matrice binaire est dérivée séparément dans chaque direction
(selon les lignes de la matrice d'une part et des colonnes d'autre part). Les matrices résultantes de ces deux opérations de dérivation sont sommées pour former le gradient de l'image binarisée (voir figure 2.34). Par ce calcul, on trouve des valeurs nulles partout (pixels blancs, code couleur inversé par rapport à l'image précédente), excepté lorsque des pixels de valeurs 0 et 1 de la matrice binaire se côtoient (au niveau du front, mais aussi des points clairs en avant du front déjà évoqués plus haut).



FIG. 2.34 – Gradient de l'image seuillée. La couleur noire correspond à la valeur 1 et la blanche à la valeur 0 (code couleur inversé par rapport à l'image précédente).

4. On recherche alors dans l'image du gradient les pixels connectés à l'ordre 8, c'est-à-dire les pixels de valeur unitaire qui touchent par un côté ou par un coin un autre pixel de valeur 1 (la figure 2.35 et le tableau 2.36 illustrent cette explication). Un cluster ou amas est un groupe de pixels voisins unitaires. Chaque groupe connecté se voit attribuer une "étiquette" : le premier groupe est noté 1, le second obtient l'étiquette 2, etc... (voir table 2.36). La valeur 0 est attribuée à l'arrière-plan. Sur la figure 2.37, chaque amas est coloré pour une meilleure visibilité.



N Ο $\mathbf{2}$

FIG. 2.35 – Illustration de la connectivité d'un pixel à l'ordre 4 et à l'ordre 8 (extrait de l'aide en ligne Matlab[®]).
Le pixel considéré est en gris foncé.

FIG. 2.36 – Exemple de matrices représentant une image binarisée (à gauche) et labellisée (à droite). Si on considère une connectivité d'ordre 4, l'image possède deux objets, étiquetés 1 et 2; si on choisit l'ordre 8, elle ne contient qu'un objet.

- 5. Le nombre de pixels qui constituent chaque région labellisée est décompté, ce qui donne une idée de l'étendue de chaque amas. Seul le cluster connecté le plus grand qui permet de relier un bord à l'autre de l'image est conservé (voir figure 2.38).
- 6. Les indices (x_i, y_i) des éléments non nuls (pixels de valeur 1 qui forment l'amas connecté cité plus haut) de la matrice sont recherchés. Pour chaque abscisse x_i , il peut y avoir plusieurs indices y_i correspondants (ceci est dû à des protubérances du front par endroits



FIG. 2.37 – Image labellisée. Une couleur est attribuée à chaque amas de pixels connectés à l'ordre 8 pour une meilleure visibilité.

FIG. 2.38 – Cluster connecté le plus large. La couleur noire correspond à la valeur 1 et la partie blanche à la valeur 0 pour chaque pixel.

Delaplace et al., 1999, voir figure 2.39). Lorsqu'il y a plusieurs y_i pour un x_i , il faut faire un choix en prenant soit le point d'indice le plus élevé (maximum dans l'indexation de l'image), soit le plus bas (minimum dans l'indexation de l'image), dans le sens inverse de la propagation. Il a été montré que ce choix ne change pas les résultats des analyses de morphologie des fronts (Delaplace et al., 1999). De plus, ces abscisses à valeurs multiples sont peu fréquentes.

7. Les valeurs des indices y_i ainsi sélectionnés correspondent aux valeurs des hauteurs (ou avancées) du front le long de l'axe x. La forme du front peut alors être tracée (voir figure 2.40). Superposée à la photo de départ, on peut évaluer l'ajustement de cette courbe au front visible sur la photo (voir figure 2.41).

La position absolue du front déduite des images, à savoir l'indice y_i du pixel du front sur l'image, est précise à quelques pixels près en moyenne. En effet, la position du front peut changer de quelques pixels (rarement à plus d'une dizaine pixels) si, par exemple, le front est défini à partir de la position maximale ou minimale en y_i à une abscisse x_i donnée. En prenant les fronts ayant servi d'exemple pour le traitement des images, une différence maximale de 13 pixels existe entre celui issu des indices y_i maximum (en noir sur la figure 2.40) et celui provenant des indices minimums (en rouge sur 2.40).

La position relative le long du front, c'est-à-dire la localisation des pixels du front les uns par rapport aux autres, est cependant obtenue à une bien meilleure précision. Si on reprend nos



FIG. 2.39 – Illustration d'une saillie du front. De par sa forme protubérante, ce morceau de front possède plusieurs valeurs d'indice y_i pour une même abscisse x_i .

FIG. 2.40 – Fronts finalement extraits par toute la procédure de traitement des photos en prenant soit les indices y_i les plus élevés (trait noir), soit les plus bas (trait rouge). Le front extrait est rugueux. La résolution de la rugosité est limitée par la taille du pixel.

(b)

14



(a)

deux fronts minimum et maximum extraits de la même image, la différence entre les écarts-types pour chacun des fronts est de l'ordre de 0.2 μm .

Les paragraphes suivants évoquent d'autres effets pouvant influencer sur l'extraction et la position du front.

2.4.2 Effets de l'éclairage

L'éclairage est très important, car si le contraste entre les deux parties de l'image (le côté ouvert et la région toujours fermée de l'échantillon) n'est pas assez bon, l'histogramme ne présentera pas deux lobes bien distincts et la procédure décrite précédemment ne pourra pas être appliquée (voir figure 2.42).



FIG. 2.42 – (a) Image couleur d'un front avec un mauvais éclairage. (b) Histogramme des niveaux de gris correspondant.

Sur certaines images du front de rupture, des franges d'interférence (aussi appelées franges de Newton) sont visibles (voir figure 2.43). Ces franges sont causées par des interférences entre la lumière réfléchie sur un côté de l'ouverture entre les deux plaques, et celle réfléchie sur l'autre côté. Les différentes longueurs d'onde de la lumière ont des interférences constructives entre ces deux réflexions à différentes épaisseurs de la couche d'air entre les deux plaques de l'échantillon, d'où les franges de Newton. Les franges d'interférence peuvent être utilisées pour calculer la pente de l'espacement entre les deux surfaces de l'échantillon. En effet, l'espace e à l'interface entre les deux plaques qui forment l'échantillon est donné par (Ydersbond, 2008) :

$$e = \left(m + \frac{1}{2}\right)\frac{\lambda}{2} \tag{2.26}$$

avec λ la longueur d'onde de la lumière ($\approx 550nm$) et m est le numéro de la frange (0 pour la première frange, 1 pour la suivante de même couleur, 2 pour celle qui suit...). Sur l'image 2.43, les lignes m=0 et m=2 déterminent un espacement à l'interface de $e=0.1375\mu m$ et $e=0.6875\mu m$ respectivement. Elles sont séparées selon l'axe y d'une distance D_y de $\approx 2mm$. La pente est donc typiquement de l'ordre de $\Delta e/D_y = 2.5 \times 10^{-4}$. L'absence de franges sur les images peut être interprétée comme le fait que l'ouverture entre les deux plaques de PMMA est supérieure à la longueur de la lumière ($\approx 0.5 \ \mu m$) sur une distance correspondant à 1 pixel, de sorte qu'aucune interférence n'apparaît.



FIG. 2.43 – Partie d'une photo d'un front de rupture où apparaissent les franges d'interférence de Newton. Les franges notées m=0,1,2ont été utilisées pour déterminer l'espacement à l'interface (cf texte).

2.4.3 Effet de la focalisation

La figure 2.44 montre les photos prises à différentes focalisations en translatant verticalement le microscope. L'image de référence est appelée "focus" et correspond à la photo qui est la plus nette. Les figures marquées "-1 cm" représentent les analyses tirées de la photo prise lorsque le microscope a été descendu d'un demi-tour par rapport à l'image de référence, c'est-à-dire une translation d'1 *cm* vers le bas. Celles sous-titrées "-0.5 cm" appartiennent à la photo prise avec le microscope descendu d'un quart de tour. Le signe "+" indique une montée du microscope d'un quart de tour pour "+0.5 cm" et d'un demi-tour pour "+1 cm". La perte de résolution par translation verticale du microscope est bien visible sur les photos. Des tâches de lumière apparaissent à certains endroits, car on focalise sur d'autres plans que l'interface en montant ou descendant le microscope et donc on met en évidence les défauts dans le plexiglas ou des particules de poussière non présents à l'interface de l'échantillon. La défocalisation (éloignement par rapport à l'image la plus nette en translatant le microscope verticalement) entraîne un floutage de l'image et donc une certaine uniformisation, y compris au niveau des couleurs. Les lobes des histogrammes relatifs aux images défocalisées ont donc des "pieds" réduits par rapport à l'image de référence plus nette et détaillée (voir figure 2.45).

Les fronts sont extraits de chaque photo non focalisée. La translation visible entre les fronts (voir figure 2.46) peut être due au fait que soit les montées et descentes du microscope ne sont pas parfaitement verticales, soit les superpositions des différents plans qui vont constituer l'image sont modifiées pour chaque focalisation. Le tableau 2.5 donne les valeurs de translation verticale et horizontale obtenues par corrélation entre le front de référence focalisé et les différents fronts extraits des images défocalisées. La figure 2.47 montre les fronts après correction de la translation. On remarque qu'il n'y a pas qu'un effet de translation, mais aussi un étirement ou rétrécissement du front. La position absolue du front est donc modifiée de l'ordre de plusieurs dizaines de pixels, surtout que les différents "pics" et "vallées" qui forment le front ne sont plus en phase à cause de la translation (certains pics se retrouvent en face de vallées). Comme la défocalisation rend les images plus floues, la forme du front est moins détaillée (les pics et vallées s'amenuisent et tendent à disparaître) et les différences d'écarts-types entre le front focalisé et les autres atteignent plusieurs pixels, donc même la position relative du front change radicalement avec la focalisation. Pour avoir une morphologie du front la plus détaillée et précise possible, il est par conséquent nécessaire d'être bien focalisé sur le front au niveau de l'interface.



FIG. 2.44 – Photos prises à différentes focalisations par translation verticale du microscope. La photo la plus nette est indiquée par "focus". Pour les autres photos, la distance de déplacement de l'appareil est précisée sous la figure, les signes "+" et "-"



FIG. 2.45 – Histogrammes des photos à différentes focalisations après leur transformation en photos en noir et blanc. L'uniformisation des niveaux de gris par défocalisation est bien représentée par la réduction des pieds des histogrammes des photos plus floues.



FIG. 2.46 – Fronts extraits des photos prises avec différentes focalisations.

Front	-0.5	-0.25	+0.25	+0.5
Translation en x (mm)	0.758	0.372	-0.364	-0.723
Translation en y (mm)	-0.066	-0.031	0.024	0.057

TAB. 2.5 – Tableau des valeurs de translation en millimètres entre le front issu de l'image focalisée et ceux extraits des photos défocalisées.



FIG. 2.47 – Fronts extraits des photos prises avec différentes focalisations.

2.4.4 Effet du seuillage

Cette section cherche à déterminer les erreurs engendrées par une mauvaise détermination de la valeur seuil sur l'histogramme qui sert à extraire le front (cf section 2.4.1). En effet, la valeur seuil est estimée en cherchant le minimum compris entre les deux lobes de l'histogramme, mais il se peut qu'il y ait deux minima ou que la recherche du seuil n'aboutisse pas sur le vrai minimum mais quelques valeurs plus loin. Il faut alors avoir une idée de la marge d'erreur possible sur la valeur seuil pour que nos résultats restent représentatifs. Pour cela, une photo de front a été prise et plusieurs fronts ont été extraits en modifiant légèrement la valeur seuil entre les deux lobes de l'histogramme. Pour l'image choisie, la valeur de niveau de gris correspondant au minimum sur l'histogramme vaut 46. Une comparaison est effectuée entre les fronts extraits avec cette valeur seuil et avec les valeurs 31, 36, 41, 51, 56 et 61 (voir figure 2.48). La figure 2.49 montre les différents fronts superposés et le graphe 2.50 est un agrandissement qui permet de mieux distinguer les divergences entre ces fronts. On remarque que, déjà avec une valeur seuil décalée de ± 5 , les positions absolues des fronts diffèrent sur un ou deux pixels, et ces écarts augmentent encore avec le décalage. Par contre, les différences d'écarts-types entre les fronts extraits avec un seuil décalé et le front de référence oscillent entre 0.01 pour les décalages de seuil les plus faibles et 0.1 pixels pour les décalages plus importants. On remarque sur les figures 2.49 et 2.50 que l'écart de seuil entraîne un décalage du front sur toute sa longueur mais dans la même direction (vers le haut ou le bas de l'image) à quelques points près. Pour les différences de seuil les plus grandes, de nombreux saillies de plusieurs pixels apparaissent, d'où la divergence de 0.1 pixels entre les écarts-types du front de référence et ceux des fronts issus avec ces valeurs décalées.



FIG. 2.48 – Histogramme des niveaux de gris de l'image test avec des barres colorées représentant les valeurs de seuils testées. Le seuil minimal 46 est dessiné en noir, puis les différentes couleurs sont pour les valeurs de seuil décalées de ± 5 , ± 10 et ± 15 (à savoir les valeurs 31 (violet), 36 (vert), 41 (orange), 51 (bleu), 56 (rouge) et 61 (jaunâtre)).



FIG. 2.49 – Fronts extraits avec différentes valeurs de seuil superposés. La courbe noire représente le front de référence issu de l'extraction avec le seuil minimal. Les autres couleurs de ligne correspondent aux divers décalages de la valeur seuil de la figure 2.48.



FIG. 2.50 – Zoom sur les fronts extraits avec différentes valeurs de seuil. La courbe noire représente le front de référence issu de l'extraction avec le seuil minimal. Les autres couleurs de ligne correspondent aux divers décalages de la valeur seuil de la figure 2.48.

Chapitre 3

ANALYSE DE LA GÉOMÉTRIE DU FRONT DE RUPTURE

La morphologie de surfaces et fronts de fracture a déjà été évoquée aux sections 1.2.2 et 1.2.3 à travers la notion de rugosité. Le débat sur l'universalité du coefficient de rugosité a également été abordé par les différents exemples proposés dans ces paragraphes (avec notamment l'article de référence à ce sujet de Bouchaud, 1997). Le présent chapitre reprend en détails la notion de rugosité et explique certains des outils utilisés pour déterminer l'exposant de rugosité. Ce coefficient est alors calculé pour caractériser la géométrie des fronts de fracture issus de nos expériences en faisant varier certains paramètres tels que le dépolissage ou la résolution à laquelle sont prises les images des fronts.

3.1 Mesure de la rugosité

Les outils d'analyse des microstructures ou hétérogénéités présentes dans un matériau sont principalement statistiques et le plus souvent empiriques. Diverses expériences ont montré le caractère fractal des distributions spatiales ou temporelles de ces hétérogénéités, et les distributions statistiques d'autres quantités qui leur sont liées suivent également une loi de puissance. L'étude des hétérogénéités se fait donc à travers l'analyse des variations des coefficients de ces lois de puissance. Les paragraphes suivants donnent une définition de la fractalité des distributions et quelques exemples de coefficients de lois de puissance empiriques étudiés.

3.1.1 Fractals, auto-affinité et lois d'échelle

En général, la morphologie d'une surface naturelle dépend de l'échelle d'observation, contrairement aux objets fractals, décrits par Mandelbrot (1975), qui sont identiques quelle que soit l'échelle à laquelle ils sont observés. D'autre part, les corps naturels sont souvent anisotrope à l'opposé des fractals qui sont isotropes. La notion d'auto-affinité a alors été développée afin de caractériser les objets naturels comme des fractals malgré leur dépendance à l'échelle d'observation et leur anisotropie.

Un objet auto-affine, par définition, ne change pas de morphologie lorsqu'il subit des transformations d'échelle anisotropes avec des facteurs liés par une loi de puissance. Les surfaces auto-affines sont déterminées par des fonctions auto-affines à une seule variable h(x). La relation d'échelle s'écrit :

$$h(bx) \propto b^{\zeta} h(x) \tag{3.1}$$

où b est un facteur de changement d'échelle et ζ est appelé exposant d'auto-affinité et quantifie la rugosité. Les corps naturels qui obéissent à ce genre de loi d'échelle sont dits auto-affines au sens statistique du terme : ils ne seront pas morphologiquement identiques par changement d'échelle mais ils posséderont les mêmes propriétés statistiques (voir figure 3.1).



FIG. 3.1 – Courbe fractale autoaffine. Á chaque itération, le segment diagonal d'un rectangle de la grille est remplacé par la ligne brisée, formée de 5 nouveaux segments inscrits dans un rectangle 5×3 . Les extrémités des nouveaux segments correspondent à celles du segment initial. Dans cet exemple, la variable *b* de l'équation 3.1 vaut 1/5 et $b^{\zeta} = 1/3$ (d'après Gouyet, 1992).

Un corps auto-affine est statistiquement invariant par transformation affine. Pour une surface horizontale, la transformation affine est définie en termes de distances horizontales d_x et d_y et de la distance verticale d_z par :

$$d_x \to \lambda_x d_x \tag{3.2}$$

$$d_y \to \lambda_y d_y \tag{3.3}$$

$$d_z \to \lambda_z d_z \tag{3.4}$$

Pour combiner de telles transformations, il faut que λ_y et λ_z soient des fonctions homogènes de λ_x par exemple, ce qui s'écrit de la façon suivante :

$$\lambda_y = \lambda_x^{\zeta_y} \tag{3.5}$$

$$\lambda_z = \lambda_x^{\zeta_z} \tag{3.6}$$

Les coefficients d'homogénéité ζ_y et ζ_z sont appelés exposants de Hurst ou de rugosité (Schmittbuhl et al., 1995c)). Une analyse auto-affine consiste à déterminer la valeur de ces exposants.

Les lois d'échelle évoquées ci-dessus ne sont pas vérifiées à l'infini contrairement à l'idée exprimée par les fractals. La limite supérieure dans ces relations correspond généralement à la

taille de l'objet étudié. La borne inférieure est plutôt contrôlée par la taille des hétérogénéités contenues dans l'objet analysé (par exemple, la taille des grains des échantillons rocheux lors de l'analyse de leur surface fracturée).

3.1.2 Coefficients de rugosité

Mandelbrot et al. (1984) sont les premiers à évoquer le caractère fractal de la rugosité de surfaces fracturées. Leur étude portait sur des matériaux métalliques dont ils ont analysé en Fourier différents profils après fracturation. Le spectre des profils de ces surfaces suit une loi de puissance et l'exposant de cette loi est relié à la dimension fractale des profils étudiés. Par la suite, Brown and Scholz (1985); Power et al. (1987); Scholz and Avilès (1986) ont mesuré la topographie de surfaces fracturées naturelles avec un profilomètre. Grâce à l'analyse spectrale de leurs données, ils ont pu aussi déterminer la valeur de la dimension fractale de leurs échantillons. Toutefois, ils ont constaté une variation de cette dimension selon l'échelle d'observation. Brown (1987) évoque alors l'auto-affinité des surfaces de fractures. Le coefficient de la loi de puissance de la densité spectrale correspond au coefficient de rugosité qui est associé à la dimension fractale (Schmittbuhl et al., 1993). Des méthodes autres que spectrales sont aussi utilisées, notamment celles à fenêtres variables qui permettent d'étudier les variations de hauteurs et d'écarts-types sur des portions du signal de différentes tailles. La distribution de ces variations en fonction de la taille des fenêtres d'étude suit une loi de puissance qui fournit directement l'exposant de rugosité (Schmittbuhl et al., 1995c). Une technique de quantification de la rugosité basée sur les coefficients de l'analyse en ondelette des profils a également été développée (Simonsen et al., 1998). La distribution des valeurs de coefficients d'ondelette en fonction de la variation d'échelle de l'ondelette obéit à une loi d'échelle dont l'exposant est égal au coefficient de rugosité ajouté de 0.5. Plus récemment, Santucci et al. (2007) ont proposé une analyse multi-affine pour estimer la rugosité de profils d'échantillons. Cette méthode repose sur les distributions en fonction de fenêtres d'analyse de tailles différentes à divers ordres qui obéissent toutes à une loi de puissance. L'exposant pour la loi de la distribution à l'ordre 2 donne directement le coefficient de rugosité.

La partie suivante décrit plusieurs techniques (spatiale, spectrale ou par ondelettes) permettant d'obtenir la valeur de ces coefficients de rugosité caractéristiques de surfaces ou fronts de rupture. Des applications sont ensuite présentées et les valeurs des coefficients discutés.

3.1.3 Outils d'évaluation du coefficient de rugosité

Notre étude se restreindra au cas à deux dimensions (2D), où l'isotropie le long du plan (x,z) implique que $\zeta_z = 1$ (Les profils 2D peuvent être considérés comme des coupes d'un milieu 3D). Un seul exposant ζ est donc nécessaire pour caractériser la rugosité dans notre cas. Par convention, les profils sont supposés être dans le plan (x,y). Les paragraphes suivants décrivent les méthodes utilisées pour étudier les propriétés de fronts de rupture et déterminer une valeur du coefficient de rugosité (Schmittbuhl et al., 1995c).

3.1.3.a) Méthode des fenêtres à largeur variable

Un profil rugueux (par exemple, figure 3.2), est parcouru sur toute sa longueur L par des "fenêtres" ou "bandes" de taille δ . Pour chacune des positions x_0 de la fenêtre le long du front, la différence entre les hauteurs maximale et minimale (MM) Δ ou la déviation standard (Root

Mean Square = RMS) σ à l'intérieur d'une bande est calculée :

$$\Delta(x_0, \delta) = \max_{x \in [x_0, x_0 + \delta]} (h(x)) - \min_{x \in [x_0, x_0 + \delta]} (h(x))$$
(3.7)

$$\sigma(x_0,\delta) = \sqrt{\langle |h(x+\delta) - h(x)|^2 \rangle}$$
(3.8)



FIG. 3.2 – Profil de surface rugueuse. La topographie irrégulière est bien visible. Les aspérités peuvent être "négatives" ou "positives" par rapport à une ligne de surface moyenne (source: Guéguen and Palciauskas, 1992).

Une moyenne entre toutes les valeurs obtenues le long du front pour une taille de fenêtre donnée est effectuée : $\langle \sigma(\delta) \rangle_{x_0}$ et $\langle \Delta(\delta) \rangle_{x_0}$. Ce processus est répété pour différents Δ . La valeur de Δ ne dépasse pas L/2, car sinon l'échantillonnage n'est plus indépendant (il y aurait un recouvrement des fenêtres).

Le graphe en log-log des moyennes en fonction de Δ est alors tracé. Les quantités MM et RMS suivent une loi de puissance en Δ^{ζ} et la pente de la courbe fournit donc la valeur de l'exposant de rugosité ζ du front :

$$\langle \Delta(\delta) \rangle_{x_0} \propto \delta^{\zeta}$$
 (3.9)

$$\langle \sigma(\delta) \rangle_{x_0} \propto \delta^{\zeta}$$
 (3.10)

Ces deux méthodes ne sont valables que pour des exposants de rugosité compris dans l'intervalle $\zeta \in [0; 1]$. Si effectivement le coefficient de rugosité est supérieur à 1 ou inférieur à 0, les techniques MM et RMS renverront une de ces valeurs critiques (Schmittbuhl et al., 1995c).

3.1.3.b) Méthode du spectre de puissance

La technique du spectre de puissance (PS, *power spectrum* en anglais) repose sur l'analyse spectrale d'un signal par l'intermédiaire de la transformée de Fourier (TF) discrète. L'analyse spectrale sert à décrire la distribution selon la fréquence de la puissance d'un signal. L'estimation du spectre de puissance est utile notamment pour déceler un signal noyé dans du bruit.

La fonction d'autocorrélation, qui mesure la façon dont les structures présentes dans un signal h se répètent sur des échelles spatiales de l'ordre de Δx (convolution du signal par son conjugué), est définie par :

$$\omega\left(\Delta x\right) = \left\langle h(x + \Delta x)h(x)\right\rangle - \left\langle h(x + \Delta x)\right\rangle \left\langle h(x)\right\rangle \tag{3.11}$$

Le spectre de puissance du profil est la TF de cette fonction d'autocorrélation, soit le produit de la TF du signal h par la TF de son conjugué.

La valeur du spectre de puissance P(k) est tracée en échelle log-log en fonction du nombre d'onde k. Les données sont généralement cohérentes avec une loi de puissance (Schmittbuhl et al., 1995c) :

$$P(k) \propto k^{-1-2\zeta} \tag{3.12}$$

La pente $-1 - 2\zeta$ de la courbe permet donc de déterminer la valeur du coefficient de rugosité ζ .

3.1.3.c) Méthode des coefficients d'ondelette moyennés

Le procédé des coefficients d'ondelette moyennés (AWC=average wavelet coefficient) développé par Simonsen et al. (1998) utilise la transformée en ondelette. Cette transformation se base sur des fonctions localisées en temps et en fréquence ayant une moyenne nulle, nommées ondelettes, qui dépendent d'un paramètre d'échelle a et d'un paramètre de translation b. Pour effectuer une analyse en ondelette, une partie du début du signal à analyser est comparé à l'ondelette choisie et un coefficient C de corrélation est calculé. Cette opération est réitérée en changeant b (donc en translatant l'ondelette) jusqu'à recouvrir la totalité du signal. Ensuite le paramètre a est modifié ("étirement" ou "compression" de l'ondelette) et le processus précédent est renouvelé (comparaison du signal par translation avec l'ondelette "étirée"). Une moyenne des coefficients est calculée pour chaque valeur de a, ce qui se traduit par la formule suivante :

$$W[h](a) = \langle W[h](a,b) \rangle_b \tag{3.13}$$

où W[h](a, b) représente la transformée en ondelette de h et $\langle . \rangle_b$ la moyenne arithmétique sur b. On trace alors le graphique en log-log des moyennes de coefficients en fonction de a. Une courbe en loi de puissance, dont la pente p est proportionnelle à $\zeta + \frac{1}{2}$, est obtenue (Simonsen et al., 1998), ce qui permet de déduire l'exposant de rugosité ζ .

Par la suite, nous utiliserons l'ondelette Daubechies n°2 (voir figure 3.3) pour faire notre analyse en ondelette.



FIG. 3.3 – Ondelette de Daubechies n°2 (extrait de l'aide en ligne Matlab).

3.1.3.d) Fonctions de structures

Dans le but d'estimer la fonction de distribution statistique des fluctuations de hauteur $\Delta h = h(x + \delta) - h(x)$ d'une surface ou d'un profil, une méthode basée sur les fonctions de structure a été développée (Santucci et al., 2006).

Les fonctions de structure sont définies comme les k^{me} racines du k^{me} moment de $|\Delta h|$ à l'échelle δ :

$$C_k(\delta) = \langle |h(x+\delta) - h(x)|^k \rangle^{1/k}$$
(3.14)

La moyenne se fait sur x. La fonction R_k peut être déterminée par le rapport entre la k^{me} et la seconde fonctions de structure :

$$R_k(\delta) = \frac{\langle |h(x+\delta) - h(x)|^k \rangle^{1/k}}{\langle |h(x+\delta) - h(x)|^2 \rangle^{1/2}}$$
(3.15)

Si les fluctuations Δh sont gaussiennes (avec une moyenne nulle et une variance σ^2) et auto-affines ($\sigma^2 \propto \delta^{2\zeta}$, où ζ est l'exposant de rugosité), leur fonction de distribution statistique s'écrit :

$$P(\Delta h) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-(\Delta h)^2/2\sigma^2}$$
(3.16)

La fonction de structure 3.14 pour une distribution gaussienne vaut (Santucci et al., 2006) :

$$C_k^G(\delta) = (2\delta^{2\zeta})^{1/2} \left(\frac{\Gamma\left(\frac{k+1}{2}\right)}{\sqrt{\pi}}\right)^{1/k}$$
(3.17)

Dans le cas gaussien, le rapport 3.15 devient :

$$R_k^G = \sqrt{2} \left(\frac{\Gamma\left(\frac{k+1}{2}\right)}{\sqrt{\pi}} \right)^{1/k} \tag{3.18}$$

Un objet est dit mono-affine lorsqu'on obtient les mêmes résultats à tous les ordres k.

Pour savoir si un profil rugueux s'apparente à un profil auto-affine avec une distribution gaussienne, les ratios de moments sont normalisés par leurs équivalents gaussiens $R_k(\delta)/R_k^G$, et on étudie la convergence de ce rapport. Dans la plupart des cas, elle n'apparaît qu'après une certaine longueur caractéristique Λ . La divergence indique donc une distribution non gaussienne aux petites échelles. Certaines déviations par rapport à la valeur unitaire peuvent s'observer aux grandes échelles, mais elles sont plutôt dues à la faiblesse des statistiques et à l'aspect globalement plat des surfaces dans ces gammes de taille.

Le coefficient de rugosité ζ peut être retrouvé directement à partir des fonctions de structure. En effet, en traçant les fonctions de structure pour différents k en fonction de Δ dans un graphe log-log, on constate qu'elles convergent pour des valeurs de Δ supérieures à Λ . Ceci prouve la mono-affinité de l'objet étudié, car on obtient les mêmes résultats à tous les ordres k. Comme $C_k(\delta) \sim \delta^{\zeta}$ (Santucci et al., 2006), la pente de la courbe pour la partie convergente fournit une valeur de ζ .

3.1.4 Applications de ces outils d'analyse sur des synthétiques

Afin de tester leur fiabilité, les méthodes d'analyse présentées dans les paragraphes précédents sont utilisées avec des surfaces ou des profils auto-affines synthétiques, dont le coefficient de rugosité est connu.

3.1.4.a) Élaboration de surfaces auto-affines

Pour obtenir une surface auto-affine de dimension $l_x * l_y$ et échantillonnée avec une maille de taille a, une distribution spatiale aléatoire h est générée dans un premier temps. Puis un passage dans le domaine de Fourier est effectué en calculant la TF en deux dimensions $\tilde{h}(k_x, k_y)$ de h. La corrélation spatiale est introduite en multipliant le module de la TF de h, noté $\|\tilde{h}(k_x, k_y)\|$, par le module du nombre d'onde $\|\vec{k}\|$ à la puissance $(-1 - \zeta)$ (cf Méheust and Schmittbuhl (2001) et Méheust and Schmittbuhl (2003)) :

$$\|\tilde{h}(k_x,k_y)\| * \|\vec{k}\|^{-1-\zeta}$$

Les surfaces naturelles de faille perdent leur auto-affinité aux très petites échelles, proches de la taille des grains du matériau environnant. Il est donc intéressant d'introduire une longueur de coupure l_c et de définir $\|\tilde{h}(k_x, k_y)\|$ à une valeur très proche de zéro lorsque $\|\vec{k}\| \geq \frac{1}{l_c}$ (cf Neuville (2006)). Puis une transformation de Fourier inverse est appliquée à $\|\tilde{h}(k_x, k_y)\|$ pour repasser dans le domaine spatial. La figure 3.4 est un exemple de surface rugueuse obtenue avec cette méthode.



FIG. 3.4 – Exemple de surface synthétique avec un coefficient de rugosité de 0.80 et une longueur de coupure égale à 5 pas de grille (A.U. signifie unités arbitraires).

3.1.4.b) Essai des méthodes d'analyse sur des fronts issus des surfaces synthétiques

Les diverses méthodes permettant de déterminer le coefficient de rugosité sont appliquées aux surfaces auto-affines synthétiques pour différentes valeurs de ζ et de l_c . Les paramètres de dimension de la grille (l_x , l_y et a) sont les mêmes pour tous les essais. Les surfaces analysées ont été créées avec des coefficients de rugosité égaux à 0.20, 0.40, 0.60 et 0.80 avec la même longueur de coupure (5 pas de grille). La figure 3.5 présente les résultats d'analyse des fronts extraits de ces surfaces par les méthodes statistiques décrites précédemment. Les coefficients de rugosité sont déduits des graphiques par régression linéaire au sens des moindres carrés qui est calculée uniquement sur les parties linéaires des courbes. Ils ne sont précis qu'à deux décimales près et ne retrouvent pas exactement les valeurs de départs. Les barres d'erreur indiquées correspondent à l'écart sur la pente de la droite de régression selon les points de données sur lesquels est effectuée la régression (les exposants de rugosité dans toutes les analyses pour les sections qui suivent sont déterminés par la même méthode). Le dernier graphique sur la figure 3.5 affiche les valeurs d'exposants obtenues pour les différentes méthodes en fonction des valeurs des coefficients donnés pour la simulation.

Schmittbuhl et al. (1995c) avaient déjà effectué une étude semblable, mais ils n'avaient pas testé les techniques de d'analyse en ondelettes et par fonctions de structure qui n'avaient pas encore été développées. Leurs résultats avaient montré que l'utilisation de plusieurs méthodes étaient nécessaires puisque chacune donnait un exposant de rugosité différent. Deux biais principaux avaient été identifiés, à savoir les erreurs intrinsèques aux méthodes (divergence entre coefficient donné pour la simulation et celui déduit de l'analyse statistique) et des artéfacts dus à l'acquisition des données. Pour les techniques à fenêtres variables (MM et RMS), les erreurs proviennent directement de la valeur de l'exposant (meilleurs résultats pour des coefficients



FIG. 3.5 – Rugosité des fronts synthétiques par les méthodes à fenêtres variables - maximumminimum Δ (MM) et écart-type σ (RMS), spectrale (PS), en ondelette (AWC) et en fonctions de structure (SF). Pour cette dernière analyse, seule la fonction de structure à l'ordre 2 est tracée, car cette dernière permet de déterminer le coefficient de rugosité. Le terme *input coefficient* désigne les valeurs des coefficients donnés pour la simulation, et celui d'*output coefficient* indique les valeurs d'exposants obtenues pour les différentes méthodes. La perte d'auto-affinité au-delà d'une échelle caractéristique est clairement visible par la méthode spectrale.

de 0.5) alors que pour la méthode spectrale, la divergence entre coefficient d'entrée et déduit du spectre est plutôt contrôlée par la taille finie du système (plus il est grand, meilleure sera l'accord entre exposants de départ et déterminés graphiquement). Schmittbuhl et al. (1995c) n'avaient pas testé l'effet d'une longueur de coupure.

Dans nos tests, l'influence de la longueur de coupure est représentée par la séparation entre deux régimes distingués par des exposants différents. Cette coupure n'est apparemment pas détectée par la technique maximum-minimum pour les coefficients les plus élevés. L'analyse spectrale change radicalement de comportement au-delà de la longueur de coupure, mais aucun exposant de rugosité ne peut être déterminé dans cette seconde partie de la courbe. L'analyse en ondelette la décèle mais la régression n'a pas été faite pour le régime aux petites échelles car, sur deux points seulement, la valeur trouvée ne serait pas très fiable. La rugosité aux petites échelles semble osciller autour de 0.8-0.9 mais ne dépend pas de la valeur de coefficient utilisée pour la simulation ni de la méthode statistique employée. Aux plus grandes échelles, les courbes s'aplanissent et l'analyse en terme de rugosité n'est plus valable dans ce domaine (le front tend vers une forme homogène sans les variations hautes fréquences ou tendance générale). Le graphe de comparaison entre les valeurs de coefficient données pour la simulation et celles déduites des courbes statistiques montre que les méthodes MM, PS et AWC surestiment la valeur du coefficient de rugosité. Les techniques RMS et SF sont celles qui se rapprochent le plus de l'exposant d'entrée.

3.2 Résultats des analyses de rugosité des fronts issus des expériences

Les sections suivantes présentent les résultats issus de l'analyse en terme de rugosité pour différentes expériences effectuées en changeant divers paramètres soit dans la préparation des échantillons, soit dans le déroulement de l'expérience elle-même.

3.2.1 Influence de la tendance générale du front

L'analyse de rugosité cible les variations de morphologie du front de rupture liées aux hétérogénéités dans le matériau. Or la géométrie et la préparation des échantillons peuvent entraîner une déformation de grande longueur d'onde du front. Des effets élastiques 3D (comme des effets de bord dus au collage) apparaissent souvent dans les échantillons, donnant la plupart du temps une forme parabolique au front (ce dernier avance moins vite sur les côtés), mais des types de déformations autres que parabolique peuvent survenir. Si cette tendance générale du front n'est pas enlevée, elle peut influencer les valeurs du coefficient de rugosité, par exemple en créant une bifurcation sur les courbes de lois d'échelle vers les plus grandes échelles (Simonsen et al., 1998). La figure 3.6 montre la forme générale d'un front de rupture et les tendances linéaire, quadratique et cubique associées. Le but n'étant pas de modéliser les moindres variations du front, il n'est donc pas nécessaire d'ajuster le front avec des polynômes de très haut degré. On cherche juste à approcher la forme générale du front. L'ajustement des courbes se fait par régression avec méthode de minimisation par moindres carrés.

La figure 3.7 présente l'influence de la soustraction ou non d'une tendance générale du front sur les différentes méthodes d'analyse de la rugosité. Une courbure des tracés peut être observée sur les figures 3.7(a), 3.7(b) et 3.7(e) pour les grandes échelles. L'influence de la forme générale du front est évidente pour la mesure du coefficient de rugosité (donc de la pente des courbes) pour les variations basse fréquence du front. L'analyse spectrale ne pouvait être directement appliquée au front sans avoir enlevé la tendance linéaire (ligne connectant le premier et le dernier point de la courbe) car le front n'est alors pas périodique, et on aurait obtenu une pente de -2 correspondant à la transformée de Fourier de la marche entre le premier et le dernier point de la courbe et non au coefficient de rugosité (Schmittbuhl et al., 1995c). Une



FIG. 3.6 – Formes de grande longueur d'onde linéaire, quadratique et cubique du front de rupture extrait d'une image prise lors d'une expérience. Ôter ces tendances consiste à ajuster un polynôme de degré 1, 2 ou 3 (dans le cas présent) au front extrait et à soustraire cette fonction polynôme des valeurs du front.

légère différence entre les analyses spectrales des courbes après ajustement de la tendance est visible aux plus grandes échelles (aux plus petites valeurs de k). L'analyse en ondelette semble ne pas être très sensible à la tendance générale du front. Simonsen et al. (1998) avaient testé ce point sur des fronts synthétiques et trouvé une divergence entre les courbes de résultat pour une tendance quadratique, mais non pour la tendance linéaire. Toutefois le coefficient de rugosité déterminé pour la courbe avec tendance quadratique était très proche de l'exposant utilisé pour créer les fronts et Simonsen et al. (1998) avaient conclu que la méthode pouvait s'appliquer aux fronts avec tendance. Il faut être très prudent dans l'élimination des grandes longueurs d'ondes avec la plus part des techniques, sauf la technique en ondelette qui est peu sensible à cette transformation. La méthode en ondelette semble donc la plus adaptée pour étudier un problème où la suppression des grandes longueurs d'ondes est délicate. Cependant nous avons vu à la section 3.1.4.b) que l'analyse en ondelettes avait tendance à surestimer le coefficient de rugosité. Les analyses des sections suivantes seront donc effectuées sur des fronts après élimination des variations de grande longueur (dues à la préparation des échantillons et non aux hétérogénéités de l'interface) mais avec toutes les méthodes pour une meilleure comparaison.

3.2.2 Effet de la focalisation sur la valeur du coefficient

Les graphiques 3.8 ont été réalisés avec les données de l'expérience à différentes focalisations déjà évoquée au paragraphe 2.4.3, auxquelles on a soustrait une tendance quadratique (visuellement, les fronts sur la figure 2.46 semblent prendre une forme parabolique vers la droite). Les coefficients de rugosité sont ceux pour la courbe de référence du front issu de l'image focalisée. Dans tous les cas, les pentes des graphes pour les fronts défocalisés s'éloignent de celle pour le front de référence. On observe une diminution croissante de ces pentes aux petites échelles, mais une augmentation aux grandes échelles, avec l'augmentation de la défocalisation. Une mauvaise focalisation des images entraîne donc une mesure de l'exposant de rugosité légèrement inférieure à celle pour le front extrait d'une image bien mise au point dans le premier régime et supérieure dans le second.

On remarque également sur la figure 3.8 que les courbes pour les fronts issus des images non focalisées étaient systématiquement décalées vers des valeurs inférieures à celle du front de référence. Ceci provient du lissage observé sur les fronts extraits des images non focalisées, déjà évoqué à la section 2.4.3, qui explique la diminution du coefficient de rugosité aux petites échelles. Ce lissage fait que l'écart-type (RMS) ou la différence maximum-minimum (MM) des



FIG. 3.7 – Influence de la tendance générale du front sur l'analyse de rugosité pour les méthodes - maximum-minimum Δ (MM) et écart-type σ (RMS), spectrale (PS), en ondelette (AWC) et en fonctions de structure (SF). Pour cette dernière analyse, seule la fonction de structure à l'ordre 2 normalisée par le cas gaussien est tracée, car cette dernière permet de déterminer le coefficient de rugosité. L'analyse spectrale n'a pas été effectuée sur le front sans avoir au préalable ôter la tendance linéaire de la courbe pour des raisons de périodicité (cf texte).

fronts dans une fenêtre donnée auront des valeurs inférieures pour ces fronts que pour le front issu de l'image mise au point. La bifurcation des courbes entre le régime aux petites échelles et celui aux grandes échelles (déjà observable dans le paragraphe précédent sur les courbes de tendance) reste assez nette malgré le lissage des courbes.



FIG. 3.8 – Rugosité des fronts issus du test de focalisation par les méthodes à fenêtres variables - maximum-minimum Δ (MM) et écart-type σ (RMS), spectrale (PS), en ondelette (AWC) et en fonctions de structure (SF). Pour cette dernière analyse, seule la fonction de structure à l'ordre 2 normalisée par le cas gaussien est tracée, car cette dernière permet de déterminer le coefficient de rugosité. Le dernier graphique présente une comparaison des méthodes pour le front issu de l'image focalisée.

3.2.3 Effet du seuillage sur la valeur du coefficient

Les analyses illustrées sur la figure 3.9 sont celles des fronts extraits avec des valeurs de seuil variées, allant d'un décalage de -15 à +15 par rapport à la valeur du seuil exact (cf section



FIG. 3.9 – Rugosité des fronts extraits avec différents seuils par les méthodes à fenêtres variables - maximum-minimum Δ (MM) et écart-type σ (RMS), spectrale (PS), en ondelette (AWC) et en fonctions de structure (SF). Pour cette dernière analyse, seule la fonction de structure à l'ordre 2 normalisée par le cas gaussien est tracée, car cette dernière permet de déterminer le coefficient de rugosité. Les données de l'analyse spectrale étant très dispersées, la courbe a été lissée pour une meilleure lisibilité. Le graphe indiqué "seuil" correspond à la valeur minimale entre les deux lobes de l'histogramme. Le décalage par rapport à cette valeur seuil désigne les autres courbes. Le dernier graphique présente une comparaison des méthodes pour le front issu avec la valeur seuil.

2.4.4). Aux grandes échelles, les courbes sont confondues montrant que la morphologie basse fréquence du front est identique quel que soit l'écart à la valeur minimale entre les deux lobes de l'histogramme. Pour le régime de rugosité aux petites échelles, on observe une augmentation des valeurs de Δ , σ et C_2^N provenant de la modification de quelques pixels des hauteurs de "pics" et "vallées" avec le changement de seuil directement visible sur les fronts (voir figures 2.49 et 2.50 dans la section 2.4.4). Toutefois la pente de la courbe ajustée aux points dans le régime des petites échelles est très peu modifiée, surtout pour les faibles décalages, donc l'exposant de rugosité ne varie pas beaucoup si la valeur seuil est légèrement changée. Le dernier graphe affiche toutes les courbes d'analyse pour le front extrait avec la valeur seuil. La cohérence des méthodes aux petites échelles est bien observée. Les variations de pente aux petites échelles sont bien visibles entre les différentes méthodes.

3.2.4 Influence de la résolution

Ces expériences se sont faites en statique (cf chapitre 2). Á chaque étape de chargement et déchargement, des images du front interfacial sont prises avec l'appareil photographique Nikon (R) placé sur le microscope en faisant varier le zoom des objectifs. Une première photo est prise avec un grossissement de 6.5 : la taille du front est de 3872 pixels et un pixel vaut 3.8 μm (la mesure s'effectue comme décrite au chapitre 2). Puis une série de 3 photos est faite avec un agrandissement de 12.5 et un tiers de recouvrement entre les photos successives ; la taille du pixel vaut alors 2 μm et le front \approx 8000 pixels. La série de photos est ensuite assemblée à l'aide du logiciel Photo Stitch de Canon (R) par corrélation et translation. Sept images prises avec un zoom $\times 25$ sont assemblées sur le même principe. Les fronts ainsi obtenus mesurent \approx 16000 pixels de taille 1 μm . Enfin une dernière série de onze photos est faite avec un grossissement $\times 50$ et l'assemblage donne des fronts de \approx 25000 pixels dont la taille est de l'ordre de 0.5 μm . La longueur de chaque front obtenu après assemblage est de l'ordre de 15 mm comme la première photo prise avec le zoom minimal du microscope.

Cette procédure est répétée une vingtaine de fois pour deux échantillons fabriqués à Oslo, sablés avec des billes de 50 μm de diamètre pour l'un et de 200 μm pour l'autre. L'analyse de ces fronts commence par leur extraction à partir des photos assemblées, puis continue par l'étude de leur morphologie par mesure du coefficient de rugosité avec les méthodes décrites dans la section 3.1.3.

La figure 3.10 représente les analyses statistiques des fronts à différentes résolutions pour les échantillons sablés avec des billes de 200 microns et 50 microns. Un changement de pente est clairement visible sur les graphes des différentes méthodes statistiques pour toutes les valeurs de zooms. Pour l'échantillon sablé à 50 microns, la rupture de pente est toutefois bien plus visible pour les courbes correspondant aux plus fortes résolutions. Certains détails de la morphologie du front dus à un sablage très fin ne doivent pas être détectés à la résolution minimale et n'apparaissent donc que sur les images prises avec un zoom plus important, d'où la différence entre les courbes statistiques aux petites échelles pour l'échantillon à $50\mu m$. Les courbes de l'échantillon à 200 microns ne présentent pas de divergence quelle que soit la résolution utilisée. Le zoom maximal n'apporte pas plus de détails que le zoom minimal qui suffit pour obtenir une image assez détaillée du front dans un échantillon sablé avec des billes de $200\mu m$. Les déviations observées aux grandes échelles peuvent être dues à un mauvais alignement du microscope avec le reste du montage ou une déformation optique lors de l'assemblage des images.



FIG. 3.10 – Rugosité des fronts extraits d'images prises à différentes résolutions (taille du pixel $a = 3.8 \mu m$ en bleu, $2\mu m$ en rouge, $1\mu m$ en vert et $0.5\mu m$ en noir sur les graphes) par les méthodes à fenêtres variables - maximum-minimum Δ (MM) et écart-type σ (RMS), spectrale (PS), en ondelette (AWC) et en fonctions de structure (SF). Pour cette dernière analyse, seule la fonction de structure à l'ordre 2 normalisée par le cas gaussien est tracée, car cette dernière permet de déterminer le coefficient de rugosité. Les données de l'analyse spectrale étant très dispersées, la courbe a été lissée pour une meilleure lisibilité. Cette étude a été effectuée sur deux échantillons sablés avec des billes de taille $200\mu m$ pour l'un (losange sur les courbes) et $50\mu m$ pour l'autre (cercles sur les courbes). Les valeurs de coefficient de rugosité ζ ont été définies à partir des graphes à la résolution de $0.5\mu m$. Les courbes ont été légèrement décalées verticalement pour une meilleure visibilité.

3.2.5 Influence des différents dépolissages

L'analyse de rugosité présentée dans cette section a été faite sur des fronts provenant d'expériences menées sur des échantillons préparés avec différents dépolissages. Deux des échantillons ont été dépolis chimiquement, les autres ont été sablés avec des particules de tailles variées : $\approx 300 \ \mu m$, 200 μm et 50 μm . Les fronts étudiés sont issus d'images prises au plus faible grossissement du microscope. Les fronts exhibaient une forme parabolique ; une courbe quadratique a donc été ajustée au front et soustraite avant l'analyse des données en terme de rugosité.

Les valeurs de coefficients de rugosité ζ sont assez proches d'un échantillon à l'autre (voir figure 3.11). Elles sont de l'ordre de 0.35 pour les grandes échelles et de 0.6 pour les échelles plus petites. Les données n'ont pas été ajustées aux plus grandes échelles, car la courbe s'aplanit et n'apporte plus d'informations sur le détail de la morphologie du front, mais plutôt sur sa forme générale. La topographie produite lors de la procédure de sablage est déterminée par les impacts des billes de verre. Lorsque la taille des billes augmente, l'amplitude des fluctuations de hauteur de front devient plus importante, entraînant un décalage vertical de la courbe. Le décalage entre les courbes et la différence de rugosité aux grandes échelles pour les fronts extraits d'échantillons dépolis chimiquement de tendrait à montrer que cette méthode n'est pas parfaitement reproductible. Toutefois d'autres mesures sur plus d'échantillons sont nécessaires pour conclure sur ce point, car dans un des cas, seule une dizaine d'images avait pu être prise et à une résolution unique. Il serait donc intéressant de refaire des études de morphologie de fronts issus d'échantillons dépolis chimiquement.

Quelle que soit la technique de dépolissage employée, les courbes présentent les mêmes types de caractéristique, à savoir deux régimes de loi d'échelle différents séparés par une taille caractéristique (35 μm pour le sablage à 50 μm , 100 μm pour celui à 200 μm , 160 μm pour celui à $\approx 300 \mu m$, et $\approx 30 \mu m$ pour le dépolissage chimique). Ces deux régimes pourraient s'expliquer par deux mécanismes différents de propagation de la rupture qui dominerait aux petites échelles pour l'un et aux plus larges pour le second. En effet, la rugosité de pprox 0.6 trouvée pour les petites échelles serait plutôt contrôlée par la coalescence de microfissures puisque cette valeur se retrouve dans les modèles numériques de coalescence alors que la rugosité aux grandes échelles autour de 0.4 serait plutôt influencée par les interactions élastiques longue distance du modèle de ligne fluctuante. Cette cohabitation de deux mécanismes de fracturation agissant à différentes échelles a aussi été suggérée par Bouchaud and Paun (1999). L'échelle de séparation des deux régimes de rugosité pour les échantillons sablés à $50 \mu m$ est identique à la longueur de décorrélation de la topographie de la plaque de PMMA après sablage (cf section 2.1.2). La taille des aspérités a donc une forte influence sur la rugosité et les mécanismes de rupture qui l'engendrent. Nous proposons que la taille caractéristique δ^* entre les deux régimes dépend des variations de ténacité ΔK_c , le gradient du facteur d'intensité des contraintes K' et la taille des aspérités δ_c . On a une pente $\sigma(\delta^*)/\delta^* = \alpha$, avec $\alpha \ll 1$, qui définit l'échelle de bifurcation des courbes. Sur la figure 3.11, la droite avec $\alpha = 0.35$ est tracée en gris et rend bien compte de la séparation des deux régimes de rugosité.

Plus de détails sur les conclusions concernant l'origine des deux régimes de rugosité sont présentés à la section 3.3 avec notamment une explication théorique de l'échelle de séparation entre ces régimes.

3.2.6 Comparaison avec des données antérieures d'expériences en statique

Le montage expérimental présenté plus haut a été développé il y a une dizaine d'années déjà (Schmittbuhl and Måløy, 1997) pour essayer d'apporter des réponses à la mesure du coefficient



FIG. 3.11 – Rugosité de fronts issus d'expériences pratiquées sur des échantillons préparés avec différents dépolissages (chimique, sablage avec des billes de diamètre $\approx 300 \mu m$, $200 \mu m$ et 50 μm) par les méthodes à fenêtres variables - maximum-minimum Δ (MM) et écart-type σ (RMS), spectrale (PS), en ondelette (AWC) et en fonctions de structure (SF). Pour cette dernière analyse, seule la fonction de structure à l'ordre 2 normalisée par le cas gaussien est tracée, car cette dernière permet de déterminer le coefficient de rugosité. Les lignes grisées sur les courbes RMS et SF représentent la courbe $\sigma \approx 0.35\delta$ qui délimite les deux régimes de rugosité (cf texte pour plus d'explications ; la fonction de structure à l'ordre 2 correspond à l'écart-type à une moyenne près, mais qui est très proche de 0 dans nos cas).

de rugosité grâce à une observation directe de la propagation d'un front de rupture le long d'une



FIG. 3.12 – Rugosité des fronts obtenus par Delaplace et al. (1999) lors d'expériences statiques par les méthodes à fenêtres variables - maximum-minimum Δ (MM) et écart-type σ (RMS), spectrale (PS), en ondelette (AWC) et en fonctions de structure (SF). Les courbes pour Delaplace et al. (1999) (en rose) sont superposées à celles pour les échantillons sablés de nos expériences (les graphes pour les échantillons dépolis chimiquement ont été enlevés pour une meilleure visibilité). Pour les courbes SF, seule la fonction de structure à l'ordre 2 normalisée par le cas gaussien est tracée, car cette dernière permet de déterminer le coefficient de rugosité.

interface hétérogène. L'exposant de rugosité trouvé alors via les méthodes à fenêtres variables et spectrale était de l'ordre de 0.55. Une étude plus poussée de Delaplace et al. (1999) donne un coefficient de 0.63 par les méthodes citées précédemment avec en plus celle en ondelette. Cette

analyse portait notamment sur une vingtaine de fronts indépendants issus de l'assemblage de photos, toutes prises avec le grossissement le plus faible (×6.5; la taille du pixel vaut $3.125\mu m$). Le diamètre des billes utilisées pour le sablage était de $50\mu m$.

Ces mêmes fronts ont été repris et réanalysés avec les méthodes statistiques identiques à celles utilisés pour les fronts extraits de nos expériences. Le résultat de cette analyse est présenté sur la figure 3.12. Comme pour nos expériences, deux régimes apparaissent distinctement avec des valeurs d'environ 0.6 aux petites échelles et de l'ordre de 0.4 aux grandes échelles. La séparation se fait aux alentours de $35\mu m$. Le comportement de ces anciens fronts est donc similaire à celui des fronts dans nos expériences. Par ailleurs, l'échelle caractéristique de séparation correspond à celle pour nos échantillons sablés avec des billes de 50 microns. Cependant, il y a une légère différence de rugosité aux grandes échelles (on trouve un exposant de 0.41 à la place de 0.35) et surtout le graphe entame une légère courbure après l'échelle caractéristique ce qui rend quelque peu difficile la régression linéaire. Ces résultats se retrouvent aussi dans l'article introduit à la section 3.3.



3.2.7 Rugosité des fronts en dynamique

FIG. 3.13 – Fronts extraits des expériences dynamiques déformés par les effets de bord. La tendance est soit (a) parabolique, soit (b) de degré 4.

Les fronts extraits des images pour sept expériences dynamiques (A, B, D, F, G, L et M) ont été analysés en terme de rugosité avec les différentes méthodes décrites ci-dessus. La figure 3.14 montre les résultats de ces analyses. Un polynôme de degré 2 ou 4 a été soustrait aux fronts étudiés selon les expériences (voir figure 3.13). Les effets de bord sur les fronts des expériences dynamiques sont plus visibles car une image contient la longueur totale du front, alors que pour les expériences en statique, l'image est prise au centre d'une large plaque, donc les effets de bord sont moins prononcés. Le coefficient de rugosité n'a été déterminé que pour les courbes de fonctions de structure et d'écart-type qui offrent une vraie partie linéaire. Des tendances sont affichées pour les autres méthodes et une valeur de ζ est estimée à partir de ces droites. La variabilité des exposants d'une expérience à l'autre est très importante sans qu'aucune corrélation avec la vitesse de propagation du front (les expériences F, G, L et M sont les plus rapides), la vitesse de chargement (qui varie de 0.2mm/s pour les $50\mu m$ pour les autres) soit visible. En comparaison avec les résultats des expériences statiques, seul un régime subsiste aux échelles intermédiaires, les autres parties des graphes étant courbes, excepté pour les courbes D, F, et G

pour lesquelles deux régimes sont a priori visibles, avec un exposant d'environ 0.6 aux petites échelles et 0.35 aux grandes échelles. Ces différences de rugosité entre expériences statiques et dynamiques peuvent avoir deux origines. Les fronts dynamiques ne sont pas totalement indépendants, contrairement aux fronts extraits en statique. En effet, sa propagation peut être temporairement stoppée à certains endroits et donc des fronts successifs partagent de nombreuses positions. La seconde explication viendrait des mécanismes dynamiques de rupture qui influencent la forme du front en mouvement alors que dans les expériences statiques ce dernier a atteint un état d'équilibre. La plupart des valeurs des coefficients sont proches de celles trouvées dans le modèle de ligne fluctuante 0.35 (Schmittbuhl et al., 1995a).

3.3 Universalité en mesure de rugosité des fractures

L'article qui suit reprend en partie certains des résultats présentés dans les sections précédentes. Les données provenant des expériences statiques à plusieurs zooms faites à Strasbourg ont été analysées par deux opérateurs indépendamment à Oslo et à Strasbourg. Les analyses de l'article ont été réalisées sur les fronts sans avoir ôté la tendance générale. Les résultats en terme de coefficients de rugosité sont semblables pour les deux études. Les deux régimes de rugosité, à 0.60 ± 0.03 et 0.35 ± 0.05 , observés sur les courbes ne sont donc pas des artéfacts dus aux méthodes statistiques d'analyse. Dans l'article, d'autres données anciennes que celles évoquées au paragraphe 3.2.6, issues du même type d'expériences, sont comparées à celles obtenues dans cette thèse. Les deux régimes de rugosité se retrouvent. Les auteurs suggèrent que la présence de ces deux comportements est reliée à des mécanismes de fracturation différents, associés à deux types de modèles de propagation d'un front de rupture. Ces modélisations sont brièvement exposées ici.

Une façon simple de simuler la propagation d'un front de rupture est de considérer un front comme une ligne et de varier une des coordonnées du front, par exemple la coordonnée dans le sens de la propagation h(x), positivement ou négativement à probabilité égale (processus de marche aléatoire ou mouvement Brownien). Le front de rupture possède une rugosité caractéristique. Cette ligne sépare le matériau encore intact de la fissure. Dans cette approche, les processus au niveau de la FPZ sont négligés ou intégrés sous forme d'élasticité de longue portée le long du front de rupture. Mais à cause de ces champs élastiques longue distance, la propagation de la fracture ne peut être vraiment une marche aléatoire 2D. Les interactions entre élasticité et aspérité donnent naissance à des avalanches ou à des mouvements de type stick-slip. La schématisation de la rupture par une ligne déformée de coordonnées (x, h(x, t))se déplaçant dans un plan (x, y) peut mieux être décrite par une équation de mouvement issue des variations du facteur d'intensité des contraintes à partir de la LEFM (Gao and Rice, 1989; Ramanathan et al., 1997; Ramanathan and Fisher, 1998; Schmittbuhl et al., 2003a, 1995a; Schmittbuhl and Vilotte, 1999) :

$$K(h(x,t)) = K_0 \int dx' \frac{h(x',t) - h(x,t)}{(x-x')^2}$$
(3.19)

avec K_0 le facteur d'intensité des contraintes pour un front droit. Ce dernier se déforme à cause des hétérogénéités présentes dans le matériau et ces hétérogénéités entraînent des fluctuations de la ténacité locale $K_c(x, h(x, t))$. Le front est arrêté jusqu'à ce que le seuil critique K_c soit dépassé, après quoi le front avance à vitesse constante :

$$v \approx (K_{ext} - K_c)^{\beta} \tag{3.20}$$



FIG. 3.14 – Rugosité des fronts dynamiques par les méthodes à fenêtres variables - maximumminimum Δ (MM) et écart-type σ (RMS), spectrale (PS), en ondelette (AWC) et en fonctions de structure (SF). Pour cette dernière analyse, seule la fonction de structure à l'ordre 2 normalisée par le cas gaussien est tracée, car cette dernière permet de déterminer le coefficient de rugosité.

où β est l'exposant d'échelle et K_{ext} est le facteur d'intensité des contraintes correspondant à la contrainte externe. Dans ce cas, la propagation de la rupture peut se faire par avalanches.

Une approche alternative à ce modèle de ligne déformable considère la fissure non comme une ligne, mais comme une séparation entre les parties intacte et endommagée de l'échantillon. Cette idée permet l'accumulation de microfissures dans un gradient de contrainte (ou gradient de percolation) et la coalescence de celles-ci jusqu'à former une ligne continue (Hansen and Schmittbuhl, 2003; Schmittbuhl et al., 2003b, voir figure 3.15).



FIG. 3.15 – Modèle de coalescence de microfissures. Le front de rupture se propage du bas vers le haut de l'image. Il est dessiné en blanc. Chaque point noir du système représente une microfissure (source: Schmittbuhl et al., 2003b).

La rugosité de nos fronts aux petites échelles s'approche des valeurs de 0.6 trouvées par des simulations avec le modèle de coalescence. Aux grandes échelles, les résultats obtenus avec le modèle de ligne fluctuante de l'ordre de 0.35-0.39 sont similaires à nos données expérimentales. Nous proposons que l'échelle à laquelle les courbes bifurquent est fonction du rapport entre fluctuations de ténacité et le gradient du facteur d'intensité des contraintes ainsi que de la taille des aspérités.

Article

UNIVERSALITY CLASSES IN FRACTURE ROUGHNESS SCALING

S. Santucci^{1,2,3}, M. Grob⁴, R. Toussaint⁴, J. Schmittbuhl⁴, A. Hansen⁵ and K.J. Måløy³

soumis à Physical Review Letters (2009)

abstract Using a multi-resolution technique, we analyze large in-plane fracture fronts moving slowly between two sintered Plexiglas plates. We find that the roughness of the front exhibits two distinct regimes. Below a crossover length scale, the front is scaling with a Hurst exponent $\zeta_{\parallel}^{-} = 0.60 \pm 0.03$ in accordance with the damage coalescence model. At length scales above the crossover length, we find another scaling characterized by a Hurst exponent $\zeta_{\parallel}^{+} = 0.35 \pm 0.05$. This is consistent with the fluctuating line model. We relate the crossover length scale to fluctuations in fracture toughness and the stress intensity factor.

PACS numbers : 62.20.Mk, 46.50.+a, 68.35.Ct

¹Laboratoire de physique, UMR CNRS 5672, Ecole Normale Supérieure de Lyon, 46 allée d'Italie, F-69007 Lyon, France

²Physics of Geological Processes, University of Oslo, PO Box 1048 Blindern, N-0316 Oslo, Norway ³Physics Institut, University of Oslo, PO Box 1048 Blindern, N-0316 Oslo, Norway

⁴Institut de Physique du Globe de Strasbourg, UMR CNRS 7516, EOST/Université de Strasbourg, 5 rue René Descartes, F-67084 Strasbourg Cedex, France

⁵Institutt for fysikk, Norges teknisk-naturvitenskapelige Universitet, N-7491 Trondheim, Norway

Since the pioneering work of (Mandelbrot et al., 1984) demonstrating the self-affine character of fracture surfaces of metals, numerous studies have been devoted to the morphology of fracture surfaces (Alava et al., 2006; Bouchaud, 1997). In particular, the roughness exponent ζ_{\perp} characterizing this self-affinity was shown to be very robust and further on conjectured to be universal (Bouchaud et al., 1990) with $\zeta_{\perp} \sim 0.8$ (Bouchaud et al., 1990; Måløy et al., 1992). A first attempt at investigating the origin of a universal fracture roughness exponent was made by Hansen et al. (1991) who suggested that in two dimensions it might be related to the directed polymer problem. This idea was further developed by Räisänen et al. (1998); Räisänen et al. (1998) : the fracture surface follows the surface that minimizes the integrated strength of the intact material. Numerical studies based on this idea gave a roughness exponent $\zeta_{\perp} = 0.41 \pm 0.02$. A very different idea was proposed by Bouchaud et al. (1993b). In their picture, the fracture surface is the "footprint" of a passing fluctuating elastic line — the fracture front — moving through a disordered three-dimensional landscape. This powerful idea opened up for the existence of two roughness exponents : one describing the roughness orthogonal to the average fracture plane, ζ_{\perp} and another describing the roughness of the fracture front in the average roughness plane, ζ_{\parallel} . Schmittbuhl et al. (1995a) constructed a numerical model where the fracture propagates along a weak plane, (suppressing the out-of-plane roughness) giving $\zeta_{\parallel} = 0.35$. Later on, Rosso and Krauth (2002) refined this value to $\zeta_{\parallel} = 0.39$. The fluctuating line model is based on a very appealing idea. However, there are two aspects of the fracture process that it does not contain : first, it is typically a perturbative approach assuming local slope of the front to be small, second it ignores crack coalescence (Bouchaud et al., 2002). A theory based on a mapping of the fracture process to a correlated percolation one (Hansen and Schmittbuhl, 2003; Schmittbuhl et al., 2003b), addresses precisely the latter aspect. Numerical simulations based on this model give $\zeta_{\parallel} = 0.6$, substantially larger than the value found based on the fluctuating line model. The coalescence model sparked a clarifying controversy over the concept of self affinity (Alava and Zapperi, 2004; Hansen et al., 2007; Schmittbuhl et al., 2004).

The experimental situation has evolved markedly since universality was first proposed in 1990 (Bouchaud et al., 1990). For an early review, see Bouchaud (1997). We summarize the picture today as follows : in the strong disorder limit (*i.e.* when toughness fluctuations are of the order of stress loading fluctuations), ζ_{\perp} takes the universal value 0.8. This holds over a large set of materials and conditions (Alava et al., 2006; Bouchaud, 1997; Bouchaud et al., 1990; Måløy et al., 1992). In the weak disorder limit when toughness fluctuations are small compared to stress loading fluctuations, there are data suggesting that ζ_{\perp} takes on a smaller value, 0.4 (Bonamy et al., 2006; Ponson et al., 2006a) with a possible transition to a flat front for no disorder. On the other hand ζ_{\parallel} has been measured to be about 0.6 (Delaplace et al., 1999; Måløy and Schmittbuhl, 2001; Schmittbuhl and Måløy, 1997). This is in good agreement with the coalescence model (Hansen and Schmittbuhl, 2003; Schmittbuhl et al., 1995a). However, the fluctuating line model matches other scaling exponents related to crackling noise measured experimentally (Bonamy et al., 2008; Måløy et al., 2006).

We address here the possible coexistence of several roughness scaling regimes related to different universality classes in the fracture process in heterogeneous material. We analyze stable mode I fracture fronts propagating along the sand blasted and sintered contact plane between two PMMA plates (Delaplace et al., 1999; Måløy et al., 2006; Måløy and Schmittbuhl, 2001; Santucci et al., 2007; Schmittbuhl and Måløy, 1997). An important contribution to our analysis comes from the compilation of observations at different resolutions, thus providing more reliable roughness measurements. We show that there is one robust scaling regime of the in-plane roughness at small scales with a Hurst exponent $\zeta_{\parallel}^{-} = 0.60$. At large length scales there is another robust regime characterized by a roughness exponent $\zeta_{\parallel}^{+} = 0.35$. The two regimes



FIG. 3.16 – A typical fracture front where the glass beads used for blasting and roughening the Plexiglas plates had a diameter of around $\mathscr{O}_1 \sim 50 \mu m$ and a zoom of the crack front h(x) extracted from the optical contrast to emphasize the effect of the optical resolution given by the pixel size a.

are separated by a well-defined crossover length controlled by a balance between the stress intensity factor variability along the fracture front and fluctuations in the fracture toughness. Our data are consistent with the predictions of the coalescence model, $\zeta_{\parallel} = 0.60$ on small scales while the large-scale exponent is consistent with the value predicted by the fluctuating line model, $\zeta_{\parallel} = 0.39$. We argue in the following why *both* theories may be correct, but operating at different length scales.

Experiments – The experimental setup allows for a stable mode I crack propagation along a weak plane in a PMMA block from a displacement imposed normally (Schmittbuhl and Måløy, 1997). Toughness fluctuations along the weak plane are artificially introduced during sample preparation, which consists of annealing two sandblasted PMMA plates. In order to modify the toughness fluctuations, we changed the type and the size of the blasting particles using glass beads of diameters around $\varnothing_1 \sim 50 \mu m$ and $\varnothing_2 \sim 200 \mu m$, and a glass-aluminium powder with a typical particle size around $S \sim 50 \mu m$. We also changed the loading speed and procedure, with interfaces recorded during their propagation at various velocities. In order to obtain a multi-high resolution description of the fronts, we considered fracture fronts at rest v = 0. During those experiments, after a slow crack propagation, the sample was unloaded in order to arrest the crack. Then, we took high resolution pictures $(3871 \times 2592 \text{ pixels})$ of the front at rest (Fig. 3.16) using a digital camera mounted on an optical microscope. Using a translation stage that can move the microscope in the x direction parallel to the front (and perpendicular to the fracture propagation direction y) neighboring pictures were taken. Up to 15 high resolution pictures were then assembled resulting in fracture fronts with around 25 000 data points and a pixel size $a = 0.48 \ \mu m$. To remove acquisition artifacts, different resolutions of the front description were obtained by changing the magnification of the optical zooms (see Fig. 3.16). This results in images of the same fracture at resolutions, 4, 2, 1 and 0.48 μ m per pixel with respectively around 4000, 8000, 16000 and 25000 data points per image. This procedure was repeated 20 times in order to obtain 20 independent fracture fronts. The actual total length of each analyzed crack was around 15 mm.

Two scaling regimes – We base our analysis on the statistical distribution function of the height fluctuations of the crack fronts $\Delta y(\delta) = y(x + \delta) - y(x)$ where y(x) is the advance of the front along the y direction at position x. Here, the experimental data set is large enough to perform a direct measurement of the pdf. We will first consider fracture fronts at rest for


FIG. 3.17 – We observe two different scaling behaviors of the root mean square (rms) σ of the distributions $P[\Delta' y]$ where $\Delta' y(\delta) = \Delta y(\delta) - \langle \Delta y \rangle$, below and above the typical scale $\delta^* \sim 100 \mu$ m with respectively two different roughness exponents $\zeta_{\parallel}^- \sim 0.63$ and $\zeta_{\parallel}^+ \sim 0.37$. The filled square symbols correspond to the rms σ of the distributions $P[\Delta' y]$ shown in inset : we draw in a semi-log plot, $P[\Delta' y(\delta)] \cdot \sqrt{2\pi\sigma^2}$ vs. $[\Delta' y(\delta)] / \sqrt{2\sigma^2}$ for increasing length scales δ , shifted vertically for visual clarity. Above δ^* , the dotted lines $f(x) = e^{-x^2}$ fit the parabolic shape of the Gaussian distributions.

samples prepared with 200 μm glass beads. Then, we will proove the universality of our results showing the same analysis for various experimental conditions. In Fig. 3.17, we examine the scaling behavior of the root mean square (rms) of the height fluctuations in time and space : $\sigma(\delta) = \langle \Delta y^2(\delta) \rangle^{1/2}$. At small scales below $\delta^* \sim 100 \ \mu m$, we observe a self-affine scaling behavior : $\sigma(\delta) \propto \delta^{\zeta_{\parallel}^-}$ with a roughness exponent $\zeta_{\parallel}^- \sim 0.63$. This is consistent with previous experimental measurements (Delaplace et al., 1999; Måløy et al., 2006; Måløy and Schmittbuhl, 2001; Schmittbuhl and Måløy, 1997). As mentioned before, this is also consistent with the coalescence model (Schmittbuhl et al., 2003b). However, at scales larger than δ^* , we observe a crossover to another scaling regime with a smaller roughness exponent $\zeta_{\parallel}^+ \sim 0.37$. It is important to remark that this is the first time that such a scaling regime is reported experimentally. In terms of numerical modeling, this value is closer to that of the fluctuating line model, $\zeta_{\parallel} = 0.39$ (Rosso and Krauth, 2002). In the inset of Fig. 3.17 we show the distributions of the height fluctuations for logarithmically increasing length scales δ . We note that above the characteristic length scale $\delta^* \sim 100 \ \mu m$, the shape of the distributions is Gaussian, while for decreasing length scales δ , we observe long tails consistent with a multi-affine scaling (Santucci et al., 2007).

In Fig. 3.18, we demonstrate the robustness of our results by showing that the two different scaling regimes and the cross-over length scale observed are independent of the sampling resolution of the interface. Indeed on Fig. 3.18, we test the influence of the image resolution on the scaling behavior of the rms $\sigma(\delta)$ of the height distribution by changing the pixel size from 4, 2, 1 to 0.48 μ m. We see that effectively the image resolution has no impact on the scaling behavior of the fronts. The crossover length δ^* is not influenced by the pixel size showing that



FIG. 3.18 – We represent the rms σ of the height distribution $P[\Delta' y]$ as function of the scale δ for various image resolution with a pixel size *a* varying from 4, 2, 1 to 0.48 μ m, showing that the scaling is independent of the image resolution.

it is independent of the image resolution but rather controlled by the sample properties.

Cross-over length scale – We now investigate what controls the crossover length δ^* . We base our discussion on the Griffith criterion that assumes a balance between the stress intensity factor K and the fracture toughness, K_c . First we introduce a mean field argument to describe the stress intensity factor variation in the direction of the propagation around the average position of the front $\bar{y} : K(y) = K_0(\bar{y}) + K'(y - \bar{y})$ where $K' = \partial K/\partial y$ is the average local gradient of the stress intensity factor. Second the toughness of the asperities along the weak plane is supposed to be random around an average K_c^* and uncorrelated beyond the asperity size δ_c . We then assume that the fluctuation of the toughness over the front width $\sigma(\delta_c)$ reads as : $K_c(\bar{y} \pm \sigma(\delta_c)) = K_c^*(\bar{y}) \pm \Delta K_c(\delta_c)$ where ΔK_c is the magnitude of the toughness fluctuations on scale equal or larger than δ_c . Third, we estimate the width of the crack front $\sigma(\delta_c)$ to be the typical scale in the y-direction at which the failure criterion is met : $K(\bar{y} + \sigma(\delta_c)) \approx$ $K_c(\bar{y} + \sigma(\delta_c))$. Hence at a first order, we get an estimate of the front width at the asperity scale as a function of the magnitude of the toughness fluctuations ΔK_c and the local stress gradient $K' : \sigma(\delta_c) = \Delta K_c/K'$. Finally, invoking that the front is self-affine with a Hurst exponent ζ_{\parallel} , our argument leads to an estimate of the prefactor of this scaling as :

$$\sigma(\delta) = \sigma(\delta_c) \left(\frac{\delta}{\delta_c}\right)^{\zeta_{\parallel}} = \left(\frac{\Delta K_c}{K'}\right) \left(\frac{\delta}{\delta_c}\right)^{\zeta_{\parallel}}.$$
(3.21)

An important consequence of this equation is that the scaling of the fracture front will be hidden in the no disorder limit : when either the toughness disorder disappears ($\Delta K_c \rightarrow 0$) or when the loading gradient becomes very large ($K' \rightarrow \infty$).

We now address the estimate of the local slope of the crack front at the asperity scale, *i.e.*, $\sigma(\delta_c)/\delta_c$. Two cases emerge. First, if the local slope is small, $\sigma(\delta_c) \ll \delta_c$ the front may be described using a perturbative approach. We expect in this case that the fluctuating line model to be valid, leading to a Hurst exponent $\zeta_{\parallel}^+ \approx 0.39$. We note here that $\sigma(\delta) \ll \delta$ is valid for all $\delta > \delta_c$ if it is fulfilled for δ_c due to the self affinity of the front. The second situation occurs when $\sigma(\delta_c) \ge \delta_c$. In this case, we expect the coalescence model to be valid with a Hurst exponent $\zeta_{\parallel}^- = 0.6$. Hence, the slope at a scale δ scales as $\sigma(\delta)/\delta \propto \delta^{\zeta_{\parallel}^- - 1}$, which means that it decreases with increasing δ . This implies that there is a scale δ^* at which the slope $\sigma(\delta^*)/\delta^* = \alpha$ with $\alpha \ll 1$, and where the fluctuating line model starts working. Subsequently, we estimate

$$\delta^* = \left(\frac{\Delta K_c}{\alpha K'}\right)^{1/(1-\zeta_{\parallel}^-)} \delta_c^{-\zeta_{\parallel}^-/(1-\zeta_{\parallel}^-)}.$$
(3.22)

In Fig. 3.19 we plot $\sigma(\delta^*)/\delta^* = \alpha$ for $\alpha = 0.35$ and check that it accounts for the crossover between the two scaling regimes for the various experiments performed in different conditions. We conclude that the crossover length scale δ^* is a function of the asperity size δ_c , the toughness fluctuations ΔK_c and the stress intensity factor gradient K'. Following the above arguments, the measure of the crossover δ^* provides an estimate of the link between the magnitude of the toughness fluctuations ΔK_c and the asperity size δ_c knowing the loading conditions K'. It is of interest to see that the sensitivity of the crossover δ^* on ΔK_c and K' is through a power law with a positive exponent $1/(1 - \zeta_{\parallel}^-) \approx 5/2$, very different from its variation with δ_c , $-\zeta_{\parallel}^-/(1 - \zeta_{\parallel}^-) \approx -3/2$. Also the crossover δ^* is not expected to scale linearly with the asperity size δ_c as suggested in Dalmas et al. (2008) except if the toughness fluctuations are proportional to the asperity size : $\Delta K_c \propto \delta_c$.



FIG. 3.19 – Effect of disorder on the scaling of interfacial crack fronts. We plot the rms σ of the height fluctuations Δy as a function of the scale δ for crack fronts at rest and samples blasted with two types of glass beads with diameters $\mathscr{Q}_1 \sim 50 \ \mu\text{m}$ and $\mathscr{Q}_2 \sim 200 \ \mu\text{m}$. The line $\sigma(\delta) = 0.35 \ \delta$ separates the two scaling regimes. To insist on the robustness of our results, we add various data obtained during previous experiments with many different experimental conditions : glass-aluminium powder with a typical size around $S \sim 50 \ \mu\text{m}$ and crack front propagating at various velocities v (Delaplace et al., 1999; Måløy et al., 2006; Måløy and Schmittbuhl, 2001; Santucci et al., 2007).

Disorder effect – In order to check the effect of disorder and material microstructure (*i.e.* ΔK_c and δ_c), we modified the heterogeneities of the sintered interface between the two Plexiglas

plates by first preparing different samples using glass beads of different diameters $\varnothing_1 \sim 50 \ \mu m$ and $\emptyset_2 \sim 200 \ \mu\text{m}$. We show in Fig. 3.19 the scaling behaviour of the interfacial crack fronts with these two types of disorder that influence the toughness fluctuations (unfortunately the measurement of the link between sand-blasting particle size and toughness fluctuations was not possible). We observe mainly the same features as in previous figures with the two different scaling behaviours separated by a characteristic size respectively $\delta_{\varnothing_1}^* \sim 35 \ \mu m, \ \delta_{\varnothing_2}^* \sim 100 \ \mu m.$ When using smaller glass beads, the amplitude of the height fluctuations of the fronts decreases (vertical shift) as well as the scaling range at small scales providing a roughness exponent $\zeta_{\parallel}^- \sim 0.6$ up to the scale $\delta_{\varnothing_1}^* \sim 35 \ \mu m$. We checked the robustness of our results showing that all observations are independent of the sampling resolution of the interfaces (see Fig. 3.18), and the analysis techniques. Moreover, we also verified on Fig. 3.19 that those results are consistent with the morphology of interfacial crack fronts obtained during previous experiments (Delaplace et al., 1999; Måløy et al., 2006; Måløy and Schmittbuhl, 2001; Santucci et al., 2007) with various experimental conditions concerning both the sample preparation (using glass beads mixed with an aluminium powder with a wider size distribution) and the fracturing process with both crack front at rest (v = 0) or interfaces recorded during their propagation at various velocities $(0.4\mu m/s < v < 40\mu m/s).$

Conclusion – We have in this Letter analyzed the scaling properties of long in-plane fracture fronts moving along a sintered and rough interface between two Plexiglas plates. We identified two scaling regimes separated by a length scale δ^* that depends on the ratio of the local stress drop and the local toughness disorder. The scaling regime on scales larger than δ^* is self-affine and characterized by a roughness exponent $\zeta^+_{\parallel} = 0.35 \pm 0.05$, consistent with the fluctuating line model. Below δ^* , we see another self-affine regime with a roughness exponent $\zeta^-_{\parallel} = 0.60 \pm 0.03$ in agreement with the coalescence model.

Acknowledgements We thank D. Bonamy, E. Bouchaud, J. Mathiesen, S. Roux and L. Vanel for helpful discussions.

CHAPITRE 4

ANALYSE OPTIQUE DE L'ÉVOLUTION DU FRONT

Le chapitre précédent s'attardait sur l'étude détaillée de la morphologie du front à l'arrêt après avoir déchargé l'échantillon. Mais nous avons vu au chapitre 1 que les hétérogénéités sur le plan de fracture influencent la propagation de la rupture et déterminent sa dynamique par avalanches. Nous avons donc procédé à des expériences dynamiques (sans déchargement du système) et essayé de caractériser la propagation du front de fracture à l'aide des fronts extraits d'images prises à un taux d'échantillonnage élevé.

4.1 Vitesses locales d'avancées du front de fracture

À partir des fronts extraits des expériences dynamiques, il est possible d'étudier la dynamique de propagation du front. Pour cela, les vitesses de progression du front en chaque pixel sont calculées et leur distribution analysée.

4.1.1 Détermination des vitesses locales d'avancée du front

Pour déterminer les vitesses locales, les lignes de fronts de rupture extraits des images sont additionnées pour former une matrice des temps d'attente W (Måløy et al., 2006, 2005). Cette matrice a la taille des images prises par la caméra rapide et tous ses éléments sont initialement égaux à zéro. Á chaque pixel (x, y) où une position de front est détectée, l'élément W_{ij} correspondant est incrémenté de 1. Si une position particulière voit passer plusieurs fronts successifs, l'élément de matrice W_{ij} à ce pixel est augmenté de 1 pour chaque front rencontré. Ce processus est répété pour toutes les images d'une expérience jusqu'à obtenir la matrice des temps d'attente finale W (voir figure 4.1). Ces temps d'attente rendent compte de la durée pendant laquelle le front de rupture est demeuré au même endroit. La vitesse locale du front en chaque point (x, y) est évaluée de la matrice W en prenant l'inverse de chaque élément W_{ij} , multiplié par la taille du pixel a (environ $10\mu m$ dans nos expériences) et divisé par le temps écoulé entre deux prises d'images δt ($\approx 0.001 - 0.002s$). La matrice des vitesses V est donc construite éléments par éléments avec $V_{ij} = \frac{1}{W_{ij}} \frac{a}{\delta t}$. Le taux d'enregistrement des images est généralement assez rapide pour que quasiment tous les pixels de la zone d'image soient traversés au moins une fois par le front et que la matrice de temps d'attente n'ait quasiment pas d'élément égal à 0, à l'exception des points en dessous du premier front de l'expérience, au-dessus du dernier, et de quelques pixels isolés dus à des défauts présents dans l'échantillon. La figure 4.2 montre l'évolution des vitesses locales en fonction du temps. À travers cette image, la dynamique de propagation du front apparaît intermittente avec des zones bien plus rapides que d'autres.



FIG. 4.1 – Image de la matrice des temps d'attente. La couleur noire représente les temps d'attente les plus longs. Les temps d'attente de l'échelle de couleur représentent le nombre de fois que le front est resté à la même position sur les images successives. Pour avoir les temps d'attente en s, il suffit de multiplier ces valeurs par la durée entre deux prises d'image δt .

FIG. 4.2 – Image de l'évolution des vitesses locales au cours du temps. Plus la couleur est sombre, plus la vitesse est rapide.

4.1.2 Distributions de vitesses

Måløy et al. (2006) ont montré que la distribution des vitesse locales de propagation du front dans ce type d'expériences suit une loi de puissance $P(V/\langle V \rangle) \approx (V/\langle V \rangle)^{-\eta}$ pour les vitesses supérieures à la vitesse moyenne. La figure 4.3 présente le résultat d'une étude similaire avec nos expériences dynamiques. La distribution des vitesses locales est bien en forme de loi de puissance pour les vitesses supérieures à la moyenne. Les vitesses les plus faibles suivent une fonction qui augmente et les données des différentes expériences ne convergent pas comme pour les vitesses plus élevées. L'exposant de la loi de puissance est estimé à -2.5, une valeur très proche de celle trouvée par Måløy et al. (2006) de -2.55. Pourtant la gamme de vitesses moyenne de propagation dans nos expériences s'échelonne environ de $100\mu m/s$ à $500\mu m/s$, alors que les vitesses de propagation des expériences de Måløy et al. (2006) allaient de $0.39\mu m/s$ à $40\mu m/s$. Donc la loi de puissance de distribution des vitesses locales semble être universelle quelle que soit la vitesse de propagation du front de rupture.



FIG. 4.3 – Distribution des vitesses locales des fronts extraits pour sept expériences. Cette distribution suit une loi de puissance dont la tendance est indiquée par la ligne noire. L'exposant correspondant est $-\eta = -2.5$.

4.2 Evolution de la ténacité lors de la propagation

Nous avons vu dans la section précédente que le front de rupture reste parfois stoppé au même endroit pendant un certain laps de temps. Il est intéressant de déterminer la valeur du taux de relaxation d'énergie G et du facteur d'intensité des contraintes K_c en chaque position du front lors de sa propagation.

4.2.1 Calcul de la ténacité lors de la propagation du front

Pour calculer le facteur K le long des fronts, on reprend les équations 2.23 et 2.24 de la section 2.2.6.b) :

$$G = \frac{3Ed^{3}h^{2}}{8c^{4}} \tag{4.1}$$

$$G = \frac{K^2}{E} \tag{4.2}$$

avec d l'épaisseur de la plaque inférieure de nos échantillons (ici 6mm), h le déplacement de la presse et c la distance entre la position du front de fracture et le point d'application de la charge. h est déterminé à l'aide des données de chargement pour chaque pas de temps correspondant à une prise d'image. Pour évaluer c, une mesure de la distance entre la position la plus avancée du front de rupture alors à l'arrêt et le rouleau de la presse est estimée avec un réglé avant l'expérience. Puis chaque variation de c est ensuite déterminée avec la position du front extrait additionnée de la distance au point de charge. Ce calcul est réitéré pour chaque image, donc

pour chaque front extrait à chaque pas de temps, afin d'obtenir les valeurs de la ténacité K(x,t)en fonction du temps et de la position. La position du premier front évaluée à l'œil n'est précise qu'à 2mm près, ce qui implique une erreur d'environ $100kPa.m^{1/2}$. Toutefois comme cette erreur concerne surtout la position du premier front par rapport au point d'appui de la presse, elle s'applique de même façon sur toutes les valeurs de K calculées pour une expérience qui seront donc toutes décalées de la même façon. Elle ne porte aucun préjudice sur les variations du facteur d'intensité des contraintes qui dépend de la position des fronts.

4.2.2 Étude de l'évolution de K

La figure 4.4 montre l'évolution de K en fonction du temps pour les deux expériences où la position du front a pu être déterminée par rapport au point d'appui. Comme la couleur blanche s'apparente aux valeurs les plus faibles de K, on observe une diminution de la ténacité au cours de l'expérience qui accompagne la propagation du front. La figure 4.5 présente l'évolution du facteur d'intensité des contraintes en fonction du temps avec des valeurs moyennées spatialement en x à chaque pas de temps. Le facteur d'intensité des contraintes dépend du déplacement de la presse et de la distance entre la position du front et le point de chargement. Or dans nos expériences, la presse est arrêtée pendant 3 s (cf chapitre 2), donc seule la distance au point d'appui de la presse change lors de la propagation du front. L'augmentation de cette distance entraîne bien une diminution des valeurs du facteur d'intensité des contraintes d'après l'équation 4.1. Au fur et à mesure de l'avancée du front, le facteur d'intensité des contraintes semble tendre vers une valeur plateau. Les valeurs de K présentées ici sont bien inférieures aux valeurs de ténacité trouvées au chapitre 2. Deux explications sont possibles. La ténacité de l'interface à l'ouverture de l'échantillon est peut-être plus élevée que celle au centre de la plaque après une certaine distance de propagation, dû à un thermocollage légèrement différent sur les bords de l'échantillon. La propagation du front s'effectue en régime sous-critique, et de ce fait, les valeurs de K peuvent être bien en deçà de la ténacité (Atkinson, 1987; Meredith and Atkinson, 1983). Il n'est donc pas incohérent de déterminer des valeurs de facteurs d'intensité des contraintes 2 à 3 fois inférieures à celle de la ténacité de l'interface dans nos expériences.



FIG. 4.4 – Image des valeurs de K en fonction du temps et de la position selon x pour deux expériences dynamiques. La couleur noire représente les valeurs les plus élevées. Pour l'expérience L, les valeurs de K varient approximativement de $590kPa.m^{1/2}$ à $610kPa.m^{1/2}$, et pour l'expérience M, le facteur d'intensité des contraintes s'étend environ de $370kPa.m^{1/2}$ à $400kPa.m^{1/2}$.



FIG. 4.5 – Courbe de la ténacité K_{moy} , moyennée spatialement selon x à chaque pas de temps, en fonction du temps t.

Suivant Daguier et al. (1997); Meredith and Atkinson (1983), la figure 4.6 montre la corrélation entre K et les vitesses locales d'avancée du front. Malgré les variations importantes de ces vitesses, une tendance en loi de puissance peut être observée pour les deux expériences L et M. Ce régime en loi de puissance entre K et la vitesse du front correspond à une propagation mécanique (avec d'éventuels effets de corrosion, voir figure 1.7) en accord avec le modèle de ligne fluctuante utilisé au chapitre 3 pour expliquer la valeur des coefficients de rugosité aux grandes échelles. Pour l'expérience L, un régime où la vitesse tend vers un plateau pour les petites valeurs de facteur d'intensité des contraintes semble se dessiner. Ce régime en plateau a déjà été observé dans de nombreuses expériences de propagation de rupture dans divers matériaux (Lawn, 1993). Ce régime est généralement lié au phénomène de diffusion (voir figure 1.7 au paragraphe 1.1.3.e)) et coïncide avec la notion de coalescence évoquée au chapitre précédent pour expliquer la rugosité des fronts aux petites échelles. La dynamique du front révélée à travers les courbes 4.6 pourrait donc expliquer la rugosité déterminée dans nos expériences statiques.



FIG. 4.6 – Corrélation entre K et les vitesses locales d'avancée du front.

4.3 Lien avec la sismologie : comparaison de catalogues sismologiques et expérimentaux

Une des ambitions des expériences dynamiques est de faire l'analogie avec les séismes pour essayer de comprendre en partie les mécanismes qui contrôlent leur propagation et leur nucléation. Pour ce faire, l'analyse d'évènements irréguliers, appelés avalanches (cf chapitre 1), nous paraissait bien convenir pour un début de comparaison, puisque les séismes eux-mêmes sont assimilés à des phénomènes erratiques se manifestant à différentes échelles. Á partir des avalanches survenant dans nos expériences dynamiques, des catalogues similaires aux catalogues de sismicité ont été construits. Les paramètres importants tels que le temps d'occurrence, la position ou épicentre, et l'énergie (ici le moment), ont été déterminés pour les évènements expérimentaux et rangés dans des catalogues de la même façon que les séismes. La comparaison entre sismicités expérimentale et réelle est réalisée à travers les études statistiques généralement appliquées aux tremblements de terre, telles que les lois de distribution des moments (Gutenberg and Richter, 1954), de sauts d'épicentres (Corral, 2003; Davidsen and Paczuski, 2005), de temps d'attente entre séismes (Bak et al., 2002; Corral, 2004) et plus récemment des évènements récurrents (Davidsen et al., 2006).

Un point important doit néanmoins être soulevé à ce stade, à savoir la différence de mode de rupture entre l'expérience qui se déroule en mode d'ouverture (mode I) et les séismes qui résultent du mouvement cisaillant des failles (mode II dans l'ensemble). Cette différence intervient en effet dans la position des évènements. Pour les épisodes expérimentaux, leur position dans la direction de propagation y est fortement liée au temps puisque le front ne peut reculer. Les évènements expérimentaux les plus récents auront donc toujours lieu en avant des avalanches plus anciennes, alors qu'au niveau des failles, des séismes peuvent survenir dans le sens opposé d'une série de tremblements de terre antérieurs. Le mouvement cisaillant se fera toujours dans le même sens mais les parties de faille qui jouent ne se succèdent pas spatialement. Un moyen de contourner un éventuel biais statistique que pourrait entraîner la forte corrélation entre position dans la direction de propagation et temps est de n'utiliser que l'information de position selon l'axe x (parallèle au front de rupture) pour faire les analyses statistiques spatiales.

La distinction entre les deux modes de rupture intervient également pour le calcul du moment. Le moment sismique calculé pour les tremblements de terre est donné par : $M_0 = \mu SD$ avec μ la rigidité du milieu, S la surface fracturée pendant le séisme et D le déplacement moyen sur la faille lors du séisme. Pour les catalogues expérimentaux, le moment pour un évènement optique est représenté par l'aire de l'avalanche (à savoir le nombre de pixels qu'elle contient). Pollard and Segall (1987) se sont basés sur la théorie élastique de la fracture pour calculer les champs de déplacement et de contrainte au voisinage d'une fissure soumise à un chargement uniforme pour les différents modes de rupture et appliquer les résultats à des formations géologiques telles que les failles (mode II) ou les conduits magmatiques (*dike* en anglais, mode I). Ces auteurs ont estimé un tenseur du moment de la fissure en considérant seulement la discontinuité de déplacement statique à travers la fissure. Leurs résultats les amènent à une définition générale du moment scalaire M de la forme :

$$M^m = \mu \int \int_S \Delta u_m dS \tag{4.3}$$

où m est l'indice du mode de rupture (I, II et III) et Δu_m désigne le déplacement statique de part et d'autre de la surface de fissure S. Pollard and Segall (1987) évaluent ce moment pour une fissure 2D en prenant b la demi-longueur de fissure dans le sens de propagation et a celle dans la direction perpendiculaire (l'aire de la surface est égale à 4ab) :

$$M^m = \mu \pi a b \Delta u_m^0 \tag{4.4}$$

avec Δu_m^0 la discontinuité de déplacement maximale. Le moment scalaire M est donc le produit du module de cisaillement, de la surface de fracture et du déplacement moyen $\pi \Delta u_m^0/4$, expression du moment très proche de celle du moment sismique. Pour les évènements expérimentaux, la discontinuité de déplacement moyenne est supposée constante, ce qui est corroboré par la faible valeur de pente d'ouverture trouvée au paragraphe 2.4.2, et la surface de fissure pour chaque avalanche est donnée par le nombre de pixels, équivalent à l'aire 4*ab* de la théorie. Donc la définition du moment pour les évènements des catalogues expérimentaux est juste au facteur constant $\mu \pi \Delta u_m^0/4$ près et proche d'expression similaire à celle pour les séismes.

Les catalogues expérimentaux ont donc été analysés avec les mêmes méthodes statistiques citées plus haut appliquées au catalogue de sismicité de Californie du Sud (déjà utilisé par Davidsen et co-auteurs, ce qui permet aussi de vérifier la robustesse de la méthode d'évènements récurrents notamment et la cohérence des résultats). Malgré des différences dans le mode de fracturation (ouverture dans les expériences et cisaillement pour les vrais séismes), dans le mode d'acquisition et dans les échelles d'espace et de temps, les distributions de moment et de distance entre épicentres pour les catalogues expérimentaux suivent les mêmes lois de puissance avec des exposants très similaires que les distributions correspondantes pour le catalogue de sismicité californien. L'analyse par évènements récurrents, développée par Davidsen et al. (2006), montre également une forte ressemblance en terme de lois d'échelle entre catalogues issus d'expériences et de sismicité réelle.

Ces résultats suggèrent que la dynamique de propagation d'un front de rupture est contrôlée par les interactions élastiques entre les microstructures présentes dans le matériau (transfert de contrainte d'une aspérité à l'autre). Cette étude peut notamment aider à mieux contraindre et cibler les modélisations de propagation de rupture en milieu hétérogène en tenant compte du rôle des aspérités. L'expérience présentée ici peut aussi servir de piste pour mieux comprendre le problème des séismes lents puisque les évènements expérimentaux font référence à des avalanches de forte vitesse mais que le front continue de se propager en même temps à vitesse beaucoup plus lente à d'autres endroits.

Article

QUAKE CATALOGS FROM AN OPTICAL MONITORING OF AN INTERFACIAL CRACK PROPAGATION

M. Grob¹, J. Schmittbuhl¹, R. Toussaint¹, L. Rivera¹, S. Santucci^{2,3} and K.J. Måløy³

publié dans Pure and Applied Geophysics (2009), 166(5-7), pp 777-799

abstract Using an experimental setup which allows to follow optically the propagation of an interfacial crack front in a heterogeneous medium, we show that the fracture front dynamics is governed by local and irregular avalanches with large velocity fluctuations. Events defined as high velocity bursts, are ranked in catalogs with analogous characteristics to seismicity catalogs : time of occurence, epicenter location and energy parameter (moment). Despite differences in the fracturing mode (opening for the experiments and shear rupture for earthquakes), in the acquisition mode and in the range of timescales, the distributions of moment and epicenter jumps in the experimental catalogs obey the same scaling laws with similar exponents as the corresponding distributions for earthquakes. The record breaking event analysis shows also very strong similarities between experimental and real seismicity catalogs. The results suggest that the dynamics of crack propagation is controlled by the elastic interactions between microstructures within the material.

4.3.1 Introduction

In observational seismology, attempts to characterize earthquake ruptures have motivated numerous studies from the very early stages (Reid, 1910). The description of small earthquakes is often reduced to a source point description given by a set of simple parameters : time of occurrence, source location, seismic moment or magnitude, possibly focal mechanism (Clinton et al., 2006). Despite this crude information, organized in well-know seismic catalogs, these simple parameters have provided extremely useful earthquake features like the Gutenberg-Richter magnitude-frequency relationship (Gutenberg and Richter, 1944). A complementary approach is to analyse the properties of interactions between earthquakes (Bak et al., 2002; Bizzarri and Belardinelli, 2008; Corral, 2004; Davidsen and Paczuski, 2005; Kagan, 2002; Ziv et al., 2003). It has been shown for instance that the spatiotemporal evolution of earthquakes in a specific region exhibits a fractal pattern resulting of a dynamical process and expressing a hierarchical organization of events in space and time (Davidsen et al., 2006; Marsan et al., 2000).

Seismic inversions of slip history during large earthquakes have been an important step in the description of the rupture process (Bouchon et al., 2000; Wald et al., 1991). The complete fault region associated to the earthquake is then considered. Slip history inversions provide important features of the rupture propagation : fault geometry, rupture length, rupture speed, time rise, rupture width, etc. However they rely on strong assumptions like simple fault models for kinematic inversions (Kikuchi and Kanamori, 1991) or simple friction processes for dynamic inversion (Fukuyama et al., 2003; Ide and Takeo, 1997) and subsequently provide low resolution or speculative images of the rupture complexity. Statistics from these inversions however allow more precise statistical relationships like the ones linking the seismic moment M_0 to the three geometric quantities characterising the rupture : its length L, its width W and the average slip on the fault u (Kanamori and Anderson, 1975; Mai and Beroza, 2000; Wells and Coppersmith, 1994). In general, all these relationships can be approximated by a power law and exponents are found to be mostly universal (Kagan, 1999; Scholz, 2002). New tools to account for the full complexity of the earthquake rupture are required and under development (Aochi and Fukuyama, 2002; Mai and Beroza, 2002; Rubin and Ampuero, 2007; Tinti et al., 2005).

 $^{^1}$ Institut de Physique du Globe de Strasbourg, UMR CNRS 7516, EOST/Université de Strasbourg, 5 rue René Descartes, F-67084 Strasbourg Cedex, France.

E-mail: melanie.grob@eost.u-strasbg.fr

²Physics of Geological Processes, University of Oslo, PO Box 1048 Blindern, N-0316 Oslo, Norway

³Physics Institut, University of Oslo, PO Box 1048 Blindern, N-0316 Oslo, Norway

Fracture complexity has also been addressed in the mechanical community in particular since the pioneer work of Mandelbrot et al. (1984). In particular, scaling properties of fractures in heterogeneous materials were discovered (Bouchaud, 1997). For instance, the roughness of fracture surfaces in heterogeneous media exhibits a self-affine morphology. The associated roughness exponent is found to be very robust for different materials such as steel or aluminium alloy (Bouchaud et al., 1993a; Måløy et al., 1992) or fault rocks (Schmittbuhl et al., 1993, 1995b). Experiments were also carried out to investigate the interactions between the crack front and the material heterogeneities (Daguier et al., 1995). In a simplified two dimensional configuration, studies of the crack front that is constrained geometrically in a plane), both theoretically (Schmittbuhl et al., 2003a,b) and experimentally (Delaplace et al., 1999; Schmittbuhl and Måløy, 1997) were performed. The front line morphology is shown to exhibit scaling invariances (Delaplace et al., 1999; Santucci et al., 2007; Schmittbuhl and Måløy, 1997). More recent studies were performed to describe the crack front dynamics (Måløy et al., 2006; Santucci et al., 2006; Schmittbuhl et al., 2001). These works show that the crack propagation is controlled by the pinning and depinning of the front owing to local asperities. The fracture front dynamics is then governed by local and irregular avalanches of varying sizes and velocities.

In this article, we propose a link between the fracture dynamics analysed at the laboratory scale and the earthquake dynamics extracted from a subset of the Southern California catalog (SHLK catalog). The core of the study is the construction of laboratory scale catalogs of events or quakes from an optical monitoring of an interfacial crack front propagation in a heterogeneous medium. Using a transparent material (Plexiglas), the experimental setup allows to follow visually at high spatial resolution and continuously in time, the rupture process. The first part of the paper describes the sample preparation and how the experimental setup works. The next section explains the image processing of the raw crack front pictures in order to obtain the parameters needed to build the quake catalogs made of several thousands of events. Since we aim at comparing our experimental results to natural seismicity data, we show in a following section, the results of statistical tools, typically applied to natural seismicity data, when applied to the experimental data. Finally a discussion of the reliability of analogies or differences between experimental and natural data is proposed.

4.3.2 An interfacial rupture experiment

4.3.2.a) Sample preparation

The samples are built from two types of transparent polymethylmethacrylate (PMMA) plates : the main plate is 16 cm long, 14 cm large and 1 cm thick ; the other ones are a set of 17 cm long, 0.4 cm thin and 1 cm wide bands. One surface of each plate is first sand-blasted with glass beads of diameter $\emptyset = 200 \ \mu m$ or 500 μm . The thick plate is then assembled to a set of four thin plates (see Fig. 4.7(a)), sand-blasted surfaces facing each other, and placed under a normal homogeneous load, so that the remaining air is expelled from the contact area when the PMMA sandwich is loaded. The loading frame for the sample preparation is made of two parallel aluminium plates between which the Plexiglas plates sandwich is placed. Twelve screws are used to exert a normal load on the sample (see Fig. 4.7(b)). The torque applied when tightening the screws is equal to 10 N.m.

To anneal the plate assembly, the whole block (sample + press) is put in an oven at 205°C during 30 minutes, which allows to stick the Plexiglas plates together. The thermal annealing process produces a cohesive interface along the former boundary between the two plates which is weaker than the bulk PMMA (the critical stress intensity factor K_c , also called fracture toughness, for the growth of our interfacial crack is around 40 $kPa.m^{1/2}$, more than 55 times

smaller than in the bulk). So this sample preparation constrains the block to break along an interfacial fracture during mode I crack. Figure 4.7 summarizes the sample preparation procedure.

An important feature of the interface preparation is the sand-blasting procedure that induces a random topography on the PMMA surface to be annealed and accordingly controls the local toughness during annealing. Another consequence of the sand-blasting technique is that the transparency of the Plexiglas plates is lost : light scatters because of the microstructures introduced by the sand-blasting. But after annealing, the newly formed block recovers its transparency since contrast of the refraction index along the interface disappears.



FIG. 4.7 – (a) Sample preparation procedure. Plexiglas plates are sand-blasted and sintered together to form a new single block. Sandblasting creates roughness fluctuations on the plate surface that control the local toughness during the annealing process. It also induces a loss of transparency by unpolishing of the surfaces. Transparency is however recovered thanks to the sintering process. (b) Scheme of the loading system : in white, the PMMA sample; in gray, the two aluminium plates; in black, the solid frame with the screws to apply a torque N = 10 N.m. The whole block is put in an oven at 205° C during 30 minutes.

4.3.2.b) Setup

The thick PMMA plate is clamped to a stiff aluminium frame. The thin plates are pulled apart thanks to a rod that presses on the excess length of the thin Plexiglas bands. A diagram of the setup is displayed in figure 4.8. The loading translation stage is controlled by a stepping motor that applies a continuous descent of the rod at a speed in the range : $100-200 \ \mu m.s^{-1}$ (in our configuration, the mean crack velocity is proportional to the speed of the rod motion). The normal displacement imposed to the lower Plexiglas plate induces a stable mode I crack propagation along the artificially introduced weak plane of the sample. The crack propagation is stable since the total energy of the system decreases with the crack advance owing to the plate geometry (it would not be the case for a crack in an infinite elastic medium). Indeed the energy per unit of front length can be found from simple beam theory (Lawn, 1993) :

$$U_E = \frac{Ed^3h^2}{8c_r^3}$$
(4.5)



FIG. 4.8 – Sketch of the experimental setup (top left: Front view; top right: Side view; bottom: View from above). The thick plate of the sample (in white) is clamped into a rigid aluminium frame (in black). A cylindrical rod imposes a displacement of the thin Plexiglas band. The crack propagates in the y direction and is observed from above using a high speed camera mounted on a microscope (in light gray).

where E is the Young modulus, d the thickness of the lower plate, h the displacement of the rod and c_r the distance between the position of the crack and the point of application of the loading force. The energy release rate G, also called driving force, is a measure of the mechanical energy for an increment of crack extension, so the following expression for the energy release rate can be deduced :

$$G = -\frac{dU_E}{dc_r} = \frac{3Ed^3h^2}{8c_r^4}$$
(4.6)

The equation 4.6 shows that the energy of the system decreases when the crack extension c_r increases. The fracture is accordingly controlled by the displacement of the loading rod. The loading value to reach for the front to start moving is of the order of a few tens of Newton.

The propagation of the crack front is followed optically with an optical microscope. Using a high speed camera mounted on top of the microscope, up to 12288 consecutive images of the crack advance can be recorded with a spatial resolution of 1024 X 512 pixels (1 pixel $\approx 10 \times 10$ μm^2) at an acquisition rate of 1000 frames per second (fps) which corresponds to an acquisition duration of 12 seconds. To provide sufficient light intensity at this small closure time (1 ms), the sample is lighted from below using optical fibers linked to an intense light source. These optical fibers contain lens elements on their end that allow to focus the light source onto the crack front. The width of the image acquired by the fast camera is adjusted to the width of the PMMA band. After opening of the sample, light re-scatters in the fractured part of the sample because of the microstructures previously introduced on the PMMA plates. The open part of the sample looks opaque whereas the sintered region is still transparent. The transition between these two areas corresponds to the crack front (see Fig. 4.9(a)).

4.3.3 Image processing

4.3.3.a) Front extraction

Images of the interfacial fracture are divided in two parts : a bright zone which is the cracked and open area (microstructures along the interface scatter the light of the newly open surface) and a dark region which is still soldered and transparent. The image processing aims at extracting the shape of the transition zone between the bright and dark areas of the picture which corresponds to the crack front. Some white spots ahead of the fracture front appear on the image (see the dark part of the photo in figure 4.9(a)). This is due to flaws created by the sand-blasting but located shallow inside the Plexiglas plates which scatter the light. As an attempt to remove these flaws in the fracture front images, a subtraction of a background picture taken before any opening is performed systematically. An example of the resulting image is displayed in figure 4.9(b). Some flaws are still visible but the contrast has been markedly enhanced. The grav level histogram of the image is clearly bimodal (Fig. 4.9(c)) : the peaks represent the two different regions of the image. The picture is then clipped at the threshold level that separates these two lobes (Fig. 4.9(d)). The norm of the gradient of the segmented image is computed to search for the boundaries (Fig. 4.9(e)). Isolated clusters of pixels that might appear are removed by keeping only the largest cluster that percolates from the left to the right edge of the picture (Fig. 4.9(f)) to obtain the front path. More details about the last four steps of the image processing can be found in Delaplace et al. (1999). Figure 4.9(g) shows the extracted front superimposed on the raw image. A zoom on the preceding picture is done to show the resolution of the extracted front (cf figure 4.9(h)). The absolute position of the front deduced from the images of the high speed camera is accurate within 3 to 4 pixels (that is to say within 30 to 40 μm). Indeed the position of the front can move from 1 to 4 pixels if, for instance, the threshold level on the histogram is changed by ± 1 or if the front is defined by the maximum or minimum y position of pixels at a given x along the percolating front (the cluster that goes from one side to the other of the thresholded picture) (Delaplace et al., 1999). The relative position along the front is however obtained at a much smaller precision (computed as the difference between the standard deviations of two extracted fronts with a shift in the threshold level) which is around 0.2 μm . Its irregular shape is explained by the fact that the front is pinned by local zones of high toughness during the propagation and becomes rough.

4.3.3.b) Quake definition

In order to analyse the burst dynamics of the interfacial crack propagation and define rupture quakes, the fracture front lines extracted from image processing are added to form the waiting time matrix W (Måløy et al., 2006, 2005). This matrix has the same size as the raw images and initial values equal to zero for all its elements. The value 1 is added to the matrix element W_{ij} corresponding to pixels where a front line position (x,y) is detected. If several successive fronts are observed at the same particular position, the matrix element W_{ij} at this position increases by one for each encountered front. This procedure was done for all frames of a given experiment to obtain the final waiting time matrix W (Fig. 4.10(a)). The waiting times estimate the amount of time during which the front was stuck at a precise position. The local speed of the crack front at the time when it passes a particular position (x,y) can be deduced from W by the inverse value of the corresponding matrix element W_{ij} multiplied by the ratio of the pixel linear size a (typically 10 μ m) over the typical time δt between two pictures (0.001 s).



FIG. 4.9 - (a) Example of raw image taken with the high speed camera. (b) Example of the resulting picture of a subtraction between two raw images. (c) Gray level histogram of the preceding picture. (d) Image after thresholding. (e) Gradient of the clipped image. (f) Extraction of the percolating cluster from the gradient picture. (g) Extracted front (white line) superimposed on its corresponding raw image. (h) Zoom on the extracted front.

The velocity matrix V is therefore defined as $V_{ij} = \frac{1}{W_{ij}} \frac{a}{\delta t}$, thus associating a local crack front speed to each pixel of the crack front in each image. It is important to mention that the image recording is performed so fast that there is basically no hole in the waiting time matrix, i.e. no element equal to zero (except below the first front, above the last one, and a few artefacts due to initial flaws in the sample).

In order to define events (or quakes), the velocity matrix V is clipped by setting its elements V_{ij} equal to 1 if $V_{ij} > c \langle V \rangle$ and 0 elsewhere, where c is a constant of the order of a few unities (Måløy et al., 2006, 2005). Each region or cluster where the crack goes through at a front speed larger than a few times the average front velocity is considered as an event or quake. Figure 4.10(b) is an example of the thresholded matrix with c = 10. The white clusters correspond to regions where the crack front speed is 10 times larger than the average front velocity $\langle V \rangle$. These zones are defined as quakes. The clusters connected to the first and last fronts, belonging



FIG. 4.10 – (a) Gray scale map of the waiting time matrix for one experiment deduced from 5908 fronts recorded at a rate of 1000 fps. The darker spots show the longer waiting times. (b) Spatial distribution of clusters (in white) for velocities 10 times larger than the average front speed (here $\langle V \rangle = 214 \mu m s^{-1}$).

to the upper and lower white zones in the figure, are excluded from the analysis.

4.3.3.c) Quake catalogs

This data processing is applied to five experiments (named A, B, C, D and E) with different parameters. Table 4.1 summarizes the parameters for all experiments. Three different c values are used to threshold the velocity matrix corresponding to each experiment. We thus have fifteen data sets of events. The aim now is to build catalogs from these data sets that could be compared to real seismicity data catalogs. The mostly used quantities are : the time of occurrence, the location of hypocenter and an energy parameter of the event (seismic moment or magnitude).

For each event of each data set, the time of occurrence is found by searching for the first pixel in time that is attached to the considered cluster (Fig 4.11). The time of occurrence t in ms is calculated considering the beginning of the experiment as the original time.

The epicenter of an event is given by the position (x, y) of this first pixel (Fig 4.11). As the crack front propagation is constrained in a plane, the z coordinate is considered constant and equal to 0 in a first approximation. As the y axis is the direction of propagation of the crack front, a strong link exists between the time and the y coordinate of the epicenter. Hence the

Experiment	$\phi(\mu m)$	Duration (s)	$\langle V \rangle \; (\mu m s^{-1})$	c levels	Nb of clusters	Catalog
А	200	5.908	214	5	1990	A1
				10	2454	A2
				20	2583	A3
В	500	8.001	295	3	4756	B1
				7	6423	B2
				10	6321	B3
\mathbf{C}	500	6.158	276	4	3736	C1
				10	4709	C2
				13	4623	C3
D	200	9.150	163	8	2290	D1
				11	2248	D2
				15	2168	D3
Ε	200	7.720	199	6	2995	E1
				14	3755	$\mathrm{E2}$
				18	3827	E3

TAB. 4.1 – Table of parameters for the five experiments described in the article. ϕ is the diameter of the beads used for the sand-blasting of the sample. Nb stands for number.

spatial position of the event is mainly given by the x coordinate.



FIG. 4.11 – Determination of an epicenter for one event (white cluster) of the experimental catalog. The light gray line is the first front that enters the cluster. The arrow points the pixel where the front touches the cluster, which defines the epicenter of the event.

The moment M of an event is given by the area of the event (which is the total number of pixels belonging to the cluster) multiplied by a characteristic opening which is supposed to be constant. The parameter M is then directly proportional to the area of the event. The three parameters t, the couple (x, y) and M, build up a quake catalog for our experiments. In total, fifteen quake catalogs named A1, A2, A3, B1, B2, B3, C1, C2, C3, D1, D2, D3, E1, E2 and E3, were created from the velocity matrix of five different experiments, each thresholded with three various level values (table 4.1).

Figure 4.12 shows the locations of the epicenters of events superimposed on the thresholded velocity matrix for experiment A2. The diameter of the circles representing the quakes is proportional to the logarithm of the area of the clusters. Only events with $\log_{10}(M) > 1.5$ are displayed for a better visibility. The good agreement between the circles and the corresponding cluster contributes to validate the method used to build the catalogs. For a better readability, the logarithm of the moment M is denoted m in the following.



FIG. 4.12 – Epicenter localisation superimposed on the thresholded velocity matrix for experiment A2. The diameters of the circles are proportional to the logarithm of the area of the clusters. Only events with $\log_{10}(M) > 1.5$ are shown for a better visibility.

4.3.3.d) Quake maps

As first qualitative analyses, some maps are drawn from the catalogs. Figure 4.13 shows the locations of epicenters for the three experimental catalogs from experiment A and for one catalog from experiment B, as an example. The diameter of the circles is proportional to m. Differences can be seen between the three experimental catalogs generated from the same experiment concerning the size of the events and their localisation. They are due to the removal of pixels when increasing the clevel, thus dividing some large clusters in smaller ones. An effect of clustering can be observed on the maps : some gaps appear in the distribution of the events.

The density of events can vary from one experiment to another. For instance, the density of events is higher for experiment B than for experiment A. This may be related to the velocity of propagation of the crack front which is larger for experiment B. The particle size used for sand-blasting the sample for experiment B is also larger than that for sample A. It can also affect the density of events by varying the toughness on the interface.

Another way of showing a possible effect of clustering is to display events on a time versus x coordinate map. Figure 4.14 represents this spatio-temporal distribution of events for two catalogs (diameters of circles are proportional to m). The clustering effect is clearly visible on both maps : several events follow each other in time in a small zone along the x-axis. This means that the advancing of the crack front is very irregular and controlled by the ability of the front to go through local region of high toughness. Indeed the front is stopped in some places because of local high toughness bounds on the interface. When it manages to go through, the front can advance over some distance with a high velocity, which helps breaking other bounds, before being stuck again.



FIG. 4.13 – Epicenters location of events for the three experimental catalogs from experiment A and the catalog B3 from experiment B. The diameters of the circles are proportional to the logarithm m of the area of the clusters. (a) Catalog A1. (b) Catalog A2. (c) Catalog A3. (d) Catalog B3.



FIG. 4.14 – Spatio-temporal distribution of events for two experimental catalogs : (a) A2 and (b) B3. The diameter of the circles representing the events is proportional to the parameter m.

4.3.4 Comparison between experimental results and real seismicity data

4.3.4.a) The SHLK catalog

To compare our experimental catalogs and real seismicity data, a subset of the Southern California catalog, the SHLK catalog (data available at http://www.data.scec.org/ftp/catalogs/SHLK/), is used. This catalog is built with earthquakes from a region of high seismicity. It is considered as complete for earthquakes with a magnitude larger than 2.5 (the distribution of magnitudes larger than 2.5 follow the Gutenberg-Richter relationship). The SHLK catalog is also homogeneous from January 1984 to December 2002 : the seismometers in Southern California are spatially well distributed and worked continuously during this period. Davidsen and Paczuski (2005) and Davidsen et al. (2006) used it for their analyses and, as we wanted to compare their results to ours, we limited our own analysis to the same area $(120.5^{\circ}W, 115.0^{\circ}W) \times (32.5^{\circ}N, 36.0^{\circ}N)$, giving 22217 events to be considered. A detailed description of the catalog can be found in Shearer et al. (2005).

The exact date and time of occurrence of an earthquake is given with a precision up to a thousandth of a second. The time of occurrence of events in the experimental catalogs is also precise up to 1 ms, but the real seismicity data catalog covers almost twenty years whereas the experiments only last a few seconds. The location of hypocenters is specified by three coordinates : latitude, longitude and depth. The configuration is clearly three-dimensional on the contrary to the experiment where the coordinates (x, y, z) simplify to the couple (x, y) because z is constant. Concerning the energy parameter, only the magnitude was available in the chosen catalog. The seismic moment (units in N.m) was calculated with the following relationship between seismic moment and magnitude :

$$\log_{10}(M_0) = \frac{3}{2}M_w + 9.1 \tag{4.7}$$

where M_w is the so called moment magnitude (Kanamori, 1977) given in the catalog. The seismic moment is a quantity that combines the cracked area S with the amount of fault offset D and the shear modulus $\mu : M_0 = \mu SD$. The analogy between the moment defined for the events in the experiments and the seismic moment is discussed in the last section of this paper.

4.3.4.b) Moment distribution

Figure 4.15(a) shows the non cumulative quake size distributions P(M) for the fifteen experimental catalogs. A log binning was used to build the distributions which were also normalized by the total number of events for a better comparison of all the data. A robust result is found for all experiments and for the different values of c as all the data collapse. The power law behaviour of the distribution $P(M) \propto M^{-\gamma}$ proves that the burst dynamics occurs at all length scales. A fit of the data to a power law function gives a slope equal to 1.7. A large scale cut-off appears for all the curves but at different m values, due to the lack of statistics. The exponent $\gamma = 1.7$ is comparable to exponents already found in earlier works for experiments based on the same mechanical setup over a wider range of experimental conditions (Måløy et al., 2006). The authors in Måløy et al. (2006) used samples sand-blasted with smaller sized beads than the ones used for the experiments described in this paper and the average front line speeds they found were also much smaller ($0.3\mu m.s^{-1} \leq \langle v \rangle \leq 40\mu m.s^{-1}$). But the fact that the value of the exponent determined for our new data is similar to the results of former experiments from Måløy et al. (2006) contributes to validate the technique.



FIG. 4.15 – (a) Burst size M distributions P_M for the fifteen experimental catalogs. A fit on all the data for $0 \le m \le 2$ (black line) gives a slope of 1.7. A cut-off appears around m = 2for large c values because of the lack of statistics for the largest clusters. (b) Seismic moment distribution P_{M_0} for a subset of the Californian seismicity catalog. The dot-dashed curve shows a fit of the data with a slope equal to 1.7.

As a first comparison between our experimental catalogs and real seismicity data, figure 4.15(b) displays the non cumulative seismic moment distribution $P(M_0)$ of earthquakes taken from the SHLK catalog. The power law behaviour of $P(M_0)$ can be related to one well known scaling law in seismology, the Gutenberg-Richter relationship (Gutenberg and Richter, 1944) between seismic moment M_0 and frequency of earthquakes :

$$P(M_0) \propto M_0^{-1-\beta} \tag{4.8}$$

where $P(M_0)$ is the frequency-moment distribution. The value β was found to equal $\frac{2}{3}$ and proven to be very robust over different regions (Gutenberg and Richter, 1944; Scholz, 2002). Hence the exponent $\gamma = 1.7$ found for the experimental catalogs is similar to the exponent of the Gutenberg-Richter relationship (equation 4.8) for earthquakes of the SHLK catalog.

4.3.4.c) Epicenter jump distribution

After having analysed the size distribution of events, we focus on the spatial distances or "jumps", $\Delta r_i = \sqrt{(x_{i+1} - x_i)^2 + (y_{i+1} - y_i)^2}$ between successive events with epicenter coordinates (x_i, y_i) and (x_{i+1}, y_{i+1}) . Following the work of Davidsen and Paczuski (2005), the probability density function of the jumps $P_L(\Delta r)$ is measured for the six experimental catalogs. The result can be seen in figure 4.16. The straight line with a slope equal to 0.6 is displayed as a guide to the eye. A cut-off is reached around $r \approx L/2$ because of the finite spatial size of the considered areas. Davidsen and Paczuski (2005) applied this method to characterize spatial clustering of earthquakes to the SHLK catalog. The distribution of jumps for the Californian catalog is superimposed to the experimental ones in the graph 4.16 (black triangle curve). It decays like the other curves with a trend also following a power law with exponent $\gamma = 0.6$. Despite some differences in the coordinates of hypocenters (the *y* coordinate in the experimental catalogs is closely related to the time and hypocenters of earthquakes are given for a 3-D configuration), a good correlation between the distributions of jumps for experimental events and real earthquakes can be observed.



FIG. 4.16 – Distribution of jumps $P_L(\Delta r)$ for the fifteen experimental catalogs and a subset of the Southern California seismicity catalog rescaled by the longest size of the considered area L. Distances $\Delta r < 2km$ for the Californian catalog and $\Delta r < 40\mu m$ for the experimental catalogs have been discarded because of uncertainties in the locations of hypocenters. The solid black line has a slope $\gamma = 0.6$ and is shown as a guide to the eye.

4.3.4.d) Record breaking event analysis

Another comparison between experimental and real data is done with a method developed by Davidsen et al. (2006). They introduce the notion of record breaking event. An event B is considered as a record with respect to an earthquake A if no event happens in the spatial disc with radius \overline{AB} centered on A during the time interval $[t_A, t_B]$ with $t_A < t_B$. Each record B is characterized by the distance l = AB and the time interval (or waiting time) $T = t_B - t_A$ between the two earthquakes. Each event in the catalog has its own sequence of records (or recurrences). Davidsen et al. (2006) tested this method on the SHLK catalog. They found that the probability density functions of distances l and of recurrence times T both follow power laws over a few decades.

An analogy can be made here between our experiment and real seismology. Our mode I setup has to be compared to a mode II fault in friction : the y-axis in the experiments is related to the time for the slipping fault (the y coordinate value would represent a slip), while the x-axis has to be linked with space. The catalogs built from the experiments were processed in order to obtain a sequence of records for each cluster event but considering only the x coordinate as a position of the epicenters. Figure 4.17(a) shows the probability density function $P_x(l_x)$ of distances l_x of recurrent events for the different experiments. All distributions collapse and follow a power law decay over several decades with an exponent $\delta \approx 1.1$. This value of the slope is close to the value found by Davidsen et al. (2006) for the Southern California seismicity catalog (≈ 1.05). The probability density functions are independent of the experiments and the threshold level c proving the robustness of the process. The cut-off appearing between 4 and 5 mm is induced by the finite size of the system. The limit of linearity for the left side of the curves is due to location errors of the epicenters (distances below 40 μm , which corresponds to 4 pixels, are unreliable). The record breaking event analysis was also applied to five experimental catalogs (A2, B1, C2, D1 and E3) considering only events with a moment parameter larger or equal to a certain value of m. Figure 4.17(b) show the distributions $P_{x,m}(l_x)$ resulting from this analysis. The black straight line is a reminder of the power law with an exponent $\delta = 1.1$. The linear part of the curves for intermediate distances follows this power law behaviour. The cut-off at 4-5 mm is still observable but the peaks of the curves on the left side now vary a little with the moment (the larger the moment threshold, the larger the minimum distance limit).



FIG. 4.17 – (a) Distribution $P_x(l_x)$ of distances l_x of recurrent events considering only the positions of epicenters on the x-axis for the fifteen experimental catalogs. The straight line has a slope of 1.1. (b) Distribution $P_{x,m}(l_x)$ of distances l_x for five catalogs (A2, B1, C2, D1 and E3) varying the threshold moment m. Only events with moments greater or equal to m are considered. Data for m = 0 cover the whole catalog. The black line corresponds to a power law with an exponent equal to 1.1.

The distributions $P_x(T_x)$ for the time intervals T_x were also calculated for the record breaking events obtained considering only the x position of the epicenters. They are shown in figure 4.18(a). They obey a power law with an exponent $\alpha = 0.95$ when fitting the data for the intermediate values of recurrent times. Davidsen et al. (2006) found an exponent $\alpha \approx 0.9$, which is very close to our result. The variations from the general trend appearing for small T_x (between 3 and 4 ms) are due to inaccuracy concerning the time of occurrence of the events. The cut-off for large T_x indicates an upper limit of the waiting times. Figure 4.18(b) displays the distributions $P_{x,m}(T_x)$ of recurrent times T_x for five experimental catalogs (A2, B1, C2, D1 and E3) varying the moment threshold m. A collapse of the data is observed for intermediate T_x values. The straight line has a slope of 0.95. Contrary to Davidsen et al. (2006) $P_{m,x}(T_x)$ is not independent of m: the cut-off indicating a lower limit of the recurrent times varies with this threshold value. A fanning of the curves can be observed for large T_x with the varying moment thresholds. For increasing m value, the range of the power-law regime decreases. The shift of the distributions from the power law of slope 0.95 for the experimental catalogs is probably due to the incompleteness of these catalogs. The lack of really big events is closely related to the front propagation velocity or to the local variations of the toughness on the interface.



FIG. 4.18 – (a) Distribution $P_x(T_x)$ of recurrent time intervals T_x for the fifteen experimental catalogs when analysed considering only the x-coordinate position of the events. The straight line has a slope ≈ 0.95 . (b) Distribution $P_{x,m}(T_x)$ of waiting times T_x for five catalogs (A2, B1, C2, D1 and E3) varying the threshold moment m. Only events with moments larger or equal to m are taken into account. For m = 0 the whole catalog is involved. The black line corresponds to the power law with a slope of 0.95.

4.3.5 Discussion

In the previous section, we compared the spatial and temporal analyses made on the experimental quake catalogs and that applied to seismicity catalogs. The distributions of size of quakes and epicenter jumps obey power laws like the distributions of magnitude and spatial distances between epicenters of earthquakes. The record breaking analysis of the experimental catalogs and that of the SHLK catalog also show strong analogies : the distributions of distances and waiting times between a quake and its recurrent events both follow a power law decay. Furthermore the values of the scaling law exponents for the experimental catalogs and real seismicity data are really close. A good data collapse can be observed between the five experiments performed on five samples with different original sand-blasting (200 μm and 500

 μm bead size). No sign of a possible influence of the preparation difference can be found in the graphs. However more experiments on samples sand-blasted with various sized beads are needed to draw a significant conclusion on the influence of the size of disorder introduced over the crack propagation.

All these scaling properties show that the dynamics of crack propagation at large scales is controlled by microstructures within the material. The good agreement between experimental and real seismicity catalogs tends to suggest that the global dynamics of rupture propagation depends on the interactions between events. These interactions are controlled by the long range elastic coupling between heterogeneous microstructures (Ramanathan and Fisher, 1998; Schmittbuhl et al., 2003a,b). Indeed the modeling of Schmittbuhl et al. (2003b) for a quasistatic propagation of a crack front along a heterogeneous interface was compared successfully to experimental data of the same experiment presented in this paper. This fracture model describes the crack tip as a region of interactions between microcracks. Results from another modeling, based on an elastic contact line description (Bonamy et al., 2008), were also compared with some experimental results presented here. Both modelings capture the role of the pinning and depinning of the crack front with long range elastic coupling (Ramanathan and Fisher, 1998; Schmittbuhl et al., 2003a,b). These models have also been used to describe large scale mode II (Perfettini et al., 2001).

One main point of discussion for the comparison between the experimental catalogs and real seismicity data is the fracturing mode. Indeed an earthquake is modelled by a mode II or III shear rupture whereas the fracture experiment described in this paper is in mode I (opening). Attempts were already made to find analogies between mode I and mode II/III fracturation. Gao and Rice (1989) showed that mathematically the 2-D problem of an antiplane rupture along a frictional fault is governed by the same equations as the mode I perturbed crack front problem. The numerical model of crack front propagation of Schmittbuhl et al. (2003a) based on that of Gao and Rice (1989) was compared to former experiments based on the same mechanical setup described in this paper. Here the experimental data are directly compared to real seismicity data assuming an analogy between the moment for mode I and for mode II/III. The moment is directly proportional to the area since the opening is assumed to be constant (the elastic deformation gradient at the crack tip is supposed to be on a very small region considering the size of an event). This is not the case for the seismic moment where the fault offset D varies.

As a perspective, the experiment presented here can be useful for the particular study of tensile cracks. Several authors (Cox and Scholz, 1988; Dalguer et al., 2003; Petit and Barquins, 1988; Yamashita, 2000) have shown through field observations, laboratory experiments or numerical simulations, that the three modes of rupture can coexist during an earhquake. They show that an array of microscopic tensile cracks initiate the rupture in the material or appear around a pre-existing macroscopically ruptured zone to form an initial damage zone. Under continued deformation more and more of these tensile cracks form until linkage occurs and the large-scale rupture then propagate in modes compatible with the global load possibly different from the microscopic mode I. Our experiment can be used to study the initiation and propagation of these mode I cracks at small scales that happen as a first stage during material breaking before fault growth (Lei et al., 2000, 2004).

Another perspective for our experiment could be the study of properties of slow earthquakes (Obara, 2002; Rogers and Dragert, 2003; Schwartz and Rokosky, 2007). Since our experiments involve not only dynamical events (*i.e.* local unstable events which produce acoustic emission) but also very slow events compare to Rayleigh speed owing to the viscous rheology of the PMMA both in the bulk and along the contact plane, our experiment could be used as a paradigm for slow earthquakes. In this context, it is of interest to note that we produce slow quakes without fluid presence on the contrary to the first explanations for the slow earthquakes (Doubre and

Peltzer, 2007; Ito et al., 2007; McCausland et al., 2005; Shelly et al., 2006; Szeliga et al., 2004). Brodsky and Mori (2007) analyzed the static stress drop of slow and ordinary earthquakes, their ratio of slip to fault length. They conclude that the differences between dynamic and quasistatic rupture can explain the occurence of ordinary earthquakes or slow ones. These authors write that the distinction between both types of earthquakes results from their ability to jump over rough patches on the fault plain, which corresponds exactly to the pinning and depinning of our experimental crack front. Melbourne et al. (2005) with inversion of GPS data for the 2003 Cascadia slow earthquake also found spatially localized non-uniform slip and evoked stress drop as a constraint for rupture mechanism.

In conclusion, the quake catalogs derived from the optical monitoring of a crack propagation experiment have strong similar scaling properties with real seismicity catalogs. This result yields to a possible explanation of the rupture propagation mechanism : the rupture front is trapped by local asperities and its depinning involves local instabilities. Heterogeneities in the medium play thus a crucial part in the fracture propagation. The advantage of the experiment presented in this paper is the possibility to follow optically and continuously over a large range of time scales, the propagation of the rupture thanks to the use of a transparent material, which can not be done for earthquake faults. So analyses of the experimental data offer good hints to address the question of earthquake mechanisms in complex media.

Acknowledgements The authors would like to thank P. Srutarshi, G. Daniel and M. Bouchon for fruitful discussions about this project. The authors are also grateful to A. Bizzarri, S. Stanchits and S. Vinciguerra for their useful review of the manuscript. This work was supported by the programs ANR CATT MODALSIS and PICS "France/Norway".

CHAPITRE 5

ANALYSE DES ÉMISSIONS ACOUSTIQUES

Les résultats des analyses optiques de la dynamique du front de rupture décrits dans le chapitre 4 montrent une propagation par avalanches. Comme déjà évoqué au chapitre 1, ce genre de comportement s'accompagne généralement d'une forte libération d'énergie, ce qui engendre des ondes élastiques se propageant dans le milieu, aussi appelées émissions acoustiques. Des capteurs acoustiques ont donc été utilisés dans nos expériences dynamiques pour les enregistrer. Ce chapitre décrit les émissions acoustiques et leur utilisation dans le domaine particulier de la physique des roches. Comme peu d'expériences ont regroupé les conditions nécessaires pour obtenir des enregistrements exploitables et synchronisés avec les images, seuls des résultats préliminaires sont présentés dans ce chapitre.

5.1 Les émissions acoustiques et leur utilisation

Cette première section décrit en détail les émissions acoustiques et présente leurs principales caractéristiques statistiques. Suivent des exemples tirés de la littérature sur leur utilisation, notamment dans le domaine de la physique des roches.

5.1.1 Description des émissions acoustiques

Les émissions acoustiques sont des ondes élastiques transitoires de contrainte qui se propagent dans un milieu solide consécutivement à une libération d'énergie dans un matériau soumis à déformation. Elles sont émises lors de microfracturation (micro-déplacements rapides et localisés par dislocation ou décohésion) du matériau lors d'expériences de déformation d'échantillons rocheux et sont considérées comme le pendant des séismes à l'échelle du laboratoire. Les vibrations sont enregistrées par un capteur piézo-électrique qui fournit en réponse un signal électrique appelé signal acoustique. Par abus de langage, le terme d'émission acoustique sert aussi à désigner la technique de mesure elle-même qui est utilisée pour étudier les mécanismes d'endommagement de matériaux et comme méthode de contrôle non destructive.

Les ondes acoustiques peuvent être de type longitudinal (ondes P ou de compression, leurs oscillations se font dans la direction de propagation) ou transversal (ondes S ou cisaillantes, les oscillations s'effectuent perpendiculairement à la propagation). Leur vitesse de propagation dépend du milieu. En effet, les ondes sont moins rapides dans un milieu très poreux. Ainsi les variations de vitesse de propagation des émissions acoustiques indiquent le niveau d'endommagement de l'échantillon lors des expériences de fracturation.

Les mêmes caractéristiques qui permettent de définir les tremblements de terre sont recherchées pour les émissions acoustiques. Ainsi l'amplitude maximale et le temps d'occurrence des émissions acoustiques sont déterminés systématiquement. L'énergie E d'une émission acoustique est calculée par intégration de l'amplitude A du signal acoustique au carrée, ce qui s'écrit sous forme discrète :

$$E = \sum_{i} A_i^2 \Delta t \tag{5.1}$$

avec Δt le pas d'échantillonnage (Lockner et al., 1991; Zang et al., 1998). Cette énergie se disperse lors de la propagation des ondes et est absorbée par le matériau lui-même ou par ses défauts (fissures...). Ainsi plus l'endommagement d'un échantillon est important, plus les ondes qui le traversent sont atténuées. La diminution d'amplitude est exponentielle selon la distance r parcourue. La loi d'atténuation correspondante s'écrit :

$$A = A_0 \frac{\exp^{-\alpha r}}{r} \tag{5.2}$$

où A_0 est l'amplitude de l'onde émise à la source, A est l'amplitude de l'onde qui arrive au capteur, et α est appelé coefficient d'atténuation.

Les mécanismes au foyer, qui permettent de déterminer les mouvements de faille à partir des séismes, sont également estimés pour les émissions acoustiques à partir des premiers mouvements des ondes P (Lei, 2003; Zang et al., 1998, 2000) :

$$pol = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^{k} sign\left(A_{1}^{i}\right)$$
(5.3)

où pol désigne la polarité ou sens du premier mouvement, k est le nombre de capteurs utilisés pour la localisation de l'émission acoustique considérée, et A_1^i représente l'amplitude du premier mouvement au capteur i. La polarité renseigne sur le processus des micro-ruptures, tout comme les mécanismes au foyer pour les failles. Ainsi une polarité entre -1/4 et 1/4 indique un cisaillement majoritaire (mécanisme de type S). Entre -1 et -1/4, les premiers mouvements compressifs dominent, le mécanisme est de type T en dilatation. Une majorité de premiers mouvements en dilatation représente un mécanisme de type C en compression (associé à la fermeture de fissures) pour des valeurs entre 1/4 et 1. Cette méthode est très particulière et se différencie légèrement de la détermination des mécanismes au foyer pour les séismes. En effet, pour ces derniers, le premier mouvement (compression + ou dilatation -) observé sur les sismogrammes est reporté sur une sphère centrée sur le foyer du séisme. La localisation de chaque station ayant enregistré le séisme est marquée sur la sphère par le symbole + ou - selon le comportement de la première arrivée puis projetée stéréographiquement sur un disque correspondant à la demi-sphère inférieure. La sphère est alors divisée en quadrants par deux plans perpendiculaires (faille et plan auxiliaire) délimitant les zones en compression et en dilatation, eux-mêmes projetés de façon stéréographique sur le disque, pour obtenir la représentation du mécanisme au foyer. A priori il est impossible de déterminer lequel des deux plans est la faille à moins de posséder des données de terrain montrant la faille active ou de connaître le contexte tectonique.

5.1.2 Lois statistiques caractéristiques des émissions acoustiques

Il y a trois lois statistiques principales qui caractérisent les émissions acoustiques.

1. La loi de Gutenberg-Richter, initialement découverte en sismologie, définit la distribution taille-fréquence d'un événement sismique ou acoustique. Elle a pour la première fois été déterminée par Gutenberg and Richter (1944) pour des séismes californiens et s'écrit :

$$\log\left(N_{\geq M}\right) = a - b.M\tag{5.4}$$

avec $N_{\geq M}$ le nombre de séismes de magnitude supérieure à M, qui désigne la magnitude, et a et b sont des constantes. Elle traduit notamment le fait que les séismes de faible magnitude sont bien plus nombreux que ceux de forte magnitude. Une loi similaire a été observée pour les émissions acoustiques et met en relation le nombre d'évènements avec l'amplitude maximale A des signaux reçus associés aux évènements (Amitrano, 2003; Lockner et al., 1992; Scholz, 1968) :

$$\log\left(N_{\geq A}\right) = a - b.A\tag{5.5}$$

L'exposant correspondant à la loi de puissance qui modélise cette distribution est bien connu sous le nom de "b-value". Les variations de ce coefficient b ont été largement analysées notamment pour déceler un changement qui pourrait être précurseur d'une rupture macroscopique (eg. Lei, 2003; Lei et al., 2004).

2. La seconde loi statistique concernant les émissions acoustiques aussi est très répandue et provient de la sismologie : la loi d'Omori montre une décroissance en loi de puissance du taux de séismes (*aftershocks*) après un événement de forte intensité. Elle s'exprime à l'aide de l'équation suivante (Hirata, 1987) :

$$\nu(t) = \frac{K}{(c+t)^p} \tag{5.6}$$

où ν représente le taux d'évènements, c est le temps au moment du séisme fort, K et p sont des constantes. Cette formulation nécessite de distinguer évènements forts et séquence de répliques. Certains auteurs présentent la loi d'Omori plus simplement à travers une distribution des temps d'attente entre deux évènements successifs qui suit une loi d'échelle, sans distinction entre les évènements (Bak et al., 2002; Corral, 2003, 2004; Davidsen and Goltz, 2004) :

$$N(\Delta t) = \Delta t^{-p} \tag{5.7}$$

avec δt le temps d'attente entre deux évènements et $N(\Delta t)$ le nombre d'évènements séparés de moins de δt . Cette relation indique le caractère fractal des séries temporelles d'émissions acoustiques. 3. Hirata et al. (1987) est parmi les premiers à montrer le caractère fractal de la distribution spatiale des émissions acoustiques en se basant sur le nombre de paires d'émissions acoustiques séparées par une distance donnée. L'intégrale de corrélation d'essaims d'évènements permet de quantifier le regroupement des émissions acoustiques et est de la forme :

$$C(r) = \frac{2N_r(R < r)}{N(N-1)}$$
(5.8)

avec C(r) l'intégrale de corrélation, $N_r(R < r)$ le nombre de paires d'hypocentres d'émissions acoustiques dont la distance séparant les foyers est inférieure à r, et N le nombre total d'hypocentres analysés. La dimension fractale ou exposant de corrélation associée à cette intégrale s'obtient via la loi de puissance suivante :

$$C(r) \propto r^{D_c} \tag{5.9}$$

où D_c est la dimension de corrélation dont la valeur diminue au fur et à mesure que les émissions acoustiques, apparaissant d'abord en amas diffus, se localisent fortement dans des zones étroites et souvent planes.

Le lien entre tremblements de terre et émissions acoustiques est bien mis en évidence à travers ces trois lois. On peut en déduire que les mécanismes de fracturation d'échantillons en laboratoire présentent de fortes similarités avec les processus à l'origine des séismes. Dans les deux cas, ces lois montrent une hiérarchisation temporelle des évènements.

5.1.3 Expériences de suivi d'endommagement par émissions acoustiques

L'utilisation des émissions acoustiques pour suivre le phénomène de fracturation d'échantillons rocheux remonte aux années 1960 (Mogi, 1962; Scholz, 1968). Á cette époque, une première découverte concerne la relation amplitude-fréquence des émissions acoustiques qui se trouve suivre la loi de Gutenberg-Richter. Depuis de nombreuses autres expériences de fracturation se sont attachées à analyser les variations du facteur b au cours d'une expérience en distinguant diverses phases de l'expérience (Amitrano, 2003; Lei, 2003; Lei et al., 2000, 2004; Lockner et al., 1991, 1992; Zang et al., 1998). Toutes ces études ont montré une diminution de la valeur de b au fur et à mesure de la fracturation indiquant ainsi une augmentation de la taille des fissures soit par coalescence, soit par propagation des microfissures déjà existantes (voir figure 5.1).

La localisation des émissions acoustiques issues des expériences de fracturation permet également de suivre l'évolution temporelle de formation des fissures (Hirata et al., 1987; Jouniaux et al., 2001; Lei et al., 2004; Lockner et al., 1991, 1992, voir figure 5.2). En début d'expérience, les émissions acoustiques apparaissent de façon diffuse, puis se regroupent sur un plan qui forme la rupture macroscopique qui traverse l'échantillon de part en part, visible à l'œil nu à la fin de l'expérience. Ce regroupement des émissions acoustiques est quantifié par Hirata et al. (1987) grâce à la dimension de corrélation qui, proche de 3 au début de l'expérience, diminue jusque presque 2 à la fin. La correspondance entre plan de fracture et émissions acoustiques a pu être vérifiée grâce à la technique de micro-tomographie aux rayons X qui permet d'imager l'échantillon sans le détruire. Une superposition des hypocentres d'émissions acoustiques sur les images issues de la micro-tomographie montre que les émissions acoustiques s'alignent très bien sur les fissures apparentes (eg. Benson et al., 2007; Lei et al., 2004, voir figure 5.2). Ce même phénomène de localisation se retrouve lors du suivi de la formation de bande de compaction dans des roches granulaires lors d'expérience de compression (Fortin et al., 2006; Townend et al.,



FIG. 5.1 – Évolution de la valeur b en corrélation avec le taux d'émissions acoustiques et leur magnitude. La forte diminution de b coïncide avec l'occurrence des émissions acoustiques les plus fortes (source: Lei, 2003).

2008). Dans ce cas-là, le regroupement des émissions acoustiques n'est pas dû à la formation d'une rupture macroscopique mais à l'écrasement et au cisaillement des grains plus prononcé dans certaines zones de l'échantillon. L'étude de la polarité des émissions acoustiques dans ces expériences (Fortin et al., 2006) montre que les mécanismes de rupture en tension sont bien moins nombreux que dans les expériences de compression triaxiale plus classique (Lei et al., 2000, 2004; Zang et al., 1998, 2000).



FIG. 5.2 – Localisation des émissions acoustiques. (a) Image de tomographie aux rayons X de l'échantillon après l'expérience, prise perpendiculairement au plan de fracture qui apparaît en blanc. (b)-(d) Projection des hypocentres démissions acoustiques sur un plan perpendiculaire à la fissure pour les différentes phases de fracturation. (e) Hypocentres des émissions acoustiques projetés sur un plan parallèle à la fracture (source: Lei et al., 2004).

Hirata (1987) a démontré la validité de la loi d'Omori pour la distribution des durées entre l'occurrence de deux émissions acoustiques. Plus récemment Davidsen et al. (2007) présentent une analyse statistique détaillée de séries temporelles d'émissions acoustiques qui conduit à une relation d'échelle universelle pour la distribution des temps d'attente entre deux émissions acoustiques successives. Le suivi du phénomène de rupture par émissions acoustiques a surtout servi dans le domaine de la physique des roches, mais de nombreux autres matériaux (papier, plaque de bois...) sont maintenant fissurés avec enregistrement d'émissions acoustiques (Garcimartín et al., 1997; Guarino et al., 1998; Rosti et al., 2008; Salminen et al., 2002). Pour ces expériences aussi, les lois de Gutenberg-Richter et d'Omori sont retrouvées par analyse des émissions acoustiques.

5.2 Caractéristiques des émissions acoustiques dans nos expériences

Les principales caractéristiques des émissions acoustiques sont présentées ci-dessous. Certaines, notamment la vitesse des ondes dans le PMMA, serviront par la suite pour l'analyse des signaux acoustiques et leur localisation.

5.2.1 Signal type et bande fréquentielle

La figure 5.3 montre un signal d'émission acoustique typique. Les formes des émissions acoustiques sont très similaires quels que soient les capteurs ou les appareils d'enregistrement utilisés. Le rapport signal sur bruit est plutôt bon : le bruit de fond est assez faible par rapport à l'amplitude de l'émission acoustique. La première arrivée de l'onde acoustique est assez facilement repérable car elle ressort bien du bruit (voir figure 5.4). Les différents contenus fréquentiels du signal acoustique sont bien visibles avec un passage des hautes aux basses fréquences du début à la fin du signal. La transformée de Fourier (TF) des émissions acoustiques indique que leur bande de fréquences s'étale entre ≈ 80 et 300 kHz (voir figure 5.5). Ceci explique que les capteurs large-bande piqués autour de 500 kHz (picos individuels ou barrette de 32 voies) peuvent déceler les émissions acoustiques, mais pas la barrette de 64 voies qui a un pic de fréquence à 5 MHz.



FIG. 5.3 – Exemple type d'un signal d'émission acoustique.

5.2.2 Vitesse des ondes dans le Plexiglas

La vitesse des ondes acoustiques dans le PMMA a été mesurée en utilisant l'Open System en mode échographe et la barrette de 32 voies. Cette dernière est placée sur une plaque de Plexiglas isolée non dépolie avec du couplant pour une meilleure adhésion entre les capteurs et l'échantillon. Un signal de type chapeau mexicain (dérivée seconde d'une gaussienne) de



FIG. 5.4 – Zoom sur la première arrivée du signal acoustique.

FIG. 5.5 – Transformée de Fourier des signaux acoustiques affichée sous forme de spectre de puissance (ou densité spectrale de puissance, qui est la norme de la TF au carré).

fréquence 1 MHz est envoyé sur le canal 1 et un enregistrement simultané de toutes les voies est effectué à 80 MHz pendant une cinquantaine de microsecondes. Cette procédure est répétée 100 fois et les 100 enregistrements sont sommés pour mieux faire ressortir les ondes directe, réfléchies et réfractées. L'image acoustique du résultat de la sommation est représentée sur la figure 5.6. Les ondes directe et réfléchies sont indiquées par des flèches. Pour trouver la vitesse, il suffit de détecter les premières arrivées de l'onde directe sur chaque voie (voir figure 5.7), puis connaissant l'espacement entre chaque élément de la barrette linéaire, de tracer ces distances en fonction des temps d'arrivée (voir figure 5.8). La pente du graphique donnera alors la valeur de vitesse des ondes dans le PMMA. Ici on trouve une vitesse des ondes acoustiques d'environ 2644 m/s (moyenne entre les valeurs en prenant tous les points ou seulement les mieux alignés), valeur similaire à ce qui peut se trouver dans la littérature pour du Plexiglas.

5.2.3 Atténuation des ondes acoustiques

Le terme d'atténuation désigne la réduction de l'amplitude des ondes élastiques lors de leur propagation. Deux phénomènes agissent pour diminuer cette amplitude : l'expansion géomé-



FIG. 5.6 – Image acoustique obtenue par sommation de 100 enregistrements sur les 64 voies de la barrette linéaire après envoi d'un signal sur le canal 1.

FIG. 5.7 – Image acoustique avec pointage des arrivées de l'onde directe sur chaque voie (croix rouges). Seule l'amplitude maximale des ondes directes est clairement marquée sur l'image. L'amplitude au pointé étant plus faible, elle n'apparaît donc pas bien sur l'image, mais la méthode de pointé la détecte. L'alignement de croix rouges suit de toute façon la pente des amplitudes maximales.

FIG. 5.8 – Graphe des distances inter-capteurs PZ dans la barrette linéaire en fonction des temps d'arrivée de l'onde directe. La pente vaut $2644 \ m/s$.

trique et la dissipation de l'énergie acoustique dans le matériau. L'atténuation géométrique s'exprime par un terme en 1/D, où D est la distance à la source alors que la dissipation énergé-
tique suit une exponentielle. L'amplitude A de l'onde à une distance D de la source en fonction de l'amplitude de l'émission à la source A_0 , en champ lointain dans un milieu infini, s'écrit (Amitrano, 1999; Holroyd, 2000) :

$$A = A_0 \frac{\exp(-\alpha D)}{D} \tag{5.10}$$

 α est le coefficient d'atténuation propre au matériau étudié.

La loi d'atténuation qui agit sur les ondes acoustiques se propageant dans nos échantillons est également calculée à partir de l'expérience décrite dans le paragraphe précédent. Pour chaque voie, on recherche la valeur de l'amplitude maximale A de l'onde directe. Ces valeurs sont ensuite tracées en fonction de la distance D entre les capteurs PZ qui constituent la barrette et une courbe exponentielle de type 5.10 est ajustée sur les points au sens des moindres carrés. Cette courbe fournit la loi d'atténuation des ondes acoustiques dans le PMMA. Le graphe est présenté sur la figure 5.9. Le coefficient d'atténuation α vaut environ 18 et l'amplitude à l'émission A_0 atteint 0.05V. Il se trouve que le signal de la voie 1 où se produit l'émission sature. Or la centrale acoustique enregistre au maximum des signaux de 5V. Sachant qu'un gain de 40dB a été utilisé lors de l'acquisition des données, la valeur ajustée de A_0 est cohérente ($40dB = 20 \log_{10}(A/A_0)$ avec $A_0 = 0.05V$, on retrouve bien A = 5V, amplitude du signal observé sur la voie 1).



FIG. 5.9 – Courbe d'atténuation des ondes acoustiques dans nos échantillons. L'amplitude maximale de l'onde directe A (amplifiée avec un gain de 40dB) à chaque canal est tracée en fonction des distances D inter-capteurs PZ. La courbe exponentielle qui ajuste ce tracé donne le coefficient d'atténuation dans nos échantillons. Sa formule est indiquée en rouge sur la figure. Le coefficient d'atténuation vaut donc ≈ 18 .

5.2.4 Fonction de transfert

Les tests pour obtenir la fonction de transfert des capteurs individuels ont été effectués conjointement avec Guillaume Daniel, post-doctorant à l'IPGS (aujourd'hui maître de conférence à l'Université de Besançon).

Afin de déterminer la fonction de transfert des capteurs picos, des mines de crayon (type critérium, longueur environ 5 mm) ont été cassées directement sur le capteur. En effet, Nielsen a montré que le signal acoustique provoqué par le cassage d'une mine de critérium représente typiquement une émission acoustique. Pour chaque test, le signal a été enregistré en continu par la carte d'acquisition NI-DAQ à 2.5 MHz sans l'utilisation de préamplificateurs (le capteur est directement branché sur le bornier NI).

La fonction de transfert peut se retrouver par déconvolution spectrale du signal de test avec une fonction Heaviside (ou créneau). En effet, on suppose que le cassage d'une mine de crayon (type critérium) est modélisé par un Heaviside descendant. Pour éviter les problèmes de division de la TF du signal test avec celle du Heaviside, une rampe très longue est associée au Heaviside (ce qui peut modéliser la phase d'appui du crayon sur le capteur qui est trop basse fréquence pour être enregistrée par ce dernier). Le signal du test de cassage de la mine de crayon s(t)résulte de la convolution du Heaviside-rampe h(t) avec la fonction de transfert ft(t):

$$s(t) = h(t) * ft(t)$$
 (5.11)

En prenant la TF :

$$S(f) = H(f).FT(f)$$
(5.12)

On obtient donc la fonction de transfert par division spectrale :

$$FT(f) = S(f)/H(f)$$
(5.13)



FIG. 5.10 – Illustration de la déconvolution du signal d'entrée, le Heaviside-rampe, avec le signal du capteur (*output signal* sur la figure). La réponse impulsionnelle du capteur obtenue est représentée sur le graphe du bas.

La figure 5.10 illustre ce procédé. Les spectres des différentes fonctions sont visibles sur les graphes 5.11. Pour pouvoir effectuer la division spectrale, tous les signaux doivent être de même longueur. La rampe est sur 10000 points alors que le signal du test n'est que sur 700 points. Pour égaliser la longueur des signaux, on complète les signaux tests avec la valeur moyenne du signal correspondant.





FIG. 5.11 – Spectres du signal d'entrée, le Heaviside-rampe, du signal du capteur (*output signal* sur la figure) et de la réponse impulsionnelle obtenue pour un des capteurs picos.

On peut vérifier qu'on retrouve un créneau en déconvoluant le signal du test de la mine de crayon par la fonction de transfert trouvée ci-dessus. Toutefois cette procédure repose sur une hypothèse forte, à savoir que le cassage d'une mine de crayon est bien représenté par une fonction Heaviside-rampe, ce qui ne peut a priori être vérifié. Par ailleurs, la déconvolution de nos signaux acoustiques issus d'expériences dynamiques par la fonction de transfert trouvée par ce biais ne donne pas de résultats très convaincants.

Ce travail est donc encore à compléter, car pour avoir la vraie réponse du système, il faut non seulement connaître la fonction de transfert des capteurs, mais aussi celle des préamplificateurs. Et les fonctions de transfert déjà déterminées représentent toujours la réponse du capteur doublée de celle du système d'acquisition. Une possibilité pour déterminer uniquement la réponse du capteur est d'utiliser un vibromètre laser pour enregistrer directement les mouvements provoqués par l'onde acoustique. Un capteur PZ est placé sur une plaque de Plexiglas et utilisé comme transmetteur d'une forme d'onde connue. Le laser du vibromètre pointe à quelque distance du capteur émetteur et enregistre les mouvements à la surface de la plaque au passage de l'onde. Puis un autre capteur PZ, celui dont on veut étudier la fonction de transfert, est posé à l'endroit où pointait le laser et enregistre à son tour l'émission acoustique. Les deux enregistrements sont alors déconvolués pour déterminer la fonction de transfert du capteur récepteur (voir figure 5.12). Ce travail effectué par Olivier Lengliné (post-doctorant à l'IPGS) est en cours.



FIG. 5.12 – Schéma de l'utilisation du vibromètre laser pour déterminer les fonctions de transfert des capteurs PZ (source : Olivier Lengliné).

5.3 Analyse des séries temporelles des émissions acoustiques

5.3.1 Pointé automatique des émissions acoustiques

Le programme de pointé automatique des émissions acoustiques a été écrit par Guillaume Daniel, ancien post-doctorant à l'IPGS, aujourd'hui maître de conférence à l'université de Besançon.

La précision du pointé automatique est nécessaire pour permettre ensuite une localisation des évènements la plus significative possible. Deux méthodes principales se distinguent dans la littérature. La première concerne la détection par analyse de l'énergie et repose sur l'idée de dépassement d'un seuil d'une fonction caractéristique issue du signal étudié (Allen, 1978; Baer and Kradolfer, 1987; Earle and Shearer, 1994). La seconde technique est dite auto-régressive et recherche des modélisations du bruit et du signal sismique (e.g. Sleeman and van Eck, 1999). Le pointé automatique utilisé pour détecter les émissions acoustiques dans nos expériences regroupe ces deux méthodes. En effet, le rapport signal sur bruit de nos données acoustiques étant plutôt bon, une première détection peut être effectuée à l'aide d'une technique de dépassement de seuil. Puis pour un pointé plus précis, une méthode auto-régressive est appliquée dans une fenêtre de travail réduite autour de l'arrivée déjà détectée.

La première détection est faite à l'aide d'un algorithme STA/LTA (pour Short Term Average et Long Term Average en anglais). La valeur LTA représente la valeur moyenne de la densité d'énergie (l'amplitude au carré) du signal étudié à long terme alors que la variable STA désigne l'amplitude moyenne du signal sur une fenêtre bien plus courte. Les STA sont sensibles aux augmentations rapides d'amplitude dans le temps alors que les LTA correspondent à une

amplitude de fond. Le signal dans son intégralité est utilisé pour calculer LTA dans notre cas. La valeur STA est évaluée tout au long du signal :

$$STA_{i} = Cx_{i} + (1 - C)STA_{i-1}$$
(5.14)

où x_i est la i^{me} données du signal, et C vaut $\frac{1}{N_{STA}}$ avec N_{STA} la longueur de la fenêtre de calcul de STA en nombre d'échantillons. Puis le rapport STA/LTA est calculé et lissé par une fenêtre de Hanning. Un seuil est appliqué sur cette fonction résultante : chaque dépassement de ce seuil correspond à une arrivée d'énergie acoustique et l'instant où apparaît ce dépassement est le temps d'arrivée de l'onde au capteur dont on analyse le signal.

Pour affiner ce premier pointage, l'algorithme auto-régressif de Sleeman and van Eck (1999) est appliqué sur le signal dans une fenêtre en temps réduite autour des pointés issus de la méthode STA/LTA. Le signal restreint est divisé en segments qu'on modélise sous forme de processus auto-régressifs d'ordre M avec les coefficients α_m^i :

$$x_{i} = \sum_{m=1}^{M} \alpha_{m}^{i} x_{t-m} + e_{t}^{i}$$
(5.15)

où t = 1, ..., M pour l'intervalle I_1 précédant l'intervalle I_2 qui contient l'arrivée de l'onde et pour lequel t = N - M + 1, ..., N, et e_t^i symbolise le bruit (partie non déterministe gaussienne du signal). Cette partie non déterministe est extraite à partir des coefficients auto-régressifs α_m^i sur les intervalles [M + 1, K] et [K + 1, N - M] avec K le début de l'émission acoustique. Sur ces deux segments, elle peut être estimée par la fonction statistique L :

$$L = \prod_{i=1}^{2} \left(\frac{1}{\sigma_i^2 2\pi} \right)^{\frac{n_i}{2}} \exp\left(-\frac{1}{2\sigma_i^2} \sum_{j=p_i}^{q_i} \left(x_j - \sum_{m=1}^{M} \alpha_m^i x_{j-m} \right)^2 \right)$$
(5.16)

où α_m^i et σ_i^2 représentent les paramètres du modèle, et $p_1 = M + 1$, $p_2 = K + 1$, $q_1 = K$, $q_2 = N - M$, $n_1 = K - M$ et $n_2 = N - M - K$. L'équation suivante est obtenue en prenant le logarithme de la fonction L et en recherchant le maximum des paramètres du modèle :

$$\frac{\partial \log(L)}{\partial(\alpha_m^i, \sigma_i^2)} = 0 \tag{5.17}$$

La solution de cette équation 5.17 est donnée par :

$$\sigma_i^2 = \frac{1}{n_i} \sum_{j=p_i}^{q_i} \left(x_j - \sum_{m=1}^M \alpha_m^i x_{j-m} \right)^2$$
(5.18)

La fonction statistique pour les deux modèles trouve un maximum en fonction de K qui s'écrit :

$$F_{max} = \log(L) = \frac{1}{2}(K - M)\log\left(\sigma_{1,max}^2\right) - \frac{1}{2}(N - M - K)\log\left(\sigma_{2,max}^2\right)$$
(5.19)

Le critère d'information d'Akaike (AIC) fournit une estimation de la correspondance du modèle et est évalué à partir de l'équation 5.19 :

$$AIC = -2\log(F_{max}) + 2M \tag{5.20}$$

Le point K, pour lequel la fonction statistique logarithmique est maximale (équation 5.19) et l'AIC est minimal, concorde avec l'arrivée de l'émission acoustique.

5.3.2 Résultats des analyses temporelles

La figure 5.13 montre les distributions d'amplitudes maximales et de temps d'attente pour des séries temporelles d'émissions acoustiques issues de différentes expériences. Les distributions sont calculées pour chaque capteur ayant servi à enregistrer les évènements. L'amplitude maximale d'une émission acoustique est déterminée à partir des signaux pointés par le programme décrit précédemment. Pour chaque signal détecté, l'amplitude maximale A correspond au maximum du signal sur une durée constante et identique pour tous les évènements d'environ $300 \mu s$. Certaines émissions acoustiques sont sans doute tronquées avec une telle démarche. Pour être plus précis, il faudrait utiliser le rapport STA/LTA pour déterminer la fin d'une émission acoustique (passage d'une forte énergie à un niveau de signal plus faible). Cependant l'amplitude maximale du signal arrive dans les toutes premières microsecondes du signal; cette troncature ne pose donc pas de problème pour notre analyse. La loi de Gutenberg-Richter est bien retrouvée avec une tendance d'exposant -1.65. Le changement de régime aux petites amplitudes peut être dû simplement à un biais dans la statistique et ne pas être significatif au sens de la dynamique du système. En effet, on se heurte ici à la limite de validité de la loi de Gutenberg-Richter. Les évènements les plus faibles sont généralement plus difficile à détecter que les fortes émissions acoustiques. Le programme de pointé en oublie certainement plusieurs, ce qui entraîne un biais dans les statistiques des petits évènements et donc un éloignement de la fameuse loi de puissance des distributions d'amplitudes. La tendance aux grandes échelles est similaire à celle trouvée pour les distributions de taille des évènements optiques. La distribution des temps d'attente entre les émissions acoustiques suit une loi de puissance (comme la loi d'Omori) avec une queue exponentielle du type $P(T) = T^{-(1-\gamma)} \exp(-T/B)$. L'exposant γ vaut 0.85 et le coefficient B est égal à 1 dans notre cas. Ces valeurs sont très similaires à celles déjà observées par Davidsen et al. (2007) pour diverses expériences de fracturation de roches.



FIG. 5.13 – (a) Distribution des amplitudes maximales A d'émissions acoustiques pour différentes expériences. La ligne noire représente la loi puissance avec un coefficient de -1.65. (b) Distribution des temps d'attente entre deux évènements pour les mêmes expériences. La courbe noire désigne la fonction gamma d'exposant $\gamma = 0.85$ et de facteur B = 1.

5.3.3 Corrélation avec les analyses temporelles des fronts optiques

Qualitativement, une première comparaison est faite entre la vitesse moyenne du front à chaque pas de temps et la valeur absolue des signaux acoustiques au cours du temps (voir figure 5.14). Les phases de forte activité acoustique coïncident avec des augmentations de vitesse. Il y

aurait donc a priori une corrélation entre vitesse et signaux acoustiques. Toutefois le calcul du coefficient de corrélation entre les deux donne une valeur proche de 0. En regardant les courbes de plus près, il apparaît que les émissions acoustiques correspondent plus spécifiquement à des amplifications brusques de la vitesse moyenne, donc aux accélérations du front. La valeur de corrélation entre les signaux acoustiques et l'accélération du front est bien meilleure que pour la vitesse. La propagation du front serait donc plutôt contrôlée par les accélérations du front.



FIG. 5.14 – Comparaison qualitative de la vitesse locale moyenne du front à chaque pas de temps avec les signaux acoustiques pour l'expérience H. Les amplitudes ont été normalisées pour comparaison. V désigne la courbe de vitesse locale moyenne et |A| représente les graphes de la valeur absolue de l'amplitude des émissions acoustiques au cours du temps pour les trois capteurs de l'expérience (chacun étant dessiné avec une couleur différente).

La figure 5.15 montre les taux d'évènements acoustiques et optiques pour une expérience dont on a extrait trois catalogues d'avalanches. Le catalogue H1 a été construit en seuillant la matrice de vitesses locales à 2 fois la vitesse moyenne du front sur toute l'expérience, le catalogue H2 a un seuil à 5 fois la vitesse moyenne et le catalogue H3 contient des évènements seuillés à 9 fois la vitesse moyenne. Les taux d'émissions acoustiques sont très similaires pour deux des capteurs acoustiques utilisés. Le troisième transducteur montre un taux de signaux acoustiques légèrement différent, ce qui provient sans doute d'un plus mauvais rapport signal sur bruit qui entraîne une moins bonne détection des ondes acoustiques. Plus le seuillage des vitesses est élevé plus le taux d'évènements optiques est similaire à celui des capteurs acoustiques (voir figure 5.16). Comme l'augmentation de la valeur seuil entraîne une diminution de la taille des avalanches optiques, ceci laisse supposer que les émissions acoustiques sont très localisées et ne résulte pas de l'intégration d'un signal acoustique sur une grande zone. De plus, un seuil plus élevé implique que seules les plus grandes vitesses locales sont considérées, ce qui suggère que les émissions acoustiques sont effectivement dépendantes de l'accélération du front.



FIG. 5.15 – Comparaison des taux d'évènements entre signaux acoustiques et catalogues de sismicité pour l'expérience H. Les courbes violette, bleue et orange correspondent respectivement d'évènements pour aux taux les catalogues H1, H2 et H3 respectivement. Les graphes de couleur noire représentent les d'émissions acoustiques taux pour les trois capteurs (Sensor) ayant servi pendant l'expérience.

FIG. 5.16 – Corrélation entre le taux d'évènements du capteur 1 et des trois catalogues. La droite en noire indique la corrélation parfaite avec une pente de 1.

Une autre comparaison entre évènements optiques et acoustiques peut se faire avec les distributions de leur taille. En effet, la distribution des tailles d'avalanches optiques répond à une loi de puissance avec un exposant de -1.7 tout comme la distribution des amplitudes des émissions acoustiques. La loi de Gutenberg-Richter est donc similaire dans les deux cas.

5.4 Localisation des émissions acoustiques

Dans notre expérience, les ondes acoustiques se propagent à une vitesse d'environ 2700m/s, mais le taux d'échantillonnage vaut au mieux 5MHz avec la centrale acoustique et 2.5MHz avec la carte NI. La résolution maximale de localisation des émissions acoustiques est donc de $\approx 0.5mm$ et 1mm respectivement (en considérant que le pointé est précis au taux d'échantillonnage près). Sachant que la largeur du front est de 1cm et que ce dernier se propage généralement de moins d'1cm lors d'une expérience, la localisation des émissions acoustiques est donc approximative. Seuls des résultats préliminaires sont présentés dans cette section. De nombreuses améliorations restent encore à accomplir.

5.4.1 Méthode de localisation des émissions acoustiques

Le programme de localisation des émissions acoustiques a été développé par Guillaume Daniel et Olivier Lengliné, post-doctorant à l'IPGS.

La méthode de localisation des émissions acoustiques est basée sur la différence de temps de trajet entre toutes les paires possibles de capteurs parmi tous ceux qui ont détecté une même émission acoustique. Elle consiste à parcourir une grille de la taille de la zone où le front s'est propagé et calculer pour chaque case de la grille la probabilité que l'émission acoustique considérée ait été émise de ce point-là. La densité de probabilité a posteriori est calculée à partir de la différence entre le temps de parcours calculé et la différence de temps d'arrivée aux deux capteurs.

Le calcul du temps de trajet d'une onde dans notre système est très simple puisque le milieu, à savoir la plaque épaisse de l'échantillon, est homogène isotrope. Ainsi ce temps de trajet t_{cal} à la station *i* est donné par :

$$\mathcal{L}_{cal}^{i} = \frac{\left((x_{i} - x_{0})^{2} + (y_{i} - y_{0})^{2} + dz^{2}\right)^{1/2}}{V}$$
(5.21)

où (x_i, y_i) sont les coordonnées de positionnement du capteur, (x_0, y_0) représentent la position testée comme source de l'émission acoustique sur la grille, dz est la profondeur qui correspond à l'épaisseur de la plaque et qui est donc constante, égale à 1cm, et V est la vitesse dans le milieu (déterminée au paragraphe 5.2.2). Puis la différence de temps de parcours théorique dt_{cal} entre deux capteurs ayant enregistré l'émission acoustique considérée est calculée :

$$dt_{cal} = t^i_{cal} - t^j_{cal} \tag{5.22}$$

Cette différence de temps de trajet théorique est comparée à la différence réelle de temps d'arrivée de l'émission acoustique entre les deux capteurs dt pour le calcul de la densité de probabilité a posteriori avec la norme L1 :

$$\rho = \exp\left(-\sum_{k} \left(|dt_{cal} - dt|\right)\right) \tag{5.23}$$

avec ρ la densité de probabilité a posteriori, et k le nombre total de paires possibles de capteurs ayant détecté la même émission acoustique.

Les étapes de calcul désignées par les équations 5.21, 5.22 et 5.23 sont réitérés pour chaque point (x_0, y_0) de la grille de propagation du front. Une carte de probabilité de la position de la source de l'émission acoustique est alors obtenue. La case de la grille contenant la plus forte valeur de probabilité est considérée comme l'origine de l'évènement. La figure 5.17 montre un exemple de carte de probabilité, avec une étoile blanche indiquant l'emplacement final de l'épicentre de l'émission acoustique, accompagnée du pointé sur les six capteurs qui a permis de déterminer cette position. Cette carte est un des exemples réussis de localisation (de nombreuses émission acoustique sont localisées sur les bords de la grille de recherche, signalant un manque de précision dans le pointé ou dans la définition de la position des capteurs, surtout si seulement trois capteurs ont détecté le même évènement). Malgré tout, la situation de l'épicentre n'est pas très précise à en juger par l'étendue de la zone de plus forte probabilité. Le travail présenté ici n'est donc que préliminaire ; de nombreuses améliorations sont encore à apporter.

5.4.2 Analyses préliminaires

Seule une de nos expériences (M) a permis un début de localisation d'émissions acoustiques. En effet, six capteurs picos placés en demi-cercle autour de la lame mince (zone de propa-



FIG. 5.17 – Exemple de carte de probabilité pour la localisation d'une émission acoustique (à gauche). L'étoile blanche indique l'épicentre de l'évènement au niveau du maximum de probabilité. Le pointé issu des six capteurs ayant servi à la localisation est affiché à droite.

gation du front) étaient disponibles ainsi que la barrette linéaire de 32 transducteurs, et le début d'enregistrement des émissions acoustiques sur la carte NI correspond à celui des images. Malheureusement la synchronisation n'a pas fonctionné avec l'Open System, les évènements détectées par la barrette linéaire n'ont donc pas pu être utilisées pour la localisation.

Sur la figure 5.18 sont affichés les épicentres des évènements détectés pour l'expérience M. De nombreuses émissions acoustiques sont localisées sur les bords de la grille de recherche. Un pixel vaut environ 0.07mm, ce qui est bien en deçà de la précision maximale pouvant être obtenue avec nos appareils de mesure (à savoir $\approx 1mm$).



FIG. 5.18 – Localisation des épicentres (étoiles noires) des émissions acoustiques pour l'expérience M sur la grille de recherche. Un pixel vaut environ 0.07mm.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

L'étude expérimentale décrite dans ce manuscrit se focalise sur l'influence des microstructures ou aspérités dans la propagation de la rupture le long d'une interface hétérogène. Le montage expérimental permet un suivi acoustique et optique de la propagation de la rupture grâce à la transparence du matériau utilisé pour composer les échantillons, le Plexiglas. Le front de rupture qui se propage entre les deux plaques qui forment l'échantillon est stoppé par les zones de forte ténacité jusqu'à ce que ces aspérités cassent et le libèrent. Cette dynamique entraîne une déformation du front qui devient rugueux.

Deux types d'expériences sont alors menées. Des expériences en statique permettent d'étudier en détail la morphologie des fronts en terme de rugosité pour essayer d'en déduire les mécanismes de fracturation sous-jacents. Une série de photos haute résolution du front est prise à l'aide d'un appareil photo placé sur un microscope lorsque le front est arrêté après une propagation de quelques millimètres. Pour les expériences en dynamique, des images du front sont prises pendant la propagation à l'aide d'une caméra rapide (de 500 à 1000 images par seconde) et les émissions acoustiques émises lors du cassage des aspérités le long de l'interface sont également enregistrées par des capteurs acoustiques. Dans les deux cas, les fronts de rupture sont extraits à partir des images et étudiés en terme de morphologie en statique et de vitesse de propagation en dynamique. Concernant les expériences dynamiques, le but était aussi de relier les émissions acoustiques avec les données optiques.

Deux régimes de rugosité correspondant à deux mécanismes de rupture différents

La morphologie des fronts issus de nos expériences statiques est analysée à l'aide du coefficient de rugosité qui quantifie le caractère auto-affine des fronts. Le principal résultat de ces études montre que la valeur de ce coefficient diffère entre petites et grandes échelles de longueur. La validité de ces deux régimes est vérifiée à travers diverses paramétrisations. Ainsi ils se retrouvent quels que soient le dépolissage utilisé (sablage de tailles variées ou dépoli chimique) ou l'échelle d'observation (changement de zoom avec le microscope). La valeur des exposants de rugosité trouvés pour nos expériences est similaire à celle déterminée pour des expériences analogues antérieures. L'explication des deux régimes de rugosité repose sur la comparaison avec des modélisations de propagation de front rugueux : à petites échelles, la rugosité du front serait due à la coalescence de microfractures alors qu'aux plus grandes échelles, les interactions élastiques longue portée dominent et influencent la morphologie du front. Nous proposons que l'échelle de longueur à laquelle les courbes bifurquent dépend du rapport entre la chute de contrainte locale et la variation locale de ténacité.

Concernant la morphologie des fronts issus des expériences dynamiques, aucune corrélation des valeurs de coefficients de rugosité avec la vitesse de chargement ou de propagation moyenne n'a été trouvée. Pour certaines analyses, seul un régime de rugosité est visible. Ces différences avec la forme des fronts provenant des expériences en statique seraient peut-être dues au fait que les images sont prises alors que le front n'a pas atteint son état d'équilibre et ne présente donc pas sa morphologie finale.

Dynamique de propagation des fronts à travers les observations optiques et acoustiques

Á partir des fronts de rupture provenant des expériences dynamiques, une matrice des vitesses locales d'avancée du front est construite. Ces vitesses locales sont corrélées avec l'évolution de la ténacité des microstructures interfaciales. L'analyse des images prises par la caméra rapide montre des périodes d'accélération du front dans des zones bien localisées. Ces zones sont considérées comme des évènements dynamiques de la rupture, en comparaison avec les instabilités mécaniques sur les failles à l'origine des séismes. La distribution d'énergie de ces évènements optiques est ensuite analysée statistiquement comme pour les vrais séismes. La distribution de taille de ces avalanches suit une loi de puissance avec un coefficient de -1.7.

En ce qui concerne les émissions acoustiques, seuls des analyses préliminaires sur les séries temporelles (distribution des amplitudes, temps d'attente entre deux émissions consécutives...) et la localisation ont été effectuées. Pour les séries temporelles, les distributions d'énergie des émissions acoustiques et de temps d'attente entre deux évènements obéissent aux lois d'échelle bien connues de Gutenberg-Richter et d'Omori. L'exposant de la distribution d'énergie vaut -1.7, valeur identique à la distribution des tailles d'avalanches optiques. La distribution temporelle des évènements suit quant à elle une loi de puissance avec un coefficient de -0.7 mais la courbe se termine en exponentielle.

Une première étude de la corrélation entre les émissions acoustiques et les évènements optiques semble suggérer que les émissions acoustiques sont plutôt liées à des accélérations localisées du front de rupture qu'à sa vitesse. En effet, le taux d'avalanches optiques se rapproche du taux d'émissions acoustiques lorsque le seuillage de la matrice de vitesse, qui sert à définir les avalanches, augmente, ce qui implique une diminution de la taille des évènements optiques mais aussi le fait que ces épisodes correspondent alors aux variations de vitesse les plus élevées.

Vers une mise à l'échelle : un lien avec la sismologie à travers des catalogues de sismicité

Un des buts de ce travail est de faire le lien entre les expériences présentées ici et la sismologie. Pour cela, les avalanches, décrites dans le paragraphe précédent, sont rangées dans des catalogues avec des paramètres similaires aux catalogues de sismicité, à savoir un temps d'occurrence, une localisation d'épicentre et un paramètre d'énergie (moment). Ces catalogues expérimentaux sont alors étudiés avec les mêmes méthodes statistiques que ceux contenant de vrais séismes. Malgré des différences dans le mode de fracturation (ouverture pour les expériences et cisaillement pour les séismes), dans le système d'acquisition et dans les échelles de temps, les distributions de moments et de sauts d'épicentre des catalogues expérimentaux obéissent aux mêmes lois d'échelle, avec des exposants de même ordre, que les distributions correspondantes pour les séismes d'un catalogue californien. L'analyse des distributions d'évènements récurrents montre également une forte ressemblance entre catalogues expérimentaux et sismologiques. Ainsi les microstructures au niveau des interfaces de fracture influencent considérablement la dynamique de la rupture macroscopique sans doute par l'effet d'interactions élastiques agissant à plusieurs échelles.

Perspectives

Les perspectives de ce travail expérimental sont nombreuses puisque, pour la première fois, il est possible de voir les mécanismes de rupture qui créent un signal acoustique, et l'analogie avec les tremblements de terre permet d'apporter un nouveau regard sur ces évènements.

Á travers cette expérience, il serait possible de déterminer à quelle étendue de rupture correspond l'énergie des émissions acoustiques. Est-elle intégrée sur un certain domaine ou provient-elle d'un endroit bien isolé? Dans ce cas-là, est-ce la valeur de ténacité qui régit la quantité d'énergie émise? Pour pouvoir répondre à ces questions, il faudrait toutefois une localisation très précise des émissions acoustiques, bien supérieure à celle qu'il est possible d'obtenir avec nos instruments actuels.

Les analyses d'émissions acoustiques sont à compléter et développer pour permettre de véritablement faire le lien avec la sismologie. L'étude des formes d'onde après déconvolution des signaux par la fonction de transfert aiderait dans la comparaison des modes de rupture, car elle pourrait révéler des mouvements plus complexes qu'une simple ouverture. Une meilleure localisation des émissions acoustiques serait utile pour examiner la distribution spatio-temporelle des évènements et les comparer alors avec les catalogues optiques et sismologiques.

Outre ces perspectives concernant l'étude des émissions acoustiques, les données issues de ces expériences pourraient être intégrées dans des simulations numériques pour rendre les modèles de rupture plus réalistes. Par exemple, les valeurs de ténacité calculées dans le cadre des expériences dynamiques peuvent servir de point de départ pour décrire un milieu hétérogène dans lequel la rupture se propage. Il serait alors possible de comparer directement les résultats de la modélisation avec ceux des expériences correspondantes et d'améliorer les simulations pour obtenir la meilleure concordance entre résultats expérimentaux et modélisés. Pour ce faire, le calcul de ténacité devra être amélioré, notamment la détermination de la distance entre le front et le point d'appui de la presse devra être plus précise pour que les valeurs de ténacité soient plus justes.

Il est également possible d'imaginer introduire une distribution d'hétérogénéités plus maîtrisée que par sablage ou dépoli chimique en imprimant un schéma bien déterminé de microstructures sur les faces des plaques de Plexiglas, ce qui permettrait de connaître exactement leur distribution. La présence de fluide à l'interface des échantillons est aussi envisageable, notamment pour étudier le comportement de nos échantillons en corrosion sous contrainte. Toutefois ces deux idées impliqueraient de modifier l'éclairage des échantillons et sans doute le traitement d'extraction du front de rupture, ou alors de tenter un autre type de suivi optique que celui utilisé dans nos expériences.

Afin de s'approcher plus spécifiquement du comportement des séismes (mode II), une expérience de friction entre deux plaques de PMMA rugueuse pourrait être montée similairement à celle de Rubinstein et al. (2004) mais avec enregistrement des émissions acoustiques en complément des images optiques. En effet, Rubinstein et al. (2004) suivent la rupture cisaillante à l'interface de deux plaques de Plexiglas préalablement rendue hétérogène à l'aide d'une caméra rapide. Toutefois avec ce système, l'éclairage de l'interface ne révèle que les microcontacts à l'interface (aspérités) puisque la lumière ne pourra être transmise qu'à ces endroits ; il n'est donc pas possible de suivre le front de rupture à moins d'utiliser une méthode indirecte telle que les émissions acoustiques. La diminution des zones de contact indique un détachement du front de rupture et donc le glissement des deux surfaces (Rubinstein et al., 2004, 2007). Les résultats de ces expériences ont conduit à la même conclusion qui ressort de notre comparaison de catalogues, à savoir que les déplacements à l'échelle microscopique peuvent influencer fortement les mouvements à plus grande échelle (Rubinstein et al., 2006).

BIBLIOGRAPHIE

- Aki, K. (1968). Seismic displacements near a fault. *Journal of Geophysical Research*, 73(16):5359-5376.
- Aki, K. and Richards, P. (2002). *Quantitative seismology*. University Science Books, second edition.
- Alava, M., Nukala, P., and Zapperi, S. (2006). Statistical models of fracture. Advances in Physics, 55(3-4):349-476.
- Alava, M. and Zapperi, S. (2004). Comment on "roughness of interfacial crack fronts : Stressweighted percolation in the damage zone". *Physical Review Letters*, 92(4) :049601.
- Allen, R. (1978). Automatic earthquake recognition and timing from single traces. Bulletin of the Seismological Society of America, 68(5):1521–1532.
- Amitrano, D. (1999). Émission acoustique des roches et endommagement. PhD thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble 1.
- Amitrano, D. (2003). Brittle-ductile transition and associated seismicity : experimental and numerical studies and relationship with the b value. Journal of Geophysical Research, 108(B1) :2044-2058.
- Ando, R., Shaw, B., and Scholz, C. (2009). Quantifying natural fault geometry : statistics of splay fault angles. Bulletin of the Seismological Society of America, 99 :389–395.
- Aochi, H. and Fukuyama, E. (2002). Three-dimensional nonplanar simulation of the 1992 Landers earthquake. Journal of Geophysical Research, 107(B2) :2035.
- Archuleta, R. (1984). A faulting model for the 1979 Imperial Valley earthquake. Journal of Geophysical Research, 89(B6):4559–4585.
- Atkinson, B. (1987). Introduction to fracture mechanics and its geophysical applications. In Atkinson, B., editor, *Fracture mechanics of rock*, geology series. Acadameic Press.
- Atkinson, B. and Meredith, P. (1987). The theory of subcritical crack growth with applications to minerals and rocks. In Atkinson, B., editor, *Fracture mechanics of rock*, geology series. Acadameic Press.
- Baer, M. and Kradolfer, U. (1987). An automatic phase picker for local and teleseismic events. Bulletin of the Seismological Society of America, 77(4) :1437–1445.
- Bak, P., Christensen, K., Danon, L., and Scanlon, T. (2002). Unified scaling law for earthquakes. *Physical Review Letters*, 88(17) :178501.
- Barton, C. and LaPointe, P. (1995). Fractals in the Earth sciences. Ed. Plenum Press.

- Batrouni, G. G. and Hansen, A. (1998). Fracture in three-dimensional fuse networks. *Physical Review Letters*, 80(2) :325–328.
- Ben-Zion, Y., Peng, Z., Okaya, D., Seeber, L., Armbruster, J., Ozer, N., Michael, A., Baris, S., and Aktar, M. (2003). A shallow fault-zone structure illuminated by trapped waves in the Karadere-Duzce branch of the North Anatolian Fault, western Turkey. *Geophysical Journal International*, 152 :699–717.
- Ben-Zion, Y. and Sammis, C. (2003). Characterization of fault zones. Pure and Applied Geophysics, 160 :677-715.
- Benson, P., Thompson, B., Meredith, P., Vinciguerra, S., and Young, P. (2007). Imaging slow failure in triaxially deformed Etna basalt using 3D acoustic-emission location and X-ray computed tomography. *Geophysical Research Letters*, 34 :L03303.
- Biegel, R. and Sammis, C. (2004). Relating fault mechanics to fault zone structure. Advances in Geophysics, 47 :65–111.
- Bizzarri, A. and Belardinelli, M. (2008). Modelling instantaneous dynamic triggering in a 3-D fault system : application to the 2000 June South Iceland seismic sequence. *Geophysical Journal International*, 173 :906–921.
- Bonamy, D., Ponson, L., Prades, S., Bouchaud, E., and Guillot, C. (2006). Scaling exponents for fracture surfaces in homogeneous glass and glassy ceramics. *Physical Review Letters*, 97(13):135504.
- Bonamy, D., Santucci, S., and Ponson, L. (2008). Crackling dynamics in material failure as the signature of a self-organized dynamic phase transition. *Physical Review Letters*, 101:045501.
- Bouchaud, E. (1997). Scaling properties of cracks. Journal of Physics : Condensed Matter, 9(21).
- Bouchaud, E., Bouchaud, J., Fisher, D., Ramanathan, S., and Rice, J. (2002). Can crack front waves explain the roughness of cracks? *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 50(8):1703–1725.
- Bouchaud, E., Lapasset, G., and Planès, J. (1990). Fractal dimension of fractured surfaces : a universal value? *Europhysical Letters*, 13(1):73–79.
- Bouchaud, E., Lapasset, G., Planès, J., and Naveos, S. (1993a). Statistics of branched fracture surfaces. *Physical Review B*, 48(5) :2917–2928.
- Bouchaud, E. and Paun, F. (1999). Fracture and damage at a microstructural scale. Computing in Science & Engineering, 1(5):32–38.
- Bouchaud, J., Bouchaud, E., Lapasset, G., and Planès, J. (1993b). Models of fractal cracks. *Physical Review Letters*, 71(14) :2240–2243.
- Bouchon, M., Toksöz, N., Karabulut, H., Bouin, M., Dietrich, M., Aktar, M., and Edie, M. (2000). Seismic imaging of the 1999 Izmit (Turkey) rupture inferred from the near-fault recordings. *Geophysical Research Letters*, 27(18):3013-1016.
- Bouchon, M. and Vallée, M. (2003). Observation of long supershear rupture during the magnitude 8.1 Kunlunshan earthquake. *Science*, 301 :824–826.

- Brodsky, E. and Mori, J. (2007). Creep events slip less than ordinary earthquakes. *Geophysical Research Letters*, 34 :L16309.
- Brown, S. (1987). A note on the description of surface roughness using fractal dimension. Geophysical Research Letters, 14(11):1095–1098.
- Brown, S. and Scholz, C. (1985). Broad bandwidth study of the topography of natural rock surfaces. *Journal of Geophysical Research*, 90(B14) :12575–12582.
- Bui, H. (1978). Mécanique de la rupture fragile. Ed. Masson.
- Caber, P. (1993). Interferometric profiler for rough surfaces. Applied Optics, 32(19):3438-3441.
- Chester, F. and Chester, J. (1998). Ultracataclasite structure and friction processes of the Punchbowl fault, San Andreas system, California. *Tectonophysics*, 295 :199-221.
- Chester, F., Chester, J., Kirschner, D., Schulz, S., and Evans, J. (2004). Structure of largedisplacement strike-slip fault zones in the brittle continental crust. In Karner, G., Taylor, B., Driscoll, N., and Kohlstedt, D., editors, *Rheology and deformation in the lithosphere at continental margins*, number 1 in MARGINS Theoretical and experimental earth science. Columbia University press.
- Chester, F., Evans, J., and Biegel, R. (1993). Internal structure and weakening mechanisms of the San Andreas fault. *Journal of Geophysical Research*, 98(B1):771–786.
- Chester, F. and Logan, J. (1986). Implications for mechanical properties of brittle faults from observations of the Punchbowl fault zone, California. *Pure and Applied Geophysics*, 124(1-2):80-106.
- Childs, C., Nicol, A., Walsh, J., and Watterson, J. (1996). Growth of vertically segmented normal faults. *Journal of Structural Geology*, 18(12):1389–1397.
- Chow, T., Meglis, I., and Young, R. (1995). Progressive microcrack development in tests on lac du bonnet granite-ii. ultrasonic tomographic imaging. International Journal of Rock Mechanics and Mining Science & Geomechanics Abstracts, 32(8):751-761.
- Clinton, J., Hauksson, E., and Solanki, K. (2006). An evaluation of the SCSN moment tensor solutions : robustness of the Mw magnitude scale, style of faulting and automation of the method. Bulletin of the Seismological Society of America, 96(5):1689–1705.
- Corral, A. (2003). Local distribution and rate fluctuations in a unified scaling law for earthquakes. *Physical Review* E, 68:035102(R).
- Corral, A. (2004). Long-term clustering, scaling and universality in the temporal occurence of earthquakes. *Physical Review Letters*, 92(10) :108501.
- Cowie, P., Knipe, R., and Main, I. (1996). Introduction to the special issue : Scaling laws for fault and fracture populations Analyses and applications. *Journal of Structural Geology*, 18(2-3) :v xi.
- Cox, S. and Scholz, C. (1988). Rupture initiation in shear fracture of rocks : an experimental study. *Journal of Geophysical Research*, 93(B4) :3307–3320.
- Daguier, P., Bouchaud, E., and Lapasset, G. (1995). Roughness of a crack front pinned by microstructural obstacles. *Europhysical Letters*, 30(7):367–372.

- Daguier, P., Nghiem, B., Bouchaud, E., and Creuzet, F. (1997). Pinning and depinning of crack fronts in heterogeneous materials. *Physical Review Letters*, 78(6) :1062–1065.
- Dalguer, L., Irikura, K., and Riera, J. (2003). Simulation of tensile crack generation by threedimensional dynamic shear rupture propagation during an earthquake. *Journal of Geophysical Research*, 108(B3) :2144–2167.
- Dalmas, D., Lelarge, A., and Vandembroucq, D. (2008). Crack propagation through phaseseparated glasses : Effect of the characteristic size of disorder. *Physical Review Letters*, 101 :255501.
- Das, S. and Scholz, C. (1981). Theory of time-dependent rupture in the earth. *Journal of Geophysical Research*, 86(B7):6039-6051.
- Davidsen, J. and Goltz, C. (2004). Are seismic waiting time distributions universal? *Geophysical Research Letters*, 31 :L21612.
- Davidsen, J., Grassberger, P., and Paczuski, M. (2006). Earthquake recurrence as a record breaking process. *Geophysical Research Letters*, 33 :L11304.
- Davidsen, J. and Paczuski, M. (2005). Analysis of the spatial distribution between successive earthquakes. *Physical Review Letters*, 94 :048501.
- Davidsen, J., Stanchits, S., and Dresen, G. (2007). Scaling and universality in rock fracture. *prl*, 98 :125502.
- Dębski, W. and Young, R. (1999). Enhanced velocity tomography : practical method of combining velocity and attenuation parameters. *Geophysical Research Letters*, 26(21) :3253-3256.
- Delaplace, A., Schmittbuhl, J., and Måløy, K. (1999). High resolution description of a crack front in a heterogeneous plexiglas block. *Physical Review E*, 60(2) :1337–1343.
- Doubre, C. and Peltzer, G. (2007). Fluid-controlled faulting process in the Asal Rift, Djibouti, from 8 yr of radar interferometry observations. *Geology*, 35(1):69-72.
- Earle, P. and Shearer, P. (1994). Characterization of global seismograms using an automatic picking algorithm. Bulletin of the Seismological Society of America, 84(2):366-376.
- Felzer, K. and Beroza, G. (1999). Deep structure of a fault discontinuity. Geophysical Research Letters, 26(14) :2121-2124.
- Fialko, Y., Sandwell, D., Simons, M., and Rosen, P. (2005). Three-dimensional deformation caused by the Bam, Iran, earthquake and the origin of shallow slip deficit. *Nature*, 435 :295– 299.
- Fohrmann, M., Igel, H., Jahnke, G., and Ben-Zion, Y. (2004). Guided waves from sources outside faults : an indication for shallow fault zone structure? *Pure and Applied Geophysics*, 161 :2125–2137.
- Fortin, J., Stanchits, S., Dresen, G., and Guéguen, Y. (2006). Acoustic emission and velocities associated with the formation of compaction bands in sandstone. *Journal of Geophysical Research*, 111:B10203.
- Freund, L. (1990). Dynamic fracture mechanics. Cambridge Univ. Press.

- Fukuyama, E., Mikumo, T., and Olsen, K. (2003). Estimation of the critical slip-weakening distance : theoritical background. Bulletin of the Seismological Society of America, 93(4) :1835– 1840.
- Gao, H. and Rice, J. (1989). A first-order perturbation analysis of crack trapping by arrays of obstacles. ASME Journal of Applied Mechanics, 56:828-836.
- Garcimartín, A., Guarino, A., Bellon, L., and Ciliberto, S. (1997). Statistical properties of fracture precursors. *Physical Review Letters*, 79(17):3202–3205.
- Gouyet, J. (1992). Physique et structures fractales. Ed. Masson.
- Guarino, A., Garcimartín, A., and Ciliberto, S. (1998). An experimental test of the critical behaviour of fracture precursors. *European Physical Journal B*, 6 :13–24.
- Guéguen, Y. and Palciauskas, V. (1992). Introduction à la physique des roches. Ed. Hermann.
- Gutenberg, B. and Richter, C. (1944). Frequency of earthquakes in California. Bulletin of the Seismological Society of America, 34:185–188.
- Gutenberg, B. and Richter, C. (1954). Seismicity of the Earth. Princeton Univ. Press.
- Hansen, A., Batrouni, G., Ramstad, T., and Schmittbuhl, J. (2007). Self-affinity in the gradient percolation problem. *Physical Review E*, 75(3):030102.
- Hansen, A., Hinrichsen, E., and Roux, S. (1991). Roughness of crack interfaces. Physical Review Letters, 66(19) :2476-2479.
- Hansen, A. and Schmittbuhl, J. (2003). Origin of the universal roughness exponent of brittle fracture surfaces : stress-weighted percolation in the damage zone. *Physical Review Letters*, 90(4) :045504.
- Hartzell, S. and Heaton, T. (1983). Inversion of strong ground motion and teleseismic waveform data for the fault rupture history of the 1979 Imperial Valley, California, earthquake. Bulletin of the Seismological Society of America, 73 :1553–1583.
- Hernandez, B., Cotton, F., and Campillo, M. (1999). Contribution of radar interferometry to a two-step inversion of the kinematic process of the 1992 Landers earthquake. *Journal of Geophysical Research*, 104(B6) :13083-13099.
- Hirata, T. (1987). Obmori's power law aftershock sequences of microfracturing in rock fracture experiment. Journal of Geophysical Research, 92(B7):6215-6221.
- Hirata, T., Satoh, T., and Ito, K. (1987). Fractal structure of spatial distribution of microfracturing in rock. *Geophysical Journal of Royal Astronomy Society*, 90(2):369–374.
- Holme, B. and Lunder, O. (2007). Characterisation of pitting corrosion by white light interferometry. *Corrosion Science*, 49 :391–401.
- Holroyd, T. (2000). The Acoustic Emission and Ultrasonic Monitoring Handbook. Coxmoor Publishing Company.
- Hull, D. (1997). The geometry of cracks and blisters in mica. Acta Materialia, 45(1):233-244.

- Ide, S. (2007). Slip inversion. In Schubert, G., editor, *Treatise on Geophysics*, volume 4, chapter 4.07, pages 193–223. Elsevier.
- Ide, S. and Takeo, M. (1997). Determination of constitutive relations of fault slip based on seismic wave analysis. *Journal of Geophysical Research*, 102(B12):27379-27391.
- Ito, Y., Obara, K., Shiomi, K., Sekine, S., and Hirose, H. (2007). Slow earthquakes coincident with episodic tremors and slow slip events. *Science*, 315 :503-506.
- Jahnke, G., Igel, H., and Ben-Zion, Y. (2002). Three-dimensional calculations of fault-zoneguided waves in various irregular structures. *Geophysical Journal International*, 151:416–426.
- Jouniaux, L., Masuda, K., Lei, X., Nishizawa, O., Kusunose, K., Liu, L., and Ma, W. (2001). Comparison of the microfracture localization in granite between fracturation and slip of a preexisting macroscopic healed joint by acoustic emission measurements. *Journal of Geophy*sical Research, 106(B5) :8687–8698.
- Kagan, Y. (1999). Universality of the seismic moment-frequency relation. *Pure and Applied Geophysics*, 155(2):641-655.
- Kagan, Y. (2002). Aftershock zone scaling. Bulletin of the Seismological Society of America, 92:537-573.
- Kanamori, H. (1977). The energy release in great earthquakes. *Journal of Geophysical Research*, 82(B20):2981–2988.
- Kanamori, H. and Anderson, D. (1975). Theoritical basis of some empirical relations in seismology. Bulletin of the Seismological Society of America, 65(5) :1073-1095.
- Kanamori, H. and Stewart, G. (1978). Seismological aspect of the Guatemala earthquake of February 4, 1976. Journal of Geophysical Research, 83(B7):3427–3434.
- Kellerman, R. and Klein, H.-C. (1956). Berücksichtigung des Reibungszustandes bei der Bemessung hochwertiger Schraubenverbindungen. Konstruktion 8. Heft 6n.
- Kikuchi, M. and Kanamori, H. (1982). Inversion of complex body waves. Bulletin of the Seismological Society of America, 72:491–506.
- Kikuchi, M. and Kanamori, H. (1991). Inversion of complex body waves III. Bulletin of the Seismological Society of America, 81(6):2335-2350.
- King, G. (1986). Speculations on the geometry of the initiation and termination processes of earthquake rupture and its relation to morphology and geological structure. *PAGEOPH*, 124(3):567–585.
- King, G. and Nábělek, J. (1985). Role of fault bends in the initiation and termination of earthquake rupture. *Science*, 228(4702):984–987.
- Landau, L. and Lifchitz, E. (1967). Théorie de l'élasticité. Ed. MIR.
- Lawn, B. (1975). An atomistic model of kinetic crack growth in brittle solids. Journal of Materials Science, 10(3):469-480.
- Lawn, B. (1993). Fracture of brittle solids. Cambridge Univ. Press, second edition.

- Lay, T. and Kanamori, H. (1981). An asperity model of large earthquake sequences. In *Earth-quake prediction An international review*, number 4 in Maurice Ewing Series, pages 579–592. American Geophysical Union.
- Lay, T. and Wallace, T. (1995). Modern global seismology. Academic Press.
- Lei, X. (2003). How do asperities fracture? An experimental study of unbroken asperities. Earth and Planetary Science Letters, 213 :347–359.
- Lei, X., Kusunose, K., Rao, M., Nishizawa, O., and Satoh, T. (2000). Quasi-static fault growth and cracking in homogeneous brittle rock under triaxial compression using acoustic emission monitoring. *Journal of Geophysical Research*, 105(B3) :6127–6139.
- Lei, X., Masuda, K., Nishizawa, O., Jouniaux, L., Liu, L., Ma, W., Satoh, T., and Kusunose, K. (2004). Detailed analysis of acoustic emission activity during catastrophic fracture of faults in rock. *Journal of Structural Geology*, 26 :247–258.
- Lewis, M., Peng, Z., Ben-Zion, Y., and Vernon, F. (2005). Shallow seismic trapping structure in the San Jacinto fault zone near Anza, California. *Geophysical Journal International*, 162 :867–881.
- Li, Y.-G., Vidale, J., Aki, K., Marone, C., and Lee, W. (1994). Fine structure of the Landers fault zone : segmentation and rupture process. *Science*, 265 :367–370.
- Li, Y.-G., Vidale, J., and Cochran, E. (2004). Low-velocity damaged structure of the San Andreas fault at Parkfield from fault zone trapped waves. *Geophysical Research Letters*, 31 :L12S06.
- Lockner, D., Byerlee, J., Kuksenko, V., Ponomarev, A., and Sidorin, A. (1991). Quasi-static fault growth and shear fracture energy in granite. *Nature*, 350:39-42.
- Lockner, D., Byerlee, J., Kuksenko, V., Ponomarev, A., and Sidorin, A. (1992). Observations of quasistatic fault growth from acoustic emissions. In *Fault Mechanics and Transport Properties of Rocks*, chapter 1, pages 3–32. Academic Press Limited.
- Mai, P. and Beroza, G. (2000). Source scaling properties from finite-fault-rupture models. Bulletin of the Seismological Society of America, 90(3):604-615.
- Mai, P. and Beroza, G. (2002). A spatial random field model to characterize complexity in earthquake slip. *Journal of Geophysical Research*, 107(B11) :2308–2328.
- Måløy, K., Hansen, A., Hinrichsen, E., and Roux, S. (1992). Experimental measurements of the roughness of brittle cracks. *Physical Review Letters*, 68(2):213–215.
- Måløy, K., Santucci, S., Schmittbuhl, J., and Toussaint, R. (2006). Local waiting time fluctuations along a randomly pinned crack front. *Physical Review Letters*, 96(4):P045501.
- Måløy, K. and Schmittbuhl, J. (2001). Dynamical event during slow crack propagation. *Physical Review Letters*, 87(10) :P105502.
- Måløy, K., Toussaint, R., and Schmittbuhl, J. (2005). Dynamics and structure of interfacial crack fronts. *Proceedings of the 11th International Congress on Fracture*, page 6.

- Mandelbrot, B. (1975). Stochastic models for the Earth's relief, the shape and the fractal dimension of the coastlines, and the number-area rule for islands. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 72(10):3825–3828,.
- Mandelbrot, B., Passoja, D., and Paullay, A. (1984). Fractal character of fracture surfaces of metal. *Nature*, 308 :721–722.
- Marder, M. and Fineberg, J. (1996). How things break. Physics Today, 49(9):24-29.
- Marsan, D., Bean, C., Steacy, S., and McCloskey, J. (2000). Observation of diffusion processes in earthquake populations and implications for the predictability of seismicity systems. *Journal of Geophysical Research*, 105(B12) :28081–28094.
- McCausland, W., Malone, S., and Johnson, D. (2005). Temporal and spatial occurence of deep non-volcanic tremor : from Washington to northern California. *Geophysical Research Letters*, 32 :L24311.
- Méheust, Y. and Schmittbuhl, J. (2001). Geometrical heterogeneities and permeability anisotropy of rough fractures. *Journal of Geophysical Research*, 106(B2) :2089–2102.
- Méheust, Y. and Schmittbuhl, J. (2003). Scale effects related to flow in rough fractures. *Pure and Applied Geophysics*, 160(5-6) :1023–1050.
- Melbourne, T., Szeliga, W., Miller, M., and Santillan, V. (2005). Extent and duration of the 2003 Cascadia slow earthquake. *Geophysical Research Letters*, 32 :L04301.
- Meredith, P. and Atkinson, B. (1983). Stress corrosion and acoustic emission during tensile crack propagation in Whin Sill dolerite and other basic rocks. *Geophysical Journal of Royal Astronomical Society*, 75 :1-21.
- Mogi, K. (1962). Study of elastic shocks caused by the fracture of heterogeneous materials and its relations to earthquake phenomena. Bulletin of the Earthquake Research Institute, University of Tokyo, 40 :125–173.
- Neuville, A. (2006). échange de chaleur dans une fracture rugueuse. Master's thesis, École et Observatoire des Sciences de la Terre, ULP Strasbourg.
- Obara, K. (2002). Nonvolcanic deep tremor associated with subduction in southwest Japan. *Science*, 296 :1679–1681.
- Olsen, K., Madariaga, R., and Archuleta, R. (1997). Three-dimensional dynamic simulation of the 1992 Landers earthquake. *Science*, 278 :834–838.
- Perfettini, H., Schmittbuhl, J., and Vilotte, J. (2001). Slip correlations on a creeping fault. Geophysical Research Letters, 28(10):2137-2140.
- Petit, J.-P. and Barquins, M. (1988). Can natural faults propagate under mode II conditions? *Tectonics*, 7(6) :1243–1256.
- Plouraboué, F., Roux, S., Schmittbuhl, J., and Vilotte, J. (1995). Geometry of contact between self-affine surfaces. *Fractals*, 3(1).
- Pollard, 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., editor, *Fracture mechanics of rock*, Geology series. Acadameic Press.

- Ponson, L., Auradou, H., Vié, P., and Hulin, J.-P. (2006a). Low self-affine exponents of fractured glass ceramics surfaces. *Physical Review Letters*, 97(12) :125501.
- Ponson, L., Bonamy, D., and Bouchaud, E. (2006b). Two-dimensional scaling properties of experimental fracture surfaces. *Physical Review Letters*, 96 :035506.
- Power, W., Tullis, T., Brown, S., Boitnott, G., and Scholz, C. (1987). Roughness of natural fault surfaces. *Geophysical Research Letters*, 14(1):29-32.
- Räisänen, V., Alava, M., and Nieminen, R. (1998). Fracture of three-dimensional fuse networks with quenched disorder. *Physical Review B*, 58(21) :14288–14295.
- Räisänen, V. I., Seppala, E. T., Alava, M. J., and Duxbury, P. M. (1998). Quasistatic cracks and minimal energy surfaces. *Physical Review Letters*, 80(2):329–332.
- Ramanathan, S., Ertaş, D., and Fisher, D. (1997). Quasistatic crack propagation in hétérogeneous media. *Physical Review Letters*, 79(5):873–876.
- Ramanathan, S. and Fisher, D. (1998). Onset of propagation of planar cracks in heterogeneous media. *Phys. Rev.B*, 58(10) :6026-6046.
- Reid, H. (1910). The California earthquake of April 18, 1906. In *Report of the state earthquake investigation committee*, volume II. Carnegie Institution of Washington.
- Renard, F., Voisin, C., Marsan, D., and Schmittbuhl, J. (2006). High resolution 3D laser scanner measurements of a strike-slip fault quantify its morphological anisotropy at all scales. *Geophysical Research Letters*, 33 :L04305.
- Rice, J. and Cocco, M. (2007). Seismic fault rheology and earthquake dynamics. In Handy, M., Hirth, G., and Novius, N., editors, *Tectonic faults : agents of change on a dynamic Earth*, chapter 5, pages 99–137. MIT Press, Cambridge.
- Rogers, G. and Dragert, H. (2003). Episodic tremor and slip on the Cascadia subduction zone : the chatter of silent slip. *Science*, 300 :1942–1943.
- Rosso, A. and Krauth, W. (2002). Roughness at the depinning threshold for a long-range elastic string. *Physical Review E*, 65 :R025101.
- Rosti, J., Koivisto, J., Traversa, P., Illa, X., Grasso, J.-R., and Alava, M. (2008). Line creep in paper peeling. *International Journal of Fracture*, 151:281–297.
- Roux, S., Schmittbuhl, J., Vilotte, J., and Hansen, A. (1993). Some physical properties of self-affine rough surfaces. *Europhysics Letters*, 23(4):277–282.
- Rubin, A. and Ampuero, J.-P. (2007). Aftershock asymmetry on a bimaterial interface. *Journal* of Geophysical Research, 112 :B05307.
- Rubinstein, S., Cohen, G., and Fineberg, J. (2004). Detachment fronts and the onset of dynamic friction. *Nature*, 430 :1005–1009.
- Rubinstein, S., Cohen, G., and Fineberg, J. (2006). Contact area measurements reveal loadinghistory dependence of static friction. *Physical Review Letters*, 96:256103.
- Rubinstein, S., Cohen, G., and Fineberg, J. (2007). Dynamics of precursors to frictional sliding. *Physical Review Letters*, 98 :226103.

- Ruff, L. and Kanamori, H. (1980). Seismicity and the subduction process. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 23:240–252.
- Ruff, L. and Kanamori, H. (1983). Seismic coupling and uncoupling at subduction zones. *Tectonophysics*, 99:99-117.
- Sagy, A. and Brodsky, E. (2009). Geometric and rheological asperities in an exposed fault zone. Journal of Geophysical Research, 114 :B02301.
- Sagy, A., Brodsky, E., and Axen, G. (2007). Evolution of fault-surface roughness with slip. *Geology*, 35(3):283-286.
- Salminen, L., Tolvanen, A., and Alava, M. (2002). Acoustic emission from paper fracture. *Physical Review Letters*, 89(18) :185503.
- Santucci, S. (2004). Croissance lente thermiquement activée et piégeage d'une fissure dans les matériaux structurés à une échelle mésoscopique : expériences et modèles. PhD thesis, École Normale Supérieure de Lyon.
- Santucci, S., Måløy, K., Delaplace, A., Mathiesen, J., Hansen, A., Haavig Bakke, J., Schmittbuhl, J., Vanel, L., and Ray, P. (2007). Statistics of fracture surfaces. *Physical Review E*, 75 :016104.
- Santucci, S., Måløy, K., Toussaint, R., and Schmittbuhl, J. (2006). Self-affine scaling during interfacial crack front propagation. In *Proceedings of Dynamics of Complex Interconnected Systems : Networks and Bioprocesses NATO ASI Geilo.* Springer.
- Schaff, D., Bokelmann, G., Beroza, G., Waldhauser, F., and Ellsworth, W. (2002). Highresolution image of the Calaveras fault seismicity. *Journal of Geophysical Research*, 107(B9) :2186.
- Schmittbuhl, J., Delaplace, A., and Måløy, K. (2001). Propagation of an interfacial crack front in an heterogeneous medium : experimental observations. In *Proceedings of the NATO Advanced Study Institute on Physical Aspects of Fracture*, pages 353–369. Kluwer Academic Publishers.
- Schmittbuhl, J., Delaplace, A., Måløy, K., Perfettini, H., and Vilotte, J. (2003a). Slow crack propagation and slip correlations. *Pure and Applied Geophysics*, 160.
- Schmittbuhl, J., Gentier, S., and Roux, S. (1993). Field measurements of the roughness of fault surfaces. *Geophysical Research Letters*, 20(8) :639–641.
- Schmittbuhl, J., Hansen, A., and Batrouni, G. (2003b). Roughness of interfacial crack fronts : stress-weighted percolation in the damage zone. *Physical Review Letters*, 90(4) :045505.
- Schmittbuhl, J., Hansen, A., and Batrouni, G. (2004). Schmittbuhl, hansen, and batrouni reply. *Physical Review Letters*, 92(4):049602.
- Schmittbuhl, J. and Måløy, K. (1997). Direct observation of a self-affine crack propagation. *Physical Review Letters*, 78(20) :3888–3891.
- Schmittbuhl, J., Roux, S., Vilotte, J., and Måløy, K. (1995a). Interfacial crack pinning : effect of nonlocal interactions. *Physical Review Letters*, 74(10) :1787–1790.

- Schmittbuhl, J., Schmitt, F., and Scholz, C. (1995b). Scaling invariance of crack surfaces. Journal of Geophysical Research, 100(B4):5953-5973.
- Schmittbuhl, J. and Vilotte, J. (1999). Interfacial crack wandering : influence of correlated quenched noise. *Physica A*, 270 :42–56.
- Schmittbuhl, J., Vilotte, J., and Roux, S. (1995c). Reliability of self-affine measurements. *Physical Review E*, 51 :131–147.
- Scholz, C. (1968). The frequency-magnitude relation of microfracturing in rock and its relation to earthquakes. Bulletin of the Seismological Society of America, 58(1):399-415.
- Scholz, C. (2002). The mechanics of earthquakes and faulting. Cambridge Univ. Press, second edition.
- Scholz, C. and Avilès, C. (1986). The fractal geometry of faults and faulting. In Das, S., Boatwright, J., and Scholz, C., editors, *Earthquake source mechanics*, number 37 in Geophysical Monograph. American Geophysical Union.
- Schwartz, S. and Rokosky, J. (2007). Slow slip events and seismic tremor at circum-Pacific subduction zones. *Reviews of Geophysics*, 45 :RG3004.
- Shearer, P., Hauksson, E., and Lin, G. (2005). Southern California hypocenter relocation with waveform cross-correlation, part 2 : results using source-specific station terms and cluster analysis. Bulletin of the Seismological Society of America, 95(3) :904-915.
- Shelly, D., Beroza, G., Ide, S., and Nakamula, S. (2006). Low-frequency earthquakes in Shikoku, Japan, and their relationship to episodic tremor and slip. *Nature*, 442 :188–191.
- Simons, M., Fialko, Y., and Rivera, L. (2002). Coseismic deformation from the 1999 M 7.1 Hector Mine, California, earthquake as inferred from InSAR and GPS observations. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 92(4) :1390–1402.
- Simonsen, I., Hansen, A., and Nes, O. (1998). Determination of the hurst exponent by use of wavelet transforms. *Physical Review E*, 58(3) :2779-2787.
- Sivaji, C., Nishizawa, O., Kitagawa, G., and Fukushima, Y. (2002). A physical-model study of the statistics of seismic waveform fluctuations in random heterogeneous media. *Geophysical Journal International*, 148 :575–595.
- Sleeman, R. and van Eck, T. (1999). Robust automatic p-phase picking : an on-line implementation in the analysis of broadband seismogram recordings. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 113 :265–275.
- Stauffer, D. (1985). Introduction to percolation theory. Ed. Taylor& Francis.
- Szeliga, W., Melbourne, T., Miller, M., and Santillan, V. (2004). Southern Cascadia episodic slow earthquakes. *Geophysical Research Letters*, 31 :L16602.
- Thurber, C., Roecker, S., Zhang, H., Baher, S., and Ellsworth, E. (2004). Fine-scale structure of the San Andreas fault zone and location of the SAFOD target earthquakes. *Geophysical Research Letters*, 31 :L12S02.
- Timoshenko, S. and Goodier, J. (1951). Theory of elasticity. McGraw-Hill.

- Tinti, E., Spudich, P., and Cocco, M. (2005). Earthquake fracture energy inferred from kinematic rupture models on extended faults. *Journal of Geophysical Research*, 110 :B12303.
- Townend, E., Thompson, B., Benson, P., Meredith, P., Baud, P., and Young, P. (2008). Imaging compaction band propagation in Diemelstadt sandstone using acoustic emission locations. *Geophysical Research Letters*, 35 :L15301.
- Wald, D., Helmberger, D., and Heaton, T. (1991). Rupture model of the 1989 Loma Prieta earthquake from the inversion of strong-motion and broadband teleseismic data. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 81(5):1540-1572.
- 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.
- Wittlinger, G., Tapponnier, P., Poupinet, G., Mei, J., Danian, S., Herquel, G., and Masson, F. (1998). Tomographic evidence for localized lithospheric shear along the Altyn Tagh fault. *Science*, 282:74–76.
- Yamashita, T. (2000). Generation of microcracks by dynamic shear rupture and its effects on rupture growth and elastic wave radiation. *Geophysical Journal International*, 143:395–406.
- Ydersbond, Y. (2008). Extrusion of plastic crystals. Master's thesis, Physics of Geological Processes, Department of Physics, University of Oslo.
- Yoffé, E. (1951). The moving crack. Philosophical Magazine, 42:739.
- Zang, A., Wagner, F., Stanchits, S., Dresen, G., Andresen, R., and Haidekker, M. (1998). Source analysis of acoustic emissions in aue granite cores under symmetric and asymmetric compressive loads. *Geophysical Journal International*, 135 :1113–1130.
- Zang, A., Wagner, F., Stanchits, S., Janssen, C., and Dresen, G. (2000). Fracture process zone in granite. *Journal of Geophysical Research*, 105(B10) :23651-23661.
- Ziv, A., Rubin, A., and Kilb, D. (2003). Spatiotemporal analyses of earthquake productivity and size distribution : observations and simulations. Bulletin of the Seismological Society of America, 93(5) :2069-2081.

RÉSUMÉ

Notre étude expérimentale se focalise sur l'influence des microstructures ou aspérités dans la propagation de la rupture le long d'une interface rugueuse. Le montage expérimental permet de suivre optiquement et acoustiquement la propagation de la rupture entre deux plaques de Plexiglas, dont une des faces a été rendue rugueuse par sablage, qui sont thermocollées. La morphologie du front de rupture est étudiée en terme de coefficient de rugosité, qui quantifie le caractère auto-affine des fronts, pour essayer d'en déduire les mécanismes de fracturation sousjacents. Nos analyses montrent que la valeur de ce coefficient diffère selon qu'on considère les grandes ou petites échelles. Ces deux régimes se retrouvent quel que soit le dépolissage utilisé ou l'échelle d'observation. À petites échelles, la rugosité du front serait due à la coalescence de microfractures alors qu'aux plus grandes échelles, les interactions élastiques longue portée dominent et influencent la morphologie du front. La dynamique de la propagation du front de rupture est gouvernée par des avalanches locales et irrégulières avec de larges fluctuations de vitesse. Ces évènements sont rangés dans des catalogues similaires aux catalogues de sismicité, puis étudiés avec les mêmes méthodes statistiques. Malgré des différences dans le mode de fracturation, dans le système d'acquisition et dans les échelles de temps, les distributions spatiales, temporelles et de moments des catalogues expérimentaux obéissent aux mêmes lois d'échelle, avec des exposants de même ordre, que les distributions correspondantes pour les séismes. Ces résultats suggèrent que la dynamique de propagation de la rupture est contrôlée par les interactions élastiques entre les microstructures qui composent le milieu. Des analyses préliminaires des émissions acoustiques générées lors de la propagation du front de fracture montrent également une forte corrélation entre évènements optiques et acoustiques.

ABSTRACT

Our experimental study focuses on the influence of microstructures or asperities on rupture propagation along a rough interface. The experimental setup allows to follow optically and acoustically the rupture propagation between two rough thermally annealed Plexiglas plates. The rupture front morphology is analysed in terms of roughness coefficient which quantifies the self-affine characteristics of the fronts to try to deduce the underlying fracture mechanisms. Our studies show that the coefficient value changes between the small and large length scales. These two scaling regimes are found whatever the sandblasting procedure or the observation scale. The front roughness at small scales would be a consequence of the coalescence of microfractures whereas the long-range elastic interactions dominate and influence the front morphology at large scales. The rupture front propagation dynamics is governed by local and irregular avalanches with large velocity fluctuations. These events are ranked in catalogs similar to seismicity catalogs and analysed with the same statistical methods. Despite differences in fracture mode, acquisition system and time scales, spatial, temporal and moment distributions of experimental catalogs obey the same scaling laws with similar exponents as the corresponding distributions for earthquakes. These results suggest that the rupture propagation dynamics is controled by elastic interactions between microstructures within the material. Preliminary analyses of acoustic emissions generated during the propagation of the fracture front show also a strong correlation between optical and acoustical events.