HAL
open science

Initiation, propagation, arrêt et redémarrage de fissures sous impact

David Grégoire

To cite this version:

David Grégoire. Initiation, propagation, arrêt et redémarrage de fissures sous impact. Mécanique [physics.med-ph]. INSA de Lyon, 2008. Français. NNT : . tel-00418626

HAL Id: tel-00418626

https://theses.hal.science/tel-00418626

Submitted on 28 Oct 2009

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

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

N˚d'ordre : 2008-ISAL-0076 Année 2008

THÈSE

INITIATION, PROPAGATION, ARRÊT ET REDÉMARRAGE DE FISSURES SOUS IMPACT.

Présentée devant
l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

pour obtenir
le Grade de Docteur

École doctorale :
Mécanique, Énergétique, Génie Civil, Acoustique

Spécialité :
MÉCANIQUE - GÉNIE MÉCANIQUE - GÉNIE CIVIL

par

DAVID GRÉGOIRE

Thèse soutenue le 24 Octobre 2008 devant la Commission d'examen

Jury MM.

ALAIN COMBESCURE	Professeur - **Directeur**	LaMCoS - INSA de Lyon
LAURENT DAUDEVILLE	Professeur - **Rapporteur**	3S-R - UJF de Grenoble
JACKY FABIS	Ingénieur de Recherche	ONERA - Centre de Lille
GÉRARD GARY	Directeur de Recherche CNRS	LMS - École Polytechnique
DOMINIQUE LEGUILLON	Directeur de recherche CNRS- **Président**	IJLRA - Paris VI
HUBERT MAIGRE	Chargé de recherche CNRS - **Directeur**	LaMCoS - INSA de Lyon
DANIEL RITTEL	Professeur - **Rapporteur**	Technion - IIT Haifa
HERVÉ TRUMEL	Chercheur	CEA - Le Ripault

LaMCoS - INSA de Lyon - CNRS UMR5259
20, avenue Albert Einstein, 69621 Villeurbanne Cedex, France

Résumé

Les risques liés à la propagation de fissures sous impact sont encore très difficiles à estimer. La détermination de critères de rupture dynamique uniquement à partir de résultats expérimentaux reste délicate. Ainsi la première étape pour valider des lois de propagation de fissures sous impact passe par le développement d'outils de simulation numérique. Depuis les années 1970, de nombreux codes de calcul mécanique ont été dédiés à l'étude de la propagation de fissures, notamment dans le cas du phénomène de fatigue. La principale difficulté consiste dans la nécessité de suivre la géométrie de la fissure au cours du temps. Ces dernières années, des méthodes alternatives basées sur la partition de l'unité ont permis une description implicite des discontinuités mobiles. C'est le cas de la méthode des éléments finis étendue (X-FEM) qui paraît particulièrement adaptée à la simulation de la propagation dynamique de fissures sous chargement mixte où les trajets de fissures ne sont pas connus *a priori*. Si ces outils numériques permettent maintenant de représenter l'avancée dynamique d'une fissure, les résultats numériques doivent être comparés à des résultats expérimentaux pour s'assurer que les lois introduites sont physiquement fondées. Notre objectif est donc de développer conjointement des techniques expérimentales fiables et un outil de simulation numérique robuste pour l'étude des phénomènes hautement transitoires que sont l'initiation, la propagation, l'arrêt et le redémarrage de fissures sous impact.

Des expériences de rupture dynamique ont donc été réalisées sur du Polyméthacrylate de méthyle (PMMA) durant lesquelles la mixité du chargement varie et des arrêts et redémarrages de fissures se produisent. Deux bancs d'essai différents ont été utilisé, le premier basé sur la technique des barres de Hopkinson (ou barres de Kolsky), le second mettant en jeu un vérin rapide. Le PMMA étant transparent, la position de la fissure au cours de l'essai a été acquise grâce à des caméras rapides mais aussi en utilisant un extensomètre optique (Zimmer), habituellement dédié à la mesure de déplacements macroscopiques d'un contraste noir/blanc. L'utilisation de cet extensomètre pour suivre la fissure au cours de l'essai a permis d'obtenir une localisation très précise de la pointe de la fissure en continu, permettant ainsi l'étude des phases transitoires de propagation. Afin d'étudier le même phénomène dans des matériaux opaques comme les aluminium aéronautiques (Al 7075), des techniques de corrélation d'images numériques ont été employées en mouchetant les éprouvettes impactées. De nouveaux algorithmes ont été développés afin de traiter les images issues d'une caméra ultra-rapide (jusqu'à 400 000 images par seconde).

Plusieurs géométries ont été envisagées afin d'étudier différents cas de propagation dynamique : initiation en mode I pur, initiation en mode mixte, propagation, arrêt, redémarrage, interaction entre deux fissures, influence d'un trou sur le trajet d'une fissure, branchement dynamique de fissures. Ces expériences ont ensuite été reproduites numériquement afin de valider les algorithmes et les critères de rupture choisis.

MOTS-CLÉS : rupture dynamique, mode mixte de rupture, arrêt de fissures, propagation de fissures, interaction entre fissures, branchement dynamique, méthode des éléments finis étendue (X-FEM), barres de Hopkinson, Kolsky, PMMA, localisation de fissures, corrélation d'images numériques, caméra ultra-rapide.

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	**CHIMIE DE LYON** **http://sakura.cpe.fr/ED206** M. Jean Marc LANCELIN Insa : R. GOURDON	M. Jean Marc LANCELIN Université Claude Bernard Lyon 1 Bât CPE 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 13 95 Fax : lancelin@hikari.cpe.fr
E.E.A.	**ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE** **http://www.insa-lyon.fr/eea** M. Alain NICOLAS Insa : D. BARBIER ede2a@insa-lyon.fr Secrétariat : M. LABOUNE AM. 64.43 – Fax : 64.54	M. Alain NICOLAS Ecole Centrale de Lyon Bâtiment H9 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél : 04.72.18 60 97 Fax : 04 78 43 37 17 eea@ec-lyon.fr Secrétariat : M.C. HAVGOUDOUKIAN
E2M2	**EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION** **http://biomserv.univ-lyon1.fr/E2M2** M. Jean-Pierre FLANDROIS Insa : H. CHARLES	M. Jean-Pierre FLANDROIS CNRS UMR 5558 Université Claude Bernard Lyon 1 Bât G. Mendel 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cédex Tél : 04.26 23 59 50 Fax 04 26 23 59 49 06 07 53 89 13 e2m2@biomserv.univ-lyon1.fr
EDIIS	**INFORMATIQUE ET INFORMATION POUR LA SOCIETE** http://ediis.univ-lyon1.fr M. Alain MILLE Secrétariat : I. BUISSON	M. Alain MILLE Université Claude Bernard Lyon 1 LIRIS - EDIIS Bâtiment Nautibus 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72. 44 82 94 Fax 04 72 44 80 53 ediis@liris.cnrs.fr - alain.mille@liris.cnrs.fr
EDISS	**INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTE** Sec : Safia Boudjema M. Didier REVEL Insa : M. LAGARDE	M. Didier REVEL Hôpital Cardiologique de Lyon Bâtiment Central 28 Avenue Doyen Lépine 69500 BRON Tél : 04.72.68 49 09 Fax :04 72 35 49 16 Didier.revel@creatis.uni-lyon1.fr
Matériaux	**MATERIAUX DE LYON** M. Jean Marc PELLETIER Secrétariat : C. BERNAVON 83.85	M. Jean Marc PELLETIER INSA de Lyon MATEIS Bâtiment Blaise Pascal 7 avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cédex Tél : 04.72.43 83 18 Fax 04 72 43 85 28 Jean-marc.Pelletier@insa-lyon.fr
Math IF	**MATHEMATIQUES ET INFORMATIQUE FONDAMENTALE** M. Pascal KOIRAN Insa : G. BAYADA	M.Pascal KOIRAN Ecole Normale Supérieure de Lyon 46 allée d'Italie 69364 LYON Cédex 07 Tél : 04.72.72 84 81 Fax : 04 72 72 89 69 Pascal.koiran@ens-lyon.fr Secrétariat : Fatine Latif - latif@math.univ-lyon1.fr
MEGA	**MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE** M. Jean Louis GUYADER Secrétariat : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12	M. Jean Louis GUYADER INSA de Lyon Laboratoire de Vibrations et Acoustique Bâtiment Antoine de Saint Exupéry 25 bis avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél :04.72.18.71.70 Fax : 04 72 18 87 12 mega@lva.insa-lyon.fr
ScSo	**ScSo*** M. BRAVARD Jean Paul Insa : J.Y. TOUSSAINT	M. BRAVARD Jean Paul Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Tél : 04.78.69.72.76 Fax : 04.37.28.04.48 Jean-paul.bravard@univ-lyon2.fr

*ScSo : Histoire, Geographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

Remerciements

Mes premières pensées vont à mes directeurs de thèse. Je voudrais remercier **Alain Combescure** pour m'avoir accueilli dans son laboratoire et pour m'avoir encadré depuis le master jusqu'à la rédaction de ce mémoire de thèse. C'est un honneur d'avoir pu m'initier à la recherche à ses cotés. De la même manière, je voudrais remercier **Hubert Maigre** de m'avoir suivi au quotidien durant ces années. Il m'a transmis son goût des sciences expérimentales qui demandent à la fois rigueur et fantaisie. J'espère avoir acquis à ses cotés quelques unes de ses qualités de chercheur et d'expérimentateur.

Je voudrais également exprimer toute ma gratitude aux autres membres du jury : **Dominique Leguillon** pour avoir accepté de présider le jury ; **Daniel Rittel** et **Laurent Daudeville** pour avoir assumé la lourde tâche de relire et rapporter mon mémoire ; **Gérard Gary**, **Jacky Fabis** et **Hervé Trumel** pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail. Merci à tous pour vos remarques et conseils précieux.

Durant ces années de thèse, j'ai eu la chance de partager le quotidien de plusieurs équipes de recherches dans différents laboratoires. Je veux saluer ici toute l'équipe *Dynamique* du ***L**aboratoire de **M**écanique des **S**olides* de l'*École Polytechnique* et notamment **Gérard Gary**, **Raymond Barre** et **Vincent de Greef**. Je veux également remercier toute l'équipe ***C**onception et **R**ésistance **D**ynamique* du ***D**épartement **A**éroélasticité et **D**ynamique des **S**tructures* du centre de Lille de l'*ONERA* et notamment **Éric Deletombe**, **Jacky Fabis**, **Alain Deudon** et **Jean-Michel Mortier**. Merci à tous pour votre accueil, vos conseils et votre aide lors des expériences réalisées. Je veux également témoigner de mon amitié envers **Rafael Estevez**, **Diégo Scriba** et **Guy Massal** du laboratoire *MATEIS* de l'*INSA de Lyon* avec qui j'ai eu plaisir à collaborer.

Bien entendu, je n'oublie pas le ***La**boratoire de **M**écanique des **Co**ntacts et des **S**tructures* qui m'a accueilli en son sein durant ses années. Ne pouvant nommer tout le monde et pour n'oublier personne, je salue toute l'équipe ***M**écanique des **S**tructures et des **E**ndommagements* dans laquelle j'ai eu plaisir à travailler au jour le jour. Je veux tout de même remercier nommément quelques personnes avec qui j'ai pu tisser des liens particuliers, humainement et professionnellement. Merci à **Isabelle** pour son efficacité. Merci à **Julien** pour ses conseils (enrichis !), son accueil (à Lille, à Gratoux ou à Dieulefit) et son soutien dans le monde ELFE-ique. Merci à **Fabrice** pour ses conseils, ses barbecues à Novet et son soutien dans l'univers tortueux et légèrement désuet de Visual Basic. Merci à **Georges** et **Momo** du *CEREP*. Merci à **Patrice** et à *Mecanium* pour mon premier contrat post-thèse (!). Merci à tous les collègues et amis des plateaux doctorants. Merci à **Pierre** pour son aide lors des essais quasistatiques et son accueil altiligérien (avec **Camille** et le soleil !). Merci à **Tom-Tom** pour ses simulations, ses pièces jointes et son style dans les murs de bosses. Merci à **Stéph** pour son accueil vosgien et son style dans les murs de patinoires. Merci à **Thomas** pour avoir amorti la chute de mes éprouvettes avec son corps. Merci à **Tong** pour ses bonbons à la crevette. Merci à **Johann** pour les level set. Gamsa Hamnida à **Fabien**. Merci à **Romain** pour RATM. Merci à **Yann** pour le vin de Savoie et à **Michael** pour la mangue du Sénégal. Merci à **Anthony** pour les cartes du ciel les pieds dans l'eau et à **Michel** pour le cassoulet, le planteur et la moto. Merci à **Séb** et à tous les squasheurs. Enfin, et surtout, un grand merci au club *bobo* de la Croix-Rousse (**Diane**, **Manu**, **Scal** et **Julien**) et à son antenne *boubou* de la place Grand-Clément (**Annie** et **Nico**) pour la dépressurisation (afin d'éviter la dépression !), le Moulin Bourret, les cassages de poignet, les soirées pisco-pétanque (du Chili à la place Berthone), Husky Fish et tout le reste...

Je veux dédier ce mémoire à ma famille. À ma mère. À mes grands-parents qui m'ont élevé et porté jusqu'ici. À mes tantes, oncles, cousins et amis au milieu de qui je me suis construit.

Enfin, je voudrais dédier ce mémoire à ma femme, **Marie**, sans qui rien ne serait possible...

Table des matières

Résumé **iii**

Écoles doctorales **iv**

Remerciements **v**

Table des matières **x**

Table des figures **xiv**

Liste des tableaux **xv**

Introduction générale **1**

1 Études préliminaires. **5**
Introduction. 6
1.1 Mécanique de la rupture fragile en statique. 6
1.1.1 Généralités. 6
1.1.2 Analyse asymptotique. 7
1.1.2.1 Déplacements 7
1.1.2.2 Contraintes 8
1.1.3 Critères d'amorçage de la propagation. 8
1.1.3.1 Mode I pur 8
1.1.3.2 Mode mixte 9
1.2 Mécanique de la rupture fragile en dynamique. 11
1.2.1 Formulation du problème de référence. 11
1.2.2 Analyse asymptotique en dynamique. 12
1.2.2.1 Contraintes 13
1.2.2.2 Déplacements 14
1.2.3 Critères de propagation en dynamique. 14
1.2.4 Bilan énergétique et couplage thermomécanique. 17
1.3 Méthode des éléments finis étendue (X-FEM) 19
1.3.1 État de l'art des méthodes de simulation numérique. 19
1.3.1.1 Méthode des éléments finis 19
1.3.1.2 Méthode des éléments de frontières 19
1.3.1.3 Méthode sans maillage 19
1.3.1.4 Méthode des éléments finis étendue (X-FEM) 20
1.3.2 Discrétisation spatiale. 20
1.3.3 Discrétisation temporelle. 22
1.3.4 Stratégie de propagation et propriétés de conservation de l'énergie. 24
1.3.5 Calcul numérique des paramètres de fissuration. 25
1.4 Méthodes expérimentales pour l'étude de la rupture dynamique 28

1.4.1 Géométries d'éprouvettes de rupture dynamique. 28
1.4.1.1 Éprouvettes chargées statiquement 28
1.4.1.2 Éprouvettes chargées dynamiquement 30
1.4.2 Détection de l'amorçage et mesure de la position du front. 32
1.4.3 Aspects physiques de la rupture dynamique. 34
Conclusion. 36
Bibliographie. 37

2 Mesure expérimentale des paramètres de fissuration dynamique. 45
Introduction. 46
2.1 Dispositifs d'essais. 46
2.1.1 Matériaux étudiés. 46
2.1.1.1 Polyméthacrylate de méthyle (PMMA). 46
2.1.1.2 Alliage d'aluminium aéronautique (Al 7075 T651). 50
2.1.2 Géométrie des éprouvettes utilisées. 50
2.1.3 Différents types de bancs d'essai utilisés. 52
2.1.3.1 Banc d'essai utilisant un vérin rapide. 53
2.1.3.2 Banc d'essai utilisant un système de barres de Hopkinson (SHBP) . . 56
2.2 Mesure de la vitesse du front d'une fissure se propageant en régime transitoire. 64
2.2.1 Appareils photographiques. 64
2.2.1.1 Présentation de la méthode 64
2.2.1.2 Application à un cas de propagation dynamique en mode mixte 64
2.2.2 Extensomètre optique (Zimmer). 70
2.2.2.1 Présentation de la méthode 70
2.2.2.2 Application à des cas de propagation dynamique en mode I pur 71
2.2.3 Localisation de fissure par corrélation d'images numériques. 74
2.2.3.1 Principe général de la corrélation d'images numériques 74
2.2.3.2 Algorithme de localisation de fissure 77
2.2.3.3 Application à un cas de propagation dynamique en mode mixte 82
2.3 Estimation des facteurs d'intensité des contraintes par corrélation d'images 89
2.3.1 Cas artificiel d'une géométrie de fissure connue. 89
2.3.2 Cas artificiel d'une géométrie de fissure inconnue. 92
2.3.3 Application à un cas de rupture par fatigue en mode I pur. 98
2.3.4 Application à un cas de propagation dynamique en mode mixte 102
2.4 Algorithme de corrélation espace-temps global. 103
2.4.1 Cadre théorique 103
2.4.2 Application à un cas de propagation dynamique en mode mixte 105
Conclusion. 112
Bibliographie. 113

3 Obtention et validation de critéres de rupture dynamique 115
Introduction. 116
3.1 Validation de critères de rupture dynamique par simulation numérique. 116
3.1.1 Pas de temps / pas d'espace. 116
3.1.2 Modélisation fine des conditions aux limites. 120
3.1.3 Discussion sur les propriétés matériaux du PMMA 124
3.1.4 Choix de la loi d'évolution de la propagation 125
3.2 Simulation numérique des essais de rupture dynamique présentés dans la partie 2 128

3.2.1 Application à un cas de propagation dynamique en mode mixte 128
3.2.1.1 Estimation de K_{Id} à l'aide de l'angle d'initiation. 128
3.2.1.2 Simulations numériques avec propagation. 130
3.2.2 Application à un cas de propagation dynamique en mode mixte 135
3.2.3 Application à des cas de propagation dynamique en mode I pur 137
3.3 Influence du taux de chargement et du rayon de la pré-entaille. 141
3.3.1 Études expérimentales de l'influence du taux de chargement 141
3.3.2 Étude numérique d'un essai. 144
3.3.3 Justifications à l'aide d'une approche microscopique du craquelage. 145
3.4 De la validation de critères au design expérimental. 147
Conclusion. 148
Bibliographie. 148

4 Aspects physiques de la rupture dynamique 151
Introduction. 152
4.1 Trajets de fissures 152
4.1.1 Influence de la présence d'un trou sur le trajet de fissure. 152
4.1.2 Interaction entre deux fissures. 159
4.1.2.1 Interactions entre deux fissures radiales symétriques 159
4.1.2.2 Interactions entre deux fissures entrant en collision. 169
4.2 Formes caractéristiques relevées sur les faciès de rupture rapide dans le PMMA 175
4.2.1 Observations d'empreintes coniques 175
4.2.2 Évolution de la densité d'empreintes avec la vitesse de propagation 175
4.2.3 Origines et intérêts expérimentaux 179
Conclusion. 179
Bibliographie. 180

5 Perspectives et nouveaux défis. 181
Introduction. 182
5.1 Étude expérimentale du branchement dynamique de fissures. 182
5.1.1 Description du phénomène. 182
5.1.2 Influence de la vitesse de propagation sur le nombre de branches crées. 183
5.2 Prise en compte d'effets tridimensionnels et d'effets de plasticité. 188
5.2.1 Généralité sur la forme du front dans l'épaisseur. 188
5.2.2 Étude de la rupture dynamique tridimensionnelle dans le PMMA. 188
5.2.3 Rupture dynamique d'un alliage aéronautique (Aluminium 7075 T651). 192
Conclusion. 193
Bibliographie. 195

Conclusion générale 197

Bibliographie Générale 199

Annexes 208

A Conservation de l'énergie discrétisée durant la propagation. 209

B Détection d'un front de fissure à l'aide d'un extensomètre optique de déplacement. 210

C Détail de tous les essais réalisés. 213
C.1 Caractéristiques des barres et impacteurs utilisés. 213
C.1.1 Banc Nylon (LMS, École Polytechnique) 213
C.1.2 Banc Marval (LMS, École Polytechnique) 215
C.1.3 Banc Aluminium (CRD, DADS, ONERA-Lille) 216
C.2 Essais Octobre 2004 (Partenariat LMS, École Polytechnique). 217
C.3 Essais Novembre 2004 (Partenariat LMS, École Polytechnique). 219
C.4 Essais Août 2005 (Partenariat CRD, DADS, ONERA-Lille). 222
C.5 Essais Mars 2006 (Partenariat CRD, DADS, ONERA-Lille). 223
C.6 Essais Avril 2006 (Partenariat LMS, École Polytechnique). 224
C.7 Essais Mars 2007 (Partenariat LMS, École Polytechnique). 226
C.8 Essais Août 2007 (Partenariat CRD, DADS, ONERA-Lille). 233
C.9 Essais Février 2008 (Partenariat LMS, École Polytechnique). 238

Table des figures

1.1 *Fissure dans un milieu continu.* . . . 6
1.2 *Différents modes de rupture.* . . . 7
1.3 *Définition du repère locale au voisinage du front d'une fissure.* . . . 7
1.4 *Problème de référence.* . . . 11
1.5 *Évolution de l'intensité des contraintes circonférentielles* . . . 16
1.6 *Enrichissements ajoutés à l'approximation classique éléments finis* . . . 21
1.7 *Nouveaux enrichissements ajoutés lors de la propagation* . . . 24
1.8 *J-domaine et champ d'extension virtuelle pour une fissure courbe (Réthoré, 2005).* . . . 27
1.9 *Éprouvettes chargées statiquement.* . . . 29
1.10 *Éprouvettes chargées dynamiquement.* . . . 31
1.11 *Détection de l'amorçage par jauges de déformation (Maigre and Rittel, 1993).* . . . 33
1.12 *Cas d'une fissure mal détectée (éprouvette CT - acier Marval).* . . . 33
1.13 *Géométrie des coniques observées sur des faciès de PMMA (Ravi-Chandar, 2004).* . . . 35
1.14 *Influence de la vitesse de propagation sur la forme des coniques* . . . 35

2.1 *Structure du PMMA ($C_5O_2H_8)_n$.* . . . 47
2.2 *Comportement classique d'un polymère amorphe en compression uniaxiale.* . . . 47
2.3 *Courbe brute de traction et géométrie de l'éprouvette de PMMA.* . . . 48
2.4 *Observation d'une craquelure (Beahan et al. (1973) reprise par Saad-Gouider (2005)).* . . . 49
2.5 *Géométrie générale des éprouvettes testées.* . . . 51
2.6 *Conversion des ondes de compression en ondes de traction.* . . . 51
2.7 *Différentes configurations de pré-entailles.* . . . 52
2.8 *Autres configurations d'éprouvettes et de pré-entailles :* . . . 52
2.9 *Photographies du banc d'essai au vérin rapide (ONERA-Lille).* . . . 53
2.10 *Schéma du banc d'essai au vérin rapide.* . . . 54
2.11 *Quantités mécaniques observables récoltées lors d'un essai au vérin rapide.* . . . 55
2.12 *Photographies du banc d'essai aux barres de Hopkinson.* . . . 56
2.13 *Schéma du banc d'essai aux barres de Hopkinson.* . . . 57
2.14 *Système de barres de Hopkinson utilisé pour des essais de compression dynamique.* . . . 58
2.15 *Banc SHPB - Transport des ondes aux interfaces.* . . . 60
2.16 *Banc SHPB - Interfaces entrantes et sortantes.* . . . 61
2.17 *Banc SHPB - Quantités mécaniques brutes.* . . . 62
2.18 *Banc SHPB - Quantités mécaniques après transfert aux interfaces.* . . . 62
2.19 *Banc SHPB - Influence d'une rondelle en mousse sur la montée en charge.* . . . 63
2.20 *Octobre 2004 - Placement des jauges et dimensions des barres.* . . . 64
2.21 *Grille et capteur pour la mesure de la vitesse de sortie de l'impacteur.* . . . 65
2.22 *Octobre 2004 - Géométrie des éprouvettes testées.* . . . 65
2.23 *Octobre 2004 - Signaux de jauges bruts.* . . . 66
2.24 *Octobre 2004 - Vitesses entrantes et sortantes aux interfaces barres/éprouvettes.* . . . 66
2.25 *Octobre 2004 - Éprouvette post mortem* . . . 66
2.26 *Octobre 2004 - Photographies du front (temps : $216\ \mu s$, $226\ \mu s$ et $246\ \mu s$).* . . . 67
2.27 *Octobre 2004 - Histoire de l'abscisse du front de fissure.* . . . 68

2.28 *Limites d'acquisition des appareils optiques classiques* 69
2.29 *Zimmer utilisé classiquement pour la mesure de déplacement macroscopique* 70
2.30 *Zimmer utilisé pour la localisation d'un front de fissure* 70
2.31 *Avril 2006 - Géométrie des éprouvettes testées.* 71
2.32 *Avril 2006 - Histoire de l'abscisse du front de fissure (vitesse d'impact :* $9.5\ m/s$*)* 72
2.33 *Avril 2006 - Histoire de l'abscisse du front de fissure (vitesse d'impact :* $7.4\ m/s$*)* 73
2.34 *Image de référence et image déformée* 74
2.35 *Pattern initial et pattern déformé* 75
2.36 *Image de référence et image artificiellement déformée.* 76
2.37 *Déplacement vertical estimé avec un outil de corrélation d'images standard* 77
2.38 *Discontinuité entre deux points* M *et* N 78
2.39 *Différentes positions d'une discontinuité dans un pattern* 79
2.40 *Évolution du critère de discontinuités sur l'image de référence.* 80
2.41 *Évolution du critère de discontinuités après seuillage.* 81
2.42 *Résultats de la localisation de fissure pour un cas-test artificiel (*$9x9$ *pixels).* 81
2.43 *Résultats de la localisation de fissure pour un cas-test artificiel (*$2x2$ *pixels)* 82
2.44 *Mars 2006 - Géométrie de l'éprouvette sous chargement mixte* 83
2.45 *Photographies et schéma de la caméra ultra-rapide.* 84
2.46 *Mars 2006 - Films des 32 images de la propagation.* 85
2.47 *Mars 2006 - Résultats de la localisation pour différentes tailles de grille.* 87
2.48 *Mars 2006 - Ep10 - Histoire de la position du front (Impact par vérin rapide à* $10\ m/s$*)* . 88
2.49 *Image de référence, grille et image artificiellement déformée.* 90
2.50 *Comparaison de l'évolution du saut de déplacement le long d'une fissure artificielle.* . . 91
2.51 *Image de référence, image artificiellement déformée, grille et résultat* 92
2.52 *Évolution du carré du saut de déplacement le long d'une fissure artificielle.* 93
2.53 *Évolution du coefficient* α *et de l'erreur en fonction de la taille de grille.* 94
2.54 *Image de référence, image artificiellement déformée, grille et résultat* 95
2.55 *Évolution du carré des sauts de déplacement le long d'une fissure artificielle.* 96
2.56 *Évolution du carré du saut de déplacement et optimisation de la position du front.* 97
2.57 *Géométrie en mm de l'éprouvette CT B40W80 (Elguedj, 2006).* 98
2.58 *Image de référence et image déformée pour l'essai de fatigue (Elguedj, 2006).* 99
2.59 *Grille et résultat de localisation de la fissure pour l'essai de fatigue.* 100
2.60 *Évolution du carré du saut de déplacement pour l'essai de fatigue.* 101
2.61 *Évolution de* K_I *et de l'erreur en fonction de la taille de grille pour l'essai de fatigue.* . 102
2.62 *Enrichissements ajoutés à description spatiale du champ de déplacement.* 104
2.63 *Comparaison des performances entre un calcul lié et un calcul indépendant.* 105
2.64 *Champ de déplacement de correction estimé entre 2 images d'un objet fixe.* 106
2.65 *Position des centres des images après correction cinématique.* 107
2.66 *Mars 2006 - Films des 31 images du champ de déplacement horizontal* U *calculé.* 109
2.67 *Mars 2006 - Films des 30 images du saut de déplacement calculé.* 110
2.68 *Mars 2006 - Films des 30 images du saut de déplacement calculé (suite).* 111
2.69 *Mars 2006 - Ep10 - Comparaison des histoires expérimentales des positions du front* . . 112

3.1 *Différents maillages Cast3m et Elfe3D.* 117
3.2 *Comparaison Cast3m/Elfe3D de l'évolution de* K_I *pour différents maillages.* 118
3.3 *Maillage utilisé pour la simulation des éprouvettes à un trou.* 119
3.4 *Conditions aux limites pour la simulation des essais au vérin rapide.* 120
3.5 *Cas d'une barre sortante entièrement maillée.* 121

3.6 *Impédance : Problème test 1D. Évolution des forces et vitesses.* 122
3.7 *Impédance : Problème test 1D. Contrainte de Von Mises au court du temps.* 123
3.8 *Conditions aux limites pour la simulation des essais aux barres de Hopkinson.* 124
3.9 *Loi d'évolution de la propagation issue des essais de Rosakis and Freund (1982)* 126
3.10 *Loi d'évolution de la propagation issue de Zhou et al. (2005).* 126
3.11 *Critère de propagation adopté pour la simulation numérique des essais.* 127
3.12 *Octobre 2004 - EP05 - Angle d'initiation* 128
3.13 *Octobre 2004 - EP05 - Évaluation de la ténacité dynamique d'initiation* K_{1d}. 129
3.14 *Octobre 2004 - Comparaison des trajets de fissures,* $K_{1d} = 1.47\ MPa\sqrt{m}$. 130
3.15 *Octobre 2004 - Comparaison des histoires d'avancées du front,* $K_{1d} = 1.47\ MPa\sqrt{m}$. . 131
3.16 Octobre 2004 - Zoom sur la pré-entaille initiale et sur la fissure après l'initiation. 132
3.17 *Octobre 2004 - Comparaison des trajets de fissures.* 133
3.18 *Octobre 2004 - Comparaison des histoires d'avancées du front.* 133
3.19 *Octobre 2004 - Comparaison des histoires des vitesses entrante et sortante.* 134
3.20 *Mars 2006 - Maillage, conditions aux limites et pré-entaille initiale.* 135
3.21 *Mars 2006 - Maillage et trajet de fissure numérique.* 135
3.22 *Mars 2006 - Comparaisons numériques et expérimentales* 136
3.23 *Avril 2006 - Maillage et pré-entaille initiale pour l'essai EP01.* 137
3.24 *Avril 2006 - Maillage et trajet de fissure pour l'essai EP01.* 138
3.25 *Avril 2006 - Comparaison des histoires de la position du front pour l'essai EP01.* 138
3.26 *Avril 2006 - Maillage et pré-entaille initiale pour l'essai EP08bis.* 139
3.27 *Avril 2006 - Maillage et trajet de fissure pour l'essai EP08bis.* 139
3.28 *Avril 2006 - Comparaison des histoires de la position du front pour l'essai EP08bis.* . . . 140
3.29 *Mars 2007 - Géométrie des éprouvettes testées.* 141
3.30 *Mars 2007 - Histoires brutes des positions du front de fissure.* 142
3.31 *Mars 2007 - Histoires corrigées des positions du front de fissure.* 143
3.32 *Mars 2007 - Ep040 - Comparaisons des résultats expérimentaux et numériques.* 144
3.33 *Influence du taux de chargement et de la taille du rayon d'entaille* 146
3.34 *Avril 2006 - Ep01 - Vue du front au miscroscope optique* 147

4.1 *Mars 2006 - Ep04 - Géométrie présentant un trou sur le trajet de fissure.* 153
4.2 *Mars 2006 - Ep04 - Pré-entaille initiale et pré-fissure initiée par "tapping".* 153
4.3 *Mars 2006 - Ep04 - Film de la propagation* 154
4.4 *Mars 2006 - Ep04 - Histoire de la position du front (Impact par vérin rapide à* $10\ m/s$*)* . 155
4.5 *Mars 2006 - Ep04 - Maillage et conditions limites pour la réponse dynamique.* 156
4.6 *Mars 2006 - Ep04 - Maillage et trajet de fissure pour la réponse dynamique.* 156
4.7 *Mars 2006 - Ep04 - Comparaisons des résultats expérimentaux et numériques.* 157
4.8 *Mars 2006 - Ep04 - Maillage et conditions limites pour la réponse statique.* 158
4.9 *Mars 2006 - Ep04 - Maillage et trajet de fissure pour la réponse statique.* 158
4.10 *Géométrie des éprouvettes Ep07 (Octobre 2004) et EP12 (Novembre 2004).* 160
4.11 *Photographies post-mortem des éprouvettes* 160
4.12 *Superposition des trajets post-mortem des éprouvettes* 161
4.13 *Novembre 2004 - Ep12 - Maillage et pré-entaille initiale.* 162
4.14 *Novembre 2004 - Ep12 - Mesure de l'angle d'initiation sur le trajet post-mortem.* 162
4.15 *Novembre 2004 - Ep12 - Évaluation de la ténacité dynamique d'initiation.* 163
4.16 *Novembre 2004 - Ep12 - Maillage et trajet de propagation.* 163
4.17 *Novembre 2004 - Ep12 - Comparaison des trajets de propagation* 164
4.18 *Novembre 2004 - Ep12 - Comparaison des histoires des positions du front.* 164

4.19 *Novembre 2004 - Ep12 - Maillage fin et trajet de propagation.* 165
4.20 *Novembre 2004 - Ep12 - Comparaison des trajets de propagation* 166
4.21 *Novembre 2004 - Ep12 - Comparaison des histoires des positions du front.* 166
4.22 *Novembre 2004 - Ep12 - Chevauchement des J-domaines* 167
4.23 *Novembre 2004 - Ep05-11 - Autres géométries avec deux fissures.* 168
4.24 *Novembre 2004 - Ep11 - Position de l'éprouvette entre les barres.* 168
4.25 *Novembre 2004 - Ep11 - Photographie post-mortem.* 169
4.26 *Conception d'une géométrie originale à deux trous et deux fissures.* 169
4.27 *Paramètres d'optimisation de la géométrie à deux trous et deux fissures.* 170
4.28 *Maillage à deux trous et deux fissures.* 170
4.29 *Trajets de propagation obtenus avec deux trous et deux fissures.* 171
4.30 *Février 2008 - Ep017 - Trajet de fissure post-mortem et zoom sur la zone de coalescence.* 171
4.31 *Février 2008 - Ep017 - Histoire expérimentale des positions des fronts de fissures.* 172
4.32 *Comparaison des histoires des positions des fronts.* 173
4.33 *Coalescence de deux fissures soumises à chargement quasi-statique (Melin, 1983).* 174
4.34 *Empreintes coniques caractéristiques d'un faciès de rupture dynamique dans le PMMA.* 176
4.35 *Reconstruction 3D par couches d'une conique.* 177
4.36 *Mars 2007 - Ep06 - Évolution de la densité d'empreintes le long d'un trajet de fissure.* . 177
4.37 *Mars 2007 - Ep06 - Zoom sur la zone d'arrêt.* 178
4.38 *Augmentation de la densité d'empreintes avec la vitesse de propagation.* 178

5.1 *Géométrie des éprouvettes de branchement dynamique.* 183
5.2 *Photographies post-mortem des éprouvettes de branchement dynamique.* 185
5.3 *Clichés de la propagation lors des essais de branchement dynamique.* 187
5.4 *Février 2008 - Géométrie des essais avec propagation tridimensionnelle.* 188
5.5 *Février 2008 - Ep052 - Éprouvette post-mortem ($\alpha = 22^o$).* 189
5.6 *Février 2008 - Ep052 - Zooms de l'éprouvette post-mortem ($\alpha = 22^o$).* 190
5.7 *Comportement d'une fissure chargée en mode I+III (issue de Leblond (2003)).* 190
5.8 *Février 2008 - Ep052 - Histoire brute des positions du front de fissure.* 191
5.9 *Août 2007 - Géométrie des éprouvettes.* 192
5.10 *Février 2008 - Photographies post-mortem d'éprouvettes d'aluminium.* 194
5.11 *Février 2008 - Observations au microscope confocal.* 195

B.1 *Zimmer utilisé classiquement pour la mesure de déplacement macroscopique* 210
B.2 *Schéma d'ensemble d'un extensomètre optique (Zimmer).* 211
B.3 *Zimmer utilisé pour la localisation d'un front de fissure* 212
B.4 *Copie d'écran du logiciel d'acquisition.* 212

C.1 *Banc Nylon - Photographies des impacteurs utilisés.* 214
C.2 *Banc Marval - Photographies des impacteurs utilisés.* 215
C.3 *Mars 2007 - Situation des éprouvettes dans la plaque de PMMA (épaisseur $10\ mm$)* . . . 226
C.4 *Août 2007 - Situation des éprouvettes dans la plaque d'aluminium (épaisseur $10\ mm$)* . 233
C.5 *Février 2008 - Situation des éprouvettes dans les plaques de PMMA* 238

Liste des tableaux

2.1 *Octobre 2004 - Propriétés mécaniques statiques des éprouvettes de PMMA.* 49
2.2 *Aout 2007 - Propriétés mécaniques statiques des éprouvettes d'aluminium.* 50
2.3 *Propriétés mécaniques des barres en nylon.* 58
2.4 *Octobre 2004 - Vitesses de sortie de l'impacteur (pression imposée :* $1.2\ bar$*).* 64
2.5 *Caractéristiques des extensomètres optiques (Zimmer).* 71
2.6 *Propriétés mécaniques et paramètres principaux pour l'essai de fatigue (Elguedj, 2006).* 99

3.1 *Octobre 2004 - Propriétés matériaux du PMMA choisies pour les simulations numériques.* 125
3.2 *Mars 2007 - Conditions expérimentales.* 141

5.1 *Février 2008 - Caractéristiques des essais de branchement dynamique.* 183

B.1 *Caractéristiques des extensomètres optiques (Zimmer).* 211

C.1 *Banc Nylon - Caractéristiques des barres entrante et sortante.* 213
C.2 *Banc Nylon - Caractéristiques des impacteurs.* 214
C.3 *Banc Marval - Caractéristiques des barres entrante et sortante.* 215
C.4 *Banc Marval - Caractéristiques des impacteurs.* 215
C.5 *Banc Aluminium - Caractéristiques des barres entrante et sortante.* 216
C.6 *Banc Aluminium - Caractéristiques des impacteurs.* 216

Introduction générale.

Si les pères de la mécanique linéaire de la rupture[1] sont reconnus comme étant Griffith (1893-1963) et Irwin (1907-1998), les premières perceptions par l'homme du phénomène de rupture datent de l'époque préhistorique et de la fabrication d'outils par taille du silex (rupture fragile par clivage). Jusqu'au XVIe siècle, le phénomène de rupture est utilisé principalement pour l'extraction de blocs de matériau pour la construction (pyramides et obélisques égyptiennes, temples et pyramides méso-américaines, cathédrales et constructions moyenâgeuses, etc...) ou la fabrication d'outils (meulières gallo-romaines).

Les premiers travaux et approches mathématiques sur la rupture ont eu lieu entre le XVIe et le XVIIIe siécle. Leonardo da Vinci (1452-1519) étudia les effets d'échelle en rupture. Galileo Galilei (1564-1642) mis au point une machine d'essai de traction sur colonne de marbre et définit la notion de résistance absolue à la rupture. Georges-Louis Leclerc de Buffon (1707-1788) mis au point un protocole expérimental de flexion trois points pour étudier le comportement élastique et la rupture du bois. Il définit ainsi la notion de facteur de sécurité pour le dimensionnement de structures en bois.

Le développement de techniques expérimentales d'étude de la rupture est lié au phénomène de révolution industrielle (XIXe siècle) et à l'apparition des premiers grands accidents dans le domaine des transports de masse. Le premier accident ferroviaire français (Meudon 1842) est vraisemblablement dû à la rupture par fatigue de l'essieu antérieur de la locomotive. A cette époque, Rankine (1820-1872) entreprend les premières études théoriques et expérimentales du phénomène de fatigue et Charpy (1865-1945) développe les premiers essais de résistance à l'impact des matériaux .

Les plus célèbres accidents dus au phénomène de rupture ont eu lieu au XXe siècle : rupture de la coque du Titanic par clivage (1912), rupture de plus de 200 navires Liberty Ship assemblés entièrement par soudage par la marine américaine durant la seconde guerre mondiale, crash du premier avion commercial propulsé par turboréacteur Comet en 1954 du fait de l'amorçage de fissures sur les coins des hublots rectangulaires et de la propagation de ces fissures par fatigue, naufrage du pétrolier Erika en 1999 par rupture de la structure et déversement de 10 000 tonnes de mazout en mer. De ce fait, durant la seconde moitié du XXe siècle, les efforts de recherche ont largement été portés sur l'étude des phénomènes d'amorçage et de croissance lente de fissures par fatigue et sur le développement de codes numériques capables de décrire et de reproduire les phénomènes expérimentalement observés.

Le développement des industries aéronautiques, spatiales, nucléaires et militaires durant les trente dernières années a contribué à l'étude du phénomène de rupture dynamique et principalement à l'étude de la propagation rapide de fissures dans des structures soumises à des chargements fixes ou faiblement variables. Du fait de l'avancée des capacités des codes de calcul modernes, la propagation dynamique de fissures sous impact (ou sous chargement fortement transitoire) qui avait été principalement étudiée d'un point de vue expérimentale par des laboratoires de recherche, fait maintenant l'objet d'études numériques et est intégrée dans le processus de dimensionnement des structures par certains industriels.

[1] La description historique est largement empruntée du cours en ligne de Guy Pluvinage : http ://www.unit.eu/Members/gtadmin/depotcours/MECANIQUErupture/index.html .

Cependant, les risques liés à la propagation dynamique de fissures sous impact sont encore très difficiles à estimer. D'une part, bien que de nombreuses expériences aient déjà été réalisées, l'obtention de résultats expérimentaux reste délicate, notamment si on cherche des conditions de chargement et de propagation particulières. D'autre part les outils de simulation numérique de propagation dynamique de fissure sont encore peu nombreux, difficiles d'emploi et intègrent des critères rudimentaires de propagation.

La détermination de critères de rupture dynamique à partir de résultats expérimentaux reste délicate. Il est difficile d'obtenir des propriétés matériaux intrinsèques uniquement à partir d'expériences de rupture dynamique. Ainsi la première étape pour valider des lois de propagation de fissures sous impact passe par le développement d'outils de simulation numérique.

Depuis les années 1970, de nombreux codes de calcul mécanique ont été dédiés à l'étude de la propagation de fissures, notamment dans le cas du phénomène de fatigue. La principale difficulté consiste dans la nécessité de suivre la géométrie de la fissure au cours du temps. Ces dernières années, des méthodes alternatives basées sur la partition de l'unité ont permis une description implicite des discontinuités mobiles. C'est le cas de la méthode des éléments finis étendue (X-FEM) qui paraît particulièrement adaptée à la simulation de la propagation dynamique de fissures sous chargement mixte où les trajets de fissures ne sont pas connus *a priori*.

Si ces outils de calcul permettent maintenant de représenter l'avancée dynamique d'une fissure, les résultats numériques doivent être comparés à des résultats expérimentaux pour s'assurer que les lois introduites sont physiquement fondées. En effet, le couplage fort matériau - structure - chargement transitoire implique un nombre important de paramètres inconnus pour représenter la réalité du phénomène de rupture dynamique. Il est donc nécessaire de réaliser une multitude d'essais numériques. Par ailleurs, plusieurs combinaisons de ces paramètres fournissant une solution numérique plausible, il n'est pas simple de discerner quels sont les résultats physiquement acceptables. Cela peut être suffisant si l'on se contente de comparer des résultats *post-mortem* comme le nombre ou la forme de fragments dans l'étude de la multifissuration. Par contre si l'on s'intéresse aux phases transitoires qui ont lieu durant la rupture comme l'initiation, la propagation, l'arrêt et le redémarrage de fissures sous impact, une étude expérimentale ou numérique seule ne permet pas d'appréhender les phénomènes dans leur ensemble.

Notre objectif est donc de développer conjointement des techniques expérimentales fiables et un outil de simulation numérique robuste pour l'étude des phénomènes hautement transitoires qui ont lieu durant la propagation dynamique de fissures sous impact. Durant cette thèse, des expériences ont donc été menées de front avec leur simulation numérique à l'aide d'un code de calcul dédié.

Des expériences de rupture dynamique ont été réalisées sur du Polyméthacrylate de méthyle (PMMA) durant lesquelles la mixité du chargement varie et des arrêts et redémarrages de fissures se produisent. Deux bancs d'essai différents ont été utilisé, le premier basé sur la technique des barres de Hopkinson (ou barres de Kolsky), le second mettant en jeu un vérin rapide. Le PMMA étant transparent, la position de la fissure au cours de l'essai a été acquise grâce à des caméras rapides mais aussi en utilisant un extensomètre optique (Zimmer), habituellement dédié à la mesure de déplacements macroscopiques d'un contraste noir/blanc. L'utilisation de cet extensomètre pour suivre la fissure au cours de l'essai a permis d'obtenir une localisation très précise de la pointe de la fissure en continu, permettant ainsi l'étude des phases transitoires de propagation. Afin d'étudier le même phénomène dans des matériaux opaques comme les alliages d'aluminium aéronautiques (Al 7075), des techniques de corrélation d'images numériques ont été employées en mouchetant les éprouvettes impactées. De nouveaux algorithmes ont été

développés afin de traiter les images issues d'une caméra ultra-rapide (jusqu'à 400 000 images par seconde). Plusieurs géométries ont été envisagées afin d'étudier différents cas de propagation dynamique : initiation en mode I pur, initiation en mode mixte, propagation, arrêt, redémarrage, interaction entre deux fissures, influence d'un trou sur le trajet d'une fissure, branchement dynamique de fissures. Ces expériences ont ensuite été reproduites numériquement afin de valider les algorithmes et les critères de rupture choisis.

Le plan de ce mémoire de thèse est le suivant :

- Le premier chapitre présente un état de l'art concernant l'étude de la rupture dynamique d'un point de vue théorique, numérique et expérimental. Des premiers résultats préliminaires sont également présentés afin de fixer le cadre d'étude des chapitres ultérieurs.

- Le deuxième chapitre présente les moyens expérimentaux mis en oeuvre pour la mesure des paramètres de fissuration dynamique. Sont décrits les matériaux étudiés, les bancs d'essais utilisés ainsi que les techniques développées pour la localisation du front de fissure et l'estimation des facteurs d'intensité des contraintes durant un essai de rupture dynamique.

- Le troisième chapitre présente les lois d'évolution de propagation adoptées et les moyens numériques mis en oeuvre pour valider ces choix. Sont également traitées l'influence de la taille du rayon de la pré-entaille et l'influence de la vitesse de chargement sur les phases de propagation.

- Le quatrième chapitre présente les particularités dues à l'aspect dynamique de la rupture sous impact vis-à-vis de la rupture quasi-statique. Sont traitées l'influence d'un trou ou de l'interaction entre deux fissures sur le trajet de propagation. Sont également décrites les formes caractéristiques relevées sur les faciès de rupture rapide dans le PMMA.

- Le cinquième et dernier chapitre présente les perspectives et les nouveaux défis ou centres d'intérêt en mécanique de la rupture dynamique. Sont décrites l'étude expérimentale du branchement dynamique de fissures, la prise en compte d'effets tridimensionnels ainsi que la prise en compte d'effets de plasticité.

Notre approche du phénomène de rupture dynamique est académique. C'est-à-dire que les matériaux étudiés n'ont pas été déterminés dans le cadre d'un partenariat avec un industriel mais ont plutôt été choisis comme représentant particulier de phénomènes généraux observés dans toute une classe de matériaux.

La pertinence et les intérêts scientifiques et industriels de notre étude de recherche sont confirmés par les partenariats tissés durant la thèse avec le Laboratoire de Mécanique des Solides de l'École Polytechnique, le Département Aéroélasticité et Dynamique des Structures de l'ONERA-Lille (avec un soutient de la région Nord-Pas de Calais et un soutient européen FEDER) et le Laboratoire MATEIS de l'INSA de Lyon.

Par ailleurs, ce travail de thèse a été financé par le programme *Jeunes Chercheuses et Jeunes Chercheurs 2005* de l'Agence Nationale de la Recherche intitulé "Prévision physiquement fondée de la rupture dynamique (DYNRUPT ANR-JC05_45254)".

La thèse est également labéllisée par le Cluster MACODEV (Matériaux et Conception pour un Développement Durable) de la Région Rhône-Alpes et a obtenu un soutien de L'INSA de Lyon dans le cadre d'un projet "Bonus-Qualité-Recherche".

Chapitre 1

Études préliminaires.

Ce premier chapitre présente un état de l'art concernant l'étude de la rupture dynamique d'un point de vue théorique, numérique et expérimental. Des premiers résultats préliminaires sont également présentés afin de fixer le cadre d'étude des chapitres ultérieurs.

Sommaire

Introduction. **6**

1.1 Mécanique de la rupture fragile en statique. **6**

1.1.1 Généralités. 6

1.1.2 Analyse asymptotique. 7

1.1.3 Critères d'amorçage de la propagation. 8

1.2 Mécanique de la rupture fragile en dynamique. **11**

1.2.1 Formulation du problème de référence. 11

1.2.2 Analyse asymptotique en dynamique. 12

1.2.3 Critères de propagation en dynamique. 14

1.2.4 Bilan énergétique et couplage thermomécanique. 17

1.3 Méthode des éléments finis étendue (X-FEM) **19**

1.3.1 État de l'art des méthodes de simulation numérique. 19

1.3.2 Discrétisation spatiale. 20

1.3.3 Discrétisation temporelle. 22

1.3.4 Stratégie de propagation et propriétés de conservation de l'énergie. 24

1.3.5 Calcul numérique des paramètres de fissuration. 25

1.4 Méthodes expérimentales pour l'étude de la rupture dynamique **28**

1.4.1 Géométries d'éprouvettes de rupture dynamique. 28

1.4.2 Détection de l'amorçage et mesure de la position du front. 32

1.4.3 Aspects physiques de la rupture dynamique. 34

Conclusion. **36**

Bibliographie. **37**

Introduction.

Ce premier chapitre a pour but de présenter le cadre d'étude général des chapitres ultérieurs. Sans prétendre à l'exhaustivité, un état de l'art concernant l'étude de la rupture dynamique d'un point de vue théorique, numérique et expérimental est présenté afin de situer les développements effectués au cours de la thèse.

Tout d'abord les notions essentielles de la mécanique de la rupture fragile en statique sont exposées. Les paramètres décrivant la rupture sont définis et les critères d'amorçage d'une fissure fixe sont rappelés.

Ensuite le problème de référence dynamique est formulé et les grandeurs définies en statique sont étendues au cas d'une fissure mobile et d'un chargement transitoire.

Le troisième paragraphe présente la méthode des éléments finis étendue utilisée lors des simulations numériques dans le cadre de la propagation dynamique des fissures.

Enfin le dernier paragraphe présente quelques géométries classiques d'éprouvette utilisées pour l'étude expérimentale de la rupture. Différentes méthodes de détection de l'amorçage et de la position du front d'une fissure se propageant sont également exposées. Sont également présentés quelques aspects physiques de la rupture représentant les spécificités liées au caractère dynamique de la propagation rapide d'une fissure.

1.1 Mécanique de la rupture fragile en statique.

1.1.1 Généralités.

Localement, la rupture est caractérisée par la séparation irréversible d'un milieu continu (Ω) en deux parties distinctes. On définit alors une fissure comme étant la surface géométrique (S) de séparation (FIG. 1.1).

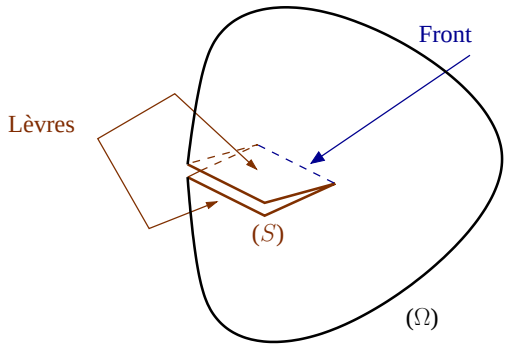


FIG. 1.1 – *Fissure dans un milieu continu.*

La forme de la discontinuité du champ de déplacement à travers cette surface définit alors le mode de rupture (FIG. 1.2) :

Mode I	$\longrightarrow$	ouverture (ou refermeture)
Mode II	$\longrightarrow$	glissement plan
Mode III	$\longrightarrow$	glissement anti-plan

Le cas réel est une superposition de ces modes et on parle alors de mode mixte.

On supposera par ailleurs que le mode I positif est toujours présent (ouverture) et donc on considéra les lèvres de la fissure comme étant libres d'effort.

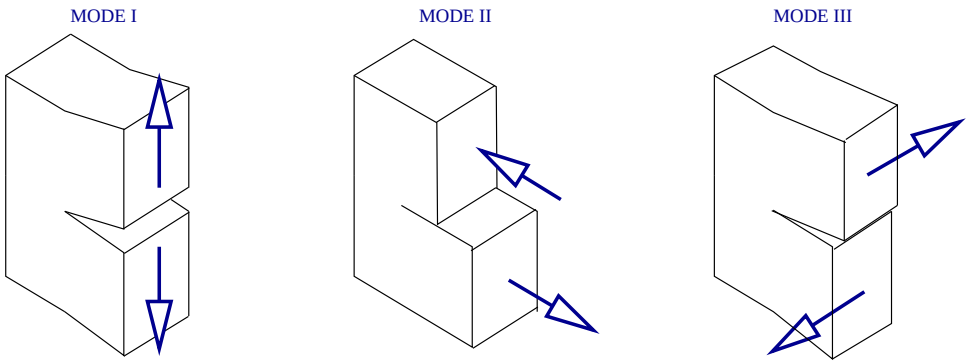


FIG. 1.2 – *Différents modes de rupture.*

1.1.2 Analyse asymptotique.

On considère un matériau homogène et isotrope dont le comportement est élastique linéaire. On note λ et μ ces coefficients de Lamé, E son module d'Young et ν son coefficient de Poisson. Sauf mention contraire explicite, les phénomènes étudiés seront bidimensionnels. Conformément à la figure 1.3, on se place dans le plan (O,$\underline{\mathbf{x1}}$,$\underline{\mathbf{x2}}$), plan de symétrie de la fissure. L'axe (O,$\underline{\mathbf{x1}}$) est tangent au plan de la fissure et normal au front. L'axe (O,$\underline{\mathbf{x2}}$) est perpendiculaire au plan de la fissure. On définit également les coordonnées locales (r,θ). Soit M un point de coordonnées (x, y) dans le plan (O,$\underline{\mathbf{x1}}$,$\underline{\mathbf{x2}}$), on a $x = r\ \cos\theta$ et $y = r\ \sin\theta$.

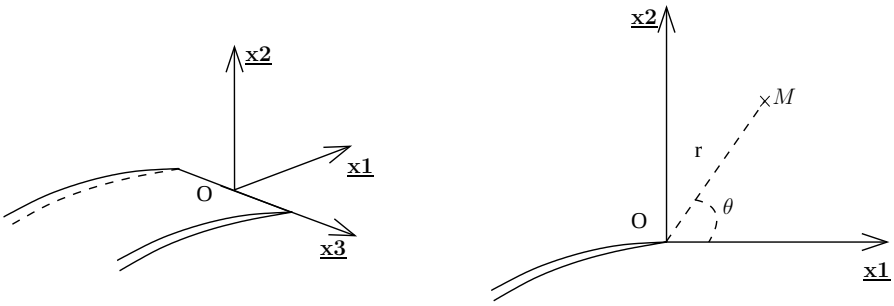


FIG. 1.3 – *Définition du repère locale au voisinage du front d'une fissure.*

Au voisinage immédiat du front, les contraintes présentent une singularité en $1/\sqrt{r}$ et on caractérise cette singularité à l'aide des facteurs d'intensité des contraintes (K_I,K_{II}) définis par Irwin (1957).

En élasticité plane, l'approche de Westergaard (1939), reprise dans les ouvrages de Tada et al. (1973) et Bui (1978), permet d'obtenir, à l'aide des fonctions d'Airy, les déplacements et les contraintes au voisinage du front.

1.1.2.1 Déplacements

$$\left\{\begin{array}{lcl} u_1 & = & \frac{K_I}{2\mu}\sqrt{\frac{r}{2\pi}}\,(\kappa - \cos\theta)\cos\frac{\theta}{2} + \frac{K_{II}}{2\mu}\sqrt{\frac{r}{2\pi}}\,(\kappa + \cos\theta + 2)\sin\frac{\theta}{2} \\ u_2 & = & \frac{K_I}{2\mu}\sqrt{\frac{r}{2\pi}}\,(\kappa - \cos\theta)\sin\frac{\theta}{2} - \frac{K_{II}}{2\mu}\sqrt{\frac{r}{2\pi}}\,(\kappa + \cos\theta - 2)\cos\frac{\theta}{2} \end{array}\right. \tag{1.1}$$

où κ est la constante de Kolosov définie par : $\kappa = \begin{cases} 3-4\nu & \text{en déformation plane} \\ \frac{3-\nu}{1+\nu} & \text{en contrainte plane} \end{cases}$

◊ On remarque que le champ de déplacement se décompose dans la base de fonctions :

$$[\mathcal{B}_{r,\theta}] = \sqrt{r}\left[\cos\frac{\theta}{2}, \cos\frac{\theta}{2}\cos\theta, \sin\frac{\theta}{2}, \sin\frac{\theta}{2}\cos\theta\right]$$

(Cette propriété sera utilisée ultérieurement lors de l'étude numérique)

◊ Par ailleurs, en définissant la fonction saut $[\![u(\theta=\pi)]\!] = u(\theta=\pi) - u(\theta=-\pi)$ on tire des équations (1.1) l'expression des facteurs d'intensité des contraintes :

$$\begin{cases} K_I &= \lim\limits_{r\to 0} \frac{\mu}{\kappa+1}\sqrt{\frac{2\pi}{r}}[\![u_2(\theta=\pi)]\!] \\ K_{II} &= \lim\limits_{r\to 0} \frac{\mu}{\kappa+1}\sqrt{\frac{2\pi}{r}}[\![u_1(\theta=\pi)]\!] \end{cases} \tag{1.2}$$

1.1.2.2 Contraintes

$$\begin{cases} \sigma_{11} &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}}\left(1-\sin\frac{\theta}{2}\sin\frac{3\theta}{2}\right)\cos\frac{\theta}{2} - \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}}\left(2+\cos\frac{\theta}{2}\cos\frac{3\theta}{2}\right)\sin\frac{\theta}{2} \\ \sigma_{12} &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}}\cos\frac{\theta}{2}\sin\frac{\theta}{2}\cos\frac{3\theta}{2} + \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}}\left(1-\sin\frac{\theta}{2}\sin\frac{3\theta}{2}\right)\cos\frac{\theta}{2} \\ \sigma_{22} &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}}\left(1+\sin\frac{\theta}{2}\sin\frac{3\theta}{2}\right)\cos\frac{\theta}{2} + \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}}\sin\frac{\theta}{2}\cos\frac{\theta}{2}\cos\frac{3\theta}{2} \end{cases} \tag{1.3}$$

On obtient alors une nouvelle expression des facteurs d'intensité des contraintes :

$$\begin{cases} K_I &= \lim\limits_{r\to 0}\sqrt{2\pi\, r}\,\sigma_{22}(\theta=0) \\ K_{II} &= \lim\limits_{r\to 0}\sqrt{2\pi\, r}\,\sigma_{12}(\theta=0) \end{cases} \tag{1.4}$$

1.1.3 Critères d'amorçage de la propagation.

1.1.3.1 Mode I pur

Afin de prévoir si il va y avoir ou non développement d'une fissure en mode I pur dans un matériau, on définit la ténacité K_{Ic} comme un paramètre matériau caractérisant la résistance à la propagation brutale de fissures. On peut mesurer la ténacité par l'énergie requise pour entraîner la rupture (Essai Charpy, flexion trois points, etc...).

Ainsi, en mode I pur, si K_I représente l'intensité du chargement, le critère de propagation s'exprime par :

$$\begin{cases} K_I < K_{Ic} \rightsquigarrow \text{pas de propagation} \\ K_I = K_{Ic} \rightsquigarrow \text{propagation stable} \\ K_I > K_{Ic} \rightsquigarrow \text{propagation instable} \end{cases} \tag{1.5}$$

1.1.3.2 Mode mixte

Un critère d'amorçage et de propagation en mode mixte doit comporter deux éléments :
- Il doit prédire l'intensité du chargement nécessaire pour amorcer la rupture,
- Il doit prédire l'angle avec lequel la fissure va propager.

La détermination d'un tel critère quasi-statique est un sujet encore délicat aujourd'hui. Dans son ouvrage, Leblond (2003) présente une classification intéressante des différents critères et discute de leur pertinence vis à vis d'exigences de régularités géométriques. Si les différents critères sont à peu près équivalents dans la direction prédite, ils ne sont pas tous aussi pertinent du point de vue de la justesse de la modélisation mécanique. On peut par exemple citer les travaux de Leguillon (2002) qui présente un critère quasi-statique mixte en énergie et en contraintes pour l'amorçage de fissure en mode I pur (étendu au cas d'un amorçage en mode mixte dans Yosibash et al. (2006)).

Dans notre cadre d'étude, le critère doit être étendu à la propagation dynamique de fissure. De plus, dans une approche de comparaisons de résultats numériques et expérimentaux, notre critère doit pouvoir lisser des disparités matériaux lors des essais. Nous décidons donc d'adopter le critère le plus simple possible même si ce n'est pas le plus cohérent d'un point de vue strictement modélisation mécanique.

Le phénomène de rupture est ainsi supposé piloté par l'intensité de la contrainte circonférentielle au voisinage du front de fissure (critère développé par Erdogan and Sih (1963) et repris en dynamique par Maigre and Rittel (1993)), évaluée en définissant le facteur d'intensité des contraintes circonférentielles $k_{\theta\theta}$:

$$k_{\theta\theta} = \lim_{r \to 0} \sqrt{2\pi r}\, \sigma_{\theta\theta} \tag{1.6}$$

où (r, θ) sont les coordonnées locales définit à la figure 1.3.

Afin d'être cohérent avec les notations utilisées dans le cas dynamique (Eq. 1.30), le facteur d'intensité des contraintes circonférentielles maximum et l'angle polaire local correspondant sont notés K^* et θ^* :

$$K^* = \max_{\theta \in]-\pi,\pi[} k_{\theta\theta} = k_{\theta^*\theta^*} \tag{1.7}$$

Si on se place dans le repère local en pointe de fissure défini sur la figure 1.3, le tenseur des contraintes devient :

$$\sigma^{loc} = \begin{pmatrix} \sigma_{rr} & \sigma_{r\theta} \\ \sigma_{r\theta} & \sigma_{\theta\theta} \end{pmatrix} = \mathcal{R}^{\mathrm{T}}\, \sigma\, \mathcal{R} = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{12} & \sigma_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix}$$

On obtient alors :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \sigma_{rr} & = & \frac{K_I}{4\sqrt{2\pi r}}(5\cos\frac{\theta}{2} - \cos\frac{3\theta}{2}) + \frac{K_{II}}{4\sqrt{2\pi r}}(3\sin\frac{3\theta}{2} - 5\sin\frac{\theta}{2}) \\ \sigma_{r\theta} & = & \frac{K_I}{4\sqrt{2\pi r}}(\sin\frac{\theta}{2} + \sin\frac{3\theta}{2}) + \frac{K_{II}}{4\sqrt{2\pi r}}(3\cos\frac{3\theta}{2} + \cos\frac{\theta}{2}) \\ \sigma_{\theta\theta} & = & \frac{K_I}{4\sqrt{2\pi r}}(3\cos\frac{\theta}{2} + \cos\frac{3\theta}{2}) - \frac{K_{II}}{4\sqrt{2\pi r}}(3\sin\frac{3\theta}{2} + 3\sin\frac{\theta}{2}) \end{array} \right. \tag{1.8}$$

On a donc :

$$\left(\text{Trouver } \theta^* \text{ tel que : } \ \sigma_{\theta\theta}(\theta^*) = \max_{\theta\in]-\pi,\pi[} \sigma_{\theta\theta}\right) \iff \left(\text{Trouver } \theta^* \text{ tel que : } \ \frac{\partial\sigma_{\theta\theta}}{\partial\theta}(\theta^*) = 0\right)$$

$$\iff \left(\text{Trouver } \theta^* \text{ tel que : } \ K_I\,(\sin(\frac{\theta^*}{2}) + \sin(\frac{3\theta^*}{2})) + K_{II}\,(3\cos(\frac{3\theta^*}{2}) + \cos(\frac{\theta^*}{2})) = 0\right)$$

$$\iff \left(\text{Trouver } \theta^* \text{ tel que : } \ K_I\ \sin(\frac{\theta^*}{2})(\cos^2(\frac{\theta^*}{2})) + K_{II}\ \cos(\frac{\theta^*}{2})(3\cos^2(\frac{\theta^*}{2}) - 2) = 0\right)$$

$$\underset{\cos(\frac{\theta^*}{2})\neq 0}{\iff} \left(\text{Trouver } \theta^* \text{ tel que : } \ K_I\ \tan(\frac{\theta^*}{2}) + K_{II}\,(1 - 2\tan^2(\frac{\theta^*}{2})) = 0\right)$$

$$\iff \qquad \theta^* \in \pi\mathbb{Z} \qquad ou \qquad \boxed{\theta^* = 2\arctan\left(\frac{1}{4}\left[\frac{K_I}{K_{II}} - \text{sign}(K_{II})\sqrt{8 + (\frac{K_I}{K_{II}})^2}\right]\right)} \tag{1.9}$$

On remarque qu'au voisinage du front, l'équation d'équilibre statique (div$\sigma = 0$) donne en coordonnée polaire :

$$\frac{\partial\sigma_{r\theta}}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial\sigma_{\theta\theta}}{\partial\theta} + 2\frac{\sigma_{r\theta}}{r} = 0$$

Et donc quand $r \to 0$, on a :

$$\frac{\partial\sigma_{\theta\theta}}{\partial\theta} + 2\sigma_{r\theta} = 0 \tag{1.10}$$

Ce qui nous amène à :

$$\sigma_{r\theta}(\theta^*) = 0$$

Il n'y a donc pas de cisaillement dans la direction θ^*. Un critère en cisaillement nul est ainsi parfaitement équivalent à un critère en contrainte de traction maximale dans le cas statique.

On calcule ensuite K^* correspondant à un facteur d'intensité des contraintes équivalent en mode I dans la direction θ^* à l'aide des équations 1.7 et 1.8 :

$$\boxed{K^* = \cos^3\frac{\theta^*}{2} < K_I > -\frac{3}{2}\cos\frac{\theta^*}{2}\sin\theta^* K_{II}} \tag{1.11}$$

où $< K_I >$ est la partie positive de K_I (pas d'effets de refermeture).

Le critère devient alors :

$$\boxed{\left\{\begin{array}{ccccccl} & & K^* & < & K_{Ic} & \rightsquigarrow & \text{pas de propagation} \\ K^* & = & K_{Ic} & , & \theta^* = \theta_c & \rightsquigarrow & \text{propagation stable} \\ K^* & > & K_{Ic} & , & \theta^* = \theta_c & \rightsquigarrow & \text{propagation instable} \end{array}\right.} \tag{1.12}$$

où K_{Ic} est la ténacité et θ_c est la direction critique d'amorçage.

1.2 Mécanique de la rupture fragile en dynamique.

1.2.1 Formulation du problème de référence.

Dans le cadre de la mécanique linéaire de la rupture dynamique, on formule le problème comme en mécanique classique des milieux continus en HPP en ajoutant une inconnue supplémentaire qui est la position du front au cours du temps : $\boldsymbol{a}(t)$.

Soient : (FIG : 1.4)
- Ω un milieu continu fissuré,
- Γ^+ et Γ^- les lèvres de la fissure,
- $\partial\Omega_1$ la frontière à déplacement imposé $\boldsymbol{u_d}$,
- $\partial\Omega_2$ la frontière à effort imposé $\boldsymbol{F_d}$,
  (Remarque : $\partial\Omega = \partial\Omega_1 \bigcup \partial\Omega_2$),
- $\boldsymbol{f_d}$ les efforts volumiques imposés,
- $\boldsymbol{u}$ le champ de déplacements,
- σ le tenseur des contraintes,
- ε le tenseur des déformations,
- $\mathbb{C}$ l'opérateur de Hooke,
- ρ la masse volumique.

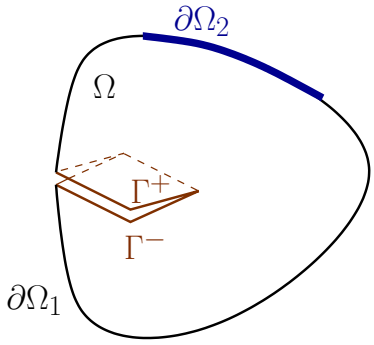


FIG. 1.4 – *Problème de référence.*

Le problème revient alors, connaissant $\begin{cases} \boldsymbol{u}(\boldsymbol{x},0) \\ \dot{\boldsymbol{u}}(\boldsymbol{x},0) \\ \boldsymbol{a}(0) \end{cases}$, à trouver $\begin{cases} \boldsymbol{u}(\boldsymbol{x},t) \\ \sigma(\boldsymbol{x},t) \\ \boldsymbol{a}(t) \end{cases}$ tels que :

(Formulation faible)

★ $\forall \boldsymbol{x} \in \partial\Omega_1, \forall t \in [0,T]$

$$\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x},t) = \boldsymbol{u_d} \tag{1.13}$$

★ $\forall t \in [0,T], \forall \boldsymbol{v} \in \mathcal{U}_0$

$$\int_{\Omega(t)} \rho\, \ddot{\boldsymbol{u}}\, \boldsymbol{v}\, \mathrm{d}\Omega + \int_{\Omega(t)} \sigma(\boldsymbol{x},t) : \varepsilon(\boldsymbol{v}(\boldsymbol{x}))\, \mathrm{d}\Omega = \int_{\Omega(t)} \boldsymbol{f_d}\, \boldsymbol{v}\, \mathrm{d}\Omega + \int_{\partial\Omega_2} \boldsymbol{F_d}\, \boldsymbol{v}\, \mathrm{d}S \tag{1.14}$$

★ $\forall \boldsymbol{x} \in \Omega, \forall t \in [0,T]$

$$\sigma(\boldsymbol{x},t) = \mathbb{C}\, \varepsilon(\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x},t)) \tag{1.15}$$

★ $\forall t \in [0,T]$

$$\dot{\boldsymbol{a}}(t) = \dot{\boldsymbol{a}}(\boldsymbol{a}(t), \boldsymbol{u}(\boldsymbol{x},t)) \tag{1.16}$$

où $\dot{\boldsymbol{x}} \equiv \frac{\partial \boldsymbol{x}}{\partial t}$ et $\mathcal{U}_0 = \{\boldsymbol{v} \text{ régulier} / \boldsymbol{v}(\boldsymbol{x}) = 0 \;\; \forall \boldsymbol{x} \in \partial\Omega_1\}$

(Formulation forte)

($\boldsymbol{n}$ normale sortante)

★ $\forall \boldsymbol{x} \in \partial\Omega_1, \forall t \in [0,T]$

$$\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x},t) = \boldsymbol{u_d} \tag{1.17}$$

★ $\forall \boldsymbol{x} \in \partial\Omega_2, \forall t \in [0,T]$

$$\sigma(\boldsymbol{x},t).\boldsymbol{n} = \boldsymbol{F_d} \tag{1.18}$$

★ $\forall \boldsymbol{x} \in \Gamma^+ \bigcup \Gamma^-, \forall t \in [0,T]$

$$\sigma(\boldsymbol{x},t).\boldsymbol{n} = 0 \tag{1.19}$$

★ $\forall \boldsymbol{x} \in \Omega, \forall t \in [0,T]$

$$\mathrm{div}(\sigma(\boldsymbol{x},t)) + \boldsymbol{fd} = \rho\, \ddot{\boldsymbol{u}} \tag{1.20}$$

★ $\forall t \in [0,T]$

$$\dot{\boldsymbol{a}}(t) = \dot{\boldsymbol{a}}(\boldsymbol{a}(t), \boldsymbol{u}(\boldsymbol{x},t)) \tag{1.21}$$

1.2.2 Analyse asymptotique en dynamique.

À la différence de l'analyse statique où on définit les mêmes facteurs d'intensité des contraintes pour caractériser les champs de contraintes et les champs de déplacements, en dynamique, on introduit, pour chaque mode de rupture i, un facteur d'intensité dynamique K_i^{dyn} pour les contraintes et un facteur d'intensité cinématique K_i^{cin} pour les déplacements (Bui, 1978).

Sur le même modèle de définition qu'en statique (équations (1.2) et (1.4)), on a alors :

$$\boxed{\begin{cases} K_I^{cin} & = & \lim\limits_{r\to 0} \frac{\mu}{\kappa+1}\sqrt{\frac{2\pi}{r}}[\![u_2(\theta=\pi)]\!] \\ K_{II}^{cin} & = & \lim\limits_{r\to 0} \frac{\mu}{\kappa+1}\sqrt{\frac{2\pi}{r}}[\![u_1(\theta=\pi)]\!] \end{cases}} \tag{1.22}$$

$$\boxed{\begin{cases} K_I^{dyn} & = & \lim\limits_{r\to 0} \sqrt{2\pi\, r}\, \sigma_{22}(\theta=0) \\ K_{II}^{dyn} & = & \lim\limits_{r\to 0} \sqrt{2\pi\, r}\, \sigma_{12}(\theta=0) \end{cases}} \tag{1.23}$$

et ces quantités sont reliées par les fonctions universelles f_i de la manière suivante :

$$\forall i \in \{I, II\},\ \boxed{K_i^{cin} = f_i(\dot{a})\, K_i^{dyn}} \tag{1.24}$$

$$\text{avec :}\ \begin{cases} f_I(\dot{a}) = \frac{4\beta_P(1-\beta_S^2)}{(\kappa+1)\,D(\dot{a})} & \text{et} \quad f_{II}(\dot{a}) = \frac{4\beta_S(1-\beta_S^2)}{(\kappa+1)\,D(\dot{a})} \\ D(\dot{a}) = 4\beta_P\beta_S - (1+\beta_S^2)^2 & \\ \beta_P = \sqrt{1-(\frac{\dot{a}}{c_P})^2} & \text{et} \quad \beta_S = \sqrt{1-(\frac{\dot{a}}{c_S})^2} \\ c_P = \sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}} & \text{et} \quad c_S = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \end{cases} \tag{1.25}$$

La vitesse limite annulant $D(\dot{a})$ est notée c_R et appelée vitesse des ondes de Rayleigh.

On vérifie que les différents facteurs d'intensité sont égaux en statique :

$$\beta_P \underset{0}{=} 1 - \frac{\dot{a}^2}{2c_P^2} + o(\dot{a}^2)\ ,\ \beta_S \underset{0}{=} 1 - \frac{\dot{a}^2}{2c_S^2} + o(\dot{a}^2) \text{ et } D(\dot{a}) \underset{0}{=} 2\dot{a}^2(\frac{1}{c_S^2} - \frac{1}{c_P^2}) + o(\dot{a}^2)$$

Ainsi :

$$\lim_{\dot{a}\to 0} f_I(\dot{a}) = \lim_{\dot{a}\to 0} f_{II}(\dot{a}) = \frac{2}{\kappa+1}\frac{c_P^2}{c_P^2 - c_S^2} = \frac{4-4\nu}{\kappa+1}$$

Comme par ailleurs en déformations planes $\kappa = 3 - 4\nu$, on a :

$$\lim_{\dot{a}\to 0} f_I(\dot{a}) = \lim_{\dot{a}\to 0} f_{II}(\dot{a}) = 1$$

Ainsi pour chaque mode i, on retrouve en statique et en déformation plane :

$$K_i^{dyn} = K_i^{cin} = K_i$$

.

Dans le cas élastodynamique plan, Freund (1990) donne une expression des champs de contraintes et de déplacements qui dépendent maintenant de la vitesse d'avancée du front de fissure :

1.2.2.1 Contraintes

$$\boxed{\sigma_{ij} = \sum_{k\in\{I,II\}} \frac{K_k^{dyn}}{\sqrt{2\pi}} S_{ij}^k(\theta,\dot{a})} \tag{1.26}$$

$(r;\theta)$ étant les coordonnées polaires définies figure 1.3 : $r\,e^{i\theta} = x1 + i\,x2$,
on adopte, pour simplifier les équations, les changements de variables polaires :
$(r_P;\theta_P)$ tels que : $r_P\,e^{i\theta_P} = x1 + i\,\beta_P\,x2$
$(r_S;\theta_S)$ tels que : $r_S\,e^{i\theta_S} = x1 + i\,\beta_S\,x2$

On a alors :

$$\begin{aligned}
&\Diamond \left\{ \begin{array}{lcl}
S_{11}^I(\theta,\dot{a}) & = & \frac{1}{D(\dot{a})}\left[(1+\beta_S^2)(1+2\beta_P^2-\beta_S^2)\frac{\cos\frac{\theta_P}{2}}{\sqrt{r_P}} - 4\beta_S\beta_P\frac{\cos\frac{\theta_S}{2}}{\sqrt{r_S}}\right] \\
S_{12}^I(\theta,\dot{a}) & = & \frac{2\beta_P(1+\beta_S^2)}{D(\dot{a})}\left[\frac{\sin\frac{\theta_P}{2}}{\sqrt{r_P}} - \frac{\sin\frac{\theta_S}{2}}{\sqrt{r_S}}\right] \\
S_{22}^I(\theta,\dot{a}) & = & -\frac{1}{D(\dot{a})}\left[(1+\beta_S^2)^2\frac{\cos\frac{\theta_P}{2}}{\sqrt{r_P}} - 4\beta_S\beta_P\frac{\cos\frac{\theta_S}{2}}{\sqrt{r_S}}\right]
\end{array} \right. \\
&\Diamond \left\{ \begin{array}{lcl}
S_{11}^{II}(\theta,\dot{a}) & = & -\frac{2\beta_S}{D(\dot{a})}\left[(1+2\beta_P^2-\beta_S^2)\frac{\sin\frac{\theta_P}{2}}{\sqrt{r_P}} - (1+\beta_S^2)\frac{\sin\frac{\theta_S}{2}}{\sqrt{r_S}}\right] \\
S_{12}^{II}(\theta,\dot{a}) & = & \frac{1}{D(\dot{a})}\left[4\,\beta_S\beta_S\frac{\cos\frac{\theta_P}{2}}{\sqrt{r_P}} - (1+\beta_S^2)\frac{\cos\frac{\theta_S}{2}}{\sqrt{r_S}}\right] \\
S_{22}^{II}(\theta,\dot{a}) & = & \frac{2\beta_S(1+\beta_S^2)}{D(\dot{a})}\left[\frac{\sin\frac{\theta_P}{2}}{\sqrt{r_P}} - \frac{\sin\frac{\theta_S}{2}}{\sqrt{r_S}}\right]
\end{array} \right. \\
&\Diamond \left\{ \begin{array}{lcl}
D(\dot{a}) & = & 4\beta_P\beta_S - (1+\beta_S^2)^2 \\
\beta_P & = & \sqrt{1-(\frac{\dot{a}}{c_P})^2} \\
\beta_S & = & \sqrt{1-(\frac{\dot{a}}{c_S})^2}
\end{array} \right.
\end{aligned} \tag{1.27}$$

$\Diamond$ $(c_P;c_S)$ vitesse des ondes de pression et de cisaillement

1.2.2.2 Déplacements

$$\boxed{u_i = \sum_{k\in\{I,II\}} K_k^{dyn}\sqrt{\frac{2}{\pi}}U_i^k(\theta,\dot{a})} \tag{1.28}$$

Avec les mêmes changements polaires que dans l'équation 1.27, on a :

$$\diamondsuit \left\{ \begin{array}{lcl} U_1^I(\theta,\dot{a}) & = & \frac{1}{\mu\, D(\dot{a})}\left[(1+\beta_S^2)\sqrt{r_P}\cos\frac{\theta_P}{2} - 2\beta_S\beta_P\sqrt{r_S}\cos\frac{\theta_S}{2}\right] \\ U_2^I(\theta,\dot{a}) & = & \frac{1}{\mu\, D(\dot{a})}\left[-\beta_P(1+\beta_S^2)\sqrt{r_P}\sin\frac{\theta_P}{2} + 2\beta_P\sqrt{r_S}\sin\frac{\theta_S}{2}\right] \end{array} \right. \tag{1.29}$$

$$\diamondsuit \left\{ \begin{array}{lcl} U_1^{II}(\theta,\dot{a}) & = & \frac{1}{\mu\, D(\dot{a})}\left[2\beta_S^2\sqrt{r_P}\sin\frac{\theta_P}{2} - \beta_S(\beta_S^2+1)\sqrt{r_S}\sin\frac{\theta_S}{2}\right] \\ U_2^{II}(\theta,\dot{a}) & = & \frac{1}{\mu\, D(\dot{a})}\left[2\beta_P\beta_S\sqrt{r_P}\sin\frac{\theta_P}{2} - (\beta_S^2+1)\sqrt{r_S}\cos\frac{\theta_S}{2}\right] \end{array} \right.$$

1.2.3 Critères de propagation en dynamique.

Comme indiqué par Kanninen and Popelar (1985), il y a principalement deux types de problèmes de rupture dynamique qui ont été étudiés :

1. Tout d'abord on trouve les problèmes concernant les structures soumises à des chargements fixes ou peu variables dans le temps et contenant des fissures se propageant à grande vitesse.
2. Ensuite on trouve les problèmes concernant les structures comportant des fissures stationnaires et soumises à des chargements rapidement variables.

Par le passé, la plus grande attention et les plus grand efforts de résolution se sont portés sur les problèmes du premier type.

Dans notre cas, on cherche plutôt à résoudre des problèmes du second type ou des problèmes mixtes. C'est-à-dire que l'on considère une structure présentant initialement une ou plusieurs fissures macroscopiques. Cette structure est ensuite soumise à un chargement dynamique fortement transitoire et l'on s'intéresse à l'évolution de ces fissures qui se propagent rapidement dans la structure toujours soumise au chargement transitoire.

Les lois de propagation sont écrites dans le contexte macroscopique global des facteurs d'intensités des contraintes (Irwin, 1957) étendu au cadre élastodynamique par Bui (1978) et Freund (1990) comme développé au § 1.2.2. Les notations sont choisies en accord avec Kanninen and Popelar (1985) et Ravi-Chandar (2004).

Dans le cadre de la rupture dynamique fragile, on considère toujours le phénomène de rupture piloté par l'intensité des contraintes circonférentielles au voisinage du front $k_{\theta\theta}$ et on définit le facteur d'intensité des contraintes circonférentielles maximum K^* ainsi que l'angle polaire correspondant θ^* par :

$$K^* = \max_{\theta\in]-\pi,\pi[} k_{\theta\theta} = \max_{\theta\in]-\pi,\pi[}\left(\lim_{r\to 0}\sqrt{2\pi r}\,\sigma_{\theta\theta}\right) = k_{\theta^*\theta^*} \tag{1.30}$$

◊ *Influence de la vitesse de propagation sur la répartition angulaire des contraintes*

Les champs asymptotiques étant dépendant de la vitesse d'avancée du front de fissure par l'intermédiaire des β_i, il est nettement plus difficile d'exhiber des critères analytiques dans le cas dynamique. Un des problèmes majeurs vient des termes temporels dans l'équation d'équilibre qui font que la relation 1.10 n'est plus vérifiée. Il subsiste donc du cisaillement dans la direction où la contrainte de traction $\sigma_{\theta\theta}$ est maximale. Les différents critères ne sont donc plus équivalent entre eux et il nous faut faire le choix du meilleur critère.

Pour illustrer le phénomène, la figure 1.5 présente l'évolution de l'intensité des contraintes circonférentielles en fonction de la direction polaire pour différentes vitesses de propagation de fissure en régime permanent ($\nu = 0.33$). La valeur $\theta = 0$ correspond à une propagation dans le prolongement de la fissure.

On remarque sur cette figure que pour les faibles vitesses de propagation (et à l'amorçage) le maximum de l'intensité des contraintes circonférentielles est bien marqué en $\theta = 0$. La fissure propage donc de manière stable dans son prolongement.

Lorsque la vitesse de propagation augmente, ce maximum est toujours situé dans le prolongement de la fissure ($\theta = 0$) mais la courbe s'aplatit et donc il y a une homogénéisation des contraintes autour de cette direction critique de propagation. En pratique cela peut conduire la fissure à bifurquer du fait de défauts présents dans une direction proche de la direction critique. La direction de propagation est alors instable et la fissure oscille en suivant les imperfections du matériau. Ce phénomène statistique est difficile à prendre en compte et on considérera qu'une fissure sollicitée en mode I pur propage dans son prolongement à faible vitesse de propagation.

Pour de plus grandes vitesses de propagation ($v > 0.67c_S$, où c_S est la vitesse des ondes de cisaillement), on observe un maximum des contraintes circonférentielles dans une direction différente, proche de 50°. La fissure se propage en changeant brusquement de direction. Après propagation, la fissure n'est plus sollicitée en mode I et les contraintes sont totalement redistribuées. Ce phénomène de bifurcation conduit au phénomène de branchement (voir partie §5.1) et n'apparaît qu'à grandes vitesses de propagation.

Les remarques précédentes sont valables dans le cas où l'on a atteint un régime permanent. Le cas réel d'un chargement transitoire est encore plus complexe. Freund (1990) a donné l'expression analytique du facteur d'intensité des contraintes dans le cas d'une fissure semi-infinie dans un milieu infini soumise à une onde plane de traction parallèle au plan de fissure. Il s'avère que le facteur d'intensité des contraintes évolue dynamiquement en racine carrée du temps. Ainsi un brusque changement des contraintes ne se répercute pas immédiatement en terme de facteurs d'intensité des contraintes. Il y a un temps de latence, caractéristique du problème, pendant lequel les contraintes vont encore évoluer. Ainsi prédire la direction de propagation dans ces conditions n'est pas simple, ni en mode mixte, ni même en mode I pur. Afin de simplifier le problème, nous considérons le cas dynamique transitoire comme une extension du cas statique, en remplaçant les facteurs d'intensité des contraintes statiques par les facteurs d'intensité des contraintes dynamiques. On obtient alors :

$$\begin{gathered}\theta^* = 2\arctan\left(\frac{1}{4}\left[\frac{K_I^{dyn}}{K_{II}^{dyn}} - \text{sign}(K_{II}^{dyn})\sqrt{8 + (\frac{K_I^{dyn}}{K_{II}^{dyn}})^2}\right]\right) \\ K^* = \cos^3\frac{\theta^*}{2} < K_I^{dyn} > -\frac{3}{2}\cos\frac{\theta^*}{2}\sin\theta^* K_{II}^{dyn}\end{gathered} \tag{1.31}$$

où $< K_I^{dyn} >$ est la partie positive de K_I^{dyn} (pas d'effets de refermeture).

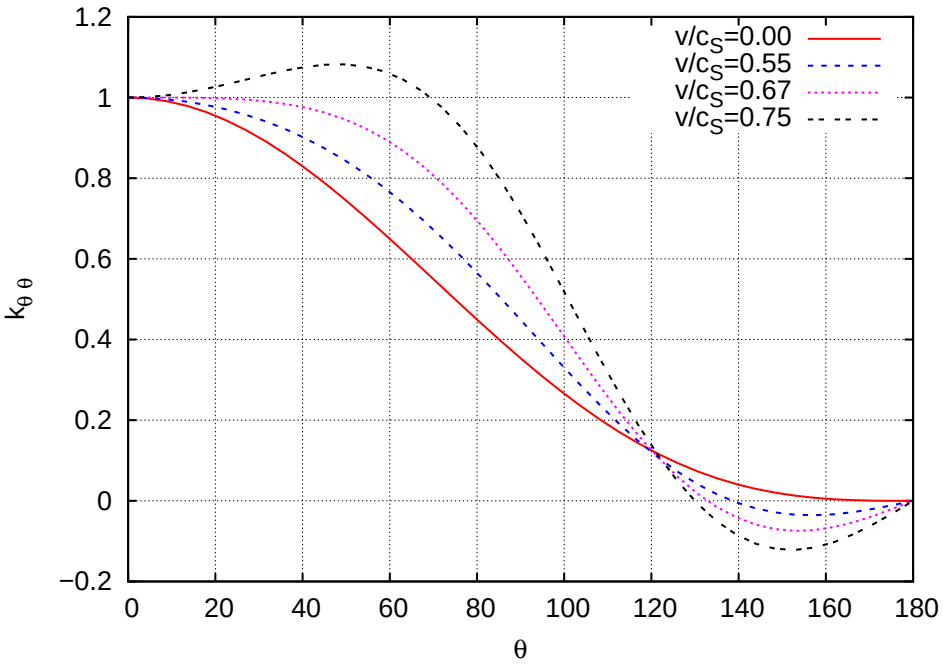


FIG. 1.5 – *Évolution de l'intensité des contraintes circonférentielles en fonction de la direction polaire et de la vitesse de propagation.*

◊ *Critère de propagation dynamique*

La rupture ne peut s'initier tant que le facteur d'intensité des contraintes circonférentielles maximum K^* reste inférieure à une valeur critique appelée ténacité dynamique d'initiation K_{1d}. Lorsque ce critère d'initiation est atteint, la direction du maximum des contraintes circonférentielles définit la direction effective de propagation θ_c.

Le critère d'initiation s'écrit donc :

$$\begin{array}{lll} K^* < K_{1d} & & \text{(pas d'initiation)} \\ K^* = K_{1d} \quad , \quad \theta^* = \theta_c & & \text{(initiation)} \end{array} \tag{1.32}$$

où K_{1d} est la ténacité dynamique d'initiation
et θ_c est la direction critique d'initiation.

La ténacité dynamique d'initiation est une propriété matérielle et doit être déterminée expérimentalement. Dans le cas général, elle dépend de la température et du taux de chargement $K_{1d}(\dot{\sigma}, T)$.

Après l'initiation, un critère différent doit être utilisé pour tenir compte de l'avancée de fissure a. On introduit alors la notion de ténacité dynamique de propagation, $K_{1D}(\dot{a}, T)$, qui dépend de la vitesse d'avancée du front de fissure $\dot{a}$ et de la température.

La propagation est effective tant que K^* reste supérieure à une autre grandeur matérielle, la ténacité dynamique d'arrêt, qui dépend également, dans le cas général, de la température et du taux de chargement $K_{1a}(\dot{\sigma}, T)$.

On obtient ainsi le critère de propagation suivant :

$$K^* \geq K_{1a} \Longrightarrow K^* = K_{1D}(\dot{a}) \qquad \text{(propagation)} \tag{1.33}$$

où K_{1D} est la ténacité dynamique de propagation,
K_{1a} est la ténacité dynamique d'arrêt
et $\dot{a}$ est la vitesse d'avancée du front.

Avec le formalisme précédent, on voit que l'étude de la propagation dynamique de fissure se réduit à déterminer la loi d'évolution de la propagation, c'est-à-dire une expression pour la ténacité dynamique de propagation $K_{1D}(\dot{a})$. Ne pouvant obtenir d'expressions analytiques, un grand effort a été mené pour caractériser cette grandeur expérimentalement. Notre choix sera explicité dans la partie § 3.1.4, cependant on note que d'après les nombreuses expériences réalisées par le passé, une loi physiquement acceptable doit satisfaire trois exigences :

- K_{1D} croît avec la vitesse d'avancée du front $\dot{a}$,
- Il existe une vitesse limite d'avancée du front de fissure (inférieure à c_R),
- $\lim_{\dot{a}\to 0} K_{1D}(\dot{a}) \neq K_{1d} \neq K_{1a}$.

1.2.4 Bilan énergétique et couplage thermomécanique.

Dans le cadre d'une approche purement asymptotique, le couplage thermomécanique engendré par le phénomène de rupture n'apparaît pas. Pourtant le processus de rupture est l'un des phénomènes dissipateur d'énergie et il existe un couplage fort entre ce phénomène dissipatif et une production de chaleur en pointe de fissure lors de la propagation dynamique de fissure.

Comme pour la formulation du problème mécanique de référence (§ 1.2.1), on se place dans le cadre classique de la thermodynamique des milieux continus et on ajoute des termes supplémentaires dus à la propagation d'une fissure. Le premier principe de la thermodynamique pour un système fissuré s'écrit alors :

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial K}{\partial t} = P_{ext} + Q_{ext} + \frac{\partial W_{fiss}}{\partial t} + \Pi_{fiss} \tag{1.34}$$

où E est l'énergie interne, K l'énergie cinétique,
P_{ext} la puissances des efforts extérieurs,
Q_{ext} le taux de chaleur reçu par les sources externes,
W_{fiss} l'énergie nécessaire à l'accroissement de la fissure
et Π_{fiss} est la production de chaleur en pointe de fissure.

Classiquement l'évolution du système est choisie isotherme et le terme Π_{fiss} n'apparaît pas. Pourtant lors d'expériences de propagation de fissure, il est relevé une augmentation de la température en avant de la pointe de fissure, même à faible vitesse de propagation. On peut citer par exemple les travaux de Bui et al. (1981) qui ont utilisé une caméra infrarouge pour filmer le champ de température dans une plaque mince fissurée. Une élévation de température de l'ordre de 10^oC est relevée en avant du front lors d'une propagation à faible vitesse ($2\ mm.s^{-1}$). Le phénomène s'accroît avec la vitesse de propagation et le taux de chargement. Rittel (1998) reporte un refroidissement thermoélastique important précédant une propagation de fissure sous impact tandis que l'élévation de température induite par les effets thermoplastiques est étudiée dans Rittel (2000).

Les paramètres de fissuration définis dans les critères de rupture (§ 1.2.3) étant dépendants de la température, une étude fine des phénomènes thermoélastiques et thermoplastiques conduisant à des variations importantes de température est nécessaire. Cependant l'étude générale du couplage thermomécanique durant la propagation dynamique de fissure n'est pas simple. Dans une approche macroscopique et conscients des limites du modèles, nous considérons une évolution classique isotherme. Les effets thermiques dus à la conversion du travail plastique en chaleur seront pris en compte lors du couplage avec un modèle microscopique (Saad-Gouider et al., 2006) pour l'étude précise des effets de taille de rayon de fond d'entaille sur l'amorçage (voir partie § 3.3.3).

En considérant une évolution isotherme, une énergie de fissuration proportionnelle à l'accroissement d'aire de la fissure (Griffith, 1921) et en écrivant l'énergie interne comme la somme de l'énergie élastique et du taux de chaleur reçu par les sources externes, le premier principe de la thermodynamique (équation 1.34) se récrit classiquement :

$$\frac{\partial W_{elas}}{\partial t} + \frac{\partial K}{\partial t} = \frac{\partial W_{ext}}{\partial t} - 2\gamma \frac{\partial A}{\partial t} \tag{1.35}$$

où W_{elas} est l'énergie élastique, K l'énergie cinétique,
W_{ext} le travail des efforts extérieurs,
γ est un paramètre matériau représentant l'énergie de surface nécessaire à l'accroissement de fissure
et A est la surface d'une lèvre de la fissure.

En découplant les variations temporelles et la variation d'aire de la fissure dans l'équation précédente, on fait apparaître le taux de restitution d'énergie et on obtient un critère énergétique équivalent à l'équation 1.5 :

$$\frac{\partial K}{\partial t} = \left(\frac{\partial W_{ext}}{\partial A} - \frac{\partial W_{elas}}{\partial A} - 2\gamma\right)\frac{\partial A}{\partial t} = (G - 2\gamma)\underbrace{\frac{\partial A}{\partial t}}_{\geq 0}$$

$$\text{et} \quad \begin{cases} G < 2\gamma & \rightsquigarrow \text{ pas de propagation} \\ G = 2\gamma & \rightsquigarrow \text{ propagation stable} \\ G > 2\gamma & \rightsquigarrow \text{ propagation instable} \end{cases} \tag{1.36}$$

où G est le taux de restitution d'énergie.

1.3 Méthode des éléments finis étendue (X-FEM) pour la simulation du phénomène de rupture en dynamique.

1.3.1 État de l'art des méthodes de simulation numérique.

1.3.1.1 Méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis est la principale méthode utilisée pour le calcul des structures en mécanique. Elle a donc été naturellement étudiée pour résoudre les problèmes de fissuration. Parmi les références les plus récentes, Mueller and Maugin (2002) ont étudié le cas de propagation 2D et Flouriot et al. (2003) le cas de propagation 3D.

Le principal inconvénient est que la fissure doit être explicitement décrite par le maillage.

Dans les cas où la fissure est droite et sollicitée en mode I durant toute la propagation, le trajet de fissure est connu *a priori* et on peut mettre en oeuvre des méthodes de déboutonnage (Carin, 2000) relâchant progressivement les noeuds se situant sur le trajet de fissure. La difficulté réside alors dans les oscillations numériques induites et dans la pertinence des lois physiques de déboutonnage.

Dans le cas de sollicitations en mode mixte, le déboutonnage ne peut plus être mis en oeuvre et il faut procéder à des étapes de remaillage avec toutes les difficultés que cela induit en terme de coûts de calcul et de projections de champs.

La puissance des ordinateurs augmentant, les problèmes des coûts de calcul ne sont plus vraiment limitant et la procédure de remaillage est largement réalisable en 2D. Pour les modèles tridimensionnels, ces étapes de remaillage limitent tout de même la taille des problèmes considérés. Par contre, les étapes de projection débouchent sur des problèmes plus délicats et plus fondamentaux. En effet, il a été montré par Réthoré (2005) que l'on ne pouvait pas assurer la conservation de l'énergie discrétisée lors de ces étapes de projection de champs.

1.3.1.2 Méthode des éléments de frontières

Une alternative intéressante est la méthode des éléments de frontières qui présente pour principale caractéristique de ne demander qu'une discrétisation de la frontière des domaines et donc le travail de remaillage est beaucoup moins lourd et la représentation de la fissure est naturelle (Seelig et al., 1999; Albuquerque et al., 2004). Les quelques limitations sont des problèmes de conditionnement de matrice, de stockage de données et la nécessité de mailler classiquement les zones plastiques. Par ailleurs, ces méthodes donnent de bons résultats en analyse vibratoire (Bonnet et al., 2000) mais elles posent quelques problèmes en analyse transitoire du fait d'un décalage de la solution en espace et en temps.

1.3.1.3 Méthode sans maillage

Diverses méthodes sans maillage ont également été employées (Belytschko et al., 1996), la plus utilisée en mécanique de la rupture étant la méthode EFG (Element Free Galerkin Method). Seul un ensemble de noeuds est réparti dans le domaine et la propagation d'une fissure dans cet ensemble de noeuds s'effectue alors en diminuant le poids de certains noeuds dans l'approximation du champ de déplacement (Krysl and Belytschko, 1999; Ventura et al., 2002). Les calculs mis en oeuvre peuvent s'avérer lourd (calcul des voisins) et il est parfois délicat de modéliser les conditions aux limites.

1.3.1.4 Méthode des éléments finis étendue (X-FEM)

Étant donné que le trajet de fissure est *a priori* inconnu en mode mixte, les simulations numériques developpées ici seront effectuées en utilisant la méthode des éléments finis étendue (X-FEM) où les fissures ne sont pas explicitement décrites par le maillage. Cette méthode, basée sur une partition de l'unité (Babuska and Melenk, 1997), consiste à enrichir une approximation classique éléments finis avec différentes fonctions qui représente bien la discontinuité et la singularité d'une fissure dans un milieu matériel.

Cette méthode a été développée au départ pour les cas quasi-statiques par (Belytschko and Black, 1999; Moës et al., 1999). Les avantages de cette méthode pour la simulation numérique de la rupture dynamique ont maintenant fait l'objet de nombreuses publications. Elle a été successivement utilisée pour la propagation de fissure en 2D (Prabel et al., 2007; Menouillard et al., 2006), en 3D (Duarte et al., 2001; Moës et al., 2002; Gravouil et al., 2002), avec contact (Dolbow et al., 2001) ou avec zone cohésive (Moës and Belytschko, 2002).

La méthode est ici développée pour la propagation dynamique de fissure comme dans les travaux de Réthoré et al. (2004, 2005, 2005a et 2005b) et reprise dans Grégoire et al. (2007).

1.3.2 Discrétisation spatiale.

Soit Ω un milieu matériel élastique homogène bidimensionnel fissuré. Le problème est formulé comme en mécanique classique des milieux continus en HPP et en déformation plane en ajoutant une inconnue supplémentaire qui est la position du front au cours du temps : $a(t)$ (voir § 1.14).

Une approximation classique éléments finis des champs de déplacements $\widetilde{U}$ est donnée par :

$$\widetilde{U}(t) = \sum_{i \in \mathcal{N}} N_i(x) u_i(t) \tag{1.37}$$

où $\mathcal{N}$ est l'ensemble des noeuds support des fonctions de formes $\{N_i\}_{i \in \mathcal{N}}$
et $u_i(t)$ est le vecteur des degrés de libertés nodaux au temps t.

La fissure est représentée par un ensemble de segments rectilignes. Afin de rendre indépendante la description de la fissure du maillage de la structure, des enrichissements discontinus sont ajoutés sur l'ensemble des noeuds qui ont eu leur support entièrement coupé par la fissure alors que l'ensemble des noeuds dont le support contient la pointe de la fissure est enrichis par des fonctions singulières comme illustré à la figure 1.6. Lorsque la fissure propage tous les anciens enrichissements sont conservés. Les nouveaux enrichissements correspondant à la nouvelle position de la fissure sont simplement ajoutés aux anciens.

L'approximation des champs de déplacement devient :

$$\widetilde{U}(t) = \underbrace{\sum_{i \in \mathcal{N}} N_i(x) u_i(t)}_{\substack{\text{Approximation} \\ \text{classique éléments} \\ \text{finis}}} + \underbrace{\sum_{i \in \mathcal{N}^e_{cut}(t)} N_i(x) \mathcal{H}(x) a^e_i(t)}_{\substack{\text{Enrichissements} \\ \text{discontinus}}} + \underbrace{\sum_{i \in \mathcal{N}^e_{tip}(t)} \sum_{j \in [\![1,4]\!]} N_i(x) B^e_j b^e_{ij}(t)}_{\substack{\text{Enrichissements} \\ \text{singuliers}}} \tag{1.38}$$

où, au temps t :
$\mathcal{N}$ est l'ensemble des noeuds support des fonctions de formes N_i,
$\mathcal{N}^e_{cut}(t)$ est l'ensemble des noeuds qui ont eu leur support entièrement coupé par la fissure,
$a^e_i(t)$ sont les degrés de libertés nodaux correspondant aux fonctions sauts $\mathcal{H}$,
$\mathcal{N}^e_{tip}(t)$ est l'ensemble des noeuds qui ont contenus le front dans leur support,
$b^e_{ij}(t)$ sont les degrés de libertés nodaux correspondant aux fonctions singulières B^e_j.

En accord avec Moës et al. (1999), on a :

$$\mathcal{H}(x) = \begin{cases} +1 & \text{si } x \text{ est au-dessus de la fissure} \\ -1 & \text{si } x \text{ est en dessous de la fissure} \end{cases} \tag{1.39}$$

$$\left\{B^e_j(r,\theta)\right\}_{j\in[\![1,4]\!]} = \sqrt{r}\left\{\cos\frac{\theta}{2}, \cos\frac{\theta}{2}\sin\theta, \sin\frac{\theta}{2}, \sin\frac{\theta}{2}\sin\theta\right\} \tag{1.40}$$

où (r,θ) sont les coordonnées polaires locales du front de fissure.

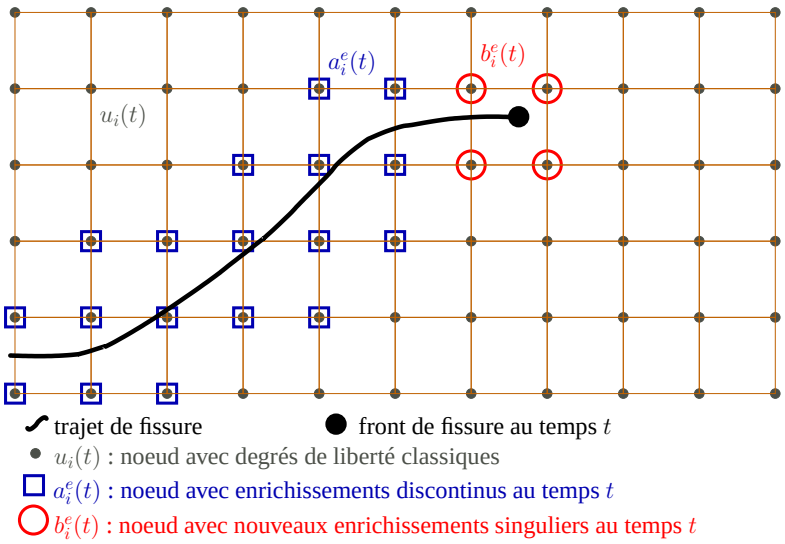


FIG. 1.6 – *Enrichissements ajoutés à l'approximation classique éléments finis*

Le formalisme de l'équation 1.38 est utilisé pour la discrétisation des champs de déplacements, de vitesses et d'accélérations.

Remarques

1. Un des inconvénients de la méthode est que les pas de temps critiques des éléments enrichis et non enrichis sont différents. L'enrichissement par fonction saut introduit des fréquences propres numériques qui tendent vers l'infini quand la fissure se rapproche de la frontière des éléments enrichis et donc le pas de temps critique de ces éléments tend vers 0. Cela pose des problèmes de stabilité notamment pour des schémas numériques explicites comme nous le verrons au §1.3.3

2. La base d'enrichissement des fonctions singulières est issue directement de la base $\mathcal{B}_{r,\theta}$ qui apparaît naturellement dans le calcul des champs de déplacements asymptotiques (§ 1.1.2.1).
   La base $\mathcal{B}_{r,\theta}$ n'est pas directement utilisée car elle comporte deux fonctions discontinues en $\theta = \pm\pi$: $\left\{\sin\frac{\theta}{2}, \sin\frac{\theta}{2}\cos\theta\right\}$. Or la présence de plusieurs fonctions discontinues dégrade le conditionnement de la matrice de raideur (Elguedj, 2006).
   Par ailleurs, il est nécessaire de conserver au moins une fonction discontinue dans la base afin de capturer le saut de déplacement dans l'élément contenant le front de fissure qui n'est pas enrichis par les fonctions sauts $\mathcal{H}$. Dans la base d'enrichissement utilisée $\mathcal{B}^e$ (équation 1.40), seule la fonction $\left\{\sin\frac{\theta}{2}\right\}$ est discontinue en $\theta = \pm\pi$.
   On note que l'espace engendré par ces deux bases reste le même puisque la base utilisée est obtenue par combinaison linéaire de la base naturelle des champs asymptotiques.
   Le choix de la base d'enrichissement n'est pas unique. Suivant le domaine de la mécanique considéré, une base peut s'avérer meilleure qu'une autre. Elguedj et al. (2006) se sont par exemple employés à déterminer la base optimum pour la représentation correcte des singularités HRR dans le cas élasto-plastique.

1.3.3 Discrétisation temporelle.

On cherche à intégrer numériquement l'équation de la dynamique linéaire issue du problème générale (1.14) discrétisé en espace.
Soient M_n la matrice de masse, K_n la matrice de raideur et F_n le vecteur des forces extérieures généralisé à l'instant t_n, on a :

$$M_n\ddot{U}_n + K_nU_n - F_n = 0 \tag{1.41}$$

On se place dans le cadre de la famille des schémas numériques de Newmark (1959) et on considère que les fonctions sont suffisamment régulières pour accepter un développement limité de Taylor au 3^{e}ordre tel que :

$$\left\{\begin{array}{lcl} U_{n+1} & = & U_n + \Delta t\dot{U}_n + \frac{\Delta t^2}{2}\ddot{U}_n + \frac{\Delta t^3}{6}6\beta\left(\frac{\ddot{U}_{n+1}-\ddot{U}_n}{\Delta t}\right) \\ \dot{U}_{n+1} & = & \dot{U}_n + \Delta t\ddot{U}_n + \frac{\Delta t^2}{2}2\gamma\left(\frac{\ddot{U}_{n+1}-\ddot{U}_n}{\Delta t}\right) \end{array}\right. \tag{1.42}$$

On introduit ensuite la notion de prédicteurs U_n^p et $\dot{U}_n^p$, quantités déduites explicitement des grandeurs connues à l'instant t_n et on écrit le développement de Taylor de la manière suivante :

$$\begin{array}{l} \left\{\begin{array}{lcl} U_{n+1} & = & U_n^p + \beta\Delta t^2\ddot{U}_{n+1} \\ \dot{U}_{n+1} & = & \dot{U}_n^p + \gamma\Delta t\ddot{U}_{n+1} \end{array}\right. \\ \text{avec} \quad \left\{\begin{array}{lcl} U_n^p & = & U_n + \Delta t\dot{U}_n + (\frac{1}{2}-\beta)\Delta t^2\ddot{U}_n \\ \dot{U}_n^p & = & \dot{U}_n + (1-\gamma)\Delta t\ddot{U}_n \end{array}\right. \end{array} \tag{1.43}$$

On tire de ce système l'expression de $\ddot{U}_{n+1}$ que l'on réinjecte dans l'équation du problème discrétisé (1.41) écrite au pas de temps t_{n+1} pour obtenir un schéma numérique en déplacement à un pas de temps :

Connaissant $\{U_n, \dot{U}_n, \ddot{U}_n, F_{n+1}\}$, trouver $\{U_{n+1}, \dot{U}_{n+1}, \ddot{U}_{n+1}\}$ tels que :

$$\left[\frac{M}{\beta\Delta t^2} + K\right] U_{n+1} = F_{n+1} + \frac{M}{\beta\Delta t^2} U_n^p$$

$$\left\{\begin{array}{lcl} \dot{U}_{n+1} & = & \dot{U}_n^p + \frac{\gamma}{\beta\Delta t}(U_{n+1} - U_n^p) \\ \ddot{U}_{n+1} & = & \frac{1}{\beta\Delta t^2}(U_{n+1} - U_n^p) \end{array}\right. \tag{1.44}$$

$$\text{avec} \left\{\begin{array}{lcl} U_n^p & = & U_n + \Delta t\dot{U}_n + (\frac{1}{2} - \beta)\Delta t^2\ddot{U}_n \\ \dot{U}_n^p & = & \dot{U}_n + (1-\gamma)\Delta t\ddot{U}_n \end{array}\right.$$

Avec les conditions de stabilité (Hughes, 1987) :

$$\left\{\begin{array}{lcccccl} \frac{1}{2} & \leq & \gamma & \leq & 2\beta & \rightsquigarrow & \text{schéma inconditionnellement stable} \\ \frac{1}{2} & \leq & \gamma & et & 2\beta \leq \gamma & \rightsquigarrow & \text{schéma stable si } \Delta t \leq \Delta t_c = \frac{1}{w_{\max}\sqrt{\frac{\gamma}{2} - \beta}} \end{array}\right. \tag{1.45}$$

où $w_{\max}$ est la plus grande des fréquences propres de la structure discrétisée

Notre discrétisation avec la méthode des éléments finis étendue nous amène à écarter les schémas conditionnellement stable puisque nous avons vu §1.3.2 que les enrichissements induisaient des pas de temps critique tendant vers 0 donc rendant impossible la vérification de la condition de stabilité.

On peut cependant citer les travaux de Menouillard et al. (2006) qui ont permis d'utiliser un schéma explicite en temps dans le cadre de la simulation numérique de la propagation de fissure par la méthode des éléments finis étendue.

Nous décidons de choisir le schéma implicite de l'accélération moyenne correspondant à ($\gamma = \frac{1}{2}$, $\beta = \frac{1}{4}$) donc bien inconditionnellement stable.

1.3.4 Stratégie de propagation et propriétés de conservation de l'énergie.

Lorsque la fissure se propage, de nouveaux enrichissements doivent être ajoutés aux noeuds correspondants (figure 1.7).

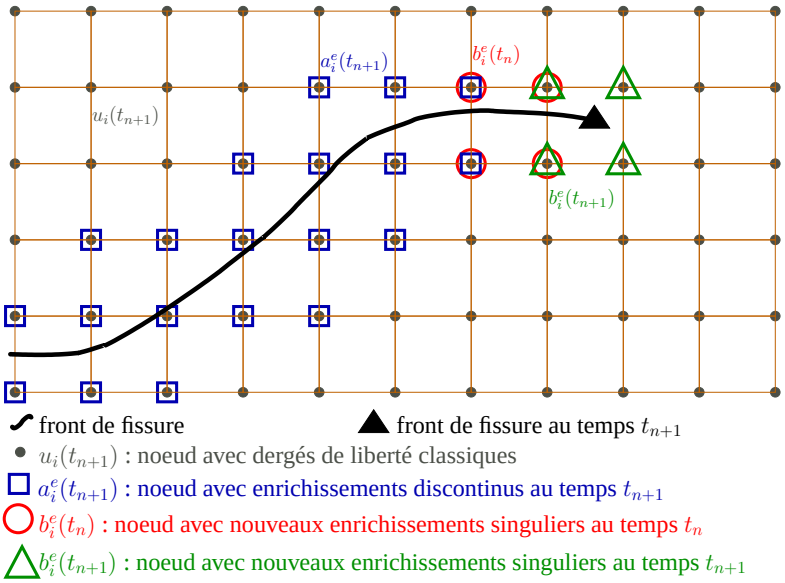


FIG. 1.7 – *Nouveaux enrichissements ajoutés lors de la propagation*

Durant cette phase de propagation, le nouvel équilibre doit être résolu en projetant sur la nouvelle géométrie les champs calculés au pas de temps précédent. Ainsi deux étapes sont nécessaires à la résolution (équation 1.46), une étape de projection et une étape d'intégration temporelle.

$$X_{j}^{i} \begin{array}{l} \longrightarrow \text{géométrie} \\ \longrightarrow \text{temps du calcul} \end{array} \qquad X_n^n \xrightarrow{\text{Projection}} X_n^{n+1} \xrightarrow{\text{Intégration temporelle}} X_{n+1}^{n+1} \tag{1.46}$$

La projection est réalisée quelque soit le champ considéré en gardant tous les anciens degrés de liberté et en initialisant les nouveaux à zéros (équation 1.47). Il a été montré par Réthoré (2005) que dans ces conditions la conservation de l'énergie était assurée durant le changement de discrétisation.

$$\left[X_n^{n+1}\right] = \left[\begin{array}{c} X_n^n \\ \hline 0 \\ \vdots \\ 0 \end{array}\right] \begin{array}{l} \} \text{ anciens degrés de liberté} \\ \left.\begin{array}{l} \\ \\ \\ \end{array}\right\} \begin{array}{l} \text{nouveaux degrés de liberté} \\ \text{avec l'avancée de fissure} \end{array} \end{array} \tag{1.47}$$

L'intégration temporelle est ensuite réalisée conformément au § 1.3.3. L'utilisation du schéma de Newmark implicite de l'accélération moyenne et la précédente stratégie de projection assure la stabilité et la conservation exacte de l'énergie discrétisée comme cela a été montré par Réthoré (2005). La preuve de la conservation de l'énergie discrétisée peut être trouvée dans Combescure et al. (2008) et en annexe A.

Par conséquent, durant les deux étapes, la conservation de l'énergie discrétisée est assurée.

1.3.5 Calcul numérique des paramètres de fissuration.

◊ *Calcul numérique en quasi-statique*

Afin d'estimer les facteurs d'intensité des contraintes en quasi-statique, une approche classique consiste à utiliser des intégrales de contour. La plus célèbre est l'intégrale J de Rice (1968). Rice (1988) a montré l'équivalence du taux de restitution de l'énergie G (équation 1.36) et de l'intégrale J. En écrivant la formule d'Irwin (1957) en déformation plane, l'intégrale J permet alors de calculer G numériquement une fois les champs mécaniques connus (équation 1.48). L'invariance de J vis-à-vis du contour d'intégration Γ permet de choisir un contour éloigné de la pointe de la fissure. On évite ainsi les imprécisions du calcul numérique au voisinage de la pointe de fissure.

$$\left(\int_{\Gamma} (w\, n_1 - \sigma_{ij}\, u_{i,1}\, n_j)\, ds \;=\; J\right) \quad \equiv \quad \left(G \;=\; \frac{(1-\nu^2)}{E}\left(K_I^2 + K_{II}^2\right)\right) \tag{1.48}$$

La formule d'Irwin qui démontre que G ne dépend uniquement que de la forme asymptotique des champs mécaniques au voisinage de la pointe est donnée en principe pour une fissure sollicitée en mode mixte. Leblond (2003) remarque que la démonstration nécessite que la propagation de la fissure se fasse dans le prolongement de sa direction initiale. Cette formule ne peut donc théoriquement pas être utilisée dans le cas d'un branchement de fissure sous sollicitations mixtes. Cependant elle est généralement utilisée même dans ce cas dans les codes de calculs.

Par ailleurs, c'est la formule d'Irwin qui fait le lien entre les critères de propagation énoncés aux équations 1.5 et 1.36, donnant un sens physique à la ténacité K_{Ic}.

◊ *Calcul numérique en dynamique*

Dans le cadre de la rupture dynamique fragile, les facteurs d'intensités des contraintes dynamiques $(K_I^{dyn}, K_{II}^{dyn})$ (équation 1.23) sont choisis pour représenter la rupture.

Afin d'estimer ces quantités, les notions définies par Irwin et Rice en quasi-statique ont été étendues et différentes intégrales de contour ont été exhibées par le passé (Bui (1978), Maigre (1990)).

Nous adoptons ici la démarche proposée dans Réthoré et al. (2005b) et Réthoré (2005). A partir de l'équivalent pour la dynamique de la relation d'Irwin en déformation plane (équation 1.49) et de l'équivalent du concept d'intégrale d'interaction en dynamique (équation 1.50) qui peuvent être reliés en choisissant un champ auxiliaire approprié, le découplage des modes est réalisable (équation 1.51).

Équivalent pour la dynamique de la relation d'Irwin en déformation plane

$$J = \frac{(1-\nu^2)}{E}\left(f_1(\dot{a})\, K_I^{dyn}\, K_I^{aux} + f_2(\dot{a})\, K_{II}^{dyn}\, K_{II}^{aux}\right) \tag{1.49}$$

où $(K_I^{aux}, K_{II}^{aux})$ sont les facteurs d'intensité des contraintes des champs auxiliaires
et f_i sont les fonctions universelles définies à l'équation 1.25.

Équivalent du concept d'intégrale d'interaction en dynamique

$$\begin{aligned} I^{int}(t) = & -\int_A q_{k,j}\left[(\sigma_{pq}^{aux} u_{p,q} - \rho\, \dot{u}_p\, \dot{u}_p^{aux})\delta_{kj} - (\sigma_{ij}^{aux} u_{i,k} + \sigma_{ij} u_{i,k}^{aux})\right] \quad dS \\ & + 2\int_A q_k\left[(\sigma_{ij,j}^{aux} u_{i,k} + \rho\, \ddot{u}_i\, u_{i,k}^{aux}) + (\rho\, \dot{u}_i^{aux}\, \dot{u}_{i,k} + \rho\, \dot{u}_i\, \dot{u}_{i,k}^{aux})\right] \quad dS \end{aligned} \tag{1.50}$$

où (u, σ) sont les champs actuels dépendant du temps et (u^{aux}, σ^{aux}) des champs auxiliaires,
A est l'aire delimitée par n'importe quel contour ∂A entourant la pointe de fissure
et q, le champ d'extension virtuelle, est compatible avec la géométrie de la fissure à l'instant t,
c'est-à-dire : q est tangent aux lèvres de la fissure, $\|q\| = 1$ sur le front et $\|q\| = 0$ sur ∂A.

Découplage des modes

$$\begin{aligned} I^{int} = 2\, J = \tfrac{2(1-\nu^2)}{E}\left(f_1(\dot{a})\, K_I^{dyn}\, K_I^{aux} + f_2(\dot{a})\, K_{II}^{dyn}\, K_{II}^{aux}\right) \\ \begin{cases} K_I^{dyn} \text{ est calculé avec } (K_I^{aux}, K_{II}^{aux}) = (1,0) \\ K_{II}^{dyn} \text{ est calculé avec } (K_I^{aux}, K_{II}^{aux}) = (0,1) \end{cases} \end{aligned} \tag{1.51}$$

◊ *Remarques*

- En pratique, les champs asymptotiques quasi-statiques indépendant du temps sont choisis comme champs auxiliaires.

- Un maillage additionnel de largeur d (appelé J-domaine), centré sur le front, indépendant du maillage de la structure et dont les éléments sont riches en points de Gauss est utilisé pour le calcul de l'intégrale d'interaction.

- Le champ d'extension virtuel q, tangent à la fissure, varie linéairement sur le J-domaine :

$$\boldsymbol{q} = (1 - |\,\frac{x1}{d}\,|)(1 - |\,\frac{x2}{d}\,|)\boldsymbol{x1} \tag{1.52}$$

- Pour une fissure courbe, ce champ est rendu compatible à l'intérieur du J-domaine pour respecter la condition de tangence aux lèvres (voir figure 1.8).

- Pour les mêmes raisons qu'en quasi-statique, l'équivalent pour la dynamique de la formule d'Irwin (équation 1.49) n'est théoriquement valable que dans le cas d'une propagation dans le prolongement de la direction initiale de la fissure. Durant la propagation, l'équation 1.31 assure une propagation en mode I dans la direction θ^*. Cependant, à l'amorçage ou après d'éventuelles phases d'arrêt, la fissure peut propager avec un angle de branchement non négligeable. Pour simplifier le problème, l'équation 1.51 sera utilisée pour l'estimation des facteurs d'intensité des contraintes dynamiques quelle que soit la phase de propagation.

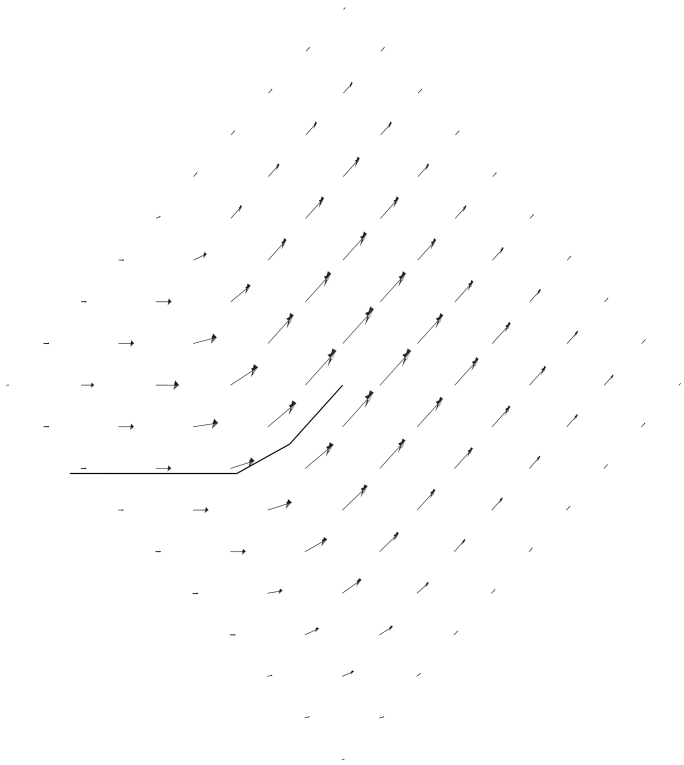


FIG. 1.8 – *J-domaine et champ d'extension virtuelle pour une fissure courbe (Réthoré, 2005).*

1.4 Méthodes expérimentales pour l'étude de la rupture dynamique.

1.4.1 Géométries d'éprouvettes de rupture dynamique.

Il existe une norme (ISO 12135) concernant la détermination de la ténacité en déformation plane sous chargement quasi-statique. De même, la norme ISO 148-1 spécifie la méthode d'essai de flexion par choc sur éprouvette Charpy pour la détermination de la ténacité d'initiation en conditions dynamiques et la norme ASTM E1221 spécifie la détermination de la ténacité d'arrêt pour les aciers. On peut également citer la norme ISO 13477 :2008 régissant les essais de détermination de l'arrêt ou de la propagation d'une fissure initiée dans un tube en matière thermoplastique pour le transport des fluides.

Par contre, il n'existe pas de norme en ce qui concerne la forme des éprouvettes de rupture pour l'étude de la propagation, de l'arrêt ou du redémarrage de fissures sous chargement dynamique. Plusieurs géométries d'éprouvettes ont donc fait l'objet d'études par le passé.

1.4.1.1 Éprouvettes chargées statiquement

A partir de l'éprouvette Compact Tension (CT) utilisée classiquement pour l'étude de la propagation stable de fissure ou pour la fissuration par fatigue (ASTM E399), des nouvelles géométries d'éprouvettes ont été adoptées afin d'étudier la propagation instable de fissures sous chargement statique.

Suivant si le facteur d'intensité des contraintes augmente ou diminue lors de la propagation, on distingue 4 types d'éprouvettes :

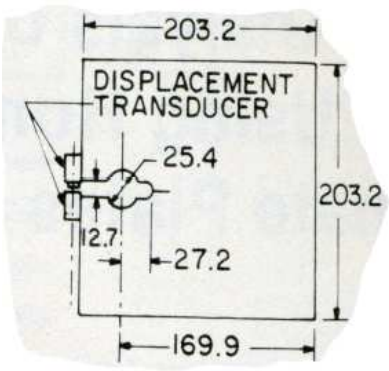
a) **Modified compact tension specimen (CT modifiée)**(figure 1.9.a)
(Kobayashi et al., 1980; Beguelin et al., 1998; Nishimura, 2005)
Cette géométrie est directement calquée de celle utilisée pour l'étude de la propagation stable ou de la fatigue.

b) **Single Edge Notched Tension specimen (SEN ou SENT)**(figure 1.9.b)
(Takahashi and Arakawa, 1987; Kokaly et al., 2001, 2003; Murphy et al., 2006)
Cette géométrie assure une augmentation du facteur d'intensité des contraintes lors de la courte propagation.

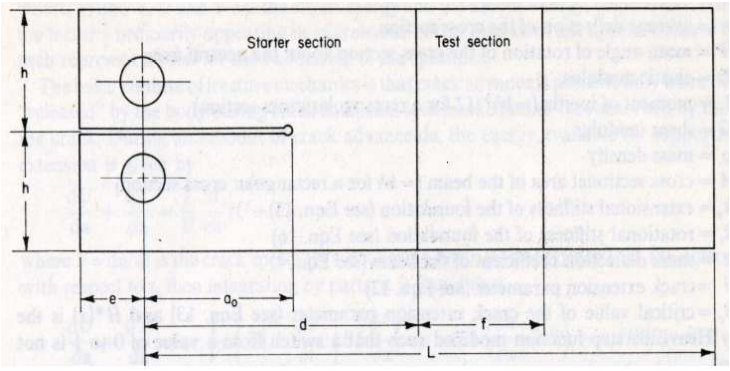
c) **Double Cantilever Beam (DCB)**(figure 1.9.c)
(Kanninen, 1974; Fineberg et al., 1991; Uenishi and Rossmanith, 2002)
Cette géométrie a été défini afin d'avoir un facteur d'intensité des contraintes décroissant avec la rupture du ligament sain. De ce fait la zone utile d'étude est encore faible vis à vis de la zone de propagation possible. Par contre, la simplicité de cette géométrie permet de faire des calculs analytiques dans le cadre de la théorie des poutres.

d) **Single Edge Notched Bending specimen (SENB)**(figure 1.9.d)
(Akourri et al., 2000; Avril et al., 2004)
Cette géométrie assure des conditions aux limites aisées à imposer. Mais la zone de propagation reste faible et cette configuration a été essentiellement été adoptée pour l'étude de l'amorçage.

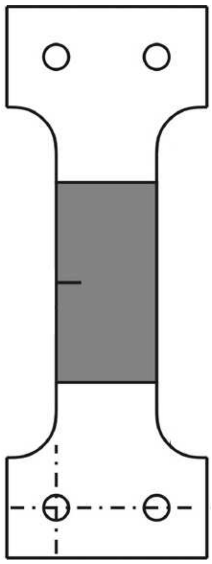
Les essais sur ces éprouvettes étant réalisés sur des machines conventionnelles, une bonne mesure des efforts appliqués est obtenue. Par contre les distances de propagation sont faibles et il n'est pas possible d'étudier la rupture sous impact avec de telles éprouvettes.



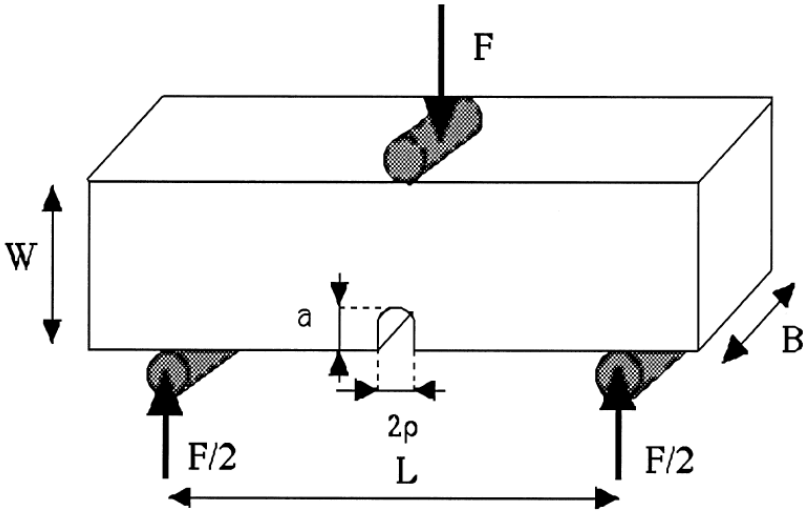
a) CT (Kobayashi et al., 1980)



c) DCB (Kanninen, 1974)



b) SENT (Kokaly et al., 2003)



d) SENB (Akourri et al., 2000)

FIG. 1.9 – *Éprouvettes chargées statiquement.*

1.4.1.2 Éprouvettes chargées dynamiquement

En ce qui concerne l'étude de la rupture sous impact, la première idée fût d'utiliser les géométries précédentes et de remplacer la sollicitation conventionnelle par un impact de type mouton Charpy, marteau ou lâcher de masse. La principale difficulté provient alors de la mesure des efforts appliqués. Afin d'obtenir les conditions aux limites de manière satisfaisante, les banc d'essais basés sur le système des barres de Hopkinson (ou barres de Kolsky (1949)) se sont répandus. Ce système sera détaillé dans la partie 2.15. Les géométries précédentes ont donc été modifiées afin de s'adapter au mieux à l'environnement des barres de Hopkinson.

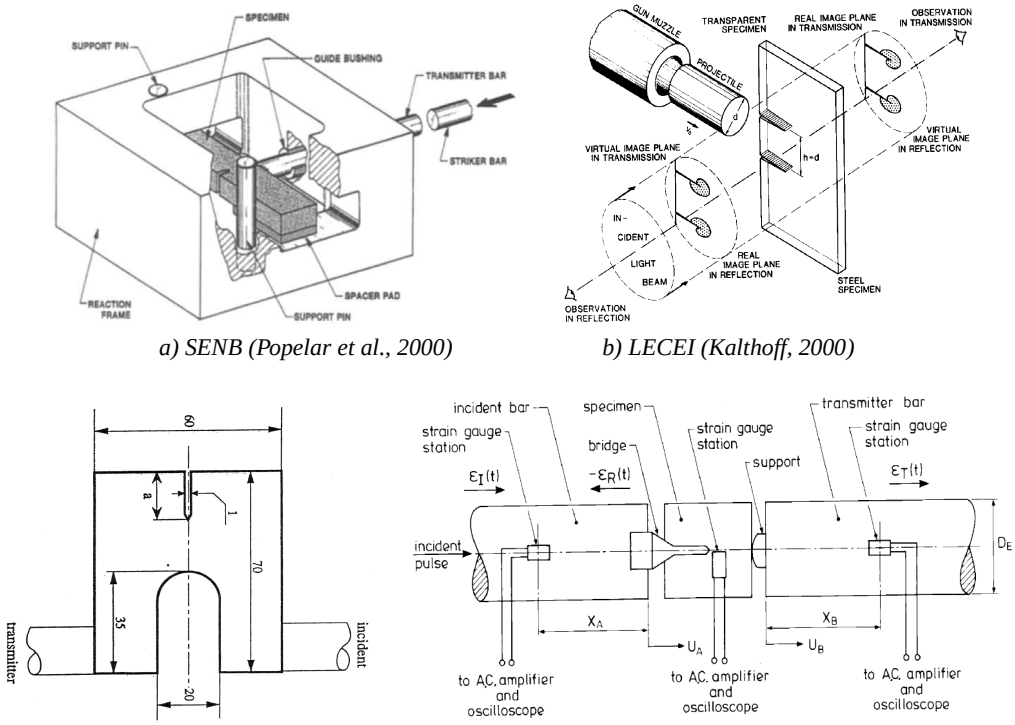
a) **Single Edge Notched Bending specimen (SENB)**(figure 1.10.a)
(Yokoyama and Kishida, 1989; Popelar et al., 2000; Rubio et al., 2003)
Cette géométrie est la même que celle utilisée dans le cas d'un chargement statique. Pour obtenir un chargement dynamique, soit on pose l'éprouvette sur deux appuis et on vient l'impacter directement, soit on remplace chaque appui par une barre de Kolsky afin d'obtenir précisément les conditions aux limites.

b) **Loading Edge Cracks by Edge Impact (LECEI)**(figure 1.10.b)
(Kalthoff, 1987; Mason et al., 1992; Kalthoff, 2000)
Cette géométrie a permis à Kalthoff d'approfondir l'influence de la dynamique du chargement en mettant en évidence l'influence de la vitesse de montée en charge. Cette géométrie a également l'avantage de révéler une transition entre fissuration par ouverture et fissuration par bandes de cisaillement. La fissuration par ouverture, prédit par la théorie de la mécanique élastique de la rupture, a lieu a faible vitesse d'impact alors que des bandes de cisaillement apparaissent lorsque la vitesse d'impact augmente (Kalthoff, 2000). Il est également possible de ne pratiquer qu'une seule entaille et de solliciter l'éprouvette dans les même conditions (Rittel et al., 1997).

c) **Compact Compression Specimen (CCS)**(figure 1.10.c)
(Bui et al., 1992; Maigre and Rittel, 1993; Rittel and Maigre, 1996; Rittel et al., 1997)
Cette géométrie a été largement utilisée pour l'étude de l'amorçage sous sollicitation dynamique, notamment pour caractériser l'influence des effets thermiques sur l'initiation. Par ailleurs, le chargement appliqué n'étant pas symétrique, la mixité varie lors de la propagation, permettant la validation de simulations numériques en mode mixte (Seelig et al., 1999; Menouillard et al., 2006). Cependant la zone utile de propagation reste faible, rendant difficile l'étude précise de critères de propagation en mode mixte.

d) **Wedge Loaded Compact Tension Specimen (WLCT)**(figure 1.10.d)
(Klepaczko, 1980; Carin, 2000)
Cette géométrie est adaptée de l'éprouvette CT utilisée en statique. La rupture est provoquée par l'impact d'un coin. Elle a surtout été utilisée dans le cadre de l'initiation de fissure dans les aciers. En adoptant une longueur d'éprouvette plus importante, Carin (2000) s'est intéressé à la propagation dynamique de fissure en mode I. Le principal inconvénient de cette géométrie provient du mode de sollicitation. Le frottement coin/éprouvette perturbe de manière significative les signaux issus des barres et interdit toute utilisation en amont de simulations numériques. Afin de résoudre ce problème, Carin (2000) a modifié cette géométrie en usinant un alésage circulaire afin de convertir l'onde de compression issue de l'impact en une onde de traction au niveau de la pré-entaille, sans intermédiaire. Cette configuration, qui a permis d'étudier la propagation dynamique de fissure en mode I pur, sera reprise dans notre étude dans le cas de sollicitations en mode mixte

(partie 2.1.2). Cependant, la sollicitation de traction avec le coin se faisant de manière directe, une grande vitesse de propagation peut être obtenue et cette géométrie sera également reprise dans la partie 5.1 consacrée aux instabilités et branchements dynamiques de fissures.



a) SENB (Popelar et al., 2000) *b) LECEI (Kalthoff, 2000)*

c) CCS (Bui et al., 1992) *d) WLCT (Klepaczko, 1980)*

FIG. 1.10 – *Éprouvettes chargées dynamiquement.*

Pour conclure cet état de l'art sur les géométries d'éprouvettes utilisées dans les expériences de rupture dynamique, on note que l'initiation a été le domaine le plus largement étudié.

En effet, historiquement, l'initiation de fissure a longtemps été le seul critère limitant pour le dimensionnement des structures.

Maintenant que l'on s'intéresse réellement à la propagation, à l'arrêt ou au redémarrage possible de fissures sous chargement dynamique, il est nécessaire d'imaginer de nouvelles configurations présentant ces évènements fortement transitoires, éventuellement dans des conditions de mixité variable au cours du chargement.

1.4.2 Détection de l'amorçage et mesure de la position du front.

Étant donné que l'on s'est longtemps contenté de limiter l'étude des phénomènes de rupture à l'amorçage de fissures, les techniques expérimentales concernant la détection de l'initiation d'une fissure et la mesure de la ténacité quasi-statique sont anciennes et maintenant bien maîtrisées.

Pour les matériaux transparents, on note les techniques de moiré ou d'interférométrie (Kokaly et al., 2003). Une revue de ces méthodes a été établie par Smith and Kobayashi (1987). La méthode ayant donné les meilleurs résultats reste cependant la méthode des caustiques, notamment développée par Rosakis (1980). Cette méthode, dont une revue a été établie par Kalthoff (1987), permet de déterminer les facteurs d'intensités des contraintes au cours de la propagation après traitement optique des images de caustiques obtenues durant un essai de rupture. Cette méthode présente quelques limitations dans le sens où la précision sur la position du front et sur l'estimation des facteurs d'intensité des contraintes dépend directement d'un procédé de post-traitement optique assez fastidieux. Par ailleurs, la technique est limitée à l'étude de l'initiation ou à l'étude de la propagation lente des fissures du fait de la limitation des caméras classiques en terme de nombre d'images par seconde (de l'ordre de 1000 à 8000 images par seconde pour une caméra rapide). Néanmoins, c'est cette méthode qui a permis d'obtenir une première estimation des facteurs d'intensité des contraintes dans une expérience de rupture.

Des clichés issus d'appareils photographiques classiques ont également été utilisés par Carin (2000) afin de localiser la position du front de fissure dans des PMMA. En s'assurant de la reproductibilité des expériences, plusieurs essais sont réalisés dans les mêmes conditions et en décalant l'instant de déclenchement des appareils photographiques on a une bonne idée de l'histoire de la position du front d'une fissure se propageant dynamiquement. Cette méthode sera détaillée dans la partie 2.2.1.

Pour les matériaux opaques, si l'on s'intéresse uniquement à la détection de l'amorçage, on peut placer une jauge de déformation en avant de la pré-entaille que la fissure viendra couper lors de l'initiation. En plaçant plusieurs jauges de cette manière on obtient une histoire de la position du front aux cours de l'essai dans les cas de rupture dynamique rapide (Owen et al. (1998), Maigre (1990), Maigre and Rittel (1993) et Rittel and Maigre (1996)). Cette technique a notamment été employée pour étudier l'amorçage de fissure dans du PMMA sur des éprouvettes de types CCS représentée à la figure 1.11. Cette méthode, efficace dans le cas de la propagation lente des fissures, donne des résultats variables en dynamique rapide du fait de la faible précision que l'on obtient lorsque la jauge casse après le passage de la fissure comme cela a été observé sur un acier Marval et illustré à la figure 1.12. Il faut noter tout de même les très bons résultats obtenus avec cette méthode par Prabel (2007) lors de l'étude expérimentale de la propagation et de l'arrêt de fissure de clivage dans un acier de cuve.

Pour des matériaux diélectriques, on peut mesurer la variation de potentiel induite par la diminution de la surface conductrice. Cette méthode a été utilisée par Tardif et al. (2007) pour localiser le front de fissure lors d'expériences de rupture dans des aciers 16MnD5 à chaud ($\approx 1000^oC$). Encore une fois cette méthode est limitée aux propagations lentes car elle devient rapidement imprécise pour des vitesses importantes de propagation. Dans le cas où le matériau n'est pas diélectriques, on note les travaux de Fineberg et al. (1991) et Stalder et al. (1983) consistant à appliquer la même méthode après avoir projeté une fine couche métallique sur la surface de l'éprouvette testée. Il faut dans ce cas s'assurer que la couche métallique adhère suffisamment à la surface pour que la rupture du film corresponde effectivement à la rupture de l'éprouvette testée sinon on se retrouve dans le cas des problèmes soulevés par la figure 1.12.

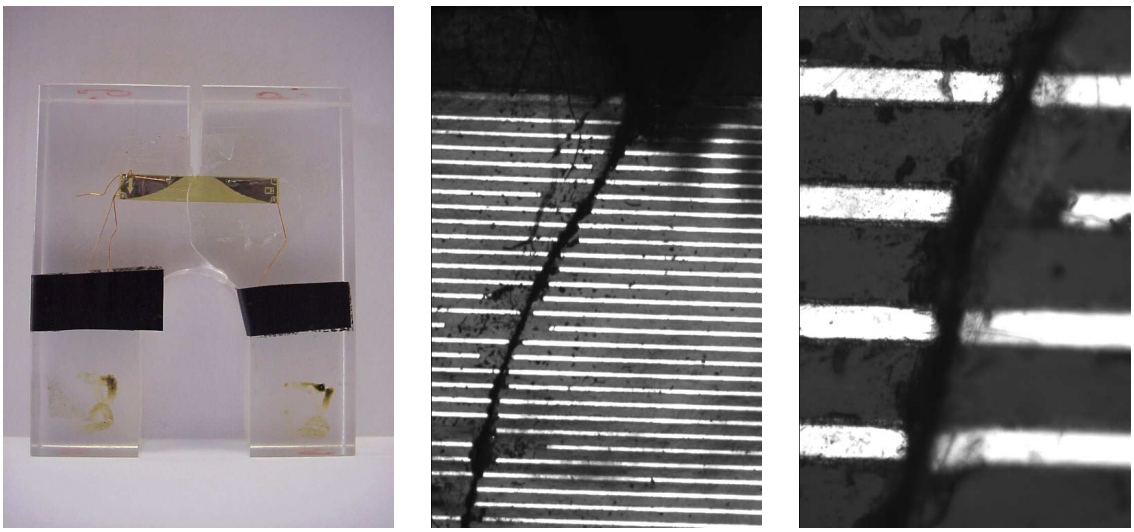


FIG. 1.11 – *Détection de l'amorçage par jauges de déformation (Maigre and Rittel, 1993).*

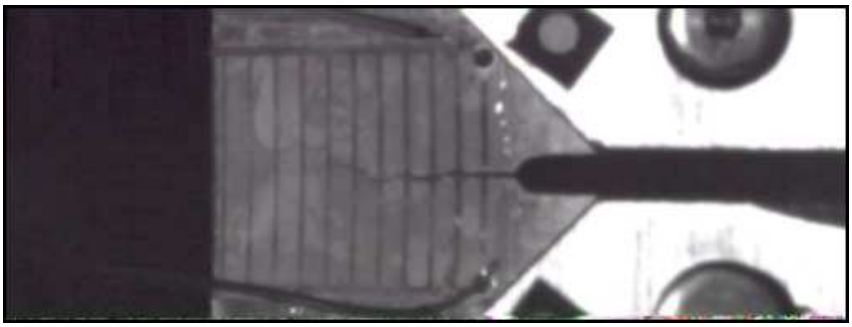


FIG. 1.12 – *Cas d'une fissure mal détectée (éprouvette CT - acier Marval).*

Dans ce mémoire, nous présenterons deux nouvelles méthodes pour la localisation précise d'un front de fissure se propageant dynamique :

La première dédiée à l'étude des matériaux transparent consiste à utiliser un extensomètre optique (Zimmer) traditionnellement utilisé pour la mesure de déplacements macroscopiques d'une cible contrastée en noir et blanc. Cette nouvelle méthode, présentée dans la partie 2.2.2 fournit avec une grande précision l'histoire complète de la position du front pour un essai donné et permet l'étude des phases hautement transitoire que sont l'amorçage, l'arrêt et le redémarrage d'une fissure sous impact.

Enfin une seconde méthode, basée sur la corrélation d'image numérique, permettra l'obtention de ces mêmes résultats pour des matériaux quelconques, quelle que soit leur opacité (voir partie 2.2.3).

1.4.3 Aspects physiques de la rupture dynamique.

Dans son ouvrage, Ravi-Chandar (2004) fait remarquer que les différents résultats théoriques qui permettent d'obtenir les expressions des variations temporelles des champs et des facteurs d'intensité des contraintes dynamiques et fournissent les critères décrivant le phénomène de rupture dynamique ne permettent pas de capturer entièrement la réponse dynamique des matériaux fragiles.

En effet, le cadre de la mécanique de la rupture présenté précédemment s'intéresse principalement à la description macroscopique des phénomènes en déterminant les contraintes, les déformations et les flux d'énergie au voisinage du front de fissure.

Cependant, pour appréhender le phénomène physique de la rupture dynamique dans son ensemble, il est nécessaire de comprendre et de modéliser le processus de fissuration lui-même dans la zone d'élaboration où l'énergie se dissipe. Les nombreuses expériences réalisées par le passé ont montré que le processus de fissuration est intrinsèquement dynamique dans les matériaux fragiles. Plusieurs observations sont d'ailleurs en contradiction avec les résultats théoriques obtenus d'un point de vue macroscopique.

◊ *Vitesse limite de propagation*

Dans le cas des polymères amorphes fragiles (comme le PMMA) et en absence de tout phénomène dissipatif dépendant du taux de chargement, l'énergie de rupture surfacique γ (équation 1.35) devrait être indépendante de la vitesse de propagation. Pourtant on observe expérimentalement (Schardin and Struth, 1938) qu'une fissure se propageant dans un polymère amorphe fragile n'atteint pas la vitesse limite théorique des ondes de Rayleigh.

Ravi-Chandar and Knauss (1984) ont montré que même dans les solides fragiles, la rupture a un lien avec une zone d'élaboration significative dans laquelle des micro-fissures naissent, croissent et coalescent.

Fineberg et al. (1991, 1992) ont montré que pour des fissures se propageant à plus du tiers de la vitesse de Rayleigh dans le PMMA ($0.36\ c_R$), la vitesse de propagation est sujette à d'importante oscillations rapides dues à la formation de micro-fissures à partir de la fissure principale. Ils concluent que c'est ce phénomène qui limiterait la vitesse de propagation.

Washabaugh and Knauss (1994) ont montré dans une expérience originale que c'est réellement la zone d'élaboration qui est limitante pour la vitesse de propagation. Ils ont obtenus une vitesse de propagation de l'ordre de $0.9\ c_R$ dans une éprouvette élaborée en liant deux plaques de PMMA afin d'obtenir une fine couche de propagation où la ténacité décroît jusqu'à devenir très faible. La fissure est alors accélérée intrinsèquement par le matériau.

Winkler et al. (1970) ont même obtenu une vitesse de propagation supersonique en irradiant le front de fissure avec un laser à grandes impulsions. L'énergie ainsi libérée en fond d'entaille fait accélérer la fissure jusqu'à des vitesses atteignant $20\ c_S$ dans des blocs fragiles de monocristaux de chlorure de potassium.

◊ *Faciès de rupture dans le PMMA*

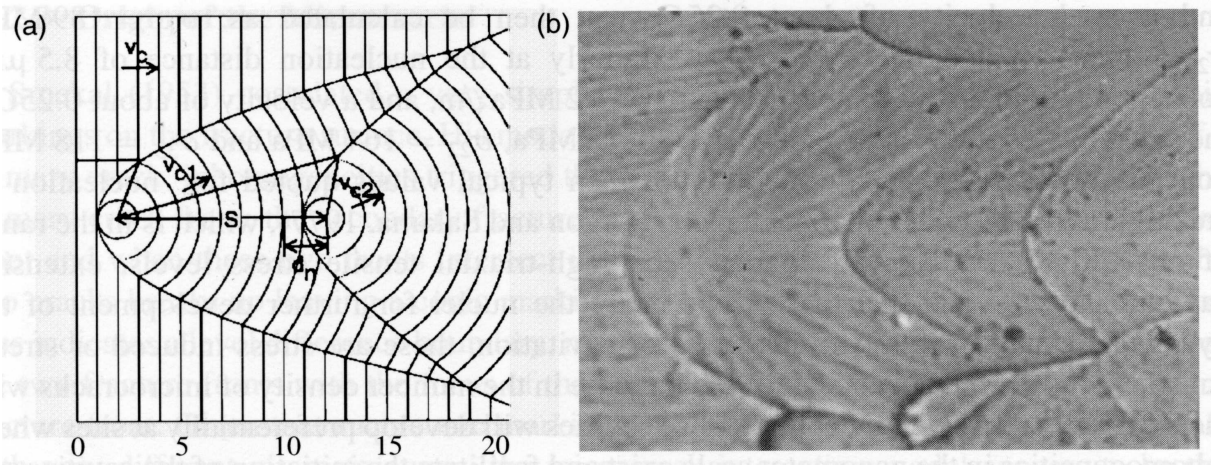


FIG. 1.13 – *Géométrie des coniques observées sur des faciès de PMMA (Ravi-Chandar, 2004).*

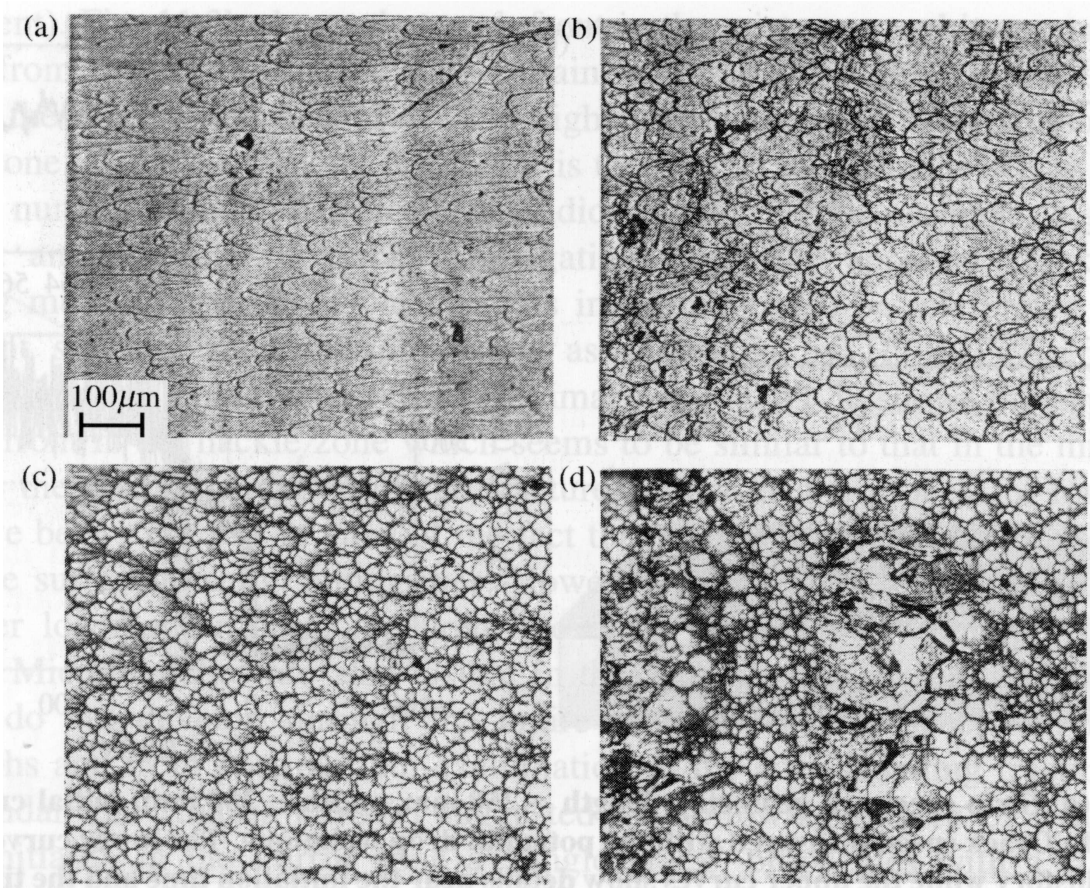


FIG. 1.14 – *Influence de la vitesse de propagation sur la forme des coniques et sur leur densité de répartition (Ravi-Chandar and Yang, 1997).*

Fineberg et al. ont observé des marques périodiques sur des éprouvettes en PMMA lors de propagations au tiers de la vitesse de Rayleigh. Ils ont fait le lien entre ces marques, caractéristiques d'un processus de microbranchement, avec les oscillations rapides observées sur la vitesse de propagation. Sharon and Fineberg (1996) ont ensuite corrélé l'augmentation de surface induite par ces microbranchement avec l'énergie dissipée dans le processus de création des microbranchements, justifiant ainsi les oscillations observées sur la vitesse de propagation.

De nombreux observateurs ont reporté des formes paraboliques caractéristiques sur les faciès de rupture lors de la propagation dynamique dans le PMMA. Ravi-Chandar (2004) a montré que dans le cas général ces formes sont coniques et qu'elles résultent de l'intersection entre la fissure principale et une microfissure qui se développe dans un plan légèrement différent (figure 1.13). Ravi-Chandar and Yang (1997) ont montré l'influence de la vitesse de propagation sur la forme des coniques et sur leur densité de répartition (figure 1.14). Ils justifient l'origine de ces coniques dans la présence de microcavités qui prennent naissance sur des nanodéfauts du fait de la propagation rapide d'une fissure principale.

Conclusion.

Ce premier chapitre permet de fixer le cadre dans lequel s'inscrit notre sujet de recherche. D'un point de vue théorique, l'analyse asymptotique en mécanique de la rupture dynamique fragile a défini les paramètres décrivant la rupture. Des critères simples en contraintes circonférentielles maximales, formulés en quasistatique et étendus au cas dynamique, sont adoptés afin de déterminer les phases effectives de propagation (initiation, arrêt ou redémarrage). Une loi d'évolution de la propagation $K_{1D}(\dot{a})$ reste à définir afin de piloter l'avancée de fissure.

Un outil de simulation numérique basé sur la méthode des éléments finis étendue et dédié à l'étude de la propagation dynamique de fissures permet de représenter l'avancée dynamique de fissures soumises à un chargement transitoire.

Afin de discerner quels sont les résultats numériques physiquement acceptables, il est nécessaire de comparer ces résultats à des résultats expérimentaux. Par le passé, les efforts expérimentaux ont porté sur l'étude de l'amorçage de fissures ou de la propagation instable dans des structures soumises à des chargements faiblement variables.

Pour étudier véritablement les phases transitoires que sont l'arrêt et le redémarrage de fissures sous impact, il apparaît nécessaire de définir de nouvelles techniques expérimentales permettant le suivi continu d'un front de fissure se propageant dynamiquement ainsi que l'évolution temporelle des paramètres de fissuration.

Bibliographie

Akourri, O., Louah, M., Kifani, A., Gilgert, G., Pluvinage, G., 2000.
The effect of notch radius on fracture toughness J_{Ic}.
Engineering Fracture Mechanics 65 (4), 491–505.

Albuquerque, E. L., Sollero, P., Aliabadi, M. H., 2004.
Dual boundary element method for anisotropic dynamic fracture mechanics.
International Journal for Numerical Methods in Engineering 59, 1187–1205.

Avril, S., Vautrin, A., Surrel, Y., 2004.
Grid method : Application to the characterization of cracks.
Experimental Mechanics 44 (1), 37–43.

Babuska, I., Melenk, J., 1997.
The partition of unity method.
International Journal for Numerical Methods in Engineering 40, 727–758.

Beguelin, P., Fond, C., Kausch, H. H., Jan. 1998.
The Influence of Inertial Effects on the Fracture of Rapidly Loaded Compact Tension Specimens Part A : Loading and Fracture Initiation.
International Journal of Fracture 89 (1), 85–102.

Belytschko, T., Black, T., 1999.
Elastic crack growth in finite elements with minimal remeshing.
International Journal for Numerical Methods in Engineering 45 (5), 601–620.

Belytschko, T., Krongauz, Y., Organ, D., Fleming, M., Krysl, P., 1996.
Meshless methods : an overview and recent developments.
Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 139 (1), 3–47.

Bonnet, M., Sandig, A.-M., Wendland, W. L., 2000.
Mathematical Aspects of Boundary Element Methods. Chapman and Hall/CRC.

Bui, H., Ehrlacher, A., Nguyen, Q., 1981.
Étude expérimentale de la dissipation dans la propagation de fissure par thermographie infrarouge.
CR Acad. Sci 293, 1015–1017.

Bui, H. D., 1978.
Mécanique de la rupture fragile. Masson.

Bui, H. D., Maigre, H., Rittel, D., 1992.
A new approach to the experimental determination of the dynamic stress intensity factor.
International Journal of Solids and Structures 29 (23), 2881–2895.

Carin, T., 2000.
Modélisation de la propagation dynamique de fissure. Thèse de doctorat., École Nationale des Ponts et Chaussées.

Combescure, A., Gravouil, A., Grégoire, D., Réthoré, J., 2008.
X-FEM a good candidate for energy conservation in simulation of brittle dynamic crack propagation.
Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 197 (5), 309–318.

Dolbow, J., Moës, N., Belytschko, T., 2001.
An extended finite element method for modeling crack growth with frictional contact.
Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 190 (51), 6825–6846.

Duarte, C., Hamzeh, O., Liszka, T., Tworzydlo, W., 2001.
A generalized finite element method for the simulation of three-dimensional dynamic crack propagation.
Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 190, 2227–2262.

Elguedj, T., 2006.
Simulation numérique de la propagation de fissure en fatigue par la méthode des éléments finis étendus : prise en compte de la plasticité et du contact-frottement. Ph.D. thesis, INSA-LYON.

Elguedj, T., Gravouil, A., Combescure, A., 2006.
Appropriate extended functions for X-FEM simulation of plastic fracture mechanics.
Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 195, 501–515.

Erdogan, F., Sih, G., 1963.
On the crack extension in plates under plane loading and transverse shear.
Journal of Basic Engineering 85, 519–527.

Fineberg, J., Gross, S. P., Marder, M., Swinney, H. L., 1991.
Instability in Dynamic Fracture.
Physical Review Letters 67 (4), 457–460.

Fineberg, J., Gross, S. P., Marder, M., Swinney, H. L., 1992.
Instability in the propagation of fast cracks.
Physical Review B. 45 (10), 5146–5154.

Flouriot, S., Forest, S., Cailletaud, G., Köster, A., Rémy, L., Burgardt, B., Gros, V., Mosset, S., Delautre, J., 2003.
Strain localization at the crack tip in single crystal CT specimens under monotonous loading : 3D Finite Element analyses and application to nickel-base superalloys.
International Journal of Fracture 124, 43–77.

Freund, L. B., 1990.
Dynamic fracture mechanics. Cambridge University Press.

Gravouil, A., Moës, N., Belytschko, T., 2002.
Non-planar 3D crack growth by the extended finite element and level sets - Part II : Level set update.
International Journal for Numerical Methods in Engineering 53, 2569–2586.

Griffith, A. A., 1921.
The Phenomena of Rupture and Flow in Solids.
Philosophical Transactions of the Royal Society of London 221, 163–198.

Grégoire, D., Maigre, H., Réthoré, J., Combescure, A., 2007.
Dynamic crack propagation under mixed-mode loading - Comparison between experiments and X-FEM simulations.
International Journal of Solids and Structures 44 (20), 6517–6534.

Hughes, T., 1987.
The finite element method : linear static and dynamic finite element analysis. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ.

Irwin, G., 1957.
Analysis of stresses and strains near the end of a crack traversing a plate.
Journal of Applied Mechanics 24 (3), 361–364.

Kalthoff, J. F., 1987.
Handbook on experimental mechanics. Prentice-Hall, Inc., Ch. 9-Shadow Optical Method of Caustics, pp. 430–500.

Kalthoff, J. F., 2000.
Modes of dynamic shear failure in solids.
International Journal of Fracture 101 (1), 1–31.

Kanninen, M., 1974.
A dynamic analysis of unstable crack propagation and arrest in the DCB test specimen.
International Journal of Fracture 10 (3), 415–430.

Kanninen, M., Popelar, C. H., 1985.
Advanced fracture mechanics. Oxford University Press.

Klepaczko, J., 1980.
Application of the Split Hopkinson Pressure Bar to Fracture Dynamics. In :
Proc. 2nd Conf. Mechanical Properties of Materials at High Rates of Strain, Oxford, England, Mar. 1979,. pp. 201–214.

Kobayashi, A., Seo, K., Jou, J., Urabe, Y., 1980.
A dynamic analysis of modified compact-tension specimens using homalite-100 and polycarbonate plates.
Experimental Mechanics 20 (3), 73–79.

Kokaly, M., Lee, J., Kobayashi, A., 2001.
Dynamic ductile fracture of 7075-T6–an experimental analysis.
International Journal of Solids and Structures 38 (10-13), 1935–1942.

Kokaly, M., Lee, J., Kobayashi, A., 2003.
Moiré interferometry for dynamic fracture study.
Optics and Lasers in Engineering 40 (4), 231–247.

Kolsky, H., 1949.
An investigation of the mechanical properties of material at a very high rate of loading. In :
Proceedings of the Physical Society. Vol. B 62. pp. 676–700.

Krysl, P., Belytschko, T., 1999.
The Element Free Galerkin Method for Dynamic Propagation of Arbitrary 3-D Cracks.
International Journal for Numerical Methods in Engineering 44 (6), 767–780.

Leblond, J.-B., 2003.
Mécanique de la rupture fragile et ductile. Lavoisier.

Leguillon, D., 2002.
Strength or toughness ? A criterion for crack onset at a notch.
European Journal of Mechanics/A Solids 21 (1), 61–72.

Maigre, H., 1990.
Contribution théorique à l'identification des grandeurs caractéristiques en mécanique de la rupture dynamique. Thèse de doctorat., école Polytechnique.

Maigre, H., Rittel, D., 1993.
Mixed-mode quantification for dynamic fracture initiation : Application to the compact compression specimen.
International Journal of Solids and Structures 30 (23), 3233–3244.

Mason, J. J., Lambros, J., Rosakis, A. J., 1992.
The use of a coherent gradient sensor in dynamic mixed-mode fracture mechanics experiments.
Journal of the Mechanics and Physics of Solids 40 (3), 641–661.

Menouillard, T., Réthoré, J., Combescure, A., Bung, H., 2006.
Efficient explicit time stepping for the eXtended Finite Element Method (X-FEM).
International Journal for Numerical Methods in Engineering 68 (9), 911–939.

Moës, N., Belytschko, T., 2002.
Extended finite element method for cohesive crack growth.
Engineering Fracture Mechanics 69 (7), 813–833.

Moës, N., Dolbow, J., Belytschko, T., 1999.
A finite element method for crack growth without remeshing.
International Journal for Numerical Methods in Engineering 46, 131–150.

Moës, N., Gravouil, A., Belytschko, T., 2002.
Non-planar 3D crack growth by the extended finite element and level sets - Part I : Mechanical model.
Int. J. Numer. Meth. Engng 53, 2549–2568.

Mueller, R., Maugin, G. A., 2002.
On material forces and finite element discretizations.
Computational Mechanics 29, 52–60.

Murphy, N., Ali, M., Ivankovic, A., 2006.
Dynamic crack bifurcation in PMMA.
Engineering Fracture Mechanics 73 (16), 2569–2587.

Newmark, N. M., 1959.
A method of computation for structural dynamics.
Journal of the Engineering Mechanics Division - ASCE 85, 67–94.

Nishimura, T., 2005.
Experimental and numerical evaluation of crack arresting capability due to a dimple.
Journal of Engineering Materials and Technology 127 (2), 244–250.

Owen, D. M., Zhuang, S., Rosakis, A. J., Ravichandran, G., 1998.
Experimental determination of dynamic crack initiation and propagation fracture toughness in thin aluminium sheets.
International Journal of Fracture 90, 153–174.

Popelar, C., Anderson, C., Nagy, A., 2000.
An experimental method for determining dynamic fracture toughness.
Experimental Mechanics 40 (4), 401–407.

Prabel, B., 2007.
Modélisation avec la méthode X-FEM de la propagation dynamique et de l'arrêt de fissure de clivage dans un acier de cuve REP. Ph.D. thesis, INSA-LYON.

Prabel, B., Combescure, A., Gravouil, A., Marie, S., 2007.
Level set X-FEM non-matching meshes : Application to dynamic crack propagation in elastic-plastic media.
International journal for numerical methods in engineering 69 (8), 1553–1569.

Ravi-Chandar, K., 2004.
Dynamic Fracture. Elsevier.

Ravi-Chandar, K., Knauss, W. G., 1984.
An experimental investigation into dynamic fracture : III. On steady-state crack propagation and crack branching.
International Journal of Fracture 26, 141–154.

Ravi-Chandar, K., Yang, B., 1997.
On the role of microcracks in the dynamic fracture of brittle materials.
Journal of the Mechanics and Physics of Solids 45 (4), 535–563.

Rice, J. R., 1968.
Mathematical Analysis in the Mechanics of Fracture, Fracture.
An Advanced Treatise. Academic Press, NY, London 2, 191–311.

Rice, J. R., 1988.
Elastic Fracture Mechanics Concepts for Interfacial Cracks.
Journal of Applied Mechanics 55 (1), 98–103.

Rittel, D., 1998.
Experimental investigation of transient thermoelastic effects in dynamic fracture.
International Journal of Solids and Structures 35 (22), 2959–2973.

Rittel, D., 2000.
A Note on the Dynamic Failure of PMMA.
International Journal of Fracture 106 (2), 3–8.

Rittel, D., Levin, R., Maigre, H., 1997.
On dynamic crack initiation in polycarbonate under mixed-mode loading.
Mechanics Research Communications 24 (1), 57–64.

Rittel, D., Maigre, H., 1996.
An investigation of dynamic crack initiation in PMMA.
Mechanics of Materials 23 (3), 229–239.

Rosakis, A. J., 1980.
Analysis of the optical method of caustics for dynamic crack propagation.
Engineering Fracture Mechanics 13 (2), 331–347.

Rubio, L., Fernández-Sáez, J., Navarro, C., 2003.
Determination of dynamic fracture-initiation toughness using three-point bending tests in a modified Hopkinson pressure bar.
Experimental Mechanics 43 (4), 379–386.

Réthoré, J., 2005.
Méthodes élements finis étendus en espace et en temps : Application à la propagation dynamique des fissures. Ph.D. thesis, INSA-LYON.

Réthoré, J., Gravouil, A., Combescure, A., 2004.
A stable numerical scheme for the finite element simulation of dynamic crack propagation with remeshing.
Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 193 (42-44), 4493–4510.

Réthoré, J., Gravouil, A., Combescure, A., 2005a.
A combined space–time extended finite element method.
International Journal for Numerical Methods in Engineering 64, 260–284.

Réthoré, J., Gravouil, A., Combescure, A., 2005b.
An energy conserving scheme for dynamic crack growth with the extended finite element method.
International Journal for Numerical Methods in Engineering 63, 631–659.

Saad-Gouider, N., Estevez, R., Olagnon, C., Seguela, R., 2006.
Calibration of a viscoplastic cohesive zone for crazing in PMMA.
Engineering fracture mechanics 73 (16), 2503–2522.

Schardin, H., Struth, W., 1938.
Hochfrequenzkinematographische Untersuchung der Bruchvorgaenge im Glas.
Glastechnische Berichte 16, 219–227.

Seelig, T., Gross, D., Pothmann, K., 1999.
Numerical Simulation of a Mixed-mode Dynamic Fracture Experiment.
International Journal of Fracture 99 (4), 325–338.

Sharon, E., Fineberg, J., 1996.
Microbranching instability and the dynamic fracture of brittle materials.
Physical Review B 54 (10), 7128–7139.

Smith, C. W., Kobayashi, A. S., 1987.
Handbook on experimental mechanics. Prentice-Hall, Inc., Ch. 20-Experimental Fracture Mechanics, pp. 891–956.

Stalder, B., Béguelin, P., Kausch, H. H., 1983.
A simple velocity gauge for measuring crack growth.
International Journal of Fracture 22 (2), R47–R50.

Tada, H., Paris, P. C., Irwin, G. R., 1973.
The Stress Analysis of Cracks Handbook. Del Research Corporation, Hellertown, Pensylvania.

Takahashi, K., Arakawa, K., 1987.
Dependence of crack acceleration on the dynamic stress-intensity factor in polymers.
Experimental Mechanics 27 (2), 195–199.

Tardif, N., Coret, M., Combescure., A., 2007.
Unstable Crack Propagation At High Temperature. In :
13th International Conference on Experimental Mechanics, ICEM13, Alexandroupolis, Greece, 1-6 July.

Uenishi, K., Rossmanith, H. P., 2002.
Stability of dynamically propagating cracks in brittle materials.
Acta Mechanica 156 (3), 179–192.

Ventura, G., Xu, J. X., Belytschko, T., 2002.
A vector level set method and new discontinuity approximations for crack growth by EFG.
International Journal for Numerical Methods in Engineering 54 (6), 923–944.

Washabaugh, P., Knauss, W., 1994.
A reconciliation of dynamic crack velocity and Rayleigh wave speed in isotropic brittle solids.
International Journal of Fracture 65 (2), 97–114.

Westergaard, H. M., 1939.
Bearing Pressures and Cracks.
Journal of Applied Mechanics 6, 49–53.

Winkler, S., Shockey, D., Curran, D., 1970.
Crack propagation at supersonic velocities, I.
International Journal of Fracture 6 (2), 151–158.

Yokoyama, T., Kishida, K., 1989.
A novel impact three-point bend test method for determining dynamic fracture-initiation toughness.
Experimental Mechanics 29 (2), 188–194.

Yosibash, Z., Priel, E., Leguillon, D., 2006.
A failure criterion for brittle elastic materials under mixed-mode loading.
International Journal of Fracture 141 (1), 291–312.

Chapitre 2

Mesure expérimentale des paramètres de fissuration dynamique.

Ce deuxième chapitre présente les moyens expérimentaux mis en oeuvre pour la mesure des paramètres de fissuration dynamique. Sont décrits les matériaux étudiés, les bancs d'essais utilisés ainsi que les techniques développées pour la localisation du front de fissure et l'estimation des facteurs d'intensité des contraintes durant un essai de rupture dynamique.

Sommaire

Introduction. **46**

2.1 Dispositifs d'essais. **46**

2.1.1 Matériaux étudiés. 46

2.1.2 Géométrie des éprouvettes utilisées. 50

2.1.3 Différents types de bancs d'essai utilisés. 52

2.2 Mesure de la vitesse du front d'une fissure se propageant en régime transitoire. . . 64

2.2.1 Appareils photographiques. 64

2.2.2 Extensomètre optique (Zimmer). 70

2.2.3 Localisation de fissure par corrélation d'images numériques. 74

2.3 Estimation des facteurs d'intensité des contraintes par corrélation d'images . . . 89

2.3.1 Cas artificiel d'une géométrie de fissure connue. 89

2.3.2 Cas artificiel d'une géométrie de fissure inconnue. 92

2.3.3 Application à un cas de rupture par fatigue en mode I pur. 98

2.3.4 Application à un cas de propagation dynamique en mode mixte 102

2.4 Algorithme de corrélation espace-temps global. 103

2.4.1 Cadre théorique 103

2.4.2 Application à un cas de propagation dynamique en mode mixte 105

Conclusion. **112**

Bibliographie. **113**

Introduction.

Ce deuxième chapitre traite des moyens mis en oeuvre lors de la thèse pour l'étude expérimentale de la rupture dynamique de fissure[1]. L'accent est mis sur le développement de nouvelles techniques expérimentales permettant de suivre en continu le front d'une fissure et d'estimer les paramètres de fissuration durant les phases hautement transitoires que sont l'initiation, la propagation, l'arrêt et le redémarrage d'une fissure sous impact.

Tout d'abord sont présentés les dispositifs d'essai utilisées. Les matériaux étudiés, les géométries conçues ainsi que les différents bancs d'essai utilisés sont décrits.

Ensuite trois méthodes de suivi de front de fissure sont exposées. La première reprend les travaux de thèse de Carin (2000) où l'histoire de la position du front est déterminée en collectant différents clichés obtenus à l'aide de caméras rapides durant différent essais. La seconde méthode est basée sur une utilisation originale d'extensomètres optiques permettant la localisation précise et continue du front d'une fissure se propageant dynamiquement. Enfin une méthode locale basée sur la corrélation d'images numériques est présentées afin de localiser précisément le front d'une fissure se propageant dans un matériau, quelle que soit son opacité.

Le troisième paragraphe traite de l'estimation de l'histoire des paramètres de fissuration durant un essai de rupture. Un algorithme local de corrélation d'images numériques dédié à l'estimation des facteurs d'intensité des contraintes est développé et validé sur différents exemples artificiels ainsi que sur un cas de rupture par fatigue en mode I pur.

Le dernier paragraphe est dédié au développement d'un algorithme espace-temps de corrélation d'images numériques permettant un calcul précis du champ de déplacement à partir d'images acquises à l'aide d'une caméra ultra-rapide (jusqu'à 400 000 images par seconde) lors d'un essai de rupture dynamique.

2.1 Dispositifs d'essais.

2.1.1 Matériaux étudiés.

2.1.1.1 Polyméthacrylate de méthyle (PMMA).

◊ *Généralité.*

Le matériau principalement étudié est le Polyméthacrylate de méthyle (PMMA). C'est un polymère amorphe thermoplastique dont le monomère est le Méthacrylate de méthyle (MAM) (voir figure 2.1). Il existe deux principales techniques de production de plaques de PMMA. Elles sont soit coulées soit extrudées. La première technique sera préférée car elle débouche sur une meilleure maîtrise de l'épaisseur des plaques.

[1]Durant les différentes campagnes expérimentales menées, 178 éprouvettes de rupture ont été testées. Afin de ne pas surcharger ce mémoire de thèse, les essais sont brièvement développés en annexe C. Par contre ils sont repris entièrement et décris en détail dans un tome annexe édité à part.

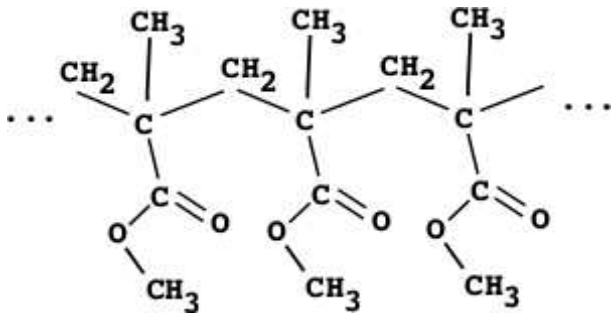


FIG. 2.1 – *Structure du PMMA* $(C_5O_2H_8)_n$.

◊ *Comportement mécanique.*

Les polymères amorphes à l'état vitreux ont une réponse mécanique élasto-viscoplastique avec un adoucissement intrinsèque suivi d'un durcissement. La figure 2.2 présente la courbe classique contrainte/déformation d'un polymère amorphe en compression uniaxiale. Dans le cadre d'un chargement mécanique monotone, le seuil d'écoulement plastique σ_Y est sensible à la variation de la vitesse, de la température et de la pression hydrostatique. Par ailleurs, ce seuil est également sensible à l'histoire thermomécanique du matériau.

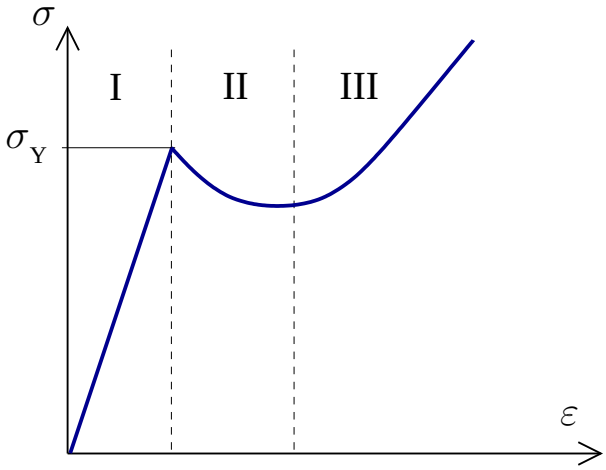


FIG. 2.2 – *Comportement classique d'un polymère amorphe en compression uniaxiale. (I) domaine linéaire, (II) adoucissement, (III) durcissement.*

A température ambiante, nous considérons que le PMMA a une réponse mécanique viscoélastique. La figure 2.3 présente une courbe brute de traction uniaxiale et la géométrie de l'éprouvette de PMMA testée sur une machine de traction Schenck (250kN). Si on exclue la première partie de la courbe due au glissement de l'éprouvette entre les mors, la relation effort/déplacement obtenue est bien linéaire.

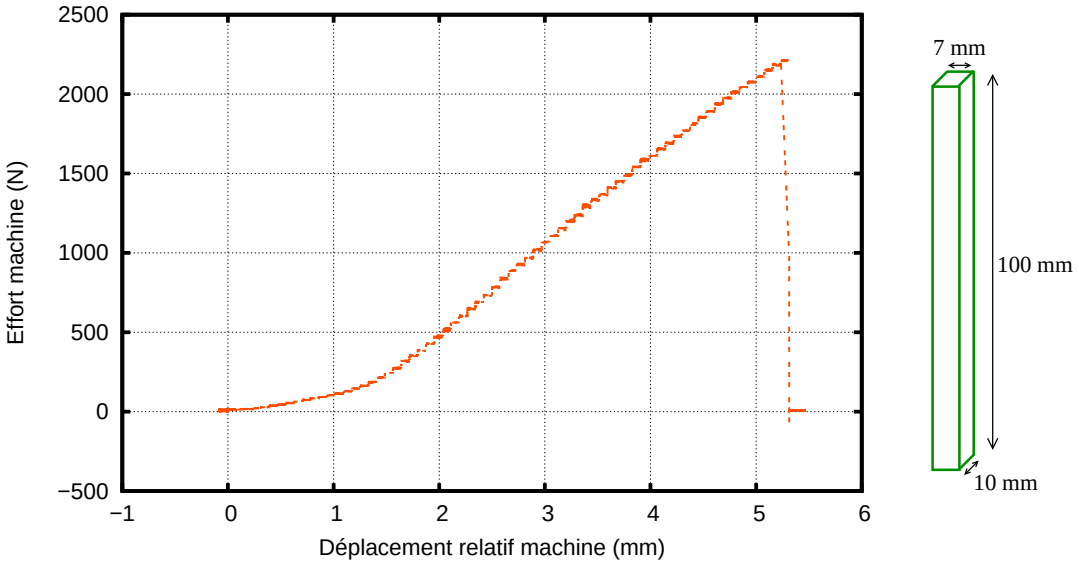


FIG. 2.3 – *Courbe brute de traction et géométrie de l'éprouvette de PMMA.*

◊ *Processus de rupture.*

En mécanique de la rupture, le PMMA est généralement considéré comme un représentant des polymères fragiles. C'est-à-dire que le processus de rupture microscopique dominant est le craquelage (à opposer à la déformation plastique par bandes de cisaillement pour les polymères ductiles comme le Polycarbonate).

Le mécanisme de craquelage a été décrit par Saad-Gouider (2005). Une craquelure apparaît géométriquement semblable à une fissure pontée par des fibrilles de matière (voir figure 2.4). Ces fibrilles permettent à la craquelure de supporter une charge dans la direction perpendiculaire à ses faces. Le craquelage implique un processus d'étirage de matière du matériau massif vers la zone fibrillée. Au cours de cette transformation, une déformation plastique importante a lieu à l'interface entre le polymère massif et les fibrilles, dans une couche de quelques nanomètres d'épaisseur. Le mécanisme de craquelage procède selon trois étapes d'amorçage, de séparation des faces de la craquelure et de rupture des fibrilles avec la création d'une fissure localement. Cependant, à grandes vitesses de propagation, le mécanisme de rupture semble tendre vers la coalescence de microcavités qui prennent naissance sur des nanodéfauts comme développé au §1.4.3.

Par la suite, nous étudierons les phénomènes d'un point de vue macroscopique. Ainsi le PMMA est considéré comme étant fragile sous sollicitations dynamiques à température ambiante. Les phénomènes dissipatifs sont considérés confinés en pointe de fissure. Le phénomène de fissuration est décrit avec le formalisme développé dans la partie 1.2.1 dans le cadre de la mécanique de la rupture fragile en dynamique.

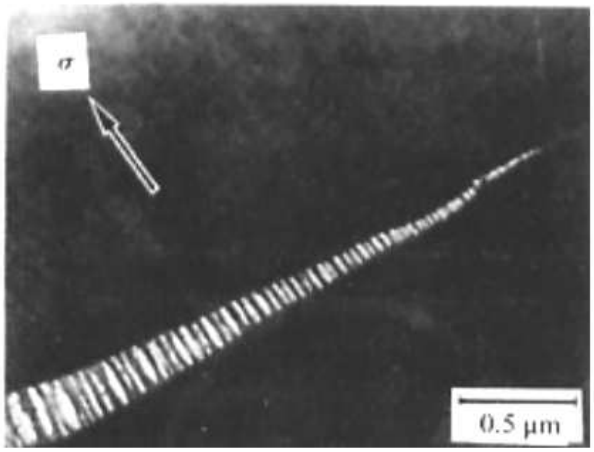


FIG. 2.4 – *Observation d'une craquelure (Beahan et al. (1973) reprise par Saad-Gouider (2005)).*

◊ *Propriétés mécaniques des éprouvettes testées.*

Les éprouvettes testées durant les différentes campagnes expérimentales sont issues de différentes plaques de PMMA. Les géométries et la situation des éprouvettes dans ces plaques sont répertoriées en annexe C avant la description précise de chaque essai.

Pour illustrer, le tableau 2.1 reprend les propriétés mécaniques statiques des éprouvettes testées en Octobre 2004 et décrites en annexe C.2.

Propriétés mécaniques	Symboles	(Unités)	PMMA
Densité	ρ	$(kg.m^{-3})$	1180
Module d'Young	E	(GPa)	3.3
Coefficient de Poisson	ν	$(--)$	0.42
Constantes de Lamé	λ	(GPa)	6.1
	μ	(GPa)	1.2
Vitesse des ondes de compression	c_P	$(m.s^{-1})$	2672
Vitesse des ondes de cisaillement	c_S	$(m.s^{-1})$	992
Vitesse des ondes élastiques 1D	c_L	$(m.s^{-1})$	1672
Vitesse des ondes de Rayleigh	c_R	$(m.s^{-1})$	934
Impédance 1D	$\sqrt{\rho E}$	$(10^6.kg.m^{-2}.s^{-1})$	1.97

Les différentes grandeurs sont définies dans l'équation 1.25.

TAB. 2.1 – *Octobre 2004 - Propriétés mécaniques statiques des éprouvettes de PMMA.*

Dans le cas d'un matériau viscoélastique, les propriétés mécaniques dépendent du taux de chargement. Lors des simulations numériques, ces effets viscoélastiques sont pris en compte en adoptant un module de Young sécant dynamique comme développé au §3.1.3. Les vitesses de propagation de fissure sont souvent exprimées en pourcentage de la vitesse des ondes de Rayleigh. Dans le cas d'un matériau viscoélastique, cette vitesse limite n'est pas intrinsèque et dépend également du taux de chargement. Dans la suite, les vitesses de propagation sont exprimées en pourcentage de la vitesse des ondes de Rayleigh calculée en fonction du module de Young sécant dynamique estimé pour chaque essai.

2.1.1.2 Alliage d'aluminium aéronautique (Al 7075 T651).

Lors d'une campagne d'essai, des éprouvettes usinées dans des plaques d'aluminium (Al 7075 T651) ont été testées. Ces essais sont décrits dans l'annexe C.8. Cet alliage a haute résistance mécanique comporte du zinc (5 à 6 % massique) et du cuivre (1 à 2 % massique). Il est utilisé en aéronautique depuis la seconde guerre mondiale, en armement et en sport. Le traitement thermique subi correspond à une mise en solution, une trempe et un revenu. Les caractéristiques mécaniques de l'alliage d'aluminium testé sont répertoriées dans le tableau 2.2.

Propriétés mécaniques	Symboles	(Unités)	Aluminium 7075
Densité	ρ	$(kg.m^{-3})$	2804
Module d'Young	E	(GPa)	73.7
Coefficient de Poisson	ν	$(--)$	0.35
Constantes de Lamé	λ	(GPa)	63.7
	μ	(GPa)	27.3
Vitesse des ondes de compression	c_P	$(m.s^{-1})$	6493
Vitesse des ondes de cisaillement	c_S	$(m.s^{-1})$	3119
Vitesse des ondes élastiques 1D	c_L	$(m.s^{-1})$	5125
Vitesse des ondes de Rayleigh	c_R	$(m.s^{-1})$	2917
Impédance 1D	$\sqrt{\rho E}$	$(10^6.kg.m^{-2}.s^{-1})$	14.4

Les différentes grandeurs sont définies dans l'équation 1.25.

TAB. 2.2 – *Aout 2007 - Propriétés mécaniques statiques des éprouvettes d'aluminium.*

L'alliage 7075 étant un alliage à haute résistance mécanique, son comportement à la rupture est faiblement ductile (plasticité confinée). Dans une première approche, il est donc valide de se placer dans le cadre de la mécanique de la rupture fragile pour étudier son comportement sous impact.

2.1.2 Géométrie des éprouvettes utilisées.

Comme il a été expliqué dans la partie 1.4.1, mis à part les essais de détermination de l'arrêt ou de la propagation d'une fissure initiée dans un tube en matière thermoplastique pour le transport des fluides (ISO 13477 :2008), il n'existe pas de norme en ce qui concerne la forme des éprouvettes de rupture en propagation dynamique. Il a donc été décidé de partir de la géométrie utilisée par Carin (2000) dans sa thèse. Les éprouvettes testées sont donc majoritairement rectangulaires et d'épaisseur 10 ou $15\ mm$ (figure 2.5).

Un trou circulaire de centre 0 est réalisé afin de convertir l'onde de compression appliquée sur la face latérale en une onde de traction orthogonale (figure 2.6). De plus, l'adjonction d'un trou circulaire crée une zone d'arrêt au milieu de l'éprouvette du fait de réflexions d'onde sur la face droite du trou.

Une pré-entaille verticale (parallèle à l'axe (0,$\underline{z}$)) est ensuite usinée à partir du trou afin d'initier la rupture à partir de l'onde de traction ainsi crée. Si la pré-entaille est placée sur l'axe de symétrie naturelle de l'éprouvette (0,$\underline{x}$), la fissure est sollicitée en mode I pur. Par contre si la pré-entaille est décalée de l'axe (0,$\underline{x}$) suivant $\underline{y}$ ou si elle est radiale, la fissure est sollicitée en mode mixte (modes I+II). Ces différentes configurations de pré-entailles sont illustrées à la figure 2.7.

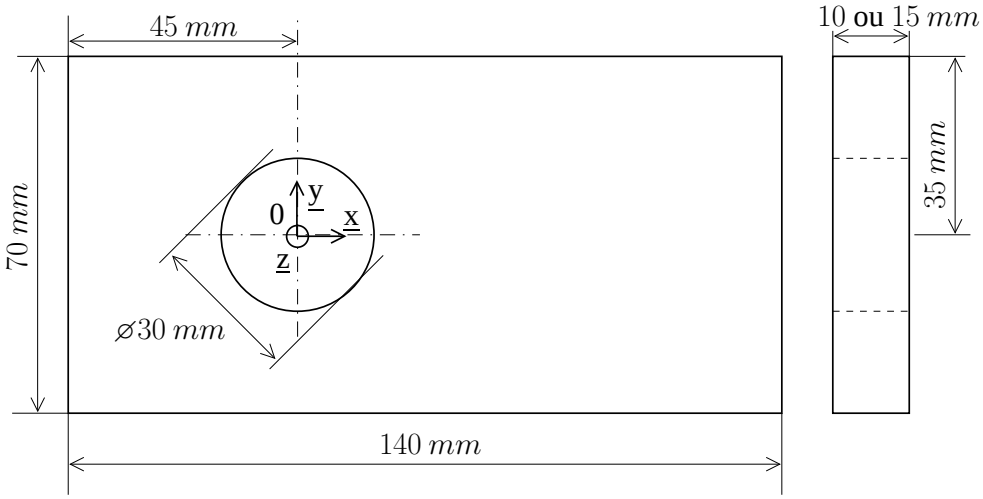


FIG. 2.5 – *Géométrie générale des éprouvettes testées.*

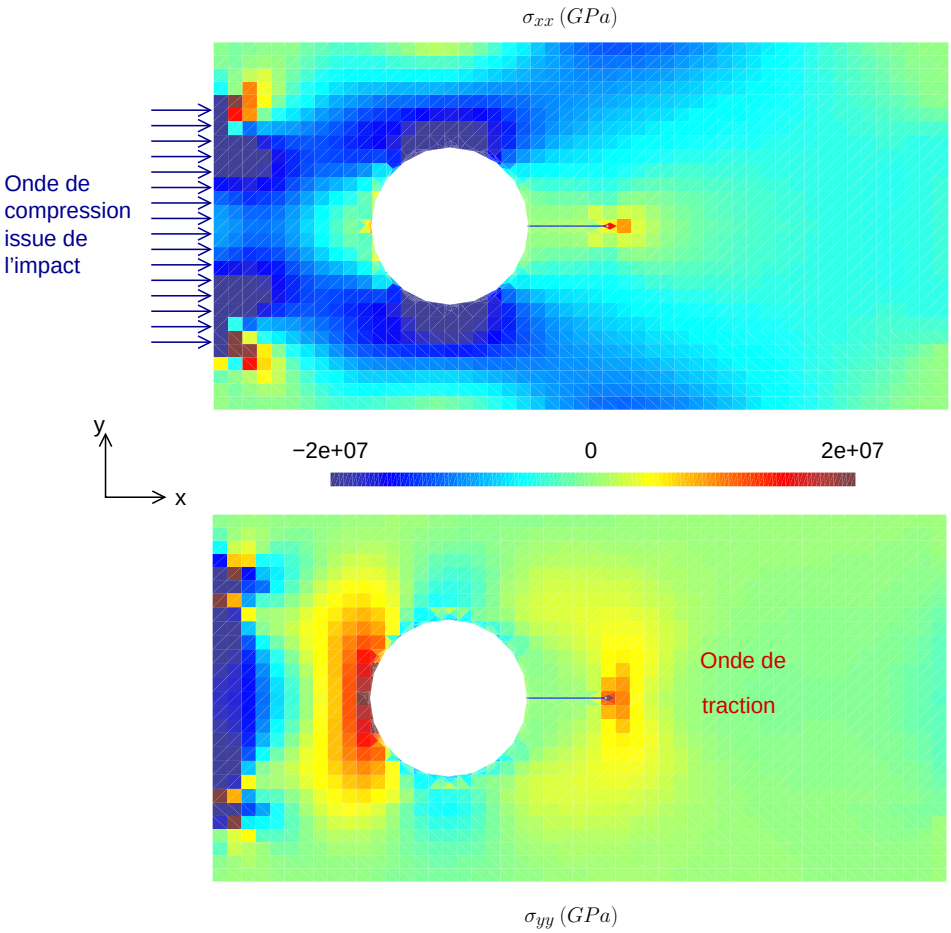


FIG. 2.6 – *Conversion des ondes de compression en ondes de traction.*

Sauf mention contraire explicite, les phénomènes étudiés sont considérés comme bidimensionnels, les éprouvettes sont symétriques par rapport à l'axe (0,x) et les pré-entailles parallèles à l'axe (0,z). Le chapitre 5 traitera de l'étude de phénomènes tridimensionnels. Le mode III est alors introduit en inclinant d'un angle α par rapport à l'axe (0,z) la pré-entaille dans l'épaisseur (voir figure 2.7).

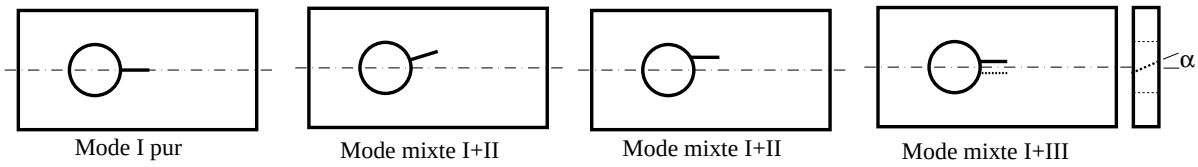


FIG. 2.7 – *Différentes configurations de pré-entailles.*

D'autres géométries d'éprouvettes et de pré-entailles ont également été envisagées afin d'étudier des phénomènes particuliers tels que l'influence d'un trou sur le trajet de fissure, l'interaction entre 2 fissures se propageant dynamiquement ou le branchement de fissures ("crack branching"). Ces autres configurations sont représentées à la figure 2.8 et seront étudiées par la suite.

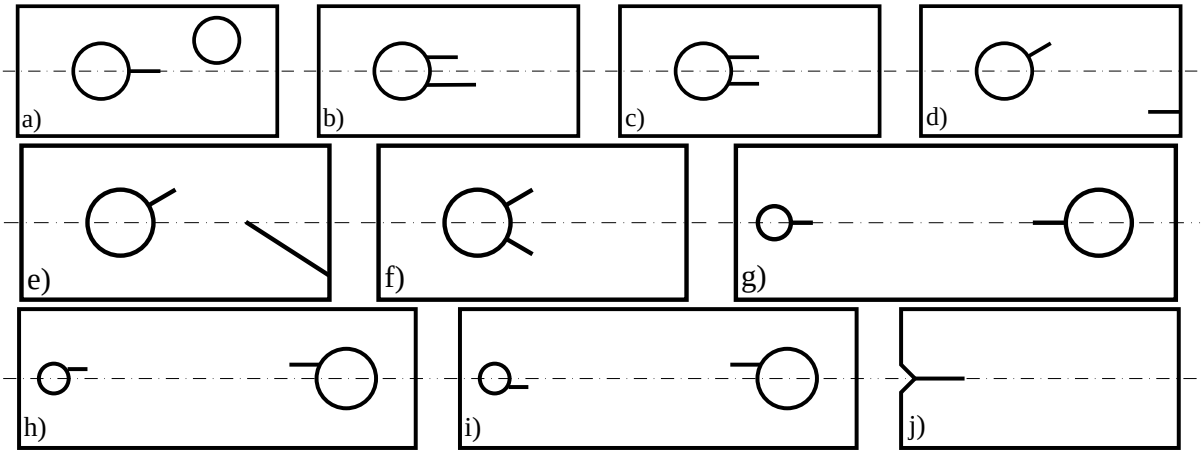


FIG. 2.8 – *Autres configurations d'éprouvettes et de pré-entailles :*
a) Influence d'un trou sur le trajet de fissure (partie 4.1.1),
b) à i) Interactions entre 2 fissures se propageant dynamiquement (partie 4.1.2),
j) Branchement ("crack branching") (partie 5.1).

2.1.3 Différents types de bancs d'essai utilisés.

Si l'on considère les géométries définies à la partie précédente, il faut imposer une sollicitation de compression sur la face latérale de l'éprouvette pour initier la rupture. Pour cela deux types de banc d'essai ont été mis en oeuvre. La première solution consiste à impacter l'éprouvette à l'aide d'un vérin rapide. Cela revient à imposer un déplacement sur la face latérale et donc cela supprime *a priori* l'éventualité d'un arrêt lors de la propagation. La seconde solution consiste à utiliser un système de barres de Hopkinson afin d'imposer une onde de compression sur la face latérale. La rupture est alors réellement pilotée par la propagation des ondes dans l'éprouvette : la création d'une zone d'arrêt devient possible.

2.1.3.1 Banc d'essai utilisant un vérin rapide.

Les différents essais sur vérin rapide ont été réalisés lors de 3 campagnes expérimentales (Août 2005, Mars 2006, Août 2007) en partenariat avec le centre de Lille[2] de l'ONERA[3].

Lors de ces différentes campagnes, 21 éprouvettes de polyméthacrylate de méthyle (PMMA) ont été rompues, 3 en mode I pur, 17 en mode mixte (figure 2.7) et l'influence d'un trou sur le trajet de fissure a été étudié sur une éprouvette (figure 2.8.a).

Les données expérimentales de ces différents essais sont collectées en annexe C.

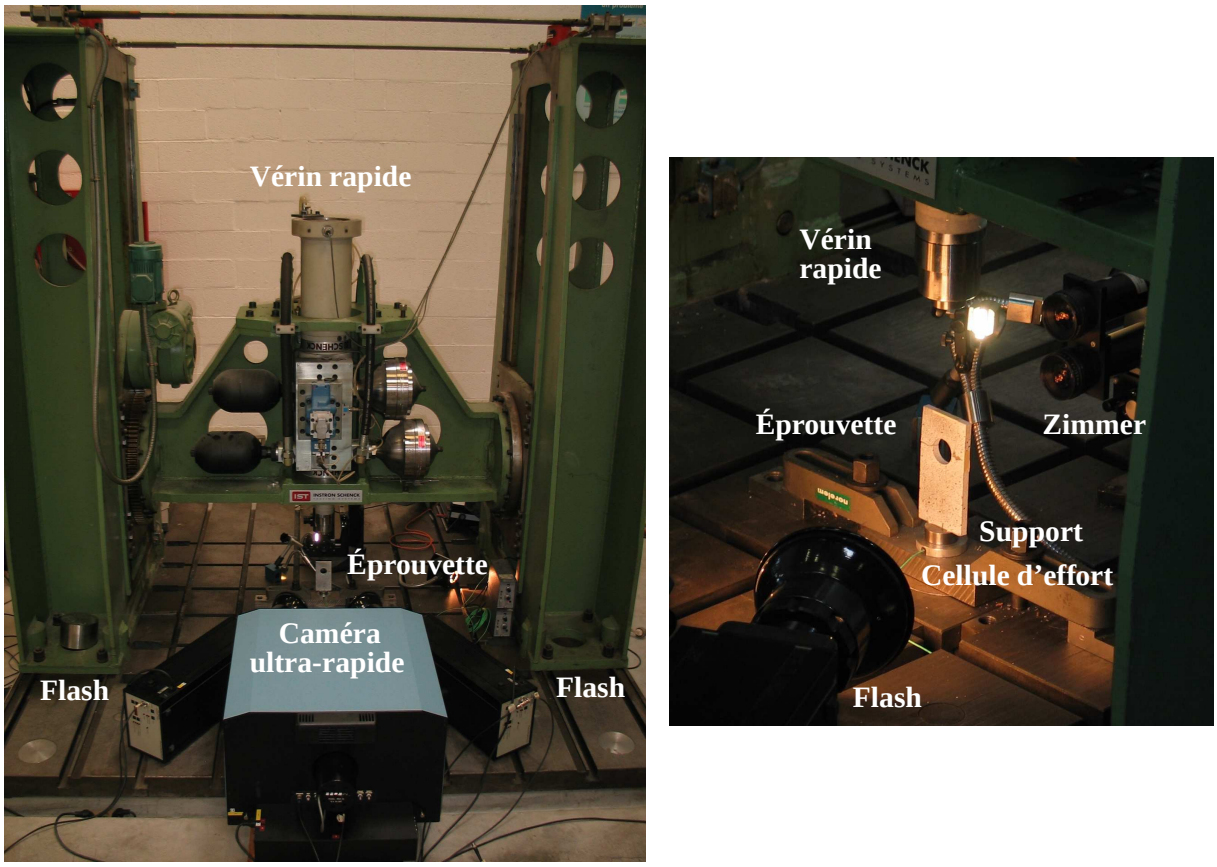


FIG. 2.9 – *Photographies du banc d'essai au vérin rapide (ONERA-Lille).*

[2]Équipe *Conception et Résistance Dynamique* du département *Aéroélasticité et dynamique des structures*.
[3]*Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales, le centre français de recherche aérospatiale*.

◊ *Description du banc.*

La figure 2.9 présente des photographies du banc d'essai utilisant un vérin rapide et la figure 2.10 en propose un schéma où l'on identifie :

- 1 vérin rapide (course $< 300\ mm$, vitesse $< 10\ m/s$) et son boîtier de commande,
- l'éprouvette et une jauge permettant de détecter l'initiation de la fissure,
- 1 extensomètre optique (Zimmer 200H) permettant de contrôler le déplacement effectivement imposé,
- 1 capteur d'effort à quartz Kistler 9031A connecté à son amplificateur ;
- 1 carte d'acquisition (4 voies, $1\ MHz$) ;
- 1 caméra ultra-rapide (Cordin 550-32, 1000x1000 pixels, 400000 images/s) ;
- 2 flash (Cordin 605) ;
- 3 ordinateurs.

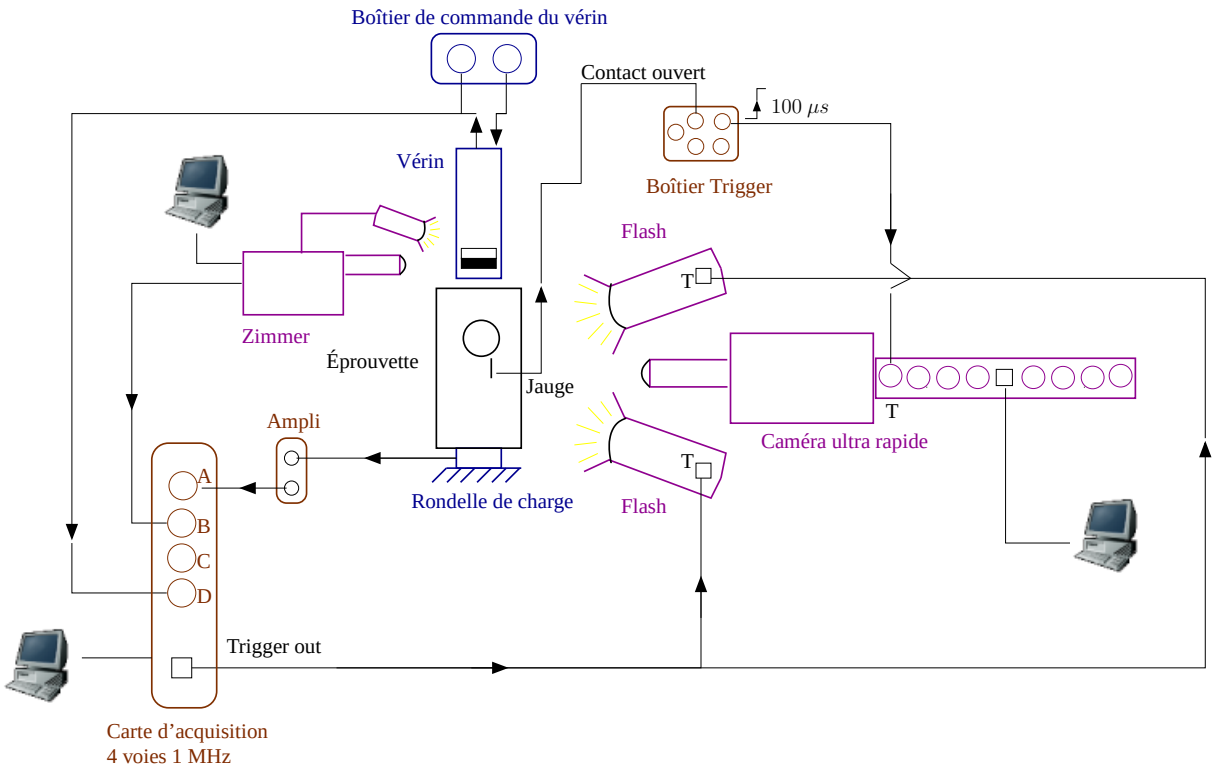


FIG. 2.10 – *Schéma du banc d'essai au vérin rapide.*

◊ *Quantités mécaniques observables.*

La figure 2.11 présente les signaux fournis par le vérin, le Zimmer et la cellule d'effort pour un essai réalisé avec une consigne en vitesse de $10\,m/s$ et présenté à l'annexe C.4.

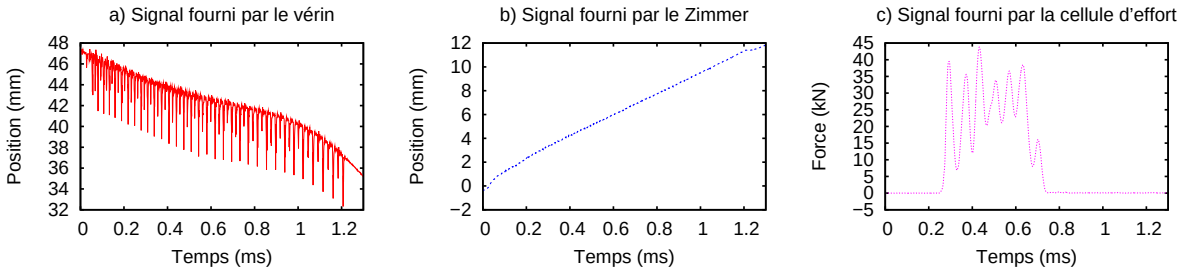


FIG. 2.11 – *Quantités mécaniques observables récoltées lors d'un essai au vérin rapide.*

Le signal fourni par la cellule d'effort (FIG 2.11.c) est composé d'une somme de signaux :
- un signal continu,
- un signal sinusoïdal de fréquence la fréquence propre du système {cellule d'effort, pièce support de l'éprouvette, éprouvette} qui vaut :

$$f_0 \approx \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k_{\text{cellule}}}{m_{\text{cellule}} + m_{\text{support+éprouvette}}}} \tag{2.1}$$

où $k_{cellule}$ est la raideur de la cellule de charge, $m_{cellule}$ sa masse,
et $m_{support}$ la masse du support de l'éprouvette (figure 2.9).

Avec : $k_{\text{cellule}} = 6\,kN/\mu m$, $m_{\text{cellule}} = 35.3\,g$ et $m_{\text{support+éprouvette}} = 315\,g$

On a : $f_0 \approx 20\,kHz$

(On retrouve bien ces oscillations (fréquence $f_0 \approx 17\,kHz$) sur le signal délivré par la cellule d'effort)

La figure 2.11.b assure que la face entrante de l'éprouvette est bien soumise à une vitesse quasiment constante de $9.60\,m/s$ qui pourra être reprise en entrée de simulations numériques. Par contre, du fait du fort ratio signal/perturbation sur la figure 2.11.c, il sera difficile de comparer ce signal avec les données de sortie d'une simulation numérique. Or cette démarche est indispensable si l'on veut s'assurer de la bonne modélisation des phénomènes physiques mis en jeu lors de l'essai.

◊ *Intérêt du banc.*

Ces campagnes expérimentales ont permis l'étude de l'influence de la vitesse d'impact sur l'angle d'initiation. De plus, elles ont débouché sur le développement d'un nouvel algorithme basé sur la corrélation d'images numériques afin de repérer le front et les lèvres d'une fissure se propageant dynamiquement (partie 2.2.3) et d'estimer expérimentalement les facteurs d'intensité des contraintes lors de la propagation (partie 2.3.1) à partir des images fournies par la caméra ultra-rapide Cordin (400000 images/s).

Cependant, la sollicitation en déplacement imposé empêche la formation de la zone d'arrêt et ne permet donc pas l'étude et la validation de critères d'arrêt et de redémarrage. On verra cependant qu'un arrêt apparaît même sur ce type d'essai lorsqu'on ajoute un second trou sur le trajet de fissure (partie 4.1.1).

De plus les quantités mécaniques observables (déplacement imposé, effort subi par la rondelle de charge) sont finalement peu nombreuses et assez perturbées. Elles ne peuvent donc pas être utilisées en amont de simulations numériques.

Afin d'obtenir des observables expérimentaux discriminants vis-à-vis de la robustesse des simulations numériques et de la validité des critères de rupture, un banc d'essai basé sur un système de barres de Hopkinson a également été utilisé.

2.1.3.2 Banc d'essai utilisant un système de barres de Hopkinson (SHBP)

Deux bancs d'essai basés sur un système de barres de Hopkinson ont été utilisés.

- Cinq campagnes expérimentales (Octobre et Novembre 2004, Novembre 2005, Avril 2006, Mars 2007 et Février 2008) ont été menées en partenariat avec le LMS[4] de l'École Polytechnique. Lors de ces différentes campagnes, 131 essais de rupture et 40 essais de comportements ont été menés sur du polyméthacrylate de méthyle (PMMA) avec les géométries d'éprouvettes présentées à la partie 2.1.2. Les données expérimentales de ces différents essais sont collectées en annexe C.

- Une campagne expérimentale (Août 2007) a été menée en partenariat avec le centre de Lille[5] de l'ONERA[6]. Lors de cette campagne, 22 éprouvettes en alliage d'aluminium aéronautique (7075 T651) ont été rompues en mode I et en mode mixte (I+II) ainsi que 4 éprouvettes en PMMA. Les données expérimentales de ces différents essais sont collectées en annexe C.

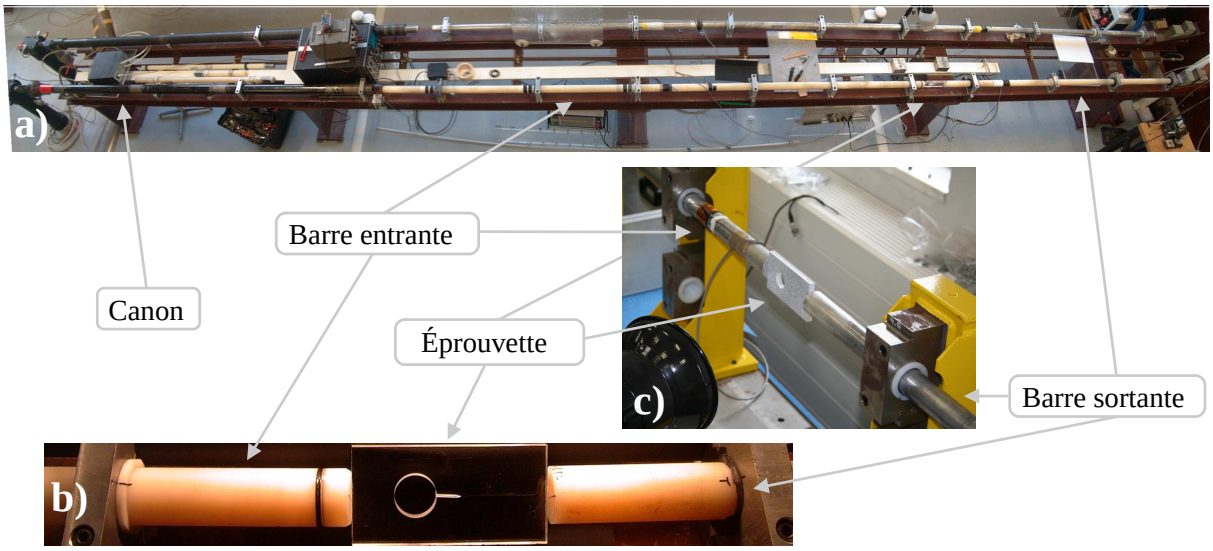


FIG. 2.12 – *Photographies du banc d'essai aux barres de Hopkinson.*
a) LMS-École Polytechnique[4] *b) LMS-École Polytechnique*[4] *c) ONERA-Lille*[5]

[4]Équipe *Dynamique* du *Laboratoire de Mécanique des Solides* de l'*École Polytechnique*.
[5] Équipe *Conception et Résistance Dynamique* du département *Aéroélasticité et dynamique des structures*.
[6]*Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales*.

◊ *Description du banc.*

La figure 2.12 présente des photographies des bancs d'essai utilisant un système de barres de Hopkinson et la figure 2.13 en propose un schéma où l'on identifie :

- l'impacteur, la barre entrante, la barre sortante et l'éprouvette entre les deux barres,
- 2 jauges de déformations connectées à leur amplificateurs,
- 1 système d'acquisition pour la localisation du front au cours de l'essai (les différents types de systèmes utilisés sont détaillés dans la partie 2.2),
- 1 système d'éclairage,
- 1 carte d'acquisition (4 voies, 10 MHz) ;
- 1 capteur optique connecté à un oscilloscope pour l'acquisition de la vitesse d'impact,
- 2 ordinateurs.

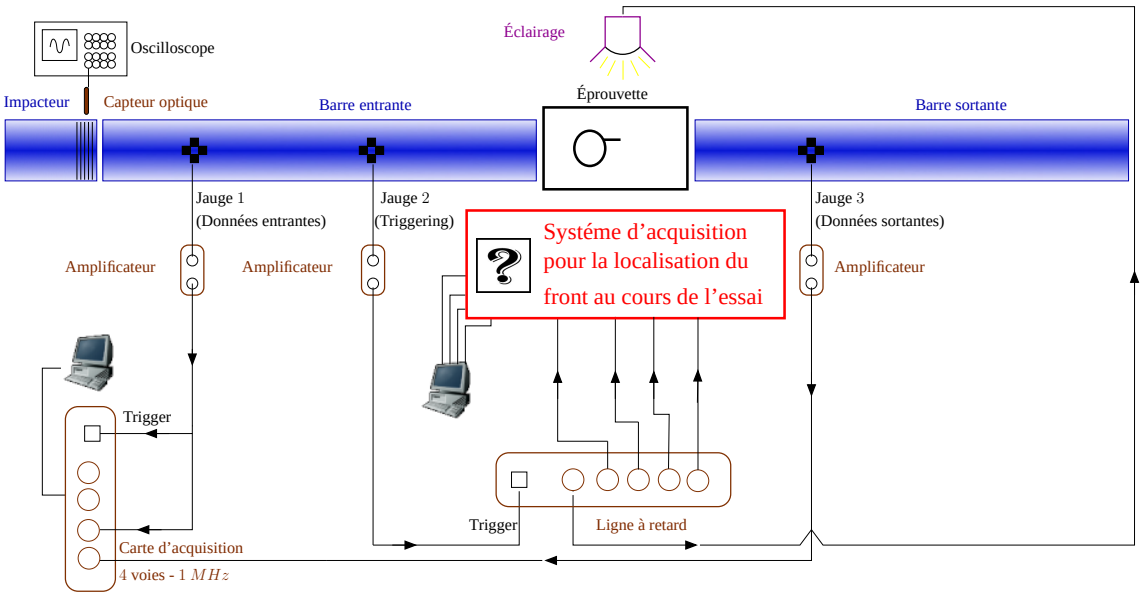


FIG. 2.13 – *Schéma du banc d'essai aux barres de Hopkinson.*

Les barres entrantes et sortantes doivent être choisies afin de garantir une bonne transmission des ondes à leurs interfaces avec l'éprouvette ainsi qu'une réponse élastique des jauges de déformation.

- Dans le cas des essais sur le PMMA, des barres en nylon sont préférées car le nylon a une impédance mécanique proche de celle du PMMA ce qui optimise la transmission des ondes. Les caractéristiques mécaniques du nylon sont données dans le tableau 2.3.

- Concernant les essais sur aluminium réalisés à l'ONERA de Lille, le système de barres de Hopkinson a été élaboré lors de notre collaboration. Aussi, nous avons pu choisir de réaliser des barres entrantes et sortantes dans le même matériau (Al 7075 T651) que les éprouvettes testées afin d'avoir une concordance parfaite des impédances mécaniques. Les caractéristiques mécaniques de l'alliage d'aluminium 7075 ont été données dans le tableau 2.2.

Propriétés mécaniques	Symboles	(Unités)	Nylon
Densité	ρ	$(kg.m^{-3})$	1166
Module d'Young	E	(GPa)	3.56
Coefficient de Poisson	ν	$(--)$	0.41
Constantes de Lamé	λ	(GPa)	5.8
	μ	(GPa)	1.3
Vitesse des ondes de compression	c_P	$(m.s^{-1})$	2664
Vitesse des ondes de cisaillement	c_S	$(m.s^{-1})$	1041
Vitesse des ondes élastiques 1D	c_L	$(m.s^{-1})$	1747
Vitesse des ondes de Rayleigh	c_R	$(m.s^{-1})$	982
Impédance 1D	$\sqrt{\rho E}$	$(10^6.kg.m^{-2}.s^{-1})$	2.04

TAB. 2.3 – *Propriétés mécaniques des barres en nylon.*

Les valeurs données dans le tableau 2.3 sont des valeurs indicatives, chaque barre étant caractérisée individuellement. Par ailleurs, d'autres barres que les barres nylon ont été utilisées, notamment lors de l'étude de l'instabilité et du branchement de fissures comme détaillé à la partie 5.1. Les caractéristiques mécaniques et géométriques précises de toutes les barres utilisées lors des essais sont collectées en annexe C.1.

◊ *Quantités mécaniques observables.*

Les bancs d'essais comprenant des barres de Hopkinson sont principalement utilisés pour tester le comportement dynamique de matériaux soumis à de grandes vitesses de déformation. Si les bancs ont été initialement prévus pour des essais de compression dynamique, des montages particuliers permettent maintenant de réaliser des essais de traction ou des essais de torsion.

L'utilisation des barres de Hopkinson pour un essai de compression dynamique consiste à placer un petit échantillon cylindrique entre deux barres identiques de limite élastique élevée par rapport à celle du matériau étudié mais présentant une impédance mécanique proche pour assurer une bonne transmission des ondes aux interfaces barres/échantillon. Un impacteur introduit alors une onde longitudinale de compression dans la barre entrante. Une partie de cette onde se réfléchit à l'interface barre entrante/échantillon tandis qu'une autre partie de l'onde est transmise à l'échantillon ; puis de l'échantillon à la barre sortante. Il existe donc une onde incidente et une onde réfléchie dans la barre entrante et une onde transmise dans la barre sortante. Le traitement de ces trois ondes permet ensuite de déterminer le comportement dynamique de l'échantillon.

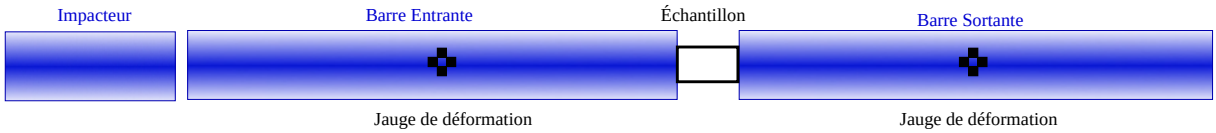


FIG. 2.14 – *Système de barres de Hopkinson utilisé pour des essais de compression dynamique.*

L'onde incidente et l'onde réfléchie se superposant à l'interface barre entrante/éprouvette, la mesure des quantités mécanique est réalisée par des jauges de déformation collées approximativement au milieu des deux barres (Figure 2.14). Il est donc nécessaire de transporter les ondes du milieu des barres aux interfaces barres/échantillon. Dans le cas de barres en nylon, du fait du comportement visco-élastique de ce matériau, la théorie de la propagation unidimensionnelle des ondes ne suffit pas pour effectuer le transfert des ondes. Ainsi les effets de dispersion géométrique (propagation réelle tridimensionnelle) et de distorsion des ondes (effets visqueux) sont pris en compte lors du transfert selon les travaux de (Zhao, 1992), (Zhao and Gary, 1995) et (Zhao et al., 1997) afin d'obtenir une mesure précise des quantités mécaniques aux interfaces barres/échantillon. En pratique, le transport est réalisé à l'aide du logiciel DAVID® [7].

Les effets de dispersion géométrique et de distorsion des ondes sont considérés comme des corrections de la solution théorique du transport que l'on évalue dans le cadre de la propagation unidimensionnelle des ondes dans les barres.

L'équation d'équilibre s'écrit :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial x} = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \tag{2.2}$$

où (σ, x, u) sont la contrainte, l'abscisse courante et le déplacement dans la barre,
et (ρ, t) sont la masse volumique de la barre et le temps.

Les barres étant choisies afin de rester dans le domaine élastique, on a la relation classique de comportement :

$$\sigma = E\epsilon \tag{2.3}$$

où (E, ϵ) sont le module d'Young et la déformation unidimensionnelle de la barre.

Dans le cadre de l'hypothèse des petites perturbations (HPP), on a la relation cinématique :

$$\epsilon = \frac{\partial u}{\partial x} \tag{2.4}$$

Ainsi l'équation d'équilibre 2.2 s'écrit comme une équation de propagation d'onde :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{E}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \tag{2.5}$$

Si on définit classiquement la célérité des ondes élastiques unidimensionnelles $c_L = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$, la solution générale de l'équation 2.5 s'écrit comme une somme de deux ondes se propageant en sens inverse à la célérité c_L :

$$u(x,t) = f(t - \frac{x}{c_L}) + g(t + \frac{x}{c_L}) \tag{2.6}$$

Dans le cadre des ondes élastiques, la déformation $\epsilon(x,t)$ et la vitesse particulaire $v(x,t)$ sont alors reliés par la relation :

$$\epsilon(x,t) = \pm \frac{v(x,t)}{c_L} \tag{2.7}$$

[7] Logiciel téléchargeable à l'adresse : www.lms.polytechnique.fr/EQUIPE/dynamique/index.html

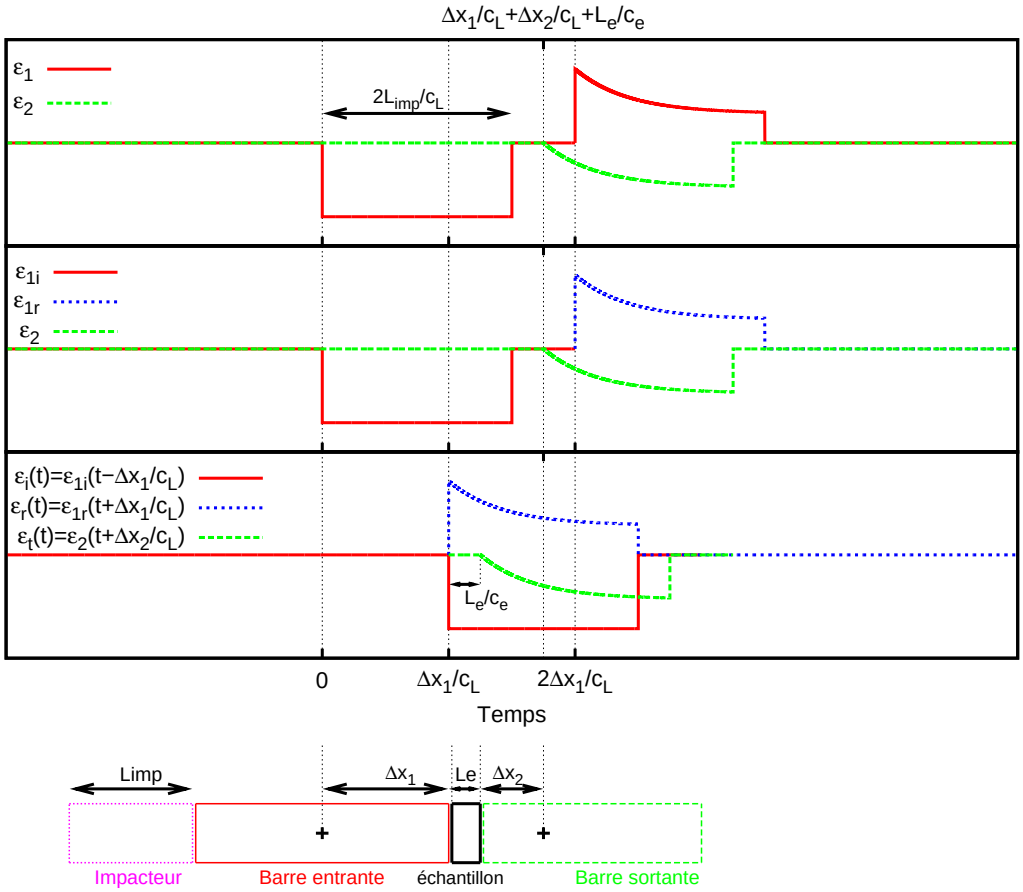
Dans le cas d'un modèle unidimensionnel parfait, le transport des ondes aux interfaces s'effectue sans correction conformément à la figure 2.15. Le signal délivré par la jauge entrante est tout d'abord séparé en sa partie incidente et sa partie réfléchie et on a les formules de transport suivantes :

$$\epsilon_i(t) = \epsilon_{1i}(t - \frac{\Delta x_1}{c_L}), \qquad \epsilon_r(t) = \epsilon_{1r}(t + \frac{\Delta x_1}{c_L}), \qquad \epsilon_t(t) = \epsilon_2(t + \frac{\Delta x_2}{c_L}) \tag{2.8}$$

où les notations sont précisées sur la figure 2.15.

En considérant l'échantillon à l'équilibre, on vérifie :

$$\epsilon_t(t) = \epsilon_i(t - \frac{L_e}{c_e}) + \epsilon_r(t - \frac{L_e}{c_e}) \tag{2.9}$$



où L_{imp} et L_e sont les longueurs de l'impacteur et de l'échantillon,
Δx_1 et Δx_2 sont les positions des jauges sur les barres,
c_L est la vitesses des ondes dans les barres et l'impacteur,
c_e est la vitesses des ondes dans l'échantillon,
ϵ_1 est l'onde de déformation mesurée par la jauge entrante,
ϵ_{1i} correspond à la déformation ϵ_1 restreinte à l'onde incidente,
ϵ_{1r} correspond à la déformation ϵ_1 restreinte à l'onde réfléchie,
ϵ_2 est l'onde de déformation mesurée par la jauge sortante,
ϵ_i est l'onde de déformation incidente transportée à l'interface entrante,
ϵ_r est l'onde de déformation réfléchie transportée à l'interface entrante,
et ϵ_t est l'onde de déformation transmise transportée à l'interface sortante.

FIG. 2.15 – *Banc SHPB - Transport des ondes aux interfaces.*

On se place maintenant aux interfaces barres/échantillon (Figure 2.16).

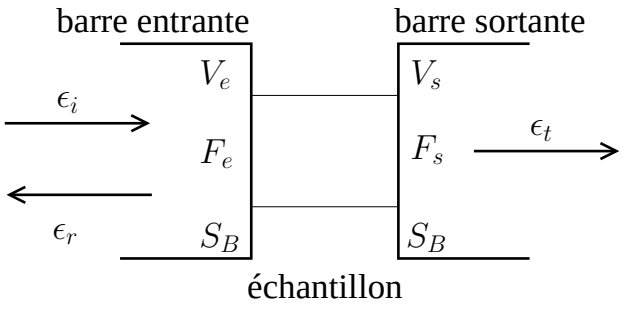


FIG. 2.16 – *Banc SHPB - Interfaces entrantes et sortantes.*

Soient $(\epsilon_i, \epsilon_r, \epsilon_t)$ respectivement les ondes de déformation incidente, réfléchie et transmise transportées avec corrections aux interfaces barres/échantillon. Soient $(U_e, U_s, F_e, F_s, V_e, V_s)$ respectivement les déplacements, les forces et les vitesses particulaires correspondantes aux interfaces entrante et sortante et S_B la surface des barres. On a :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} V_e(t) & = & c_L\,(\epsilon_i(t) - \epsilon_r(t)) \\ V_s(t) & = & c_L\,\epsilon_t(t) \end{array} \right. \qquad \left\{ \begin{array}{lcl} U_e(t) & = & c_L\,\int_0^t (\epsilon_i(\tau) - \epsilon_r(\tau))d\tau \\ U_s(t) & = & c_L\,\int_0^t \epsilon_t(\tau)d\tau \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{lcl} F_e(t) & = & S_B\,E\,(\epsilon_i(t) + \epsilon_r(t)) \\ F_s(t) & = & S_B\,E\,\epsilon_t(t) \end{array} \right. \tag{2.10}$$

Pour nos essais de rupture dynamique, seule les quantités mécaniques aux interfaces entrante et sortante sont nécessaires car elles seront utilisées comme données pour les simulations numériques. L'ensemble des équations 2.10 est donc suffisant et il n'est pas nécessaire d'émettre d'autres hypothèses comme dans le cas où l'on cherche directement la loi de comportement dynamique de l'échantillon.

Les figures 2.17 et 2.18 présentent les signaux de jauges bruts et les quantités mécaniques transférées aux interfaces barres/éprouvette après corrections pour un essai de rupture (Octobre2004 - Ep05 détaillé en annexe C.2).

Le chargement expérimental est ajustable : la vitesse, la longueur et la forme de l'impacteur déterminent l'amplitude, la durée et la forme du chargement appliqué. On remarque sur le signal de vitesse entrante que le chargement est en accord avec la théorie de la propagation des ondes dans un barreau cylindrique. La durée du créneau de chargement correspond en effet à un aller-retour des ondes dans l'impacteur ($2 * \frac{1.133\,m}{1747\,m.s^{-1}} = 1.3\,ms$). Enfin, on préfère utiliser les signaux de vitesses entrante et sortante pour les simulations numériques plutôt que les signaux de forces.

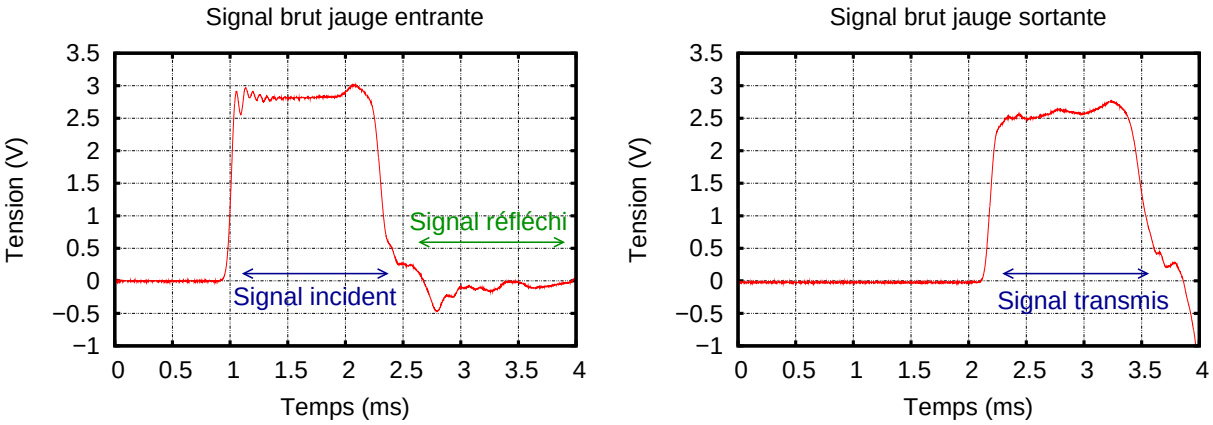


FIG. 2.17 – *Banc SHPB - Quantités mécaniques brutes.*

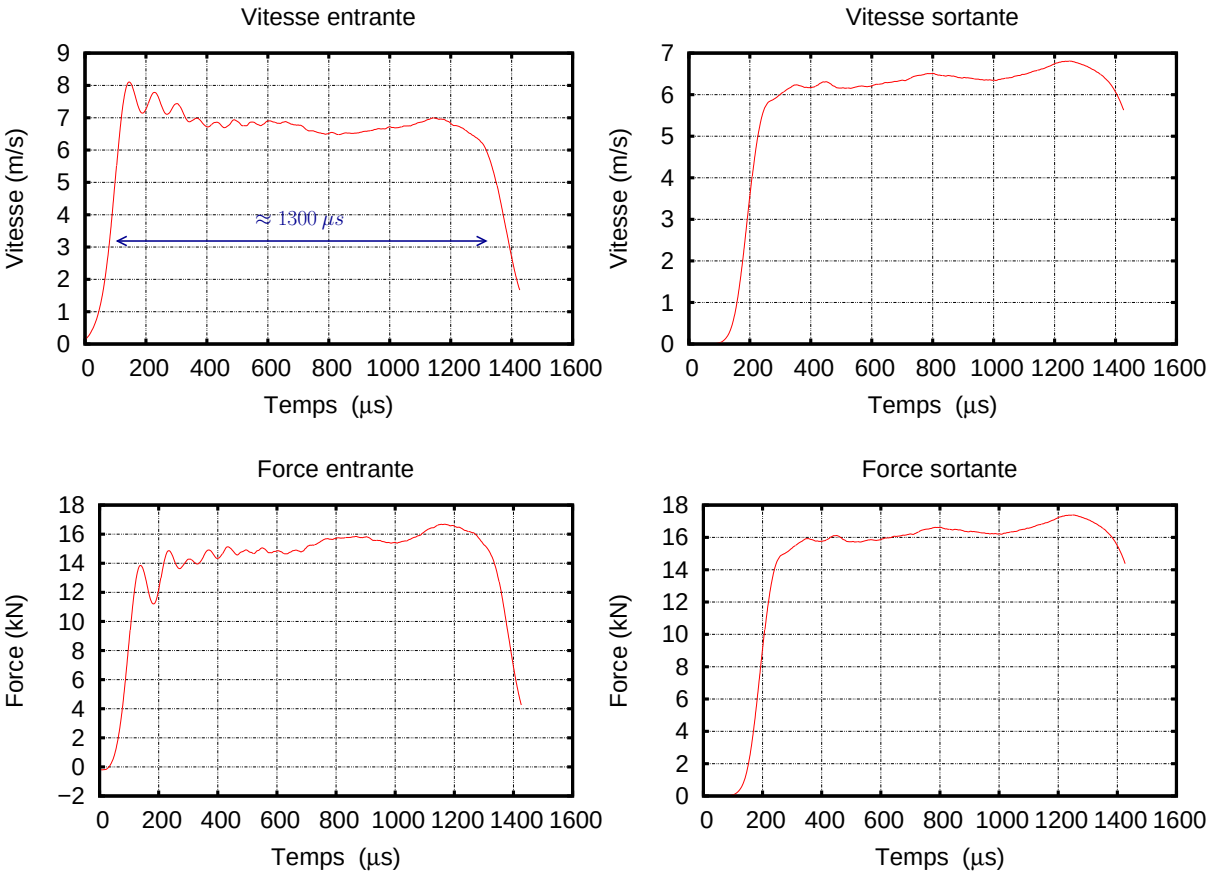


FIG. 2.18 – *Banc SHPB - Quantités mécaniques après transfert aux interfaces.*

Afin de modifier la forme des signaux, quelques aménagements peuvent être mis en plan :

- Afin de limiter l'effet de queue qui se traduit par un non retour à zéro du signal incident (voir figure 2.17) on utilise des impacteurs de diamètre inférieur au diamètre des barres comme expliqué par Bussac et al. (2008).

- Pour obtenir une montée en charge plus douce avec des barres en nylon, on peut intercaler une feuille de papier ou une rondelle de mousse entre l'impacteur et la barre entrante. La figure 2.19 présente les signaux bruts entrants avec et sans l'adjonction d'une rondelle en mousse. On voit clairement l'effet de la mousse sur la montée en charge ainsi que sur les oscillations présentes en début de signal incident. La même technique a été employée pour des barres en aluminium : la rondelle de mousse est alors remplacée par des plombs de pêche collés à l'interface avec la barre entrante.

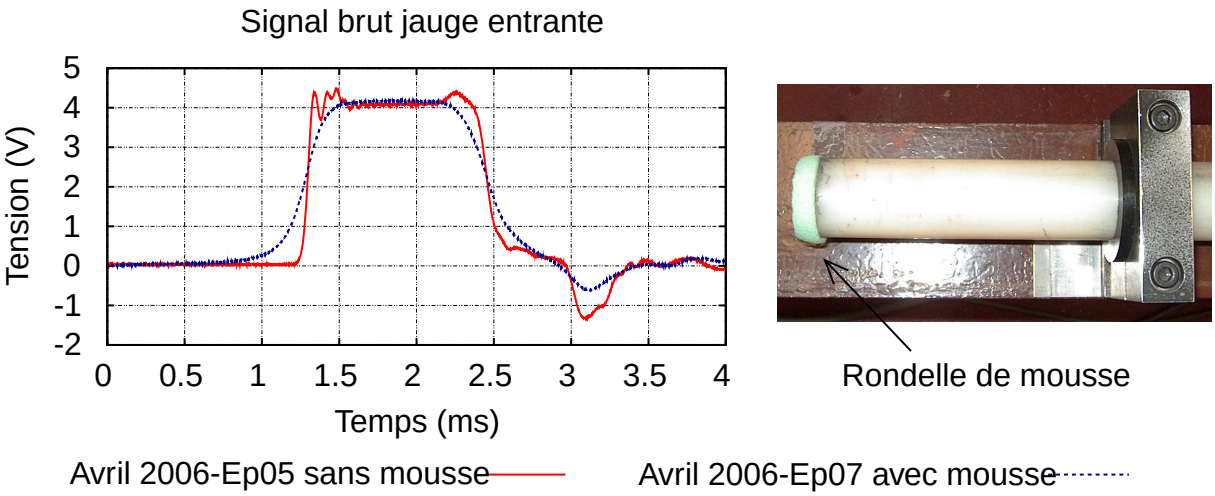


FIG. 2.19 – *Banc SHPB - Influence d'une rondelle en mousse sur la montée en charge.*

En ce qui concerne le dimensionnement du banc, la longueur de l'impacteur est choisie selon le chargement désiré. La barre entrante doit être alors suffisamment longue pour qu'il n'y ait pas superposition des ondes incidente et réfléchie au niveau de la jauge de déformation entrante. La longueur de la barre sortante est déterminée de telle sorte que l'onde transmise ne vienne pas perturber le phénomène étudié après réflexion en bout de barre sortante.

◊ *Intérêt du banc.*

L'utilisation d'un banc d'essai basé sur les barres de Kolsky est intéressante dans notre cas d'étude car elle permet d'obtenir simultanément une mesure précise du chargement appliqué ainsi que la réponse globale de l'éprouvette testée durant un essai fortement transitoire. Cela assure donc un bon contrôle de la qualité des expériences réalisées. Des expériences fiables sont indispensables si l'on veut garantir la qualité et la robustesse des simulations numériques et des modèles de matériaux utilisés.

2.2 Mesure de la vitesse du front d'une fissure se propageant en régime transitoire.

2.2.1 Appareils photographiques.

2.2.1.1 Présentation de la méthode

L'un des objectifs principaux est d'obtenir l'histoire de la position du front de fissure au cours de la propagation. Puisque le PMMA, matériau majoritairement testé, est transparent, la première idée est d'utiliser des appareils photographiques afin de repérer la position du front. Le Laboratoire de Mécanique des Solides de l'École Polytechnique est équipé de 4 appareils photographiques Proxitronic HF-1 (620x288 pixels, 256 niveaux de gris) à temps d'exposition très court (1 μs). Il n'est pas possible d'utiliser ces appareils optiques comme des caméras. En effet la durée de nos expériences de rupture est typiquement de 300 μs, cela ne permet donc pas d'acquérir une image puis de vider la mémoire afin d'en acquérir une seconde. Par contre, le temps d'exposition étant très court, nous pouvons utiliser les caméras comme des appareils photographiques. En les connectant à une ligne à retard, nous sommes capables d'obtenir quatre clichés (un par caméra) de la propagation, à l'instant désiré, avec une précision d'une microseconde pour chaque essai. Une des quatre caméras fonctionnant par intermittence, certains essais ne fournissent que trois clichés.

En s'assurant que les expériences sont bien reproductibles et en répétant les mêmes essais, dans les mêmes conditions, nous pouvons obtenir l'histoire détaillée de la propagation du front durant l'expérience de rupture dynamique.

2.2.1.2 Application à un cas de propagation dynamique en mode mixte

La méthode sera illustrée sur une série d'essais réalisés dans les mêmes conditions. Le placement des jauges et les dimensions des barres sont données à la figure 2.20 et les conditions d'impact dans le tableau 2.4. Le détail précis de ces essais est reporté à l'annexe C.2.

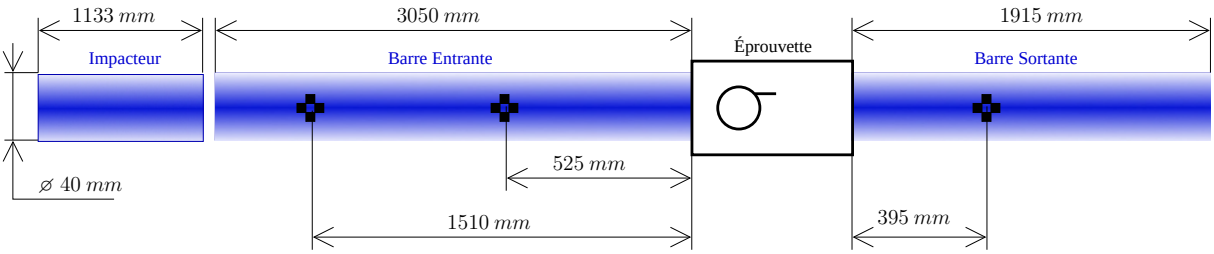


FIG. 2.20 – *Octobre 2004 - Placement des jauges et dimensions des barres.*

Date / Lieu	Octobre 2004 / LMS					
Essai	01	02	03	04	05	06
Vitesse d'impact ($m.s^{-1}$)	12.8	12.6	12.5	12.4	12.4	12.4

Incertitude : 0.08 $m.s^{-1}$

TAB. 2.4 – *Octobre 2004 - Vitesses de sortie de l'impacteur (pression imposée :* 1.2 bar*).*

La consigne en pression du canon à air comprimé est de $1.2bar$. La vitesse de sortie de l'impacteur est ensuite mesurée par un capteur optique relié à un oscilloscope (figure 2.13). Ce capteur optique fournit un signal créneau correspondant à une grille noire/blanche placée sur l'impacteur (figure 2.21). La résolution temporelle de l'oscilloscope est de $1\,\mu s$ ce qui correspond à une incertitude en vitesse de $0.08m/s$.

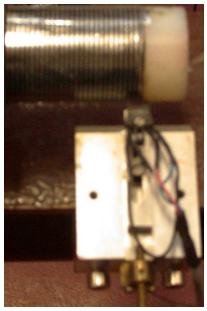
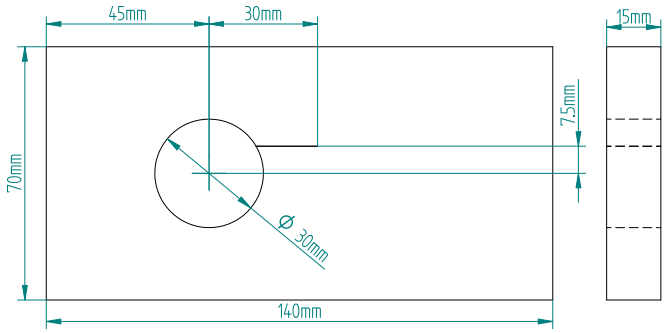


FIG. 2.21 – *Grille et capteur pour la mesure de la vitesse de sortie de l'impacteur.*

Les éprouvettes testées présentent une pré-entaille décalée de $7.5\ mm$ de l'axe de symétrie naturel de l'éprouvette afin d'initier la rupture en mode mixte (I+II) (voir figure 2.22).



SOLID EDGE ACADEMIC COPY

FIG. 2.22 – *Octobre 2004 - Géométrie des éprouvettes testées.*

Les signaux bruts délivrés par les jauges sont représentés à la figure 2.23. Nous observons la répétabilité des essais effectués. Cela est encore vrai lorsqu'on observe les vitesses entrantes et sortantes obtenues aux interfaces barres/éprouvette après traitement (voir figure 2.24). L'instant où les ondes de compression atteignent la face entrante de l'éprouvette est choisi comme origine du temps pour les figures suivantes.

Les évolutions de fissures sont identiques pour les six essais réalisés et la figure 2.25 représente une photographie post-mortem du trajet de fissure pour l'essai Ep05. Une phase d'arrêt est généralement suivie d'un changement de direction durant la propagation. Par ailleurs, durant la propagation, la fissure tourne afin de rejoindre l'axe de symétrie naturelle de l'éprouvette correspondant à la zone de contraintes maximales. Ainsi la mixité varie tout au long du trajet de fissure.

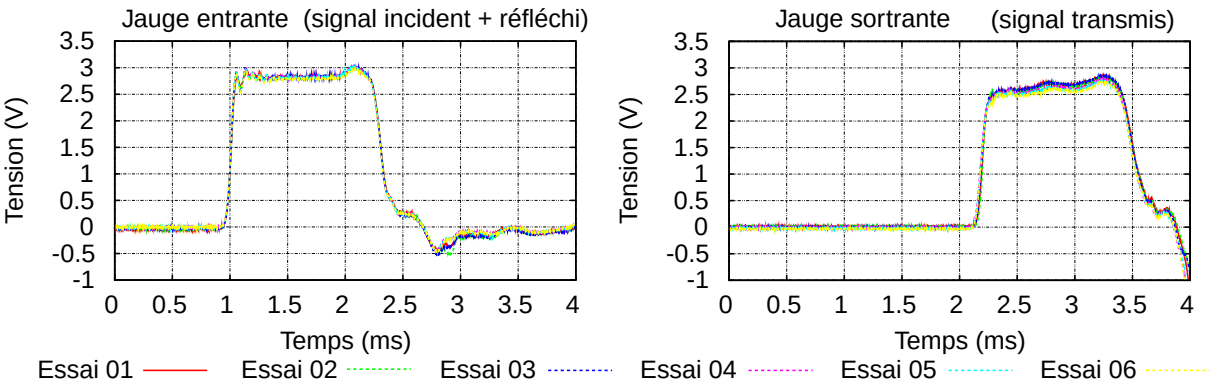


FIG. 2.23 – *Octobre 2004 - Signaux de jauges bruts.*

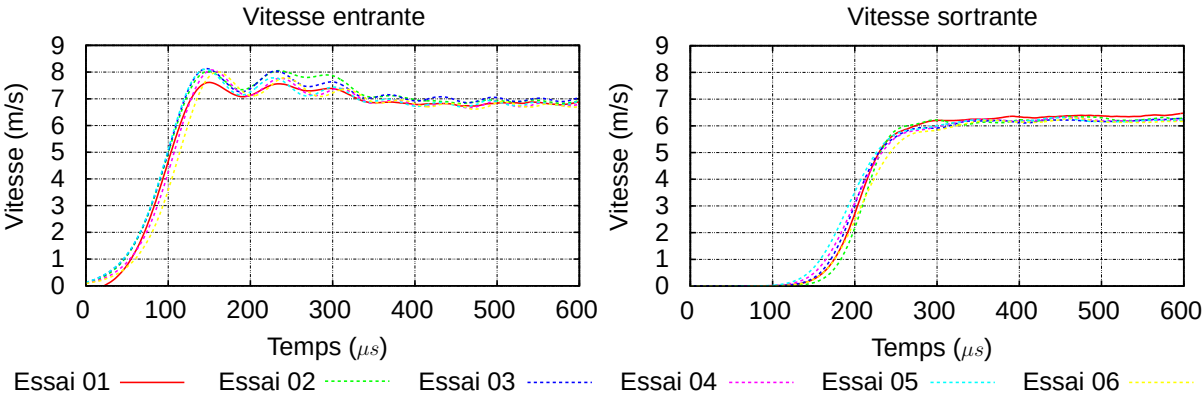


FIG. 2.24 – *Octobre 2004 - Vitesses entrantes et sortantes aux interfaces barres/éprouvettes.*

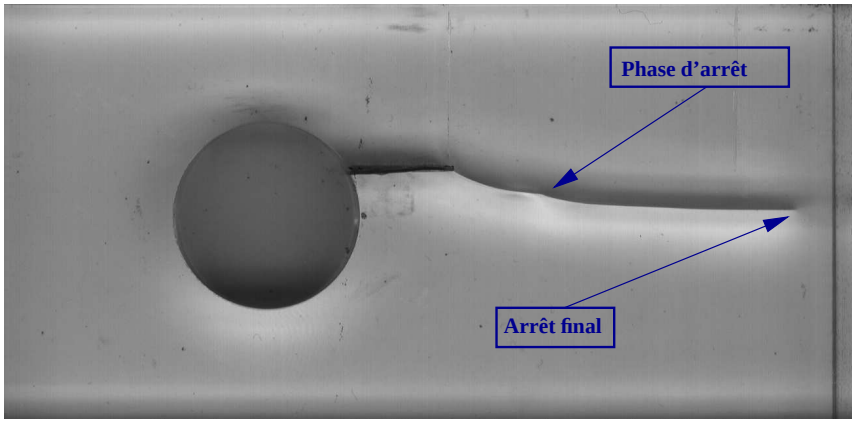
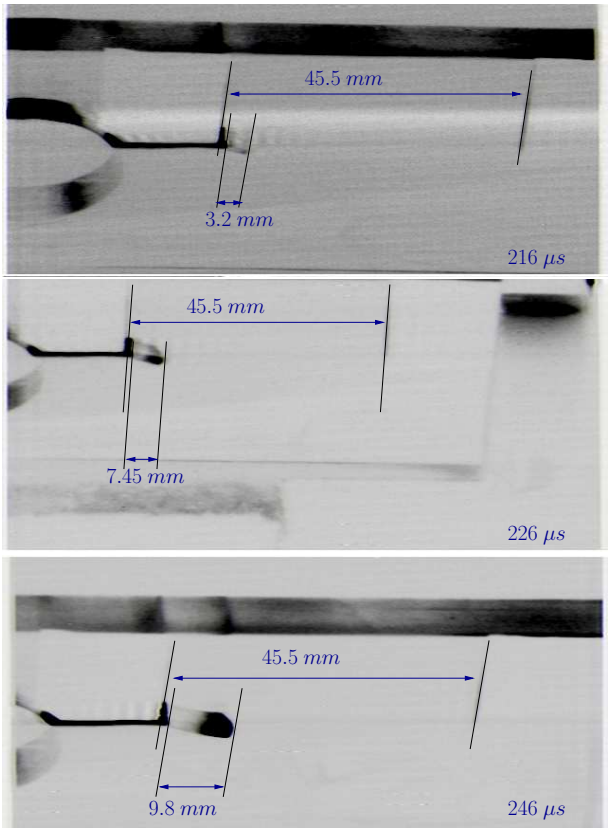


FIG. 2.25 – *Octobre 2004 - Éprouvette post mortem*

La figure 2.26 présente une séquence d'images prises par les caméras durant l'essai Ep05 au début de la propagation et juste avant l'arrêt. Il n'y a que trois images car une caméra n'a pas fonctionné durant ce essai. Sur chaque éprouvette, deux marques sont tracées avant l'essai afin de définir une longueur de référence sur chaque image et ainsi obtenir les longueurs de propagation par une simple règle de trois. On évite ainsi un processus fastidieux de correction des différentes positions angulaires des caméras.



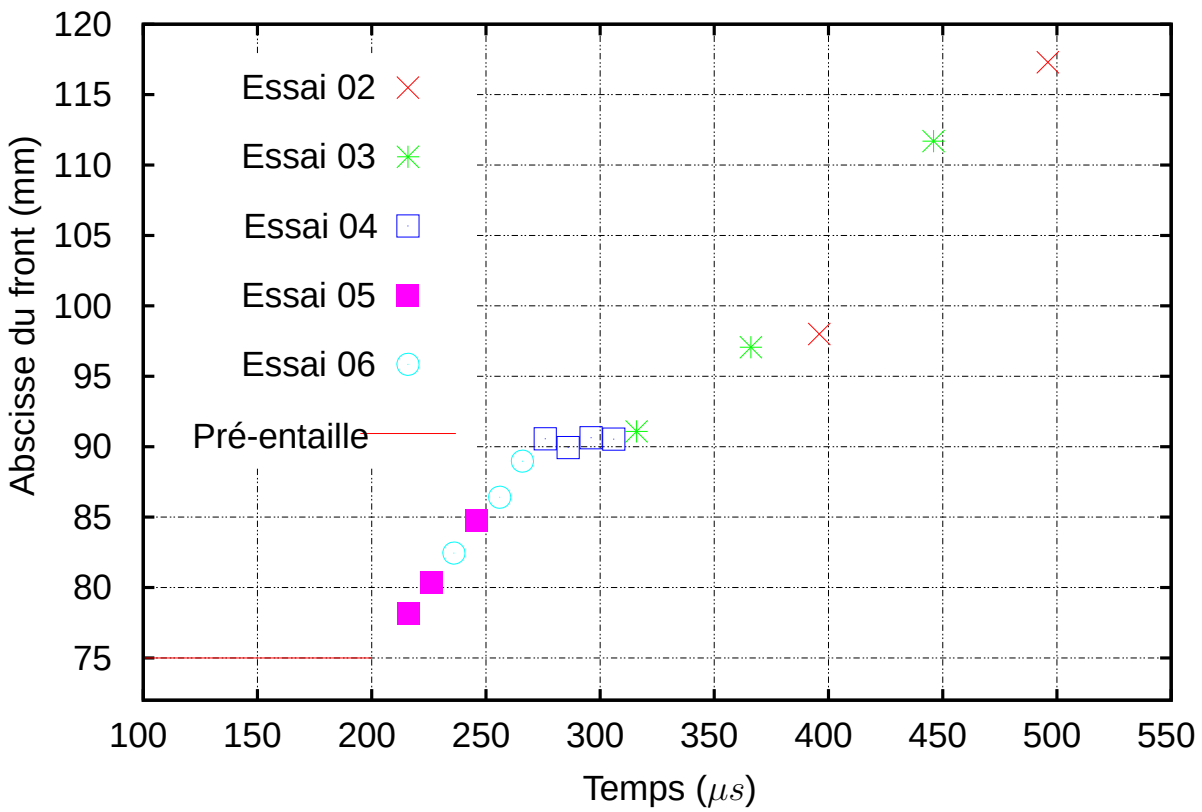
Incertitude : temps : 1 μs, abscisse : 0.15 mm

FIG. 2.26 – *Octobre 2004 - Photographies du front (temps :* 216 μs, 226 μs *et* 246 μs*).*

Puisque les différents essais sont reproductibles, on collecte les différentes longueurs de propagations obtenues pour chaque essai sur le même graphique (figure 2.27). On obtient quinze points sur ce graphe. La cohérence des résultats donne confiance dans la répétabilité des essais réalisés.

L'initiation a lieu pour $t \approx 200\ \mu s$ et trois différentes phases de propagation sont observées :

- Tout d'abord, on distingue une première phase de propagation à vitesse horizontale constante ($V_X \approx 211\ ms^{-1}$), ce qui correspond à un maximum de vitesse curviligne du front de fissure $\dot{a} \approx 260\ ms^{-1} \approx 0.33\ c_R$,
- Ensuite, la fissure s'arrête pendant $50\ \mu s$,
- Enfin, une seconde phase de propagation à vitesse horizontale constante ($V_X \approx 157\ ms^{-1}$, $\dot{a} \approx 160\ ms^{-1} \approx 0.2\ c_R$) a lieu avant l'arrêt final ($t \approx 500\ \mu s$).



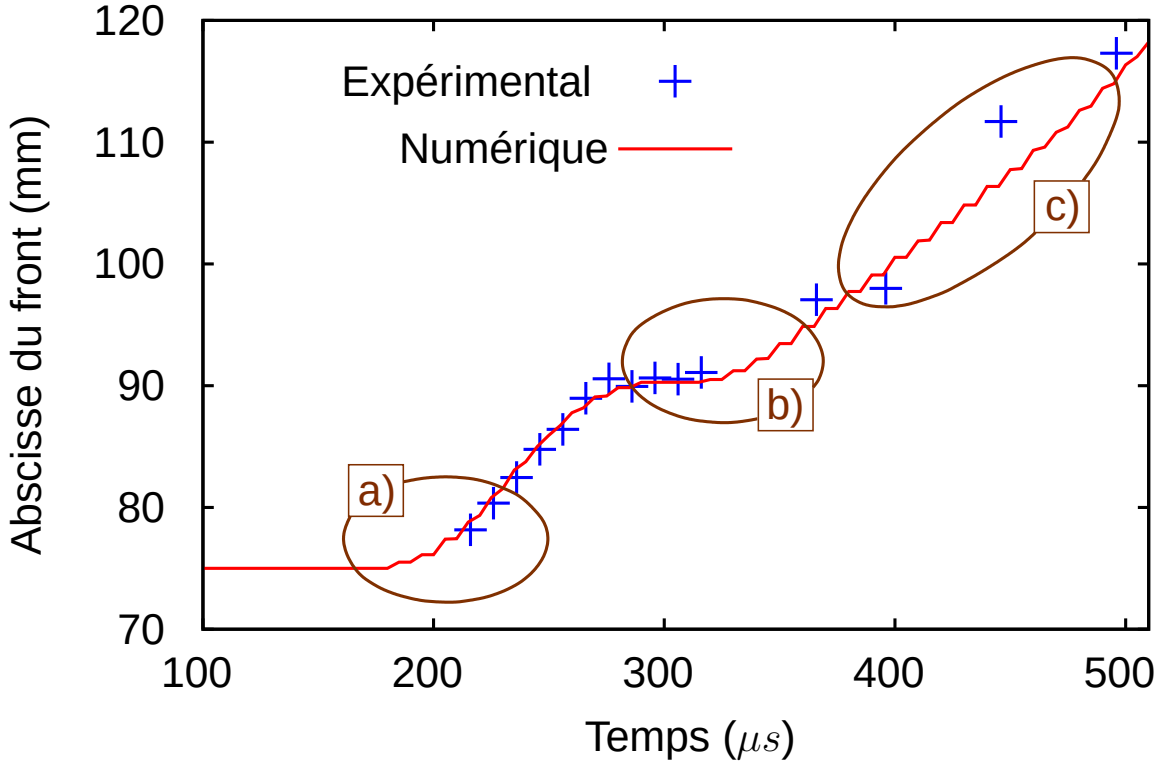
Incertitude : temps : $1\ \mu s$, abscisse : $0.15\ mm$

FIG. 2.27 – *Octobre 2004 - Histoire de l'abscisse du front de fissure.*

Les graphes 2.27 et 2.24 montrent que l'initiation ($t \approx 200\ \mu s$) a lieu durant une phase hautement transitoire puisque le temps mis par les ondes pour parcourir l'éprouvette (écart temporel entre vitesse entrante et vitesse sortante) est de l'ordre de $100\ \mu s$. Ainsi toute la propagation (initiation, arrêt et redémarrage jusqu'à l'arrêt final) est assujettie à l'évolution transitoire des ondes de contraintes dans l'éprouvette.

On s'intéresse maintenant à l'influence de la vitesse de chargement sur les critères retenus. L'acquisition de la position du front par des appareils optiques classiques est limitante. Il faut en effet effectuer plusieurs essais dans les mêmes conditions pour obtenir une seule courbe représentative de l'histoire de la propagation du front : la précision est nécessairement limitée durant les phases transitoires comme illustré à la figure 2.28.

Aussi il nous faut trouver de nouveaux moyens d'acquisition permettant d'obtenir pour chaque essai, l'histoire de la propagation dans le détail. Nous allons donc présenter dans les parties suivantes deux moyens d'acquisition pour des matériaux transparents et pour des matériaux opaques.



Résultats expérimentaux repris de la figure 2.27.
Résultats numériques issus de Grégoire et al. (2007) et détaillés partie 3.1.

FIG. 2.28 – *Limites d'acquisition des appareils optiques classiques*
a) Vitesse d'amorçage imprécise
b) Instant de redémarrage imprécis
c) Vitesse finale de propagation imprécise

2.2.2 Extensomètre optique (Zimmer).

2.2.2.1 Présentation de la méthode

Nous avons vu dans la partie précédente qu'il était indispensable de pouvoir visualiser toute l'histoire de la propagation pour un essai donné si l'on voulait étudier l'influence de la vitesse de chargement sur les critères de rupture ou modéliser finement les phases transitoires tels que l'initiation, l'arrêt ou le redémarrage d'une fissure.

Pour cela nous utilisons un extensomètre optique (Zimmer) dont la fonction première est la mesure macroscopique du déplacement d'une cible contrastée noire et blanche (figure 2.29).

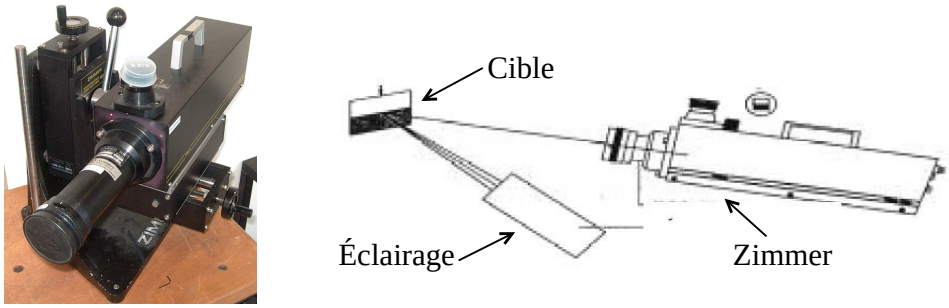


FIG. 2.29 – *Zimmer utilisé classiquement pour la mesure de déplacement macroscopique*

La technique de mesure précise à l'aide de l'extensomètre optique est renvoyée en annexe B. Le PMMA sain est transparent et la lumière se réfléchit sur le faciès de rupture. On obtient donc, en jouant sur l'éclairage , un contraste noir/blanc correspondant à la transition partie fissurée/partie saine. On localise ainsi la position du front de fissure (figure 2.30).

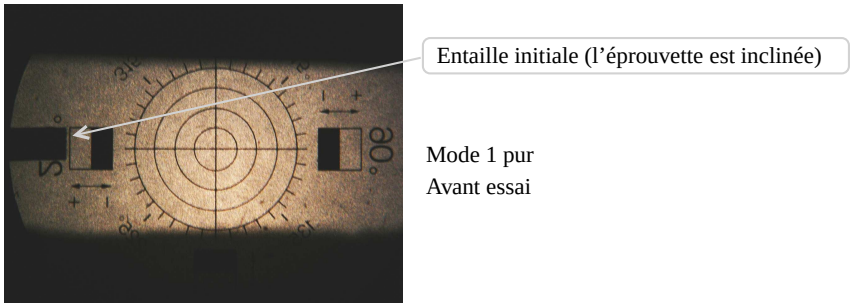


FIG. 2.30 – *Zimmer utilisé pour la localisation d'un front de fissure*

On récupère ainsi un signal analogique ($\pm 5V$) proportionnel au déplacement du contraste noir/blanc, c'est-à-dire proportionnel au déplacement du front de fissure. L'étendue de mesure est déterminée par le choix de l'objectif utilisé. La résolution, la distance de travail, l'incertitude de mesure et la hauteur du champ de mesure dépendent de cette étendue de mesure et donc aussi du choix de cet objectif. Plus cette étendue est importante plus la précision est faible. Il faut donc faire un compromis entre obtenir l'histoire complète de la propagation tout en préservant une grande précision de mesure. Les caractéristiques des objectifs présents au LMS et utilisés durant nos essais sont collectées dans le tableau 2.5.

Référence de l'objectif	115	116
Étendue de Mesure (mm)	100	20
Distance de Travail (mm)	1154	41.1
Hauteur du champ de mesure (mm)	5	1
Résolution (mm)	0.01	0.002
Incertitude (mm)	± 0.2	± 0.04
Vitesse maximum d'accrochage (ms^{-1})	8350	1670

TAB. 2.5 – *Caractéristiques des extensomètres optiques (Zimmer).*

2.2.2.2 Application à des cas de propagation dynamique en mode I pur

La méthode sera illustrée sur deux essais réalisés dans des conditions d'impact différentes (vitesse d'impact de $9.5m.s^{-1}$ et $7.4m.s^{-1}$) au LMS en avril 2006. Le banc est le même que celui décrit à la figure 2.20. Le détail précis de ces essais est reporté dans l'annexe C.6.

Les éprouvettes testées présentent une pré-entaille placée sur l'axe de symétrie pour une initiation en mode I pur (voir figure 2.31).

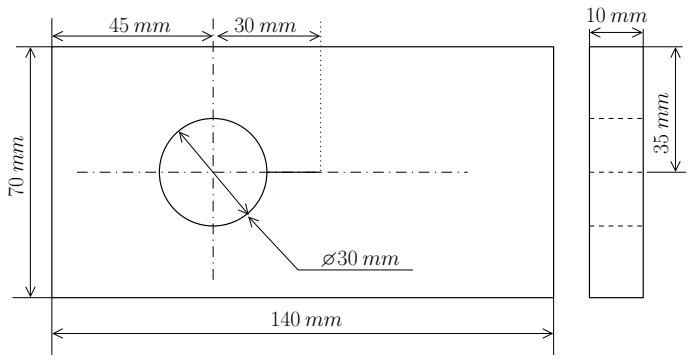


FIG. 2.31 – *Avril 2006 - Géométrie des éprouvettes testées.*

Durant ces expériences, seul l'objectif 116 a été utilisé pour obtenir l'histoire de la position du front de fissure. Puisque son étendue de mesure est de 20 mm, l'histoire de la propagation complète n'est pas obtenue. On décide donc de centrer l'étendue de mesure autour de l'arrêt de fissure. L'instant où l'extensomètre optique commence à voir un signal est choisi comme instant de référence.

Pour connaître précisément l'histoire de la position du front de fissure, il faudrait connaître idéalement la vitesse particulaire en pointe de fissure. Lorsqu'on choisit d'utiliser un Zimmer pour repérer le front de fissure, il faut prendre en compte le mouvement d'ensemble de l'éprouvette durant l'essai. En effet, l'impact sur la barre entrante génère une onde dans la barre mais met aussi en mouvement cette même barre. Dans le cas d'un choc parfait et si l'on néglige les frottements de la barre sur ses paliers, sa vitesse est la moitié de la vitesse d'impact. En réalité, l'éprouvette est entraînée par la barre entrante à une vitesse variable et non connue *a priori*. Le dépouillement des essais à l'aide du logiciel DAVID® [8] nous fournit le déplacement des extrémités des barres au cours du temps. Cependant il est très difficile de synchroniser ce déplacement avec le signal fournit par le Zimmer. On choisit de corriger le déplacement de corps solide moyen de l'éprouvette pendant l'essai (qui dure typiquement 300 μs) en ajustant à zéro

[8] Logiciel téléchargeable à l'adresse : www.lms.polytechnique.fr/EQUIPE/dynamique/index.html

la vitesse du front lors de la phase d'arrêt. Par ailleurs, le zéro du signal délivré par le Zimmer est ajusté afin de faire correspondre la phase d'arrêt avec la position mesurée sur l'éprouvette post-mortem.

La figure 2.32 représente l'évolution temporelle du front de fissure pour l'essai EP01 (annexe C.6) et trois phases de propagation sont observées :

- Tout d'abord, la fissure se propage à vitesse constante ($V \approx 170\, m/s \approx 0.21\, c_R$),
- Ensuite la fissure s'arrête durant approximativement $65\, \mu s$,
- Enfin la fissure propage de nouveau à vitesse constante ($V \approx 180\, m/s \approx 0.23\, c_R$).

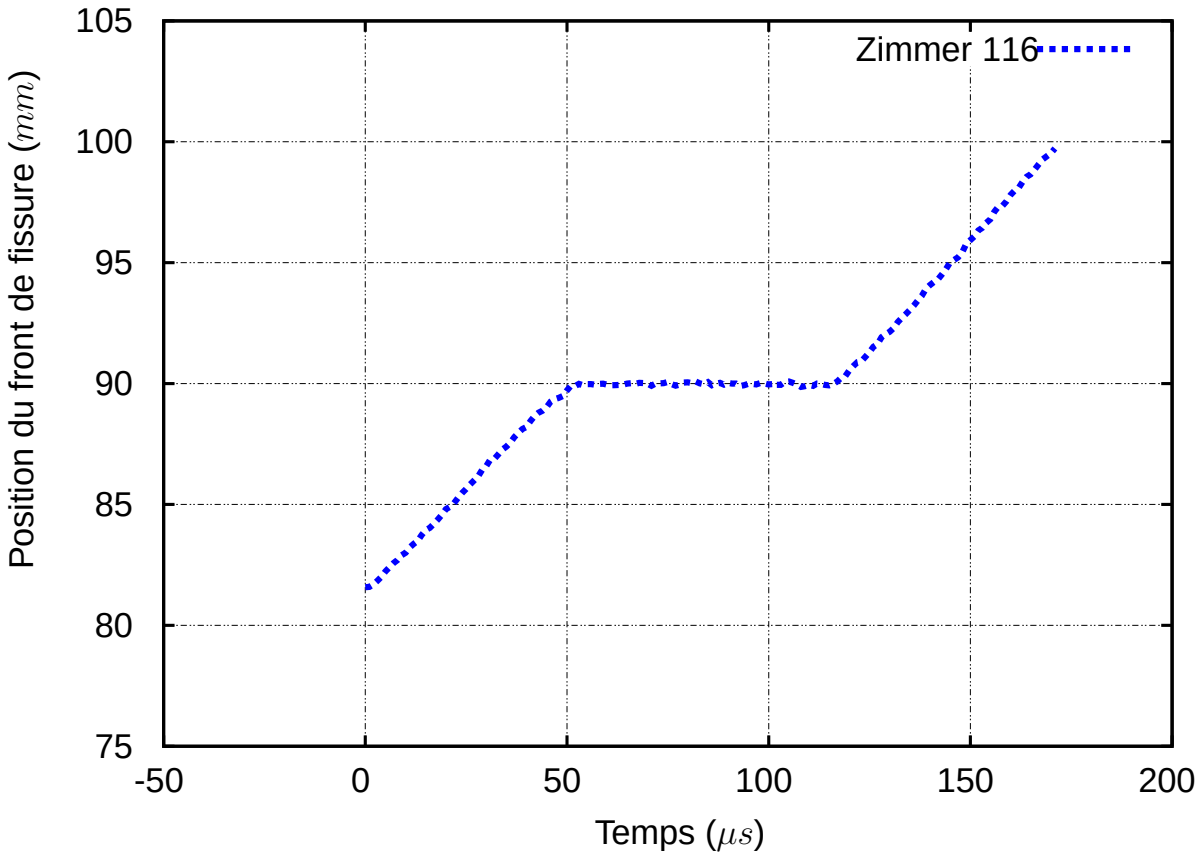


FIG. 2.32 – *Avril 2006 - Histoire de l'abscisse du front de fissure (vitesse d'impact :* $9.5\, m/s$*)*

La figure 2.32 révèle que la méthode basée sur l'utilisation d'un extensomètre optique (Zimmer) permet d'obtenir l'histoire complète de propagation lors d'un seul essai et une localisation très précise de la position du front de fissure, même durant les phases hautement transitoires que sont l'arrêt et le redémarrage. Il devient donc maintenant possible d'étudier l'influence de la vitesse de chargement sur ces phases transitoires. On constate que la vitesse de propagation de la fissure passe brutalement de $170\, m/s$ à $0\, m/s$ et que la fissure redémarre également avec un saut de vitesse.

Nous décidons donc de réaliser un nouvel essai avec une vitesse d'impact inférieure ($7.4\ m/s$ au lieu de $9.5\ m/s$). Puisque l'initiation dépend fortement de la forme du front de la pré-entaille initiale (Grégoire et al., 2007), cet essai est réalisé en deux étapes. Tout d'abord on crée une fissure très fine qui résulte d'une courte propagation ($3.5\ mm$). Cette courte propagation est obtenue en impactant l'éprouvette à faible vitesse. L'éprouvette est ensuite soumise à un second impact à la vitesse désirée. Ainsi, la forme du front initial dans le cas de l'impact réel est similaire à la forme du front de la fissure durant la propagation. Cette technique est une transposition à la dynamique de la méthode de pré-fissuration par fatigue habituellement utilisée pour les métaux.

La figure 2.33 représente l'évolution temporelle du front de fissure pour l'essai EP08bis (annexe C.6) réalisé à une vitesse d'impact inférieure ($7.4\ m/s$ au lieu de $9.5\ m/s$). Trois phases d'arrêt sont maintenant observées. Après l'initiation, la fissure se propage durant $52\mu s$ à vitesse constante ($V \approx 150 m/s \approx 0.2\, c_R$) et ensuite s'arrête pendant une centaine de microsecondes. Après quoi, il y a deux courtes phases de propagation séparées par une phase d'arrêt avant l'arrêt final.

Il ne serait pas possible de suivre cette histoire complexe de propagation avec les moyens optiques classiques présentés dans la partie 2.2.1. Pour des raisons d'éclairage, il n'est pas possible de cumuler les moyens optiques d'observation. Par ailleurs, ce type d'expérience représente un véritable challenge pour tester la robustesse des outils numériques de propagation dynamique de fissures ainsi qu'un moyen pour valider de nouvelles lois constitutives de propagation de fissures.

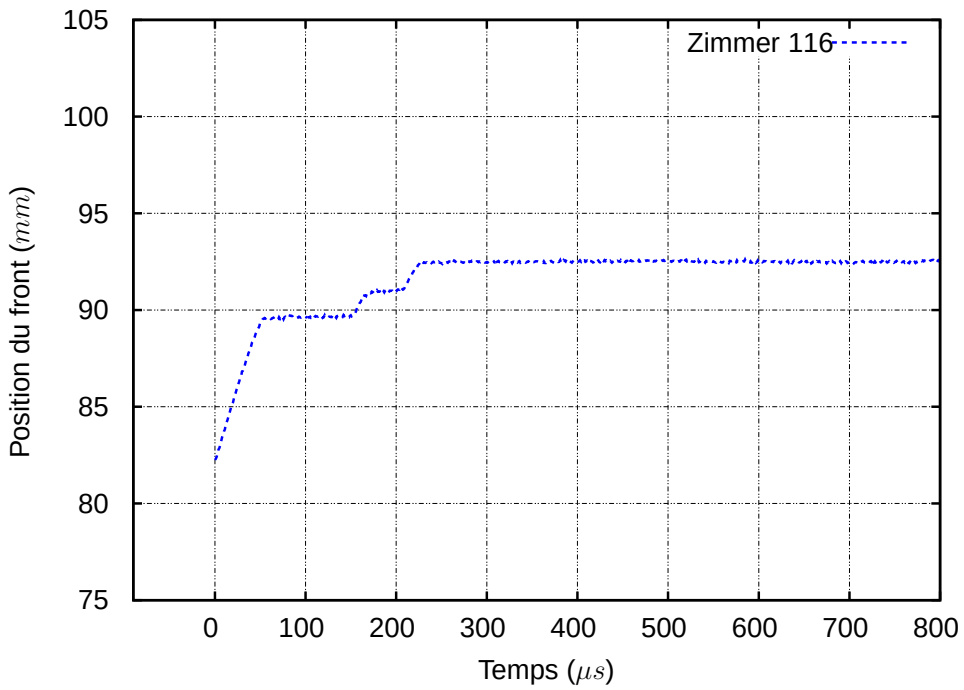


FIG. 2.33 – *Avril 2006 - Histoire de l'abscisse du front de fissure (vitesse d'impact : $7.4\ m/s$)*

Enfin, une nouvelle technique expérimentale a été développée permettant de localiser avec une grande précision un front se propageant dynamiquement dans un matériau transparent.

2.2.3 Localisation de fissure par corrélation d'images numériques.

Dans le cas des matériaux opaques, les techniques précédentes ne permettent pas de suivre un front de fissure qui se propage dynamiquement lors d'une expérience de rupture sous impact. Les méthodes présentée à la partie 1.4.2 peuvent donner des résultats mais sont rarement précises lorsque la fissure propage à grande vitesse.

Nous allons donc présenter ici une nouvelle méthode, basée sur la corrélation d'images numériques, permettant de localiser un front de fissure se propageant à grande vitesse. Par ailleurs cette méthode est également utilisée pour calculer les facteurs d'intensité des contraintes en dynamique (voir partie 2.3.1).

2.2.3.1 Principe général de la corrélation d'images numériques

Le principe de la corrélation d'image a été développé par Sutton et al. (1983, 1986). Deux images numériques correspondant à un état de référence et un état déformé sont décrites par une fonction discrète représentant le niveau de gris à chaque pixel. Les fonctions discrètes sont reliées par la relation suivante :

$$f^*(\underline{\mathbf{x}}^*) = f(\underline{\mathbf{x}} + \underline{\mathbf{d}}(\underline{\mathbf{x}})) \tag{2.11}$$

où f est la fonction discrète de l'état de référence,
f^* la fonction discrète de l'état déformé
et $\underline{\mathbf{d}}(\underline{\mathbf{x}})$ est le champ de déplacement (voir figure 2.34).

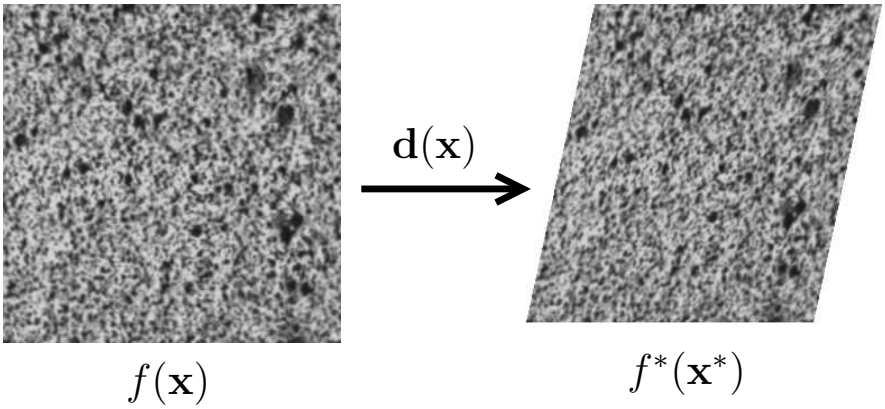


FIG. 2.34 – *Image de référence et image déformée*

Déterminer le champ de déplacement optimal consiste alors à minimiser un coefficient de corrélation croisé sur un ensemble de pixels (appelé pattern) de l'image de référence :

$$C = 1 - \frac{\int_{\Delta M} f(\underline{\mathbf{x}}) f(\underline{\mathbf{x}} + \underline{\mathbf{d}}(\underline{\mathbf{x}}))\mathbf{dx}}{\sqrt{\int_{\Delta M} f^2(\underline{\mathbf{x}})\mathbf{dx} \int_{\Delta M} f^2(\underline{\mathbf{x}} + \underline{\mathbf{d}}(\underline{\mathbf{x}}))\mathbf{dx}}} \tag{2.12}$$

où ΔM est la surface du pattern de l'image de référence (voir figure 2.35).

Le champ de déplacement est ensuite décomposé sur un pattern dans une base de fonctions appropriée (Eq. 2.13).

$$\underline{\mathbf{d}}(P) = \sum_j n_j(P)\, \underline{\mathbf{u_j}} \tag{2.13}$$

où u_j sont les déplacements inconnus, P est un point du pattern,
$\underline{\mathbf{d}}(P)$ est donné par la minimisation de l'équation 2.12
et $\mathbf{n_j}$ sont les fonctions de la base choisie.

Étant donné le nombre d'inconnues introduites dans cette décomposition, l'équation 2.13 est écrite autant de fois que nécessaire pour avoir un problème bien posé.

Finalement, le problème consiste classiquement à inverser une matrice (voir équation 2.14).

$$\underline{\mathbf{d}} = [\mathbf{M}]\, \underline{\mathbf{u}} \tag{2.14}$$

où $\underline{\mathbf{d}}$ est le vecteur des déplacements optimaux obtenus
par minimisation de l'équation 2.12,
$[M]$ est la matrice des fonctions de la base de décomposition
et $\underline{\mathbf{u}}$ est le vecteur des déplacements inconnus.

En pratique, le champ de déplacement est choisi bilinéaire ($\{n_j\} = \{x, y, xy, 1\}$) et une interpolation spline cubique est utilisée comme dans Touchal-Mguil (1997). La figure 2.35 montre un pattern ($ABCD$ centré en P) et son déformé ($A^*B^*C^*D^*$ centré en P^*).

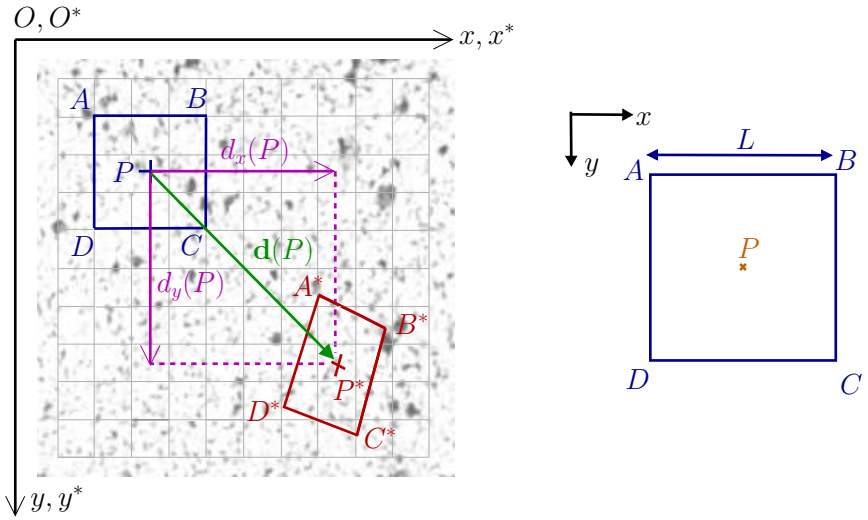


FIG. 2.35 – *Pattern initial et pattern déformé*

Pour chaque point d'un pattern donné, le champ de déplacement est alors de la forme :

$$\begin{cases} d_x(x,y) &= u_1\, \tilde{x} + u_2\, \tilde{y} + u_3\, \tilde{x}\tilde{y} + u_4 \\ d_y(x,y) &= u_5\, \tilde{x} + u_6\, \tilde{y} + u_7\, \tilde{x}\tilde{y} + u_8 \end{cases} \tag{2.15}$$

où $\tilde{x} = \frac{x - x_A}{L}$ et $\tilde{y} = \frac{y - y_A}{L}$ sont les coordonnées homogénéisées sur le pattern
et L est la longueur du coté du pattern.

Ainsi il y a huit inconnues de déplacement (u_j) et l'équation 2.15 est écrite en chaque point A, B, C et D. La résolution consiste alors à inverser une matrice 8-8 dans l'équation 2.14.

Finalement, l'algorithme est effectué sur chaque pattern de l'image initial afin d'obtenir le champ complet de déplacement. Une précision de $1/100$ pixel est obtenue.

◊ *Limites de la corrélation classiques pour l'estimation de champs de déplacement discontinus*

La technique précédente de corrélation d'image est très efficace pour obtenir le champ de déplacement continu complet d'un solide. Cependant la base de fonctions définie par l'équation 2.15 ne contenant que des termes continus, il est naturel que cette méthode ne donne pas de bons résultats lorsque le champ de déplacement est discontinu.

Pour illustrer, on effectue un calcul avec un outil standard de corrélation d'image numérique dans le cas d'un champ de déplacement discontinu.

L'image de référence présentée à la figure 2.34 est artificiellement déformée suivant un champ asymptotique en mode I pur (voir figure 2.36). Le front de fissure est situé au centre de l'image de référence ($(x_{tip}, y_{tip}) = (128, 128)$). La fin de la fissure est invisible puisque le déplacement est alors sub-pixel.

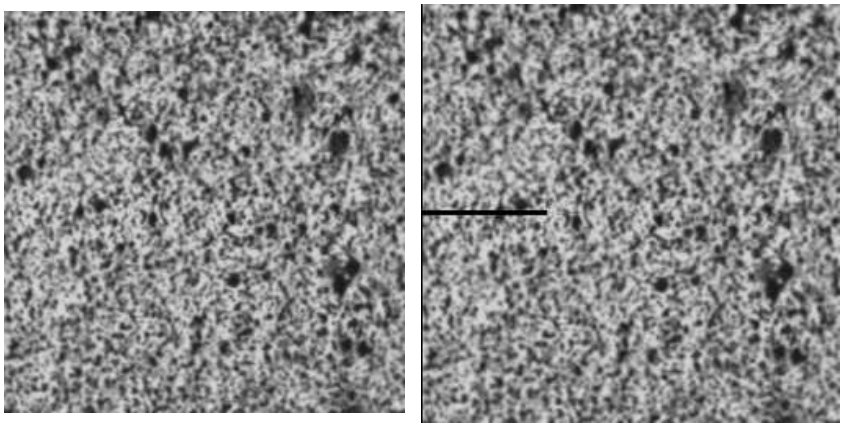


Image de référence (256x256 pixels) — Image artificellement déformée Mode I pur

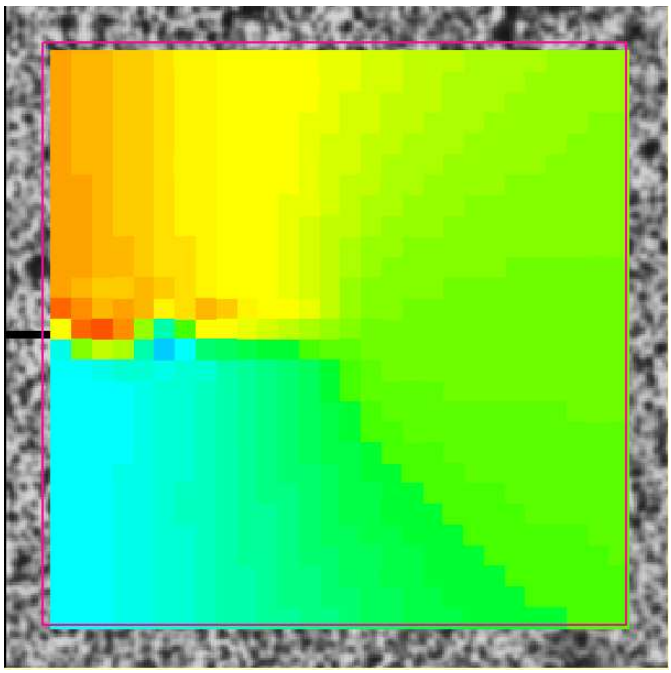
Champ de déplacement asymptotique en mode I pur ($(x_{tip}, y_{tip}) = (128, 128)$)

FIG. 2.36 – *Image de référence et image artificiellement déformée.*

Le déplacement vertical est estimé avec le logiciel standard Icasoft® [9], développé par Fabrice Morestin, Maître de Conférence au LaMCoS[10] (voir Touchal-Mguil (1997)). Ce champ est représenté à la figure 2.37. Tout d'abord l'estimation du déplacement vertical dans les pattern contenant une discontinuité supérieure à 1 pixel est incohérente avec la réalité. Ensuite la localisation de la position du front de la fissure est difficile avec cette méthode standard.

[9] Logiciel téléchargeable à l'adresse : http ://icasoft.insa-lyon.fr .

[10] Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures, INSA de Lyon, http ://lamcos.insa-lyon.fr .



(pattern : $9x9$ pixels, grille : $9x9$ pixels)

FIG. 2.37 – *Déplacement vertical estimé avec un outil de corrélation d'images standard*

Afin d'améliorer l'estimation des champs de déplacement discontinus à l'aide d'outils de corrélation d'images numériques, Hild et al. (2006) proposent d'enrichir la base de fonctions avec les fonctions asymptotiques définies en mécanique linéaire de la rupture (équation 1.1.2.1) afin de pouvoir prendre en compte les termes discontinus. Les champs asymptotiques dépendent des coordonnées polaires et sont liés à la position du front de fissure. La géométrie de la fissure doit donc être connue *a priori* pour pouvoir initier le processus. Nous proposons ici une méthode basée sur la corrélation d'images numériques qui permet de localiser des discontinuités géométriques ou matérielles même lorsque leurs positions sont inconnues.

2.2.3.2 Algorithme de localisation de fissure

◊ *Cadre général*

- Soient deux points M et N dans l'image de référence (figure 2.38).
- Soit $\underline{\mathbf{d}}(\underline{\mathbf{x}})$ un champ de déplacement appliqué de telle manière que les points correspondant, M^* et N^*, dans l'image déformée soient séparés par une discontinuité géométrique ou matérielle.

Une mesure de la variation de distance représentative d'une éventuelle discontinuités entre les deux points M et N est notée $M\wr N$ et définie par :

$$M\wr N = \|\overrightarrow{M^*N^*} - \overrightarrow{MN}\| \tag{2.16}$$

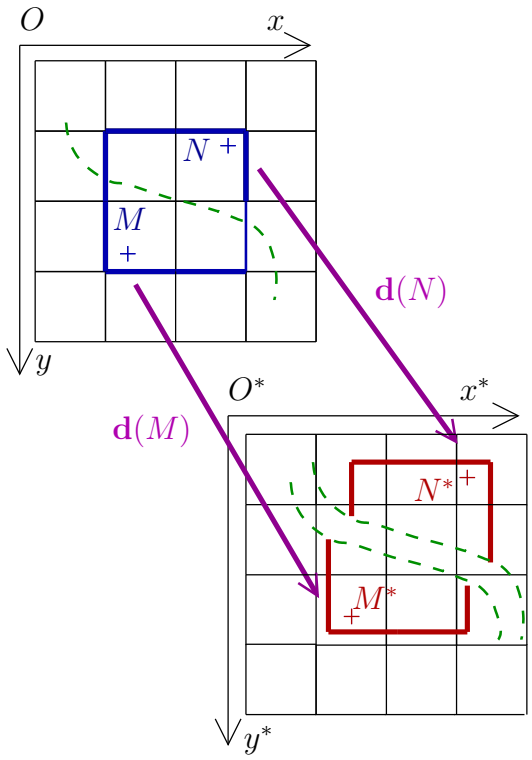


FIG. 2.38 – *Discontinuité entre deux points M et N*

Puisque, $\forall(M, M^*) \quad \overrightarrow{O^*M^*} = \overrightarrow{OM} + \underline{\mathbf{d}}(M)$, l'expression de la discontinuité entre les deux points M et N est donnée par :

$$M \wr N = \|\underline{\mathbf{d}}(N) - \underline{\mathbf{d}}(M)\| \tag{2.17}$$

où $\underline{\mathbf{d}}(P)$ est toujours donné par la minimisation de l'équation 2.12.

À partir de cette dernière définition de la discontinuité entre deux points (équation 2.17), un critère de discontinuité du pattern $ABCD$ est donné par l'équation 2.18. La présence d'une discontinuité dans le pattern sera détectée par seuillage de la mesure.

$$\begin{aligned} K(P) &= \max\left(A \wr C; B \wr D\right) \\ &= \max\left(\|\underline{\mathbf{d}}(C) - \underline{\mathbf{d}}(A)\|; \|\underline{\mathbf{d}}(D) - \underline{\mathbf{d}}(B)\|\right) \end{aligned} \tag{2.18}$$

Comme on le voit à la figure 2.39, le critère précédent permet de capturer une discontinuité quelque soit sa position dans le pattern. Cependant, ce critère détecte également des discontinuités en présence uniquement d'élongations ou de distorsions importantes mais continues. Ainsi, ce critère de détection de discontinuité dans un pattern n'est valable que si les élongations et les distorsions restent petites par rapport aux déplacements issus de la discontinuité. Dans le cas de discontinuités géométriques de type fissures, cette méthode de détection ne sera applicable que dans le cas de la rupture fragile.

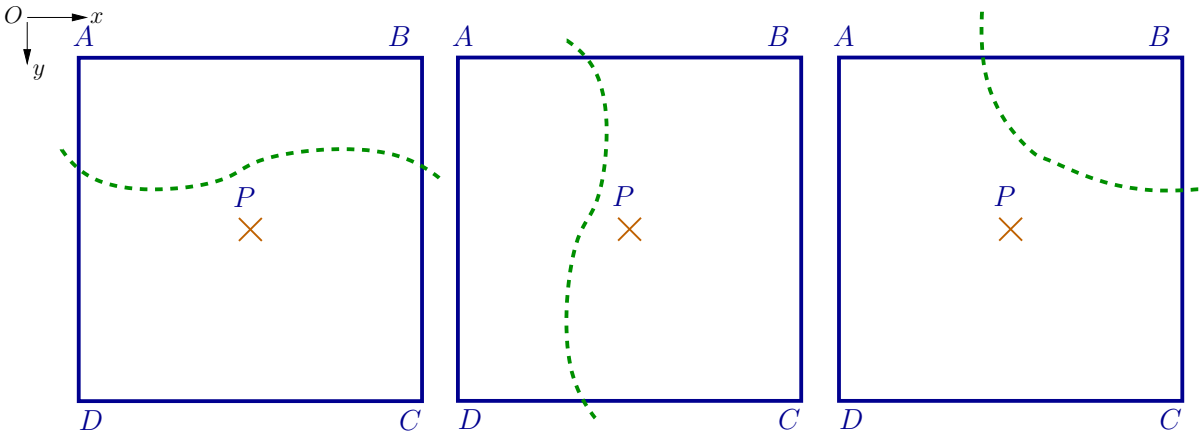


FIG. 2.39 – *Différentes positions d'une discontinuité dans un pattern*

◊ *Implémentation*

Dans cette partie, la méthode est qualifiée en l'appliquant au cas artificiel d'une image de référence déformée suivant un champ de déplacement asymptotique théorique.

La figure 2.36 montre l'image de référence (256x256 pixels) et l'image déformée correspondante, artificiellement déformée suivant un champ asymptotique en mode I pur. Le front de fissure est situé au centre de l'image de référence ($(x_{tip}, y_{tip}) = (128, 128)$). La fin de la fissure est invisible puisque le déplacement est alors sub-pixel.

Tout d'abord, les deux images sont converties en fonctions discrètes des niveaux de gris et la taille du pattern (9x9 pixels) est choisie égale à la taille de la grille correspondante à la position de chaque centre de pattern. La grille est représentée à la figure 2.42.

Ensuite, le critère de détection de discontinuité sur un pattern (équation 2.18) est calculé sur toute l'image. La figure 2.40 montre l'évolution du critère de détection sur l'image.

Puis le critère précédent est seuillé. Le seuil est proportionnel à la valeur moyenne arithmétique du critère sur l'image (équation 2.19).

$$\begin{array}{lllll} K(P) & \geq & \alpha\,\overline{K} & \Longrightarrow & K_T(P) = 1 \quad \text{(Pattern fissuré)} \\ K(P) & < & \alpha\,\overline{K} & \Longrightarrow & K_T(P) = 0 \quad \text{(Pattern sain)} \end{array} \tag{2.19}$$

où $\overline{K}$ est la moyenne arithmétique du critère de discontinuité K sur toute l'image,
α est un coefficient modifiable par l'utilisateur (par défaut, $\alpha = 2$),
K_T est la valeur seuillée du critère.

La valeur de seuillage est volontairement choisie basse afin de ne pas perdre d'informations en pointe de fissure où la valeur du critère de discontinuité est faible. Des îlots de pattern sains mais considérés fissurés par l'algorithme de seuillage peuvent alors se former du fait des bruits inhérent à la mesure. Ces îlots sont éliminés par les techniques classiques de traitement d'images par analyses mathématiques morphologiques (amincissement successifs, voir Pratt (1991) pour plus de détails). Un masque peut également être définis par l'utilisateur afin de réduire la zone effective de seuillage.

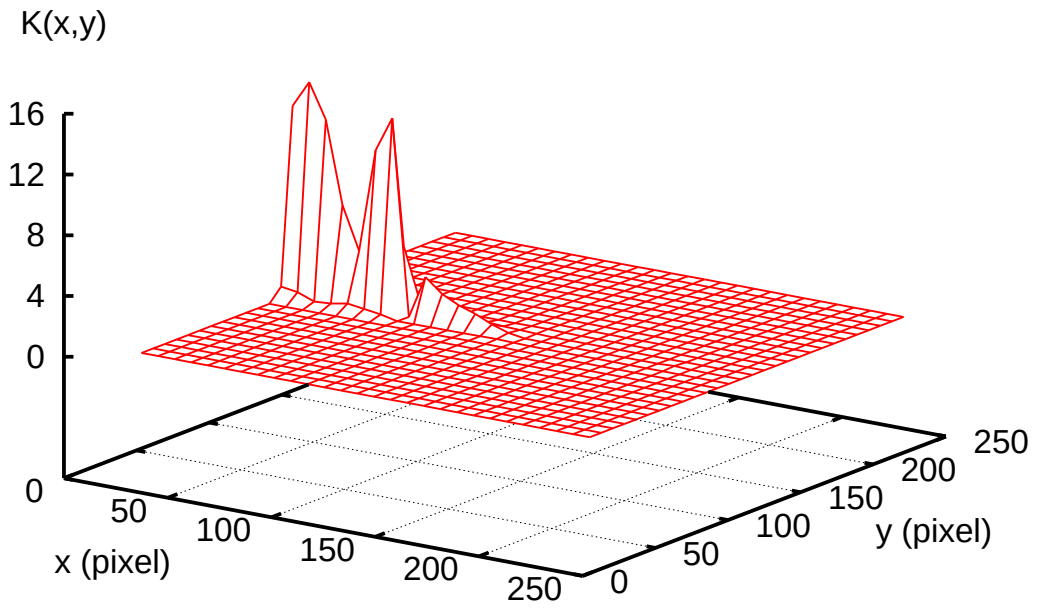


FIG. 2.40 – *Évolution du critère de discontinuités sur l'image de référence.*

Le front est ensuite simplement déterminé comme étant le pattern fissuré entouré par le moins de patterns fissurés et on obtient une représentation de la fissure par la fonction K_T représentée à la figure 2.41 est définie par :

- $K_T = 0$ pour les patterns sains,
- $K_T = 1$ pour les patterns fissurés
- $K_T = -1$ pour le pattern contenant le front de fissure.

Enfin la fissure est représentée sur l'image déformée en rejoignant les positions des centres des patterns fissurés (éventuellement pondérées par la valeur du critère au pattern si l'utilisateur le désire) comme illustré à la figure 2.42. La position du front de fissure obtenue est ($(x_{tip}, y_{tip}) = (126, 126)$). Puisque la grille a une largeur de 9 pixels, la résolution spatiale de la position précédente est de ± 4 pixels.

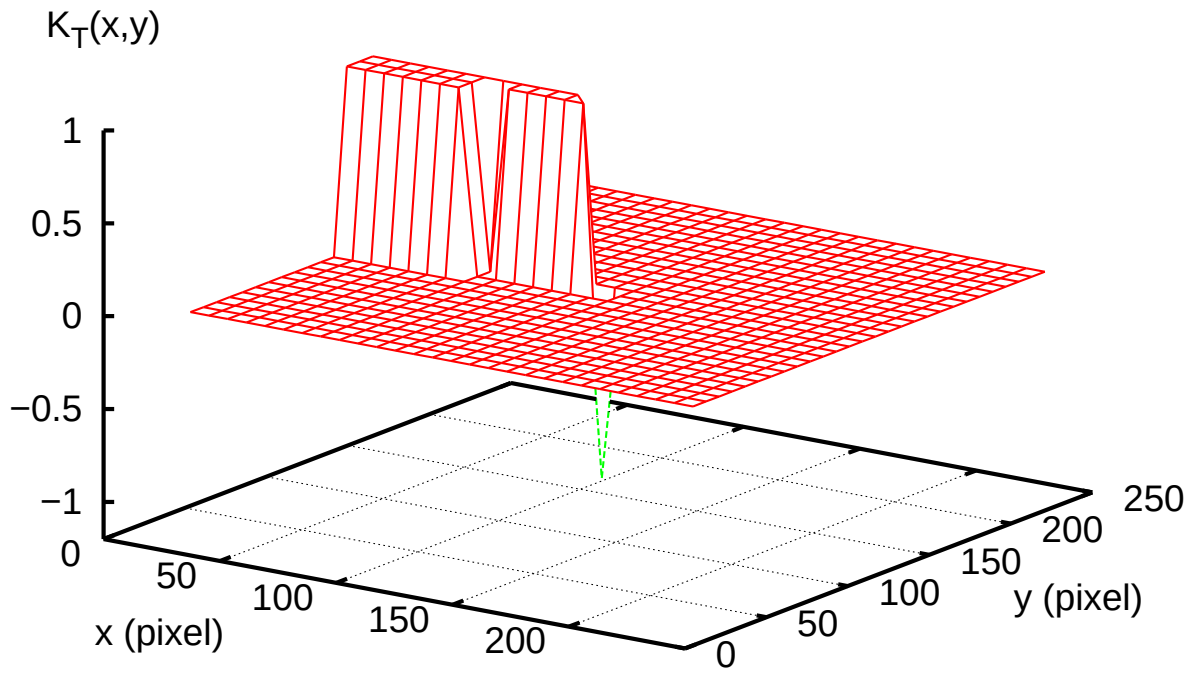
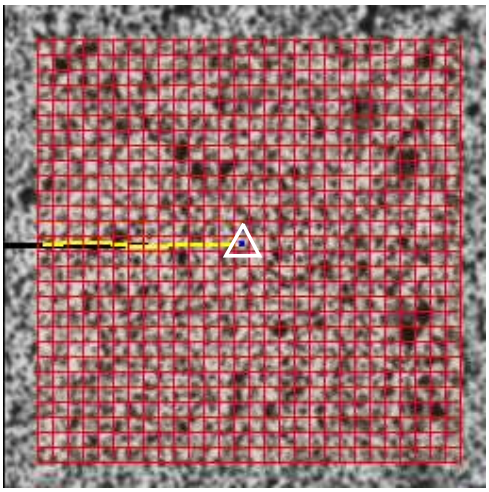


FIG. 2.41 – *Évolution du critère de discontinuités après seuillage.*



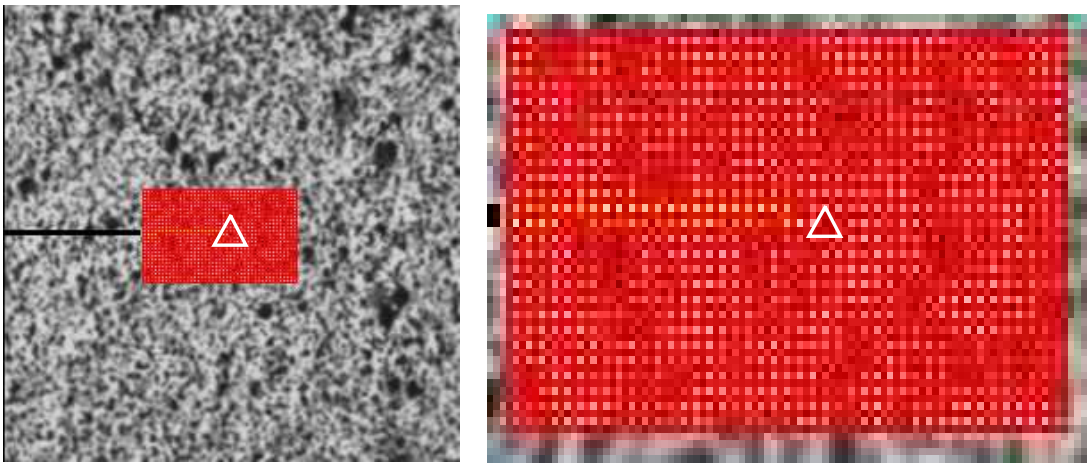
△ $(x_{tip}, y_{tip}) = (126, 126) \pm 4$ pixels
(pattern : $9x9$ pixels, grille : $9x9$ pixels)

FIG. 2.42 – *Résultats de la localisation de fissure pour un cas-test artificiel ($9x9$ pixels).*

◊ *Influence de la taille de grille*

Le même cas-test est réalisé avec des tailles de grille et de pattern différentes (pattern : $6x6$ pixels, grille : $2x2$ pixels). Les résultats donnés par l'algorithme de localisation de fissures sont présentés à la figure 2.43. La position du front de fissure obtenue est : $(x_{tip}, y_{tip}) = (127, 128)$ ± 1 pixels.

La position théorique du front est $(x_{tip}, y_{tip}) = (128, 128)$. Comme on le voit à travers les figures 2.42 et 2.43, plus la grille est fine et meilleure est la précision obtenue. Ainsi, la méthode développée est convergente et consistante.



△ $(x_{tip}, y_{tip}) = (127, 128)$ ± 1 pixel
(pattern : $6x6$ pixels, grille : $2x2$ pixels)

FIG. 2.43 – *Résultats de la localisation de fissure pour un cas-test artificiel ($2x2$ pixels)*

2.2.3.3 Application à un cas de propagation dynamique en mode mixte

Dans cette partie, l'algorithme de localisation est appliqué à une expérience de rupture sous chargement dynamique réalisée à l'ONERA en mars 2006. Cette méthode sera également utilisée pour localiser la fissure dans le cas de l'étude de l'influence de la présence d'un trou sur le trajet de fissure (§ 4.1.1)

◊ *Description de l'essai et de la caméra ultra-rapide utilisée*

Le banc d'essai est celui utilisant un vérin rapide et décrit à la partie 2.1.3.1. La vitesse d'impact est de $10\ ms^{-1}$ et l'éprouvette de PMMA testée présente une pré-entaille radiale afin d'accentuer les effets de mixité à l'initiation (voir figure 2.44).

Comme développé dans Grégoire et al. (2007), l'initiation de la fissure dépend du rayon du front de la pré-entaille initiale. Plus la pré-entaille est fine, plus elle est semblable à la géométrie de la fissure durant la propagation. Ainsi une pré-fissure très fine est introduite avant l'essai en lâchant un poids sur une lame de rasoir posée en fond de pré-entaille. Cette technique ("tapping") a été développée par Saad-Gouider et al. (2006).

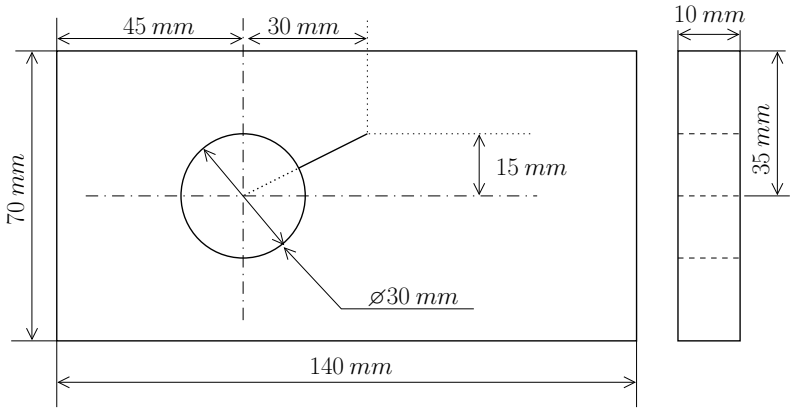


FIG. 2.44 – *Mars 2006 - Géométrie de l'éprouvette sous chargement mixte*

Les propriétés optiques du PMMA ne sont pas utilisées ici et l'éprouvette est mouchetée afin d'utiliser l'algorithme de localisation basé sur les techniques de corrélation d'images. Une caméra ultra-rapide (Cordin 550-32, 1000x1000 pixels, 400000 images/s) est utilisée pour l'acquisition d'images et deux flash Cordin 605 pour l'éclairage. Le déclenchement de la caméra ultra-rapide est commandé par la rupture d'une jauge collée en avant de l'entaille initial (voir figure 2.10).

Contrairement aux appareils optiques standards (voir § 2.2.1), la caméra ultra-rapide utilisée possède une technologie interne permettant d'acquérir 32 images durant un essai de propagation dynamique. Nous allons donc détailler le mode de fonctionnement de cette caméra.

Afin de pouvoir réaliser l'acquisition de 32 images durant une expérience de propagation dynamique de fissure, la caméra ultra-rapide Cordin est composée de 32 capteurs CCD et de 32 jeux de miroirs et de lentilles arrosés par un miroir tournant (voir photographies et schéma de la caméra à la figure 2.45). Ainsi chaque capteur n'enregistre qu'une seule image par essai et la synchronisation est réalisée par un laser qui, pointant vers le miroir tournant, arrose en même temps 32 capteurs placé à coté des CCD.

Si cette technique ne pose pas de problèmes lorsque la caméra est utilisée pour la visualisation de phénomènes physiques (propagation d'ondes de pression dans un fluide après impact balistique dans un réservoir par exemple), on comprend bien que cela pose des difficultés en terme de corrélation d'images numériques. En effet, puisqu'il y a 32 capteurs, il y a 32 chemins optiques différents et 32 réponses dynamiques différentes. La conservation du flux optique n'est donc plus assurée et pour un même capteur, du fait du miroir tournant, deux images successives d'un objet fixe ne sont pas forcément semblables.

Pour remédier à ce problème, deux techniques seront employées durant nos essais :

- Soit on décide de prendre 32 images de référence (une pour chaque capteur) avant l'essai mais dans les mêmes conditions de luminosité et de vitesse de rotation du miroir tournant. On réalise ensuite la corrélation entre les 32 couples images de référence/images déformées rappareillés. C'est la technique que nous utilisons dans le cas de l'essai présenté ici.
- Soit on décide de ne prendre qu'une seule image de référence et on corrige toutes les images déformées pour tenir compte des mouvements de corps solides induits par le trajet complexe de la lumière à l'intérieur de la caméra lorsqu'on effectue la corrélation. Cette technique sera explicitée dans la partie 2.4.

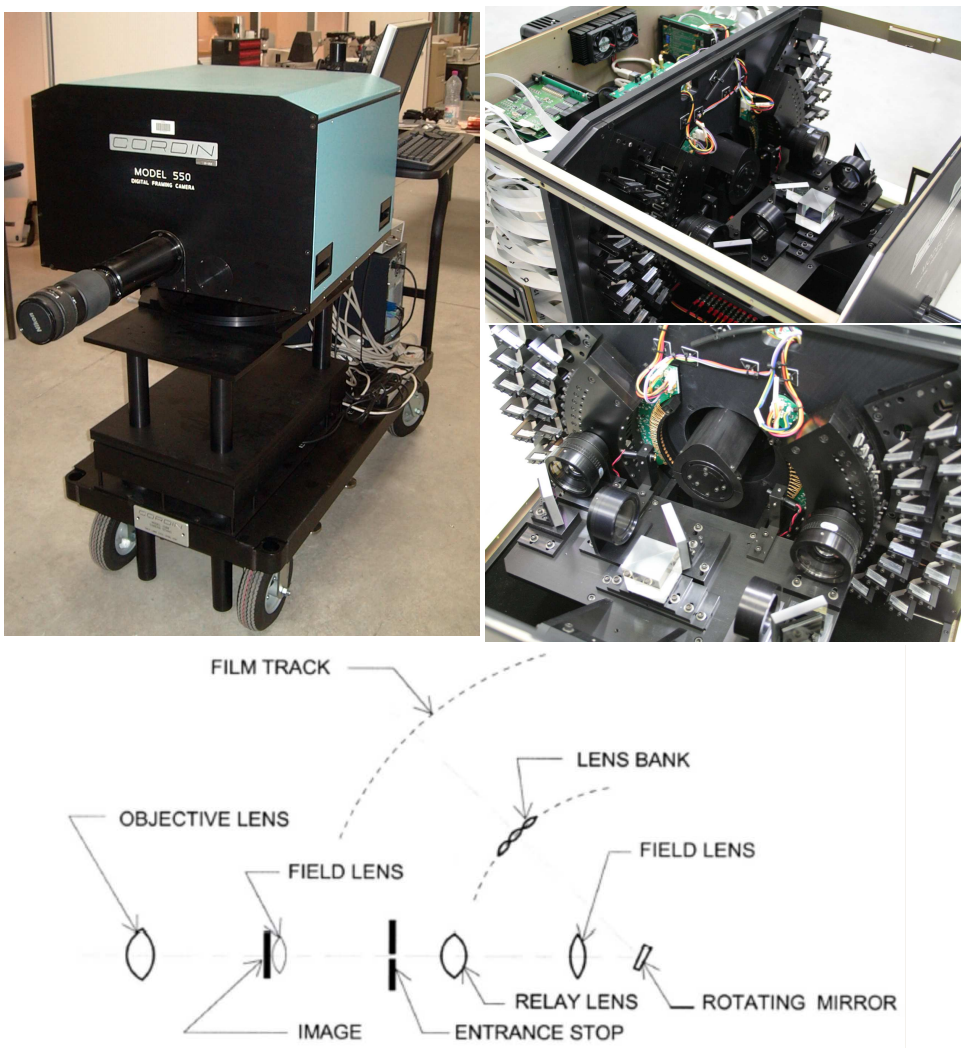


FIG. 2.45 – *Photographies et schéma de la caméra ultra-rapide.*

On réalise donc un essai de rupture au vérin rapide (impact $10\ ms^{-1}$) et l'histoire de la propagation est représentée à la figure 2.46. La durée de l'expérience est $200\ \mu s$, le taux d'acquisition est de 161616 images/s et la durée entre deux images est de $6\ \mu s$. Puisque le vérin impose le déplacement de la face impactée, il n'y a pas de phase d'arrêt durant la propagation mais la fissure tourne pour rejoindre l'axe de symétrie naturel de l'éprouvette correspondant à la zone de contraintes maximales. La vitesse maximale du front est de $500\ m/s \approx 0.61\ c_R$.

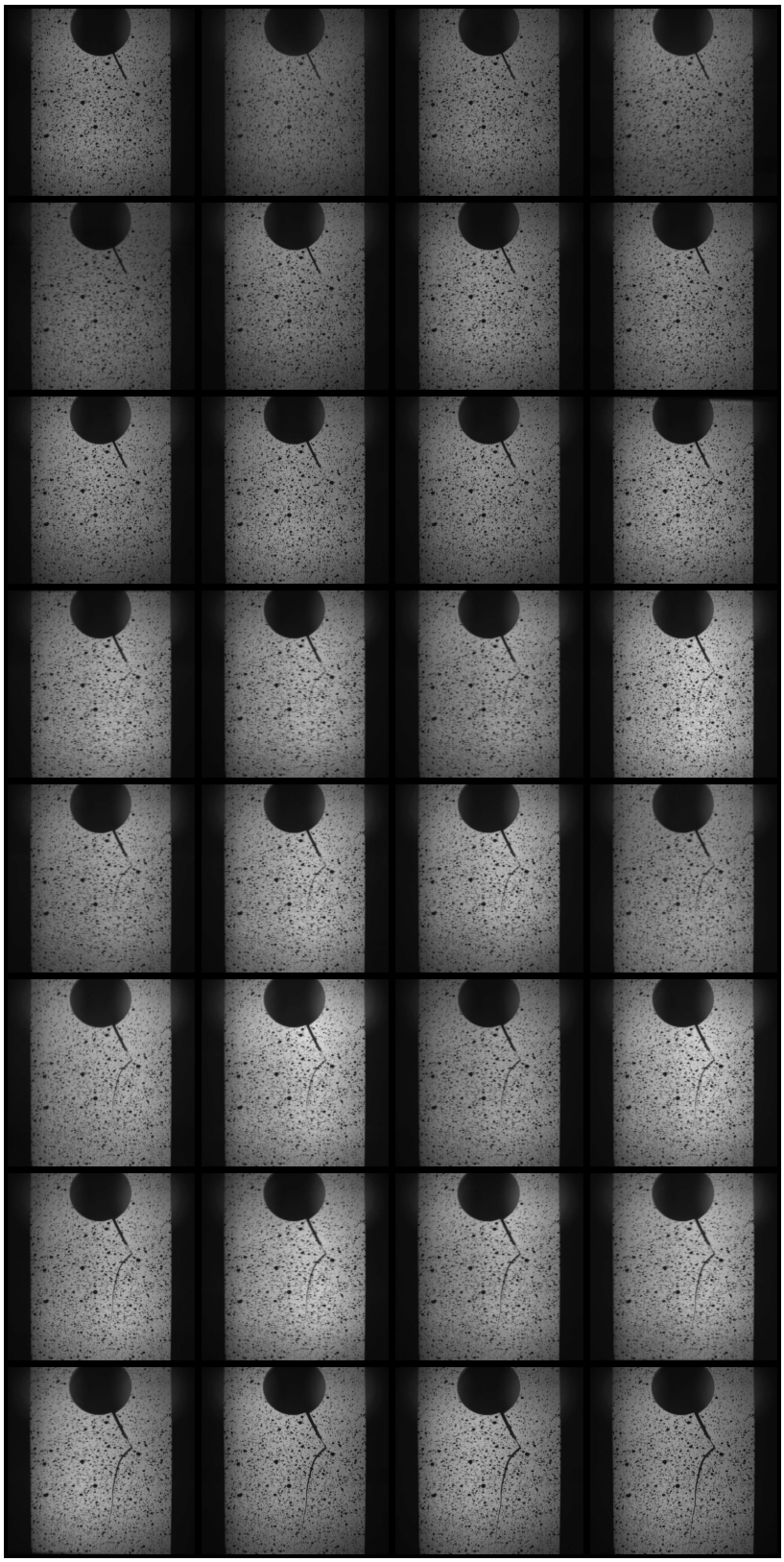


FIG. 2.46 – *Mars 2006 - Films des 32 images de la propagation.*

◊ *Localisation de la fissure*

Puisqu'il y a 32 capteurs CCD différents dans la caméra, la corrélation ne peut être effectuée entre deux images successives comme cela a été expliqué. Ainsi nous choisissons de prendre un ensemble de 32 photographies de l'éprouvette avant l'essai afin d'obtenir une image de référence par capteur CCD. L'algorithme de localisation est donc appliqué pour chaque capteur entre une image de référence prise avant l'essai et l'image déformée prise pendant l'essai.

La figure 2.47 montre le résultat fourni par l'algorithme de localisation pour la 20e image prise à l'instant $t = 124\ \mu s$. Différents chemins de fissure pour différentes tailles de grille sont obtenus. Ces résultats montrent encore la consistance et la convergence de la méthode proposée. Cependant la figure 2.47 montre également qu'il est difficile d'obtenir précisément et le trajet de fissure (position des lèvres) et la position du front de fissure dans le cas d'une propagation en mode mixte.

Au voisinage du front, plus la grille est fine, meilleure est la précision sur la position du front (figure 2.47.f) mais cela nécessite un grand nombre de pattern et donc des calculs plus lourds. Au contraire, pour bien localiser les lèvres de la fissure, la grille doit être plus grossière (figure 2.47.d) car si la grille est plus fine que l'ouverture de fissures, cela amène des résultats incohérents pour les patterns situés entre les lèvres de la fissure où finalement de l'information est crée sur l'image déformée. Dans le cas d'une propagation en mode I pur ou en cas de propagation rectiligne, la position de la grille sur l'image peut être optimisée afin de minimiser cet effet. Dans le cas d'une propagation dynamique en mode mixte où la fissure tourne durant l'essai, le phénomène est amplifié et il faut choisir la taille de grille pour avoir à la fois la meilleure précision sur la localisation du chemin entier de propagation et la position du front de fissure, ces deux objectifs étant contradictoires.

Les conditions dynamiques entraînent une autre difficulté. Comme on le voit sur la figure 2.46, la luminosité n'est pas constante durant les essais expérimentaux et surtout elle n'est pas constante entre l'acquisition de l'image de référence et celle de l'image déformée. Les effets de variation de luminosité moyenne sont corrigés par l'utilisation d'un coefficient de corrélation croisé mais il subsiste des taches lumineuses mobiles qui pénalisent l'algorithme de localisation.

Les 32 couples d'images acquises sont finalement dépouillés à l'aide de l'algorithme de localisation. La figure 2.48 présente l'histoire de la position du front de fissure obtenue. Sur cette figure, les données sont tracées avec des barres d'erreurs correspondantes à la résolution liée à la taille de grille de chaque image traitée (6 pixels soit une résolution de $\pm 0.28\ mm$).

Finalement, une méthode automatique basée sur la mesure de champs par corrélation d'images numériques a été développée pour la localisation de fissures lors de rupture sous impact dans les matériaux fragiles quelque soit leur opacité.

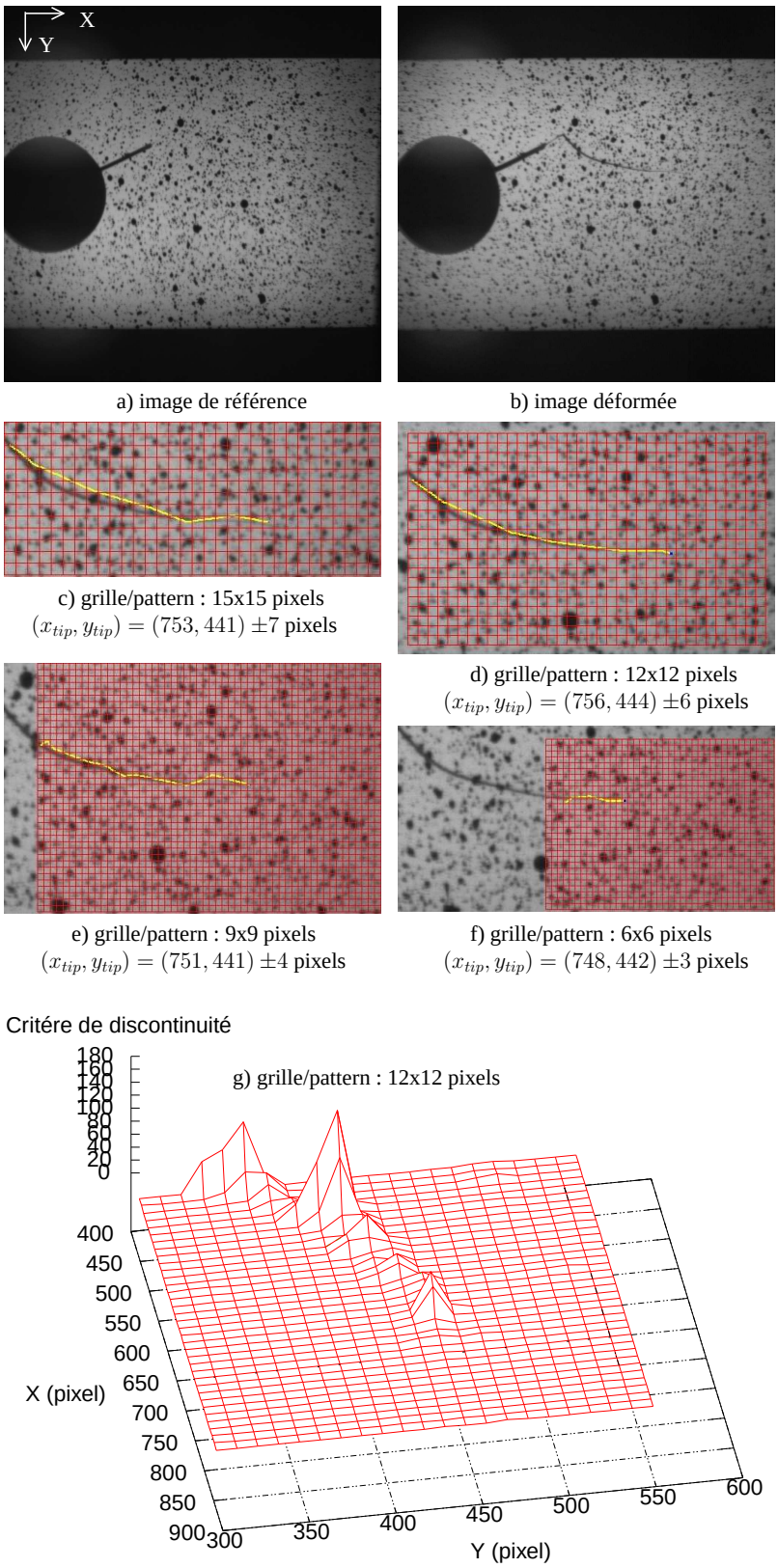


FIG. 2.47 – *Mars 2006 - Résultats de la localisation pour différentes tailles de grille.*

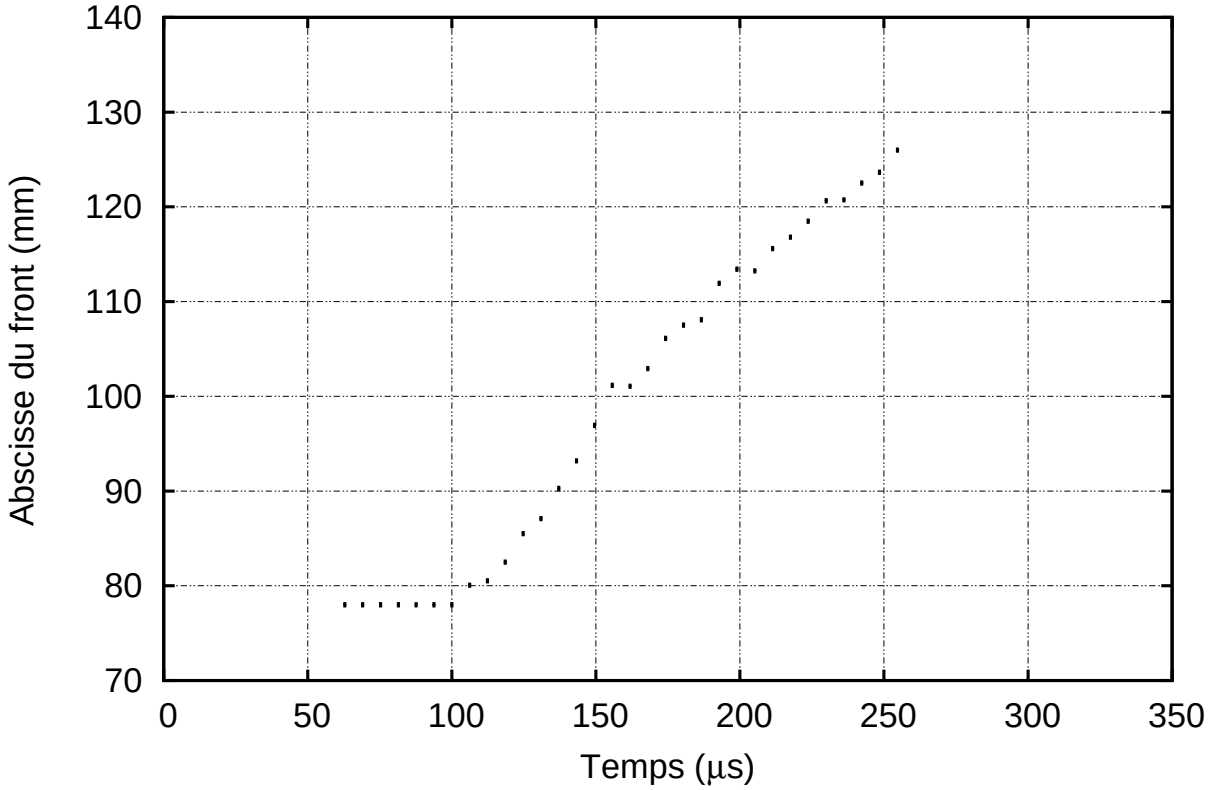


FIG. 2.48 – *Mars 2006 - Ep10 - Histoire de la position du front (Impact par vérin rapide à* $10\ m/s$*)*

2.3 Estimation des facteurs d'intensité des contraintes par corrélation d'images.

Dans cette partie nous cherchons à obtenir une estimation expérimentale des facteurs d'intensité des contraintes dynamiques durant un essai de propagation dynamique de fissure à l'aide d'un algorithme local basé sur la corrélation d'images numériques.

On se place dans le même cadre général que lors de la présentation de l'algorithme de localisation de fissure (§ 2.2.3.2) développé à l'aide d'une méthode de corrélation d'images numériques locale (§ 2.2.3.1). Nous avons vu que les méthodes de corrélation d'images numériques standards ne donnaient pas de bons résultats lorsque le champ de déplacements est discontinu puisque la base d'approximation des champs de déplacement donnée par l'équation 2.15 ne contient que des termes continus. L'idée est donc de venir enrichir cette base d'approximation à l'aide de termes capables de capturer des discontinuités.

Nous procédons en deux étapes. Tout d'abord nous cherchons à élaborer un algorithme permettant d'estimer précisément les facteurs d'intensité des contraintes dans le cas d'une fissure de géométrie connue. Ensuite nous couplerons cet algorithme à celui développé pour la localisation de fissure afin d'estimer les facteurs d'intensité des contraintes dans le cas où les positions de fissures ne sont pas connues *a priori*.

2.3.1 Cas artificiel d'une géométrie de fissure connue.

Puisque la géométrie de la fissure est connue, on distingue les patterns fissurés des patterns non fissurés. Concernant les patterns non fissurés, l'approximation bilinéaire classique du champ de déplacement est conservée. Concernant les patterns fissurés, une nouvelle base de fonctions de description est choisie conformément à l'équation 2.20.

$$\underline{\mathbf{d}}(\underline{\mathbf{x}}) = \sum_j n_j(\underline{\mathbf{x}})\, \underline{\mathbf{u_j}}$$

$$\left\{ \begin{array}{lcll} \underline{\mathbf{d}}(\underline{\mathbf{x}}) & = & \tilde{x}\, \underline{\mathbf{u_1}} + \tilde{y}\, \underline{\mathbf{u_2}} + \tilde{x}\tilde{y}\, \underline{\mathbf{u_3}} + \underline{\mathbf{u_4}} & \text{(Pattern non fissuré)} \\ \underline{\mathbf{d}}(\underline{\mathbf{x}}) & = & \underline{\mathbf{u_5}} + \mathcal{F}(\underline{\mathbf{x}})\, \underline{\mathbf{u_6}} & \text{(Pattern fissuré)} \end{array} \right. \tag{2.20}$$

$$\mathcal{F}(\underline{\mathbf{x}}) = \left\{ \begin{array}{ll} 1 & \text{si } \underline{\mathbf{x}} \text{ est au-dessus de la fissure} \\ 0 & \text{si } \underline{\mathbf{x}} \text{ est en dessous de la fissure} \end{array} \right.$$

où $\underline{\mathbf{u_j}}$ sont les vecteurs déplacements inconnus, $\underline{\mathbf{x}} = (x, y)$ est un point du pattern,
$\underline{\mathbf{d}}(\underline{\mathbf{x}})$ est donné par la minimisation de l'équation 2.12,
n_j sont les fonctions de la base choisie,
$\tilde{x} = \frac{x - x_A}{L}$ et $\tilde{y} = \frac{y - y_A}{L}$ sont les coordonnées homogénéisées sur le pattern
et L est la longueur du coté du pattern.

On remarque que l'enrichissement des fonctions d'approximation du champ de déplacement est similaire à celui de la méthode des éléments finis étendue (§ 1.38). La fonction $\mathcal{F}$ définie précédemment correspond à la partie positive de la fonction $\mathcal{H}$ utilisée pour enrichir les éléments entièrement tranchés par la fissure dans la méthode des éléments finis étendue.

Le champ de déplacement est ainsi approximé sur les patterns fissurés par un mouvement de corps solide discontinu. On peut choisir d'enrichir également les termes d'élongation et de distorsion dans une description bilinéaire. Cependant l'enrichissement le plus simple possible est choisi ici pour tester la méthode.

En pratique, l'équation 2.20 est écrite en chaque point sommet du pattern considéré. Dans le cas d'un pattern non fissuré, il y a quatre inconnues de déplacement vectorielles et la résolution consiste à inverser une matrice 8-8. Dans le cas d'un pattern fissuré, il y a deux inconnues vectorielles. La matrice correspondante est donc de taille 8-4 et la résolution fait donc intervenir sa transposée (équation 2.21).

$$\begin{aligned} \underline{\mathbf{u}} &= [M]^{-1}\ \underline{\mathbf{d}} && \text{(Pattern non fissuré)} \\ \underline{\mathbf{u}} &= \left([M]^T\,[M]\right)^{-1}\ [M]^T\ \underline{\mathbf{d}} && \text{(Pattern fissuré)} \end{aligned} \tag{2.21}$$

La méthode est qualifiée en utilisant de nouveau le cas artificiel d'une image de référence déformée suivant un champ de déplacement asymptotique théorique. La figure 2.49 représente l'image de référence (256x256 pixels) et l'image déformée correspondante, artificiellement déformée suivant un champ asymptotique en mode I pur. Le front de fissure est situé au centre de l'image de référence ($(x_{tip}, y_{tip}) = (128, 128)$). La fin de la fissure est invisible puisque le déplacement est alors sub-pixel. La grille utilisée pour les calculs de corrélation est représentée sur l'image de référence (pas de grille : 9 pixels).

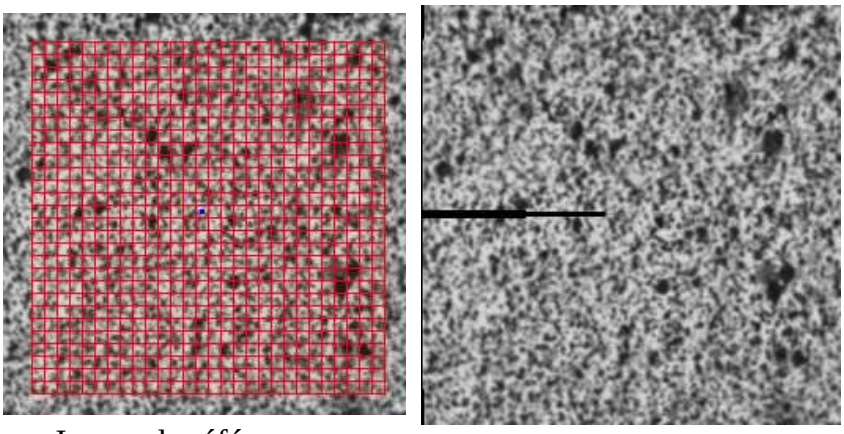


Image de référence (256x256 pixels)

Image artificellement déformée Mode I pur

Champ de déplacement asymptotique en mode I pur ($(x_{tip}, y_{tip}) = (128, 128)$)

FIG. 2.49 – *Image de référence, grille et image artificiellement déformée.*

Conformément à l'équation 1.1, on impose le champ asymptotique suivant :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} u_1 & = & \frac{\alpha}{5}\sqrt{r}\,(1.5 - \cos\theta)\cos\frac{\theta}{2} \\ u_2 & = & \frac{\alpha}{5}\sqrt{r}\,(1.5 - \cos\theta)\sin\frac{\theta}{2} \end{array} \right. \quad , \quad \alpha = 0.5 \tag{2.22}$$

Le saut de déplacement vertical est alors théoriquement défini par :

$$[\![u_y]\!] = u_2(\theta = \pi) - u_2(\theta = -\pi) = \alpha\sqrt{r} \tag{2.23}$$

La figure 2.50 représente l'évolution du saut de déplacement vertical le long de la fissure. On compare les résultats théoriques, les résultats obtenus avec un logiciel classique de corrélation d'images (Icasoft) et les résultats obtenus avec enrichissement du champ de déplacement (X-Icasoft). Les calculs de corrélation ont été effectués avec la même taille de grille. Les résultats donnés par le logiciel classique aux points intermédiaires sont interpolés.

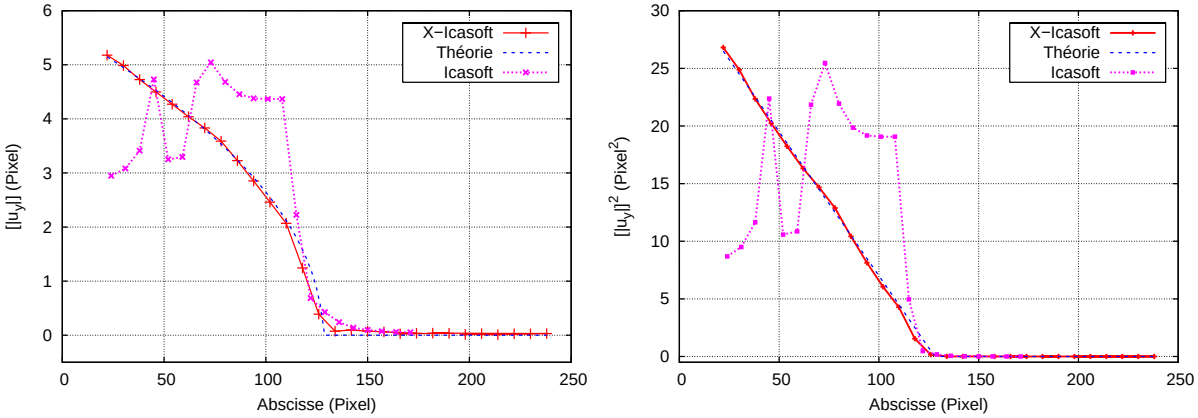


FIG. 2.50 – *Comparaison de l'évolution du saut de déplacement le long d'une fissure artificielle. (à gauche, évolution du saut vertical ; à droite, évolution du carré du saut vertical)*

On retrouve qu'un logiciel classique de corrélation d'images numériques ne donne pas de bons résultats lors de l'estimation d'un champ de déplacement discontinu. Par contre, les enrichissements ajoutés dans les patterns fissurés permettent de capturer le comportement asymptotique de ce champ.

On effectue alors une minimisation au sens des moindres carrés. Soient Ω_c l'ensemble des points de la fissure de coordonnées polaire (r, θ) dans un repère lié au front de fissure. Le problème revient à :

$$\begin{aligned} \text{Trouver } \alpha \text{ tel que} \quad S(\alpha) &= \sum_{\Omega_c} (\llbracket u_y \rrbracket - \alpha\sqrt{r})^2 \quad \text{soit minimal.} \\ &\Longleftrightarrow \\ \frac{\partial S}{\partial \alpha} = 0 &\Longleftrightarrow \alpha = \frac{\sum_{\Omega_c} (\llbracket u_y \rrbracket \sqrt{r})}{\sum_{\Omega_c} (\sqrt{r})^2} \end{aligned} \tag{2.24}$$

On obtient : $\alpha \approx 0.4970$, soit une erreur de 0.60%.

Si on effectue cette minimisation sur le carré du saut de déplacement, on obtient : $\alpha \approx 0.4997$, soit une erreur de 0.07%.

Cette méthode permet donc d'obtenir une estimation très précise du facteur d'intensité des contraintes dans le cas où la géométrie de la fissure est parfaitement connue à l'avance.

2.3.2 Cas artificiel d'une géométrie de fissure inconnue.

Dans le cas où la géométrie de la fissure n'est pas connue à l'avance, on cherche à coupler la méthode d'estimation des facteurs d'intensité des contraintes présentée précédemment avec la méthode de localisation de fissure par corrélation d'images présentée à la partie §2.2.3.

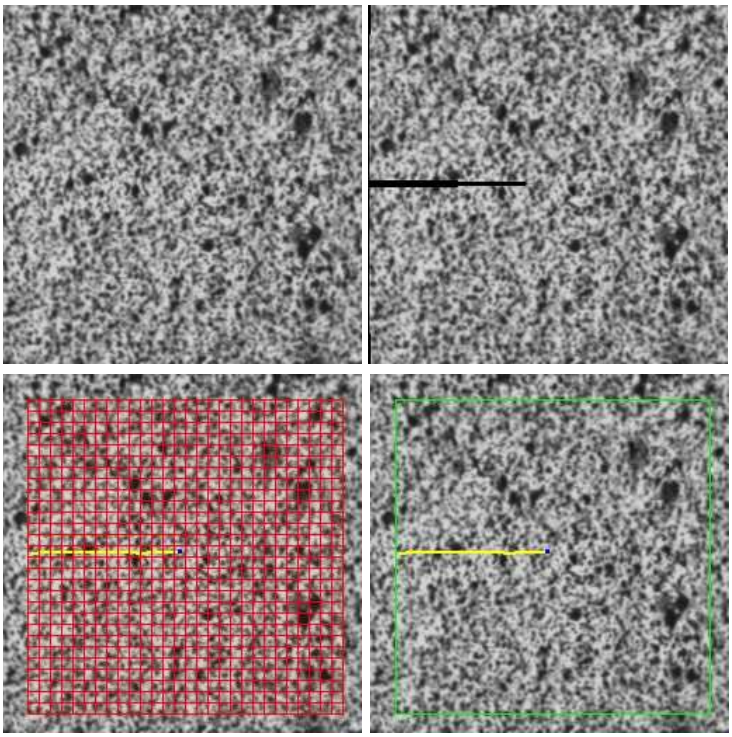
Les champs asymptotiques sont définis dans un repère polaire attaché au front de la fissure. Ainsi l'erreur commise sur l'estimation de la position du front et/ou des lèvres de la fissure se répercute immédiatement sur l'estimation des facteurs d'intensité des contraintes.

◊ *Cas d'un champ asymptotique en mode I pur*

On reprend l'exemple, présenté dans la partie précédente, d'une image artificiellement déformée en imposant un champ asymptotique en mode I pur au centre de l'image de la forme :

$$\begin{cases} u_1 &= \frac{\alpha}{5}\sqrt{r}\,(1.5-\cos\theta)\cos\frac{\theta}{2} \\ u_2 &= \frac{\alpha}{5}\sqrt{r}\,(1.5-\cos\theta)\sin\frac{\theta}{2} \end{cases} \quad , \quad \alpha = 0.5$$
$$[\![u_y]\!] = u_2(\theta=\pi) - u_2(\theta=-\pi) = \alpha\sqrt{r} \tag{2.25}$$

La figure 2.51 présente l'image de référence (256x256 pixels), l'image artificiellement déformée avec le champ asymptotique précédent, la grille utilisée lors des calculs de corrélation (9x9 pixels) et la géométrie de fissure obtenue à l'aide de l'algorithme de localisation. La position du front obtenue est ($(x_{tip}, y_{tip}) = (126, 126) \pm 4$pixels).



Champ de déplacement asymptotique en mode I pur ($(x_{tip}, y_{tip}) = (128, 128)$)

FIG. 2.51 – *Image de référence, image artificiellement déformée, grille et résultat de l'algorithme de localisation (champ asymptotique en mode I pur).*

On effectue ensuite un calcul de corrélation d'images en enrichissant le champ de déplacement recherché dans les patterns traversés par la fissure détectée conformément à l'équation 2.20.

La figure 2.52 représente l'évolution du carré du saut de déplacement vertical le long de la fissure obtenus avec enrichissement du champ de déplacement (X-Icasoft). Les calculs ont été effectués avec une taille de grille de 15x15 pixels. La géométrie de fissure étant maintenant quelconque, on se place dans le repère local attaché à la pointe de la fissure $(x_{tip}, y_{tip}) = (126, 126)$. On définit ensuite les coordonnées polaires (r,θ) comme à la figure 1.3. Sur la figure 2.52, on trace en abscisse le rayon des patterns fissurés dans ce repère local. Le rayon est considéré négatif pour les points situés en arrière du front et positif pour les points situés en avant du front.

La figure 2.52 représente également le résultat de minimisation non linéaire au sens des moindres carrés avec un algorithme de Levenberg-Marquardt (Levenberg (1944), Marquardt (1963)).

On obtient : $\alpha \approx 0.496$, soit une erreur de 0.8%.

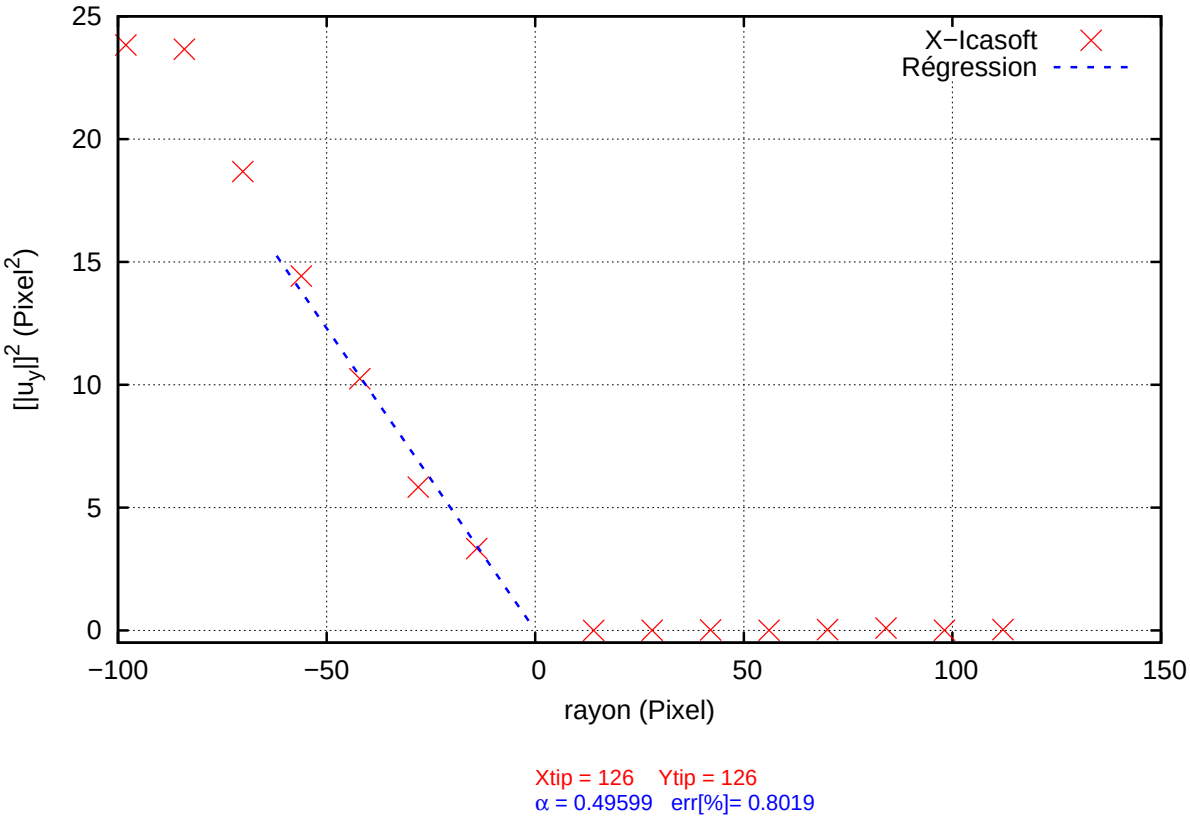


FIG. 2.52 – *Évolution du carré du saut de déplacement le long d'une fissure artificielle.*

Cette démarche est répétée avec des tailles de grilles différentes. La figure 2.53 représente l'évolution du coefficient α et de l'erreur effectuée en fonction de la taille de grille. La position initiale de la grille par rapport à la position de la fissure détermine la position des centres des patterns dans le repère local attaché au front et influe directement sur l'erreur effectuée. Ainsi pour optimiser l'estimation des facteurs d'intensité des contraintes, il est nécessaire d'optimiser la position de la grille par rapport à celle de la fissure détectée. Les meilleurs résultats sont obtenus avec une grille telle que les centres des patterns fissurés soient le plus proche possible des lèvres de la fissure. Ce critère étant indépendant de la taille de grille considérée, il est difficile de faire ressortir une tendance globale de convergence. Cependant on isole deux groupes de points suivant que la taille est inférieure ou supérieure à 14 pixels. En effet comme pour un algorithme classique de corrélation, l'erreur a tendance à diminuer avec l'augmentation de la taille de grille.

Nous avons vu à la partie §2.2.3, que lors de la localisation de fissure, une taille de grille fine donne de meilleurs résultats sur l'estimation de la position du front alors qu'une taille de grille grossière permet de localiser les lèvres avec plus de précision. Concernant l'estimation des facteurs d'intensité des contraintes, on conseille une taille de grille grossière tout en conservant un nombre de point suffisant pour la minimisation non linéaire au sens des moindres carrés.

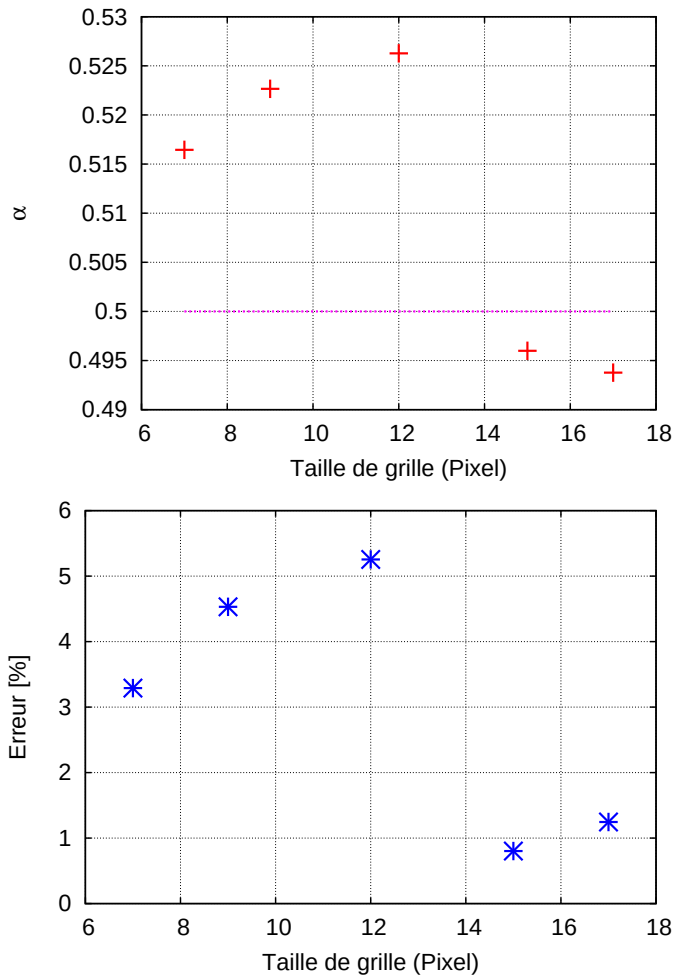


FIG. 2.53 – *Évolution du coefficient α et de l'erreur en fonction de la taille de grille.*

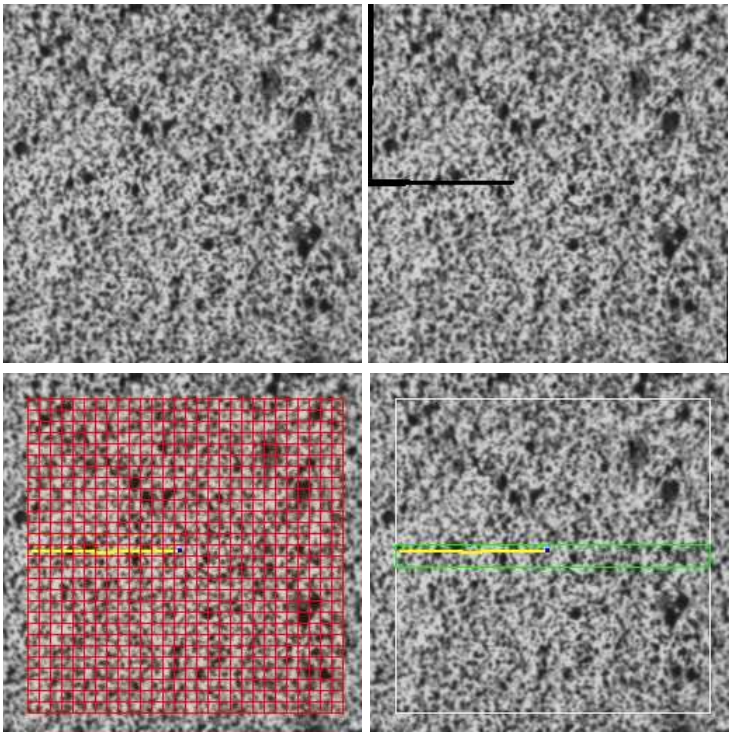
◊ *Cas d'un champ asymptotique en mode mixte*

La même démarche est effectuée entre une image de référence et une image déformée artificiellement en imposant un champ asymptotique en mode mixte au centre de l'image de la forme :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} u_1 & = & \frac{\alpha}{5}\sqrt{r}\,(1.5-\cos\theta)\cos\frac{\theta}{2}+\frac{\beta}{5}\sqrt{r}\,(1.5+\cos\theta+2)\sin\frac{\theta}{2} \\ u_2 & = & \frac{\alpha}{5}\sqrt{r}\,(1.5-\cos\theta)\sin\frac{\theta}{2}-\frac{\beta}{5}\sqrt{r}\,(1.5+\cos\theta-2)\sin\frac{\theta}{2} \end{array} \right. , \quad \left\{ \begin{array}{l} \alpha = 0.4 \\ \beta = 0.4 \end{array} \right. \tag{2.26}$$

$$[\![u_y]\!] = u_2(\theta=\pi) - u_2(\theta=-\pi) = \alpha\sqrt{r}$$
$$[\![u_x]\!] = u_1(\theta=\pi) - u_1(\theta=-\pi) = \beta\sqrt{r}$$

La figure 2.54 présente l'image de référence (256x256 pixels), l'image artificiellement déformée avec le champ asymptotique précédent, la grille utilisée lors des calculs de corrélation (9x9 pixels) et la géométrie de fissure obtenue à l'aide de l'algorithme de localisation. La position du front obtenue est ($(x_{tip}, y_{tip}) = (126, 126) \pm 4$pixels).



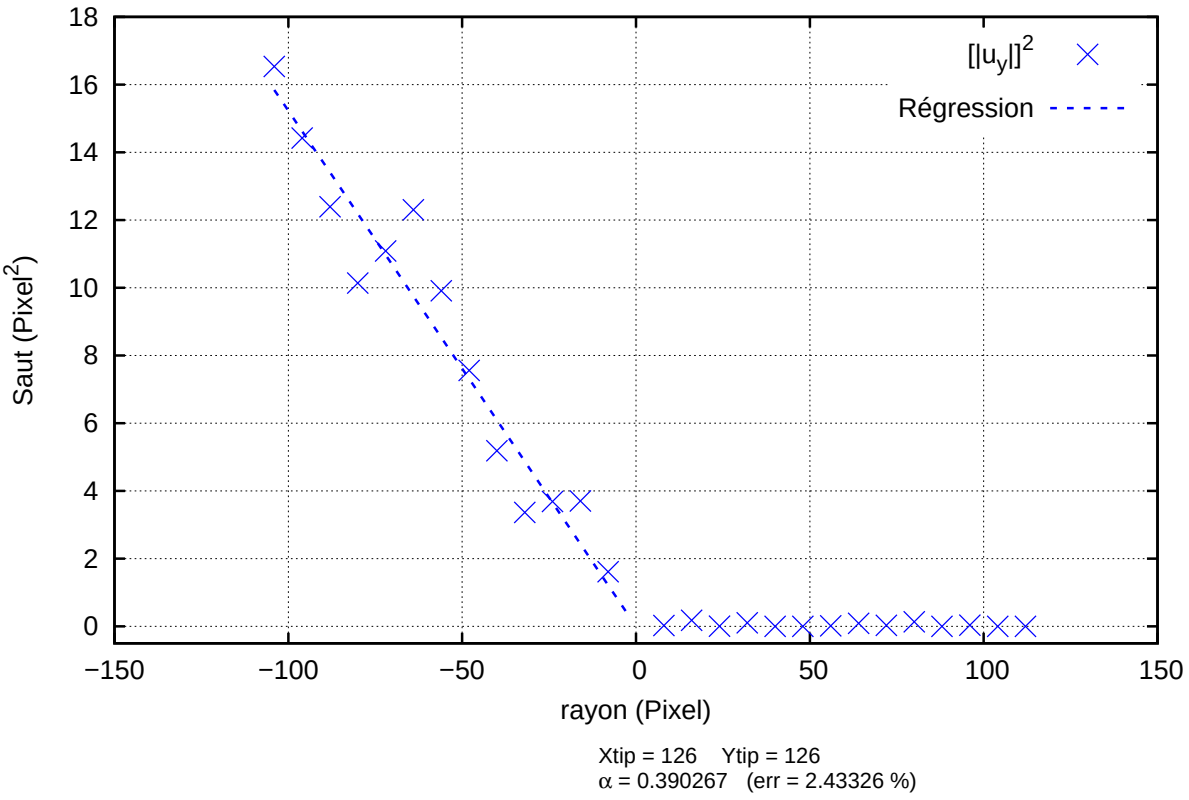
Champ de déplacement asymptotique en mode mixte ($(x_{tip}, y_{tip}) = (128, 128)$)

FIG. 2.54 – *Image de référence, image artificiellement déformée, grille et résultat de l'algorithme de localisation (champ asymptotique en mode mixte).*

La figure 2.55 représente l'évolution du carré des sauts de déplacement ($[\![u_y]\!]^2$ et $[\![u_x]\!]^2$) le long de la fissure. Les calculs ont été effectués avec une taille de grille de 9x9 pixels.

On représente également le résultat de minimisation non linéaire au sens des moindres carrés avec un algorithme de Marquardt-Levenberg.

On obtient : $\alpha \approx 0.39$ (erreur : 2.43%) et $\beta \approx 0.41$ (erreur : 3.38%).



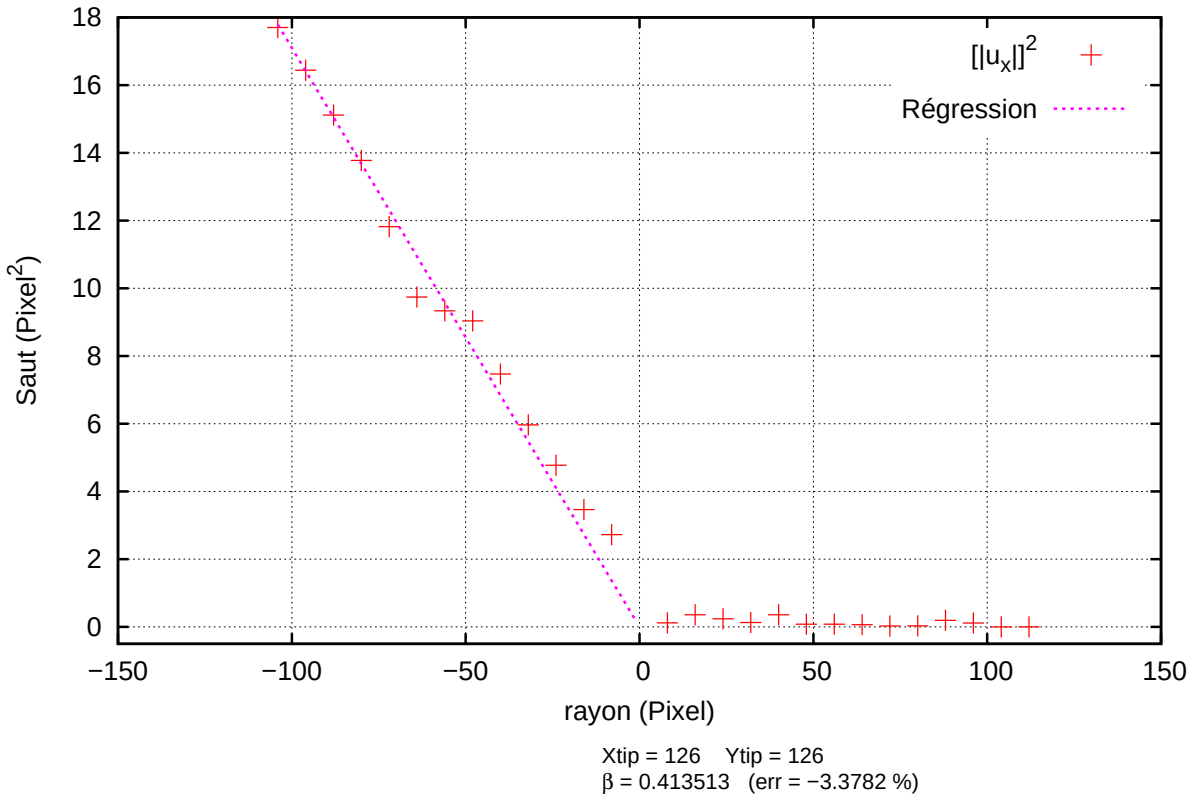


FIG. 2.55 – *Évolution du carré des sauts de déplacement le long d'une fissure artificielle.*

◊ *Optimisation de la localisation du front*

En modifiant la fonction à minimiser dans l'équation 2.24, la méthode précédente permet également d'optimiser la position du front estimée par l'algorithme de localisation (équation 2.27). Soient Ω_c l'ensemble des points de la fissure de coordonnées polaire (r, θ) dans un repère lié au front de fissure, le problème de minimisation s'écrit alors :

$$\begin{array}{llll} \text{Trouver } (\alpha,r_0) \text{ tels que} & S(\alpha, r_0) & = & \sum\limits_{\Omega_c} ([\![u_y]\!] - \alpha\sqrt{r - r_0})^2 \quad \text{soit minimal.} \\ & & \text{ou} & \\ \text{Trouver } (\alpha,r_0) \text{ tels que} & S(\alpha, r_0) & = & \sum\limits_{\Omega_c} ([\![u_y]\!]^2 - \alpha^2(r - r_0))^2 \quad \text{soit minimal.} \end{array} \tag{2.27}$$

On optimise ainsi la position du front sur une ligne tangente au front.

La figure 2.56 présente un tel résultat d'optimisation pour le cas d'un champ asymptotique en mode I pur présenté précédemment à la figure 2.52. Sur cette figure est représentés l'évolution du carré du saut de déplacement le long de la fissure artificielle ainsi que le résultat de minimisation de l'équation 2.27 à l'aide d'un algorithme de Levenberg-Marquardt implanté dans le logiciel gnuplot.

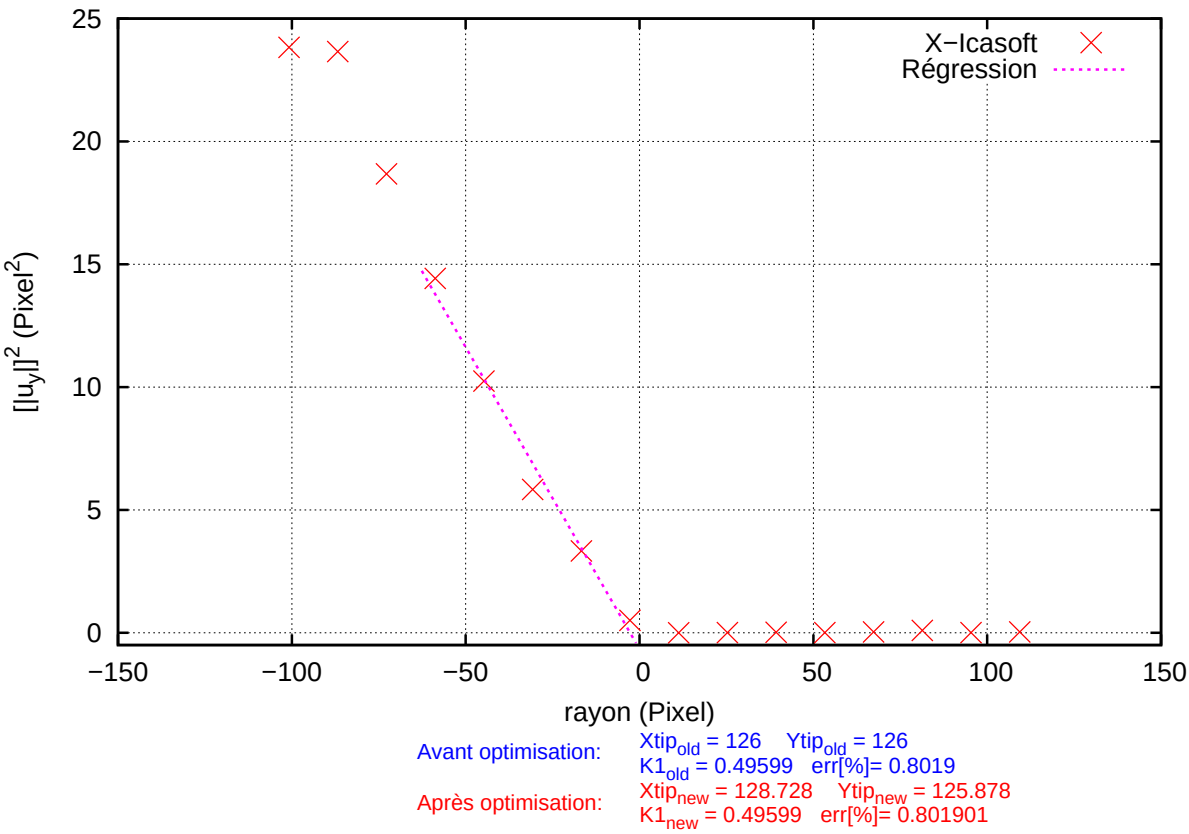


FIG. 2.56 – *Évolution du carré du saut de déplacement et optimisation de la position du front.*

Pour un front théorique situé en $(x_{tip}, y_{tip}) = (128, 128)$ et une position obtenue à l'aide de l'algorithme de localisation de $(x_{loca}, y_{loca}) = (126, 126) \pm 4$pixels (voir figure 2.51), on obtient une position optimisée du front égale à $(x_{opti}, y_{opti}) = (128.7, 125.9)$. Étant donné que l'optimisation se fait ici à un paramètre r_0 le long d'une ligne tangente au front, le gain est nul sur l'ordonnée du front pour une fissure quasi-droite horizontale. Par contre, l'erreur commise sur l'estimation de l'abscisse du front est divisée par un rapport 2.7.

Il faut préciser que l'optimisation précédente peut également être effectuée sur les 3 paramètres $(\alpha, x_{tip}, y_{tip})$ à l'aide de la fonction :

$$S(\alpha, x_{tip}, y_{tip}) = \sum_{\Omega_c} ([\![u_y]\!]^2 - \alpha^2 \sqrt{(X - x_{tip})^2 + (Y - y_{tip})^2})^2 \tag{2.28}$$

L'algorithme de minimisation au sens des moindres carrés implanté dans gnuplot ne fournit plus de résultats satisfaisant et il est nécessaire de mettre en oeuvre un algorithme de type gradient conjugué par exemple. Cela n'a pas encore été implémenté.

2.3.3 Application à un cas de rupture par fatigue en mode I pur.

La méthode précédente est appliquée au traitement d'essais de propagation de fissure par fatigue sur éprouvette CT (Compact Tension).

Ces essais ont été réalisés lors d'une collaboration entre la DGA/CEAT[11], le LaMCoS[12] et Mecanium[13] et sont détaillés dans la thèse de Elguedj (2006).

La figure 2.57 présente la géométrie et des photographies des éprouvettes utilisées.

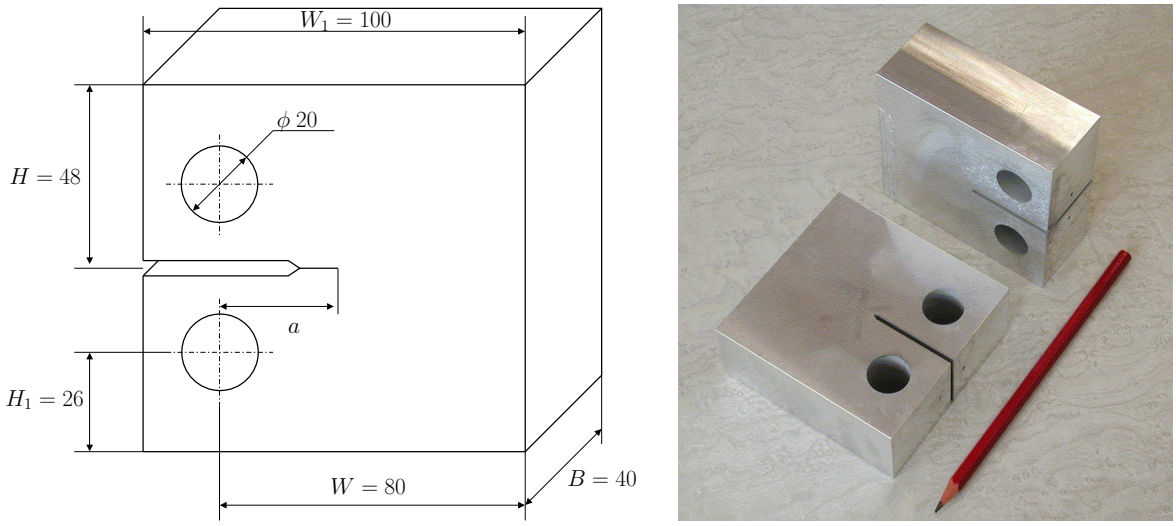


FIG. 2.57 – *Géométrie en mm de l'éprouvette CT B40W80 (Elguedj, 2006).*

[11]Direction Générale pour l'Armement/Centre d'Essais Aéronautique de Toulouse.
[12]Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures, INSA de Lyon, http ://lamcos.insa-lyon.fr .
[13]Centre d'Essais en Résistance des Matériaux, www.mecanium.fr .

Le matériau utilisé est un alliage d'aluminium 2024-T351, ses propriétés mécaniques ainsi que les paramètres principaux de l'essai sont rassemblés dans le tableau 2.6

Module de Young	$E\ (GPa)$	71.9
Coefficient de Poisson	ν	0.3
Limite élastique	$\sigma_{\mathrm{Y}}\ (MPa)$	359
Coefficient d'écrouissage	$K\ (MPa)$	438
Exposant d'écrouissage	n	30.3
Coefficient de la droite de Paris	$C\ (10^{-8})$	3.25
Exposant de la droite de Paris	$m0$	3.42
Ratio	R	0.1
Effort maximal	$F_{max}\ (kN)$	20
Nombre de cycle à rupture	N_c	70 000

TAB. 2.6 – *Propriétés mécaniques et paramètres principaux pour l'essai de fatigue (Elguedj, 2006).*

Une image de référence (1024x1024 pixels, caméra CCD 10 bits) est prise avant l'essai et une image déformée est acquise à l'instant de charge maximal, juste avant la rupture complète de l'éprouvette. Ces images sont représentées à la figure 2.58.

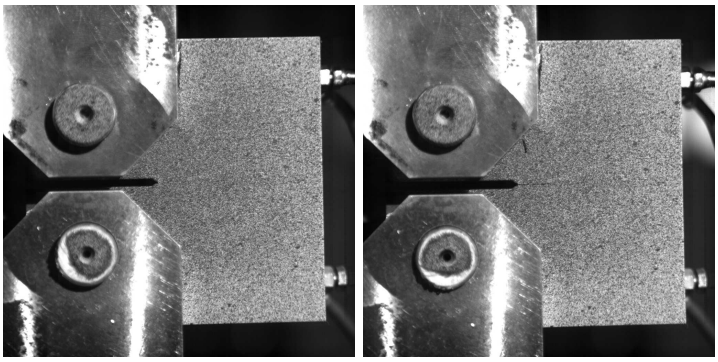


Image de référence (1024x1024 pixels) — Image déformée

FIG. 2.58 – *Image de référence et image déformée pour l'essai de fatigue (Elguedj, 2006).*

L'ouverture maximale de fissure est de l'ordre du pixel. Aussi il est difficile de repérer la fissure à l'oeil nu sur l'image déformée. L'algorithme de localisation est utilisée pour positionner les lèvres et le front de fissure. La grille utilisée pour le calcul (pattern de 9x9 pixels centrés sur une grille de 2x2 pixels) et le résultat de localisation sont représentés dans la figure 2.59. La position du front obtenue est ($(x_{tip}, y_{tip}) = (660, 517.5) \pm 1$pixel) ce qui correspond à une avancée de fissure de $a_{loca} = 49.3\,mm$ (a défini figure 2.57).

Lors des essais de fatigue la position du front a été repérée à l'aide de la méthode des potentiels adaptée aux cas de propagation lente de fissure. La valeur d'avancée de fissure obtenue est $a_{exp} = 50.53\,mm$. La méthode des potentiels donne une estimation de l'avancée au coeur de l'éprouvette. L'algorithme de localisation, basé sur la corrélation d'images numériques, donne une estimation de l'avancée de fissure sur le bord. La fissure avançant plus rapidement à coeur qu'au bord, la valeur estimée par l'algorithme de localisation est tout à fait cohérente avec celle relevée lors des essais.

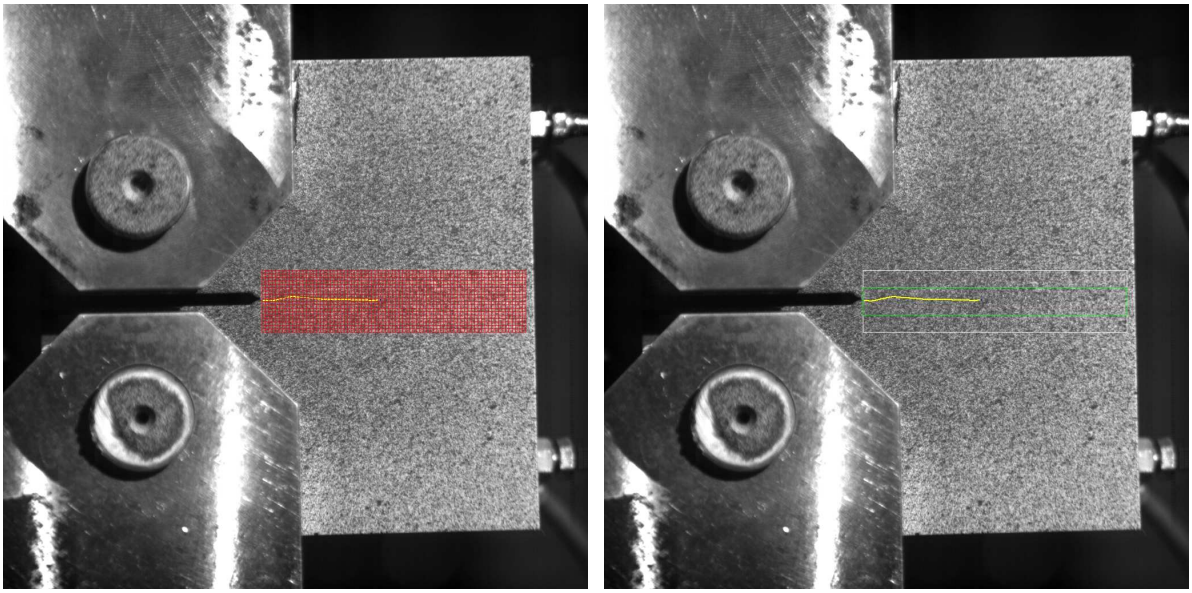


FIG. 2.59 – *Grille et résultat de localisation de la fissure pour l'essai de fatigue.*

Pour les essais de fatigue sur éprouvette CT, il existe une expression du facteur d'intensité des contraintes en mode I en fonction de l'avancée de fissure donnée par l'équation 2.29.

On obtient $K_{exp} = 27.48\ MPa\sqrt{m}$.

$$K_{exp} = \frac{P}{B\sqrt{10W}} \frac{(2 + a/W)}{(1 - a/W)^{3/2}} \left(0.886 + 4.64(\frac{a}{W}) - 13.32(\frac{a}{W})^2 + 14.72(\frac{a}{W})^3 - 5.6(\frac{a}{W})^4\right) \tag{2.29}$$

où K_{exp} $[MPa\sqrt{m}]$ est le facteur d'intensité des contraintes en mode I,
$P = 2000\ [daN]$,
et $B\ [mm]$, $W\ [mm]$ et $a\ [mm]$ sont définis à la figure 2.57.

La figure 2.60 représente l'évolution du carré du saut de déplacement $[\![u_y]\!]^2$ le long de la fissure. Les calculs ont été effectués avec une taille de grille et de pattern de 9x9 pixels. On représente également le résultat de minimisation de l'équation 2.27 donnant une estimation du facteur d'intensité des contraintes et une position optimisée du front. La nouvelle position du front est peu différente de celle donnée initialement par l'algorithme de localisation. Les valeurs de facteurs d'intensité des contraintes, présentées sur la figure 2.60, sont données en $\sqrt{pixel}$. Les erreurs sont données par rapport à la valeur K_{exp} ramenée en $\sqrt{pixel}$. On passe de ce système d'unité au système international par la formule donnée dans l'équation 2.30.

$$K_I = \widetilde{K}_1^{X-ica} \frac{\sqrt{L}\,\mu\,\sqrt{2\pi}}{\kappa + 1} \tag{2.30}$$

où K_I est le facteur d'intensité des contraintes en mode I donné en $[Pa\sqrt{m}]$,
$\widetilde{K}_1^{X-ica}$ est la valeur obtenue lors de la corrélation (figure 2.60) en $[\sqrt{pixel}]$,
L correspond à la taille d'un pixel en $[m]$,
et $\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}$ et $\kappa = \frac{3-\nu}{1+\nu}$ (contraintes planes) sont les paramètres matériaux donnés au tableau 2.6.

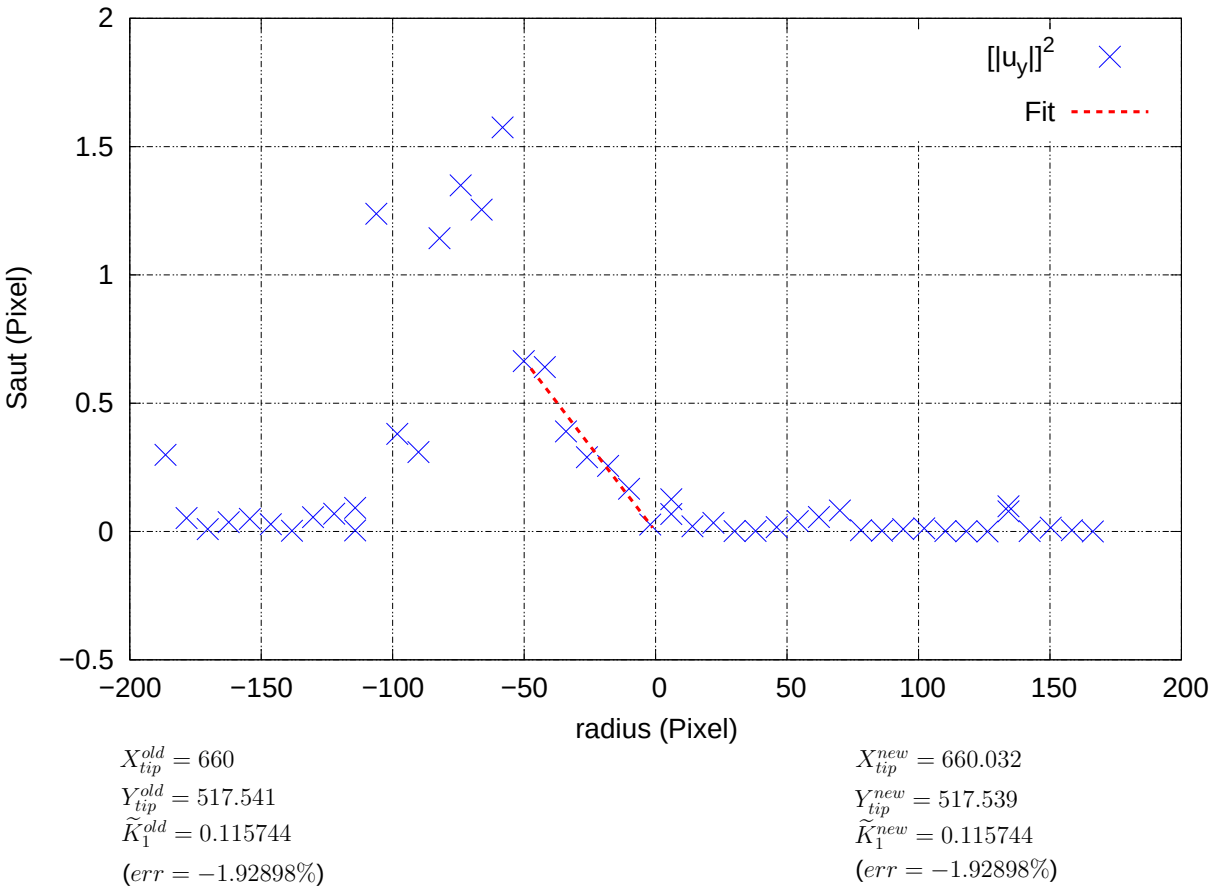


FIG. 2.60 – *Évolution du carré du saut de déplacement pour l'essai de fatigue.*

Une bonne estimation du facteur d'intensité des contraintes est obtenue par cette méthode ($K_I = 28\ MPa\sqrt{m}$). Cependant, on remarque sur la figure 2.60 que la valeur du saut de déplacement se dégrade rapidement lorsqu'on s'éloigne du front et il faut donc effectuer la minimisation sur un intervalle optimum non connu *a priori*.

La figure 2.61 présente l'évolution de K_I et de l'erreur en fonction de la taille de grille pour l'essai de fatigue. La valeur prise pour référence est la valeur déterminée à l'aide de la méthode des potentiels : $K_{exp} = 27.48\ MPa\sqrt{m}$.

Finalement, la méthode proposée permet de situer précisément le front et les lèvres d'une fissure rectiligne se propageant dans un matériau quelconque, quelque soit son opacité. De plus, cette méthode fournit une bonne estimation du facteur d'intensité des contraintes lors de cette propagation.

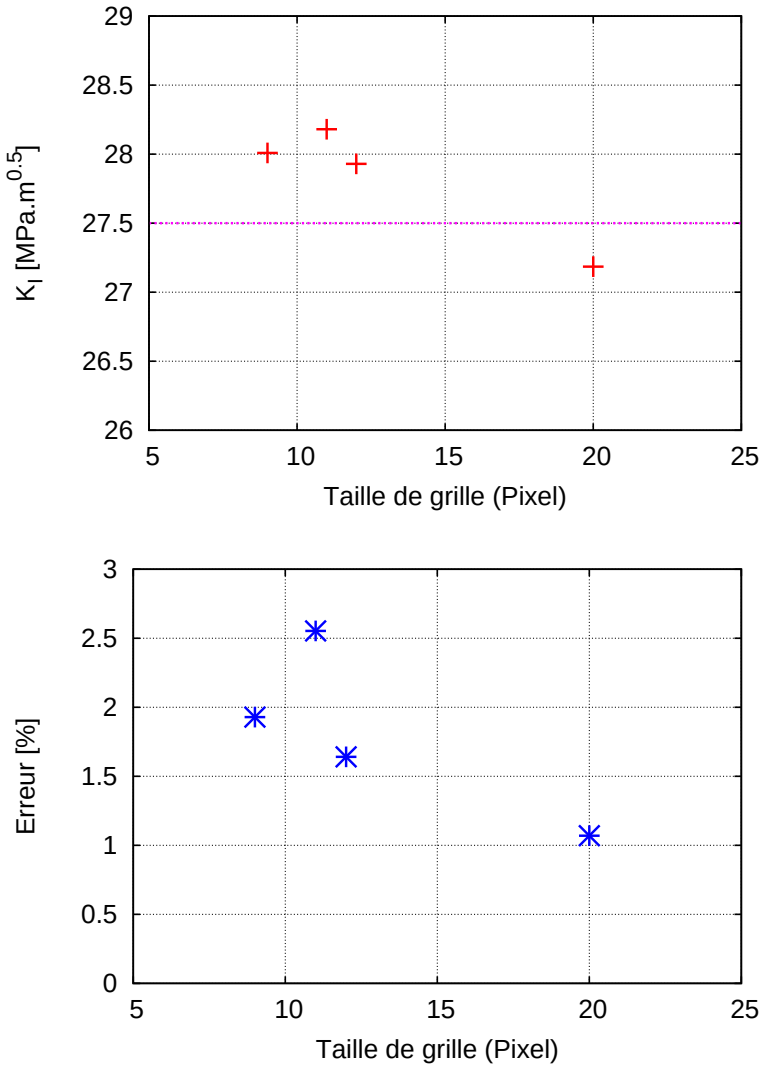


FIG. 2.61 – *Évolution de K_I et de l'erreur en fonction de la taille de grille pour l'essai de fatigue.*

2.3.4 Application à un cas de propagation dynamique en mode mixte

Lors des essais dynamiques présentés dans la partie 2.2.3.3, la fissure tourne pour se rapprocher de l'axe de symétrie de l'éprouvette tout au long de la propagation. La mixité est très importante à l'initiation et ensuite la fissure se courbe durant la propagation.

Dans le cas d'une fissure courbe, la principale difficulté est le choix de la fonction à minimiser pour déterminer les facteurs d'intensité des contraintes à partir des sauts de déplacements estimés. En effet les équations 1.2 et 1.22 reliant les facteurs d'intensité des contraintes statiques ou cinématiques aux sauts de déplacements ne sont valables que dans le cas d'une fissure droite. Dans le cas d'une fissure courbe, Amestoy and Leblond (1992) donnent une nouvelle expression des facteurs d'intensité des contraintes statiques après branchement. Ces expressions n'ont pas été implémentées et restent à tester pour estimer les facteurs d'intensité des contraintes dans le cas des essais de propagation dynamique en mode mixte à partir des fissures localisées dans la partie 2.2.3.3.

En première approximation, on peut toujours considérer que la fissure est droite dans un voisinage du front lors de nos essais de rupture dynamique (sauf à l'amorçage où il y a un branchement net). Cependant il subsiste une autre difficulté qui pénalise l'algorithme précédemment développé. En effet, rapparier chaque image déformée avec une image de référence prise avant l'essai ne suffit pas pour supprimer toutes les déformations optiques dues à l'architecture interne de la caméra. Les images sont acquises à l'aide d'un miroir tournant asservi. Cependant la vitesse de rotation de ce miroir tournant n'est strictement pas identique pendant l'acquisition des images avant et pendant l'essai. Ainsi il existe un champ de déplacement parasite "optique" inconnu entre chaque image déformée et son image de référence rappareillée. Si ce champ parasite n'a pas trop d'influence lors de la localisation de fissure, il pénalise fortement l'estimation des facteurs d'intensité des contraintes dans le cas d'images acquises par une caméra ultra-rapide.

Pour remédier à ce problème, nous décidons de calculer au préalable le champ de déplacement "optique" entre les différents capteurs. Ensuite nous effectuons un calcul de corrélation espace-temps en prenant en compte ce champ de correction. Cette méthode permet d'imposer la continuité temporelle du champ de déplacement et ainsi d'améliorer la robustesse de l'estimation de ce champ. Dans la partie suivante, un tel algorithme sera explicité et la caméra utra-rapide sera qualifiée en déterminant le champ de déplacement "optique" existant entre deux capteurs.

2.4 Algorithme de corrélation espace-temps global.

Parallèlement aux méthodes de localisation du front d'une fissure et d'estimation des facteurs d'intensité des contraintes présentées dans les parties précédentes (§ 2.2.3 et § 2.3.1) et basées sur un algorithme local de corrélation d'images numériques, on présente ici un algorithme global espace-temps de corrélation d'images numériques. Ces travaux ont été réalisés en partenariat avec Julien Réthoré, chargé de recherche CNRS au LaMCoS[14].

Le but de cette nouvelle méthode est d'obtenir un champ de déplacement continu en temps à partir d'images prises par une caméra ultra-rapide lors d'essais de propagation dynamique de fissure sous impact (§2.2.3.3). On cherche ainsi à améliorer la robustesse de l'estimation du champ de déplacement afin de mieux capturer l'ouverture de la fissure et la vitesse d'avancée du front lors de la propagation dynamique. Le but final est d'obtenir une bonne estimation des facteurs d'intensité des contraintes lors d'un essai dynamique fortement transitoire.

2.4.1 Cadre théorique

L'algorithme de corrélation espace-temps utilisé est issu d'un code tridimensionnel développé par Roux et al. (accepted, 2008) et dévié en un code bidimensionnel + temps.

Le problème général de corrélation d'images énoncé à l'équation 2.11 est résolu de manière global entre l'image de référence et l'image déformée en se ramenant à un problème de minimisation comme dans le cadre de la méthode des éléments finis (voir Besnard et al. (2006)).

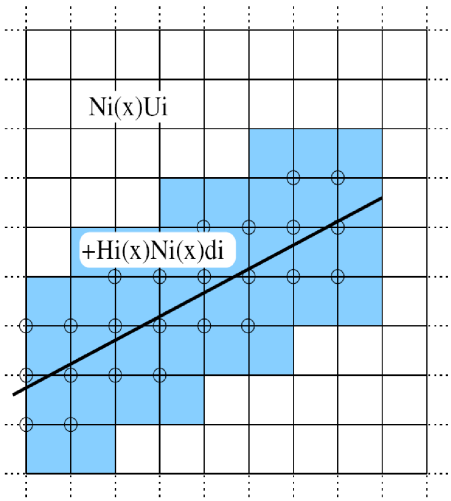
[14]Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures, INSA de Lyon.

On obtient la formulation suivante :

$$\boxed{\begin{array}{ll} \text{Trouver } \underline{\mathbf{u}} \text{ tel que :} & \min\limits_{\underline{\mathbf{u}}} \eta^2 \\ \text{avec :} & \eta^2 = \int_0^T\iint_\Omega \left[f^*(\underline{\mathbf{x}} - \underline{\mathbf{u}}, t) - f(\underline{\mathbf{x}}, t)\right]^2 \mathrm{d}\underline{\mathbf{x}}\mathrm{d}t \end{array}} \tag{2.31}$$

où η est la fonction à minimiser,
f et f^* sont respectivement les fonctions discrètes représentant le niveau de gris à chaque pixel de l'image de référence et de l'image déformée,
$\underline{\mathbf{u}}$ est le champ de déplacement cherché,
Ω est la surface d'intérêt de l'image de référence où est effectuée la corrélation,
et $[0, T]$ est l'intervalle temporel d'étude.

A la différence des algorithmes énoncés dans la partie § 2.2.3, la minimisation n'est pas effectué localement sur chaque pattern mais globalement sur toute l'image. Le champ de déplacement est donc décomposé dans une base espace-temps appropriée sur toute l'image. Les fonctions de forme linéaires éléments finis classiques sont utilisées pour les décompositions temporelles et spatiales. La décomposition spatiale est également complétée avec des fonctions d'enrichissement comme dans le cas de la méthode des éléments finis étendue (équation 1.38 partie §1.3). Seul les éléments entièrement tranchés par la fissure sont enrichis. Il n'y a pas d'enrichissements singuliers. L'adaptation de la méthode des éléments finis étendue à la corrélation d'images numériques a été réalisée par Réthoré et al. (2007). La figure 2.62 représente une fissure, une grille de corrélation et les noeuds enrichis de la grille.



$$\underline{\mathbf{u}} = \sum_{i\in\mathcal{N}} N_i u_i + \sum_{i\in\mathcal{N}^e_{cut}} N_i \mathcal{H} a_i^e$$

où les notations sont reprises de l'équation 1.38

FIG. 2.62 – *Enrichissements ajoutés à description spatiale du champ de déplacement.*

Le pas de temps Δt utilisé dans le calcul est indépendant du pas de discrétisation spatiale (taille de grille de corrélation). Si on choisit un pas de temps égal à un, on considère que tous les calculs de corrélation sont indépendants ($\Delta t = 1$). Si on choisit un pas de temps supérieur strictement à un, on impose que le champ de déplacement estimé entre plusieurs images soit continu. Ainsi les différents calculs de corrélation ne sont plus indépendants. On parle de calcul lié ($\Delta t > 1$). Il est intéressant de comparer l'erreur en déplacement effectuée avec un calcul indépendant ($\Delta t = 1$) et un calcul lié

($\Delta t > 1$). En effet les performances de l'algorithme sont nettement améliorées dans le cas d'un calcul lié puisque l'algorithme met alors en jeu un nombre réduit d'inconnues (le coefficient de réduction est proportionnel au pas de temps). La figure 2.63 présente la comparaison des performances entre un calcul espace-temps lié ($\Delta t = 3$) et un calcul indépendant ($\Delta t = 1$) en terme d'erreur et d'incertitude en déplacement fonction de la taille de grille considérée dans le cas d'une image artificiellement déformée suivant un champ de vitesse constant.

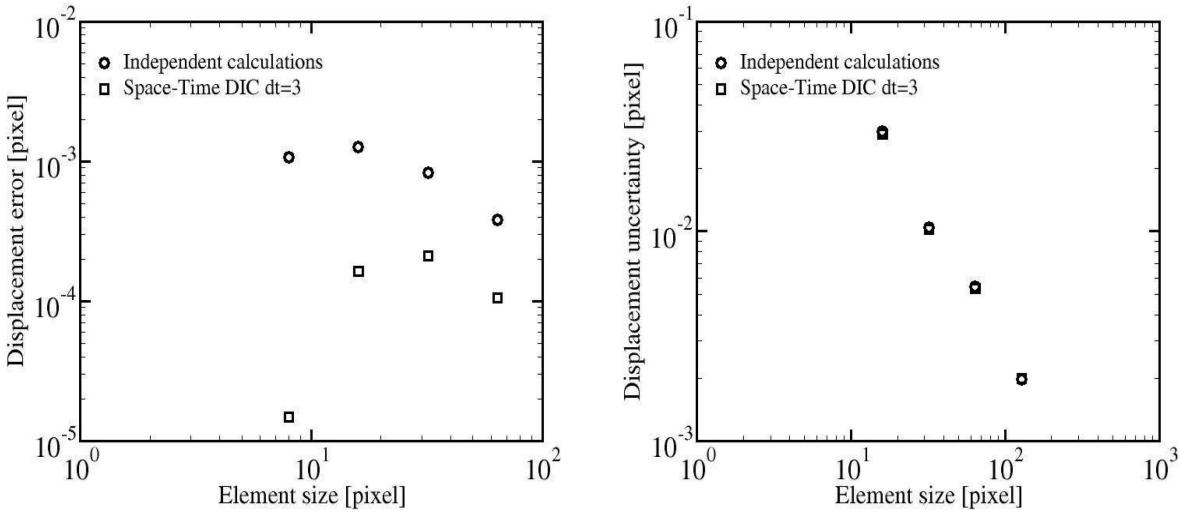


FIG. 2.63 – *Comparaison des performances entre un calcul lié et un calcul indépendant.*

2.4.2 Application à un cas de propagation dynamique en mode mixte

◊ *Correction cinématique et qualification de la caméra ultra-rapide*

L'algorithme précédent est appliqué à l'estimation du champ de déplacement lors de l'essai de propagation dynamique en mode mixte réalisé en mars 2006 à l'ONERA et présenté à la partie 2.2.3.3. Dans cette partie, nous avons évoqué les difficultés liées à la corrélation d'images issues d'une caméra ultra-rapide. Puisqu'il y a 32 capteurs, il y a 32 chemins optiques différents et 32 réponses dynamiques différentes. La conservation du flux optique n'est donc plus assurée et pour un même capteur, du fait du miroir tournant, deux images successives d'un objet fixe ne sont pas forcément semblables.

Dans le cas de l'algorithme local de localisation de fissure développé à la partie 2.2.3, on avait remédié au problème en prenant 32 images de référence (une pour chaque capteur) avant l'essai mais dans les mêmes conditions de luminosité et de vitesse de rotation du miroir tournant. La corrélation était ensuite réalisée entre les 32 couples images de référence/images déformée rappareillés. Dans le cas présent, on souhaite réaliser une corrélation espace-temps entre une unique image de référence et les 32 images déformées prises pendant l'essai. On calcule ainsi les mouvements de corps solides résultant du trajet complexe de la lumière à l'intérieur de la caméra. La corrélation est ensuite réalisée en prenant en compte une correction correspondante à ces mouvements calculés précédemment.

Afin d'estimer les corrections cinématiques à prendre en compte, on utilise les 32 images de référence réalisées avant l'essai mais dans les mêmes conditions. Une image est prise comme référence absolue et un calcul de corrélation classique est effectué entre cette image de référence absolue et les 31 autres

images déformées uniquement du fait de l'architecture interne de la caméra. Dans ces calculs de corrélation, la base de décomposition du champ de déplacements est choisie pour capturer les mouvements de corps solides (rotation, translation) et une éventuelle élongation.

Cela revient à imposer une similitude mathématique dans le plan complexe entre l'image de référence et chaque image déformée. La base de décomposition est donnée dans l'équation 2.32.

$$\begin{gathered}\underline{\mathbf{u}}(\underline{\mathbf{x}}) = \sum_{k=1}^{4} \Phi_k(\underline{\mathbf{x}}) u_k \\ \Phi_1(\underline{\mathbf{x}}) = 1, \quad \Phi_2(\underline{\mathbf{x}}) = \mathrm{i}, \quad \Phi_3(\underline{\mathbf{x}}) = X + \mathrm{i}Y, \quad \Phi_4(\underline{\mathbf{x}}) = -Y + \mathrm{i}X\end{gathered} \tag{2.32}$$

où $\underline{\mathbf{u}}$ est le champ de déplacement de correction cinématique,
$\underline{\mathbf{x}}$ est le vecteur position d'un point du plan complexe de l'image de référence,
X et Y sont les coordonnées de $\underline{\mathbf{x}}$ dans le plan complexe : $\underline{\mathbf{x}} = X + \mathrm{i}Y$
et u_k est le degré de liberté associé à la fonction de forme Φ_k.

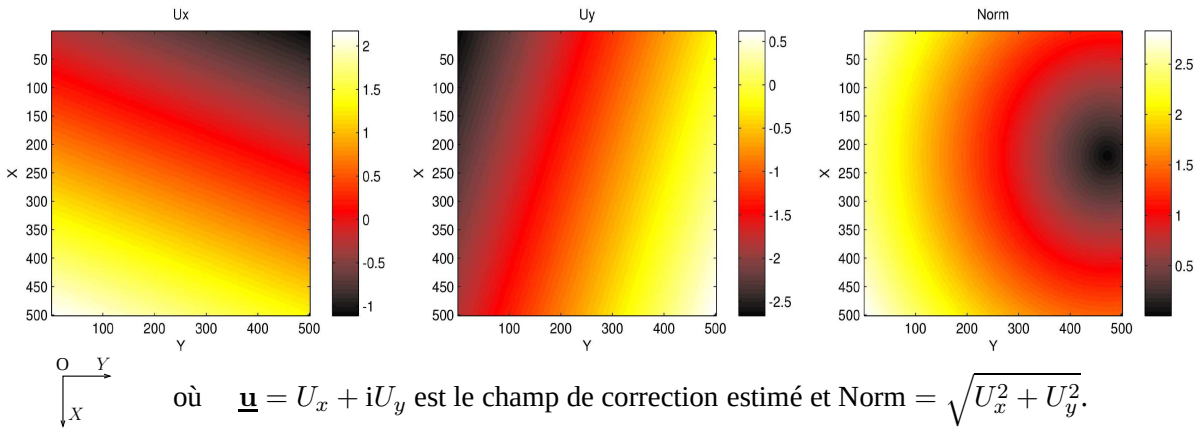
Soit M' un point du plan complexe de l'image déformée de vecteur coordonnées $\underline{\mathbf{x}'} = X' + \mathrm{i}Y'$ et M son pendant dans l'image de référence de vecteur coordonnées $\underline{\mathbf{x}} = X + \mathrm{i}Y$.

On a $\underline{\mathbf{x}'} = \underline{\mathbf{x}} + \underline{\mathbf{u}}(\underline{\mathbf{x}})$ soit :

$$\begin{aligned}\underline{\mathbf{x}'} &= X + \mathrm{i}Y + u_1 + \mathrm{i}u_2 + (X + \mathrm{i}Y)u_3 + (-Y + \mathrm{i}X)u_4 \\ &= (u_3 + 1 + \mathrm{i}u_4)(X + \mathrm{i}Y) + u_1 + \mathrm{i}u_2 \\ &= \underline{\mathbf{a}}\,\underline{\mathbf{x}} + \underline{\mathbf{b}} = f_{\underline{\mathbf{a}},\underline{\mathbf{b}}}(\underline{\mathbf{x}})\end{aligned} \tag{2.33}$$

Ainsi si $\underline{\mathbf{a}} = 1$, $f_{1,\underline{\mathbf{b}}}$ est la translation de vecteur complexe $\underline{\mathbf{b}}$. Si $\underline{\mathbf{a}} \neq 1$, $f_{\underline{\mathbf{a}},\underline{\mathbf{b}}}$ est la similitude directe de centre $\underline{\mathbf{x}}_o = \frac{\underline{\mathbf{b}}}{1-\underline{\mathbf{a}}}$ de rapport $|\underline{\mathbf{a}}|$ et d'angle $\arg(\underline{\mathbf{a}})$.

La figure 2.64 présente les résultats d'estimation du champ de déplacement entre deux images de référence prises avant l'essai dans les mêmes conditions de luminosité et de vitesse de rotation du miroir tournant. On voit sur cette figure à quel point le champ estimé est pénalisant pour un calcul de corrélation sans correction puisqu'on obtient un champ correspondant à la composée d'une translation de plusieurs pixels et d'une rotation dont le centre est dans l'image considérée.



où $\underline{\mathbf{u}} = U_x + \mathrm{i}U_y$ est le champ de correction estimé et Norm $= \sqrt{U_x^2 + U_y^2}$.
(les valeurs numériques sont en pixels)

FIG. 2.64 – *Champ de déplacement de correction estimé entre 2 images d'un objet fixe.*

L'origine d'une image numérique est habituellement choisie comme étant le coin en haut à gauche de l'image. Ainsi, pour avoir un repère orthonormé direct, l'axe $(0, X)$ est choisi vertical descendant et l'axe $(0, Y)$ est choisi de tel sorte que $(0, X, Y)$ soit orthonormé direct. Le repère ainsi formé est représenté dans la figure 2.64.

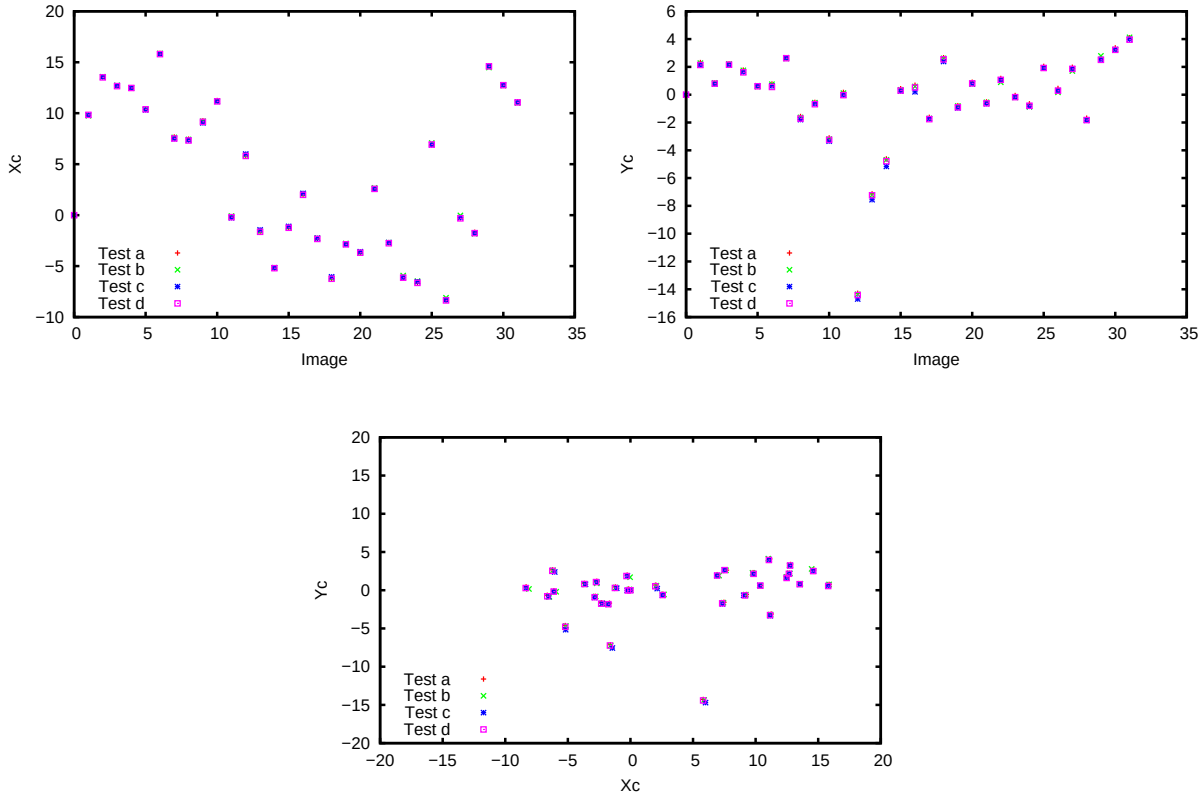


FIG. 2.65 – *Position des centres des images après correction cinématique.*

La figure 2.65 présente les positions des centres des différentes images de références après correction cinématique par rapport à une même image de référence absolue. Quatre prises de vues successives d'un même objet fixe sont réalisées. La première prise de vue (test a) est effectuée à une cadence de $101\ 911$ images par seconde. Les trois suivantes (test b-c-d) à une cadence de $101\ 587$ images par seconde. Le champ de correction cinématique est alors estimé pour chacune des images de chaque prise de vue. A partir du champ de correction estimé, on calcul ensuite la position effective des centres de chaque image dans l'image de référence absolue afin de qualifier la caméra ultra-rapide.

Remarques sur la figure 2.65 :

- Tout d'abord on remarque que les corrections à effectuer ne sont pas du tout anodines puisque les centres des images peuvent être décalés d'une valeur allant jusqu'à 20 pixels.
- Ensuite on note que l'axe (O, X) est beaucoup plus pénalisant que l'axe (O, Y). L'axe de rotation du miroir tournant doit donc correspondre logiquement à l'axe (O, X). Cela donne une information intéressante d'un point de vue expérimental. Dans le cas où il n'y a pas de correction effectuée, il est préférable d'aligner l'axe du phénomène observé avec l'axe horizontal (O, Y) de

la caméra. On note que c'est bien le cas dans les expériences effectuées au vérin rapide puisque la fissure propage suivant l'axe vertical, le champ de déplacement le plus intéressant est le champ de déplacement horizontal correspondant au mode I.

- Enfin on remarque qu'il y a de la dispersion dans la position des centres des images pour un capteur donné pour différents essais réalisés à une même cadence de prise de vue. Cette dispersion est due au fait que le miroir ne tourne pas exactement à la vitesse de commande lors d'un essai. Cette dispersion (de 0.5 à 1 pixel) n'est pas négligeable et pénalise les calculs de corrélation effectués dans les parties précédentes. En effet lorsqu'on effectue un calcul de corrélation sans correction entre une image de référence et une image déformée rappareillée, il existe toujours un champ de déplacement non mécanique qui perturbe l'estimation du champ corrélé. Si ce champ de déplacement "optique" est gênant dans le cas de l'algorithme de localisation de fissure, il devient critique dans le cas de l'estimation des facteurs d'intensité des contraintes.

En prenant en compte les corrections cinématiques, le problème énoncé à l'équation 2.31 est alors réécrit :

$$\boxed{\begin{array}{ll} \text{Trouver } \underline{\mathbf{u}} \text{ tel que :} & \min\limits_{\underline{\mathbf{u}}} \eta^2 \\ \text{avec :} & \eta^2 = \int_0^T \iint_\Omega \left[f^*(\underline{\mathbf{x}} - \underline{\mathbf{u}}_0 - \underline{\mathbf{u}}, t) - f(\underline{\mathbf{x}}, 0)\right]^2 \mathrm{d}\underline{\mathbf{x}}\mathrm{d}t \end{array}} \tag{2.34}$$

où η est la fonction à minimiser,
$f^*(x,t)$ est la fonction discrète représentant le niveau de gris à chaque pixel de l'image déformée à l'instant t,
$f(x,0)$ est l'image de référence de l'instant $t = 0$ (référence absolue),
$\underline{\mathbf{u}}$ est le champ de déplacement cherché,
$\underline{\mathbf{u}}_0$ est le champ de correction cinématique calculé entre l'image de référence de l'instant t et l'image de référence de l'instant $t = 0$,
Ω est la surface d'intérêt de l'image de référence où est effectuée la corrélation,
et $[0, T]$ est l'intervalle temporel d'étude.

◊ *Champs de déplacement*

A l'aide de l'algorithme espace-temps précédent, on estime les champs de déplacements pour chaque image déformée présentée dans la figure 2.46. On obtient un film de 31 images des champs de déplacements représenté à la figure 2.66.

◊ *Localisation du front et estimation des facteurs d'intensité des contraintes*

A partir des champs de déplacement calculés, on estime le saut de déplacement le long de la fissure comme dans la partie 2.3.1. Les figures 2.67 et 2.68 représente l'évolution du carré du saut de déplacement le long de la fissure. Les sauts de déplacement étant théoriquement en racine du rayon définit en coordonnées polaires dans le repère local attaché au front, une régression linéaire est effectuée sur les courbes représentant l'évolution du carré du saut de déplacement afin de déterminer la position du front et d'estimer les facteurs d'intensité des contraintes (même méthode que dans § 2.3.1).

La figure 2.69 présente la comparaison des histoires des positions du front obtenues par corrélation d'images numériques avec les algorithmes local et global. Les positions obtenues avec l'algorithme local, reprises de la figure 2.48, sont cohérentes avec celles obtenues à l'aide de l'algorithme global.

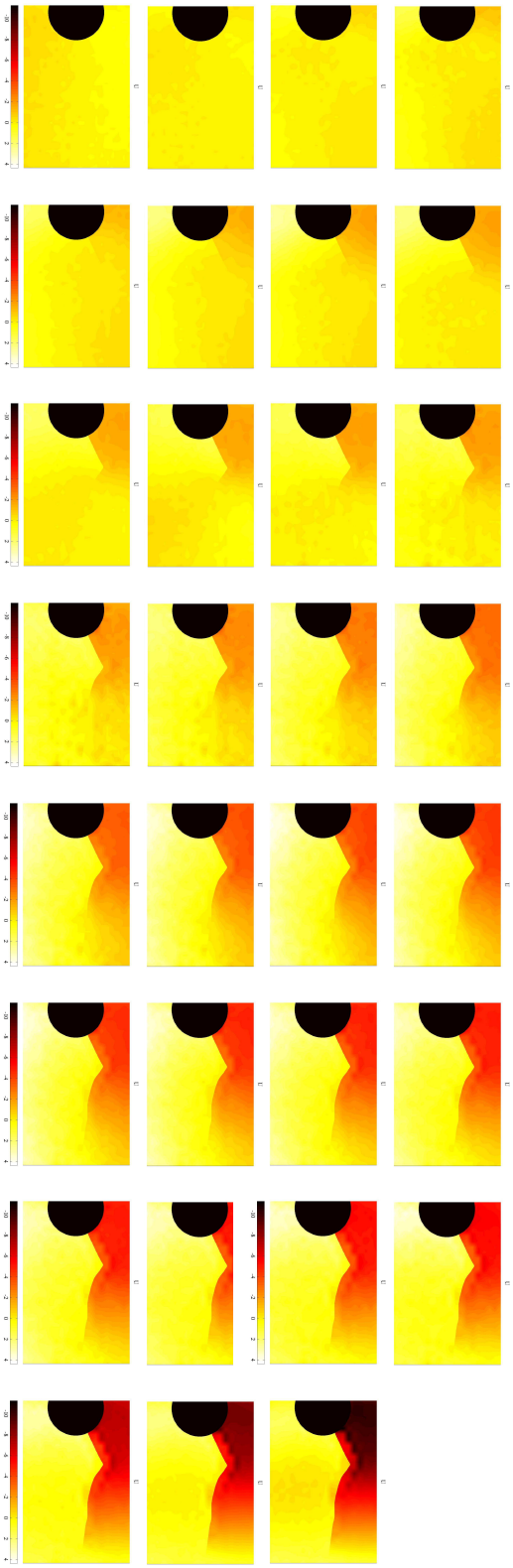


FIG. 2.66 – *Mars 2006 - Films des 31 images du champ de déplacement horizontal U calculé.*

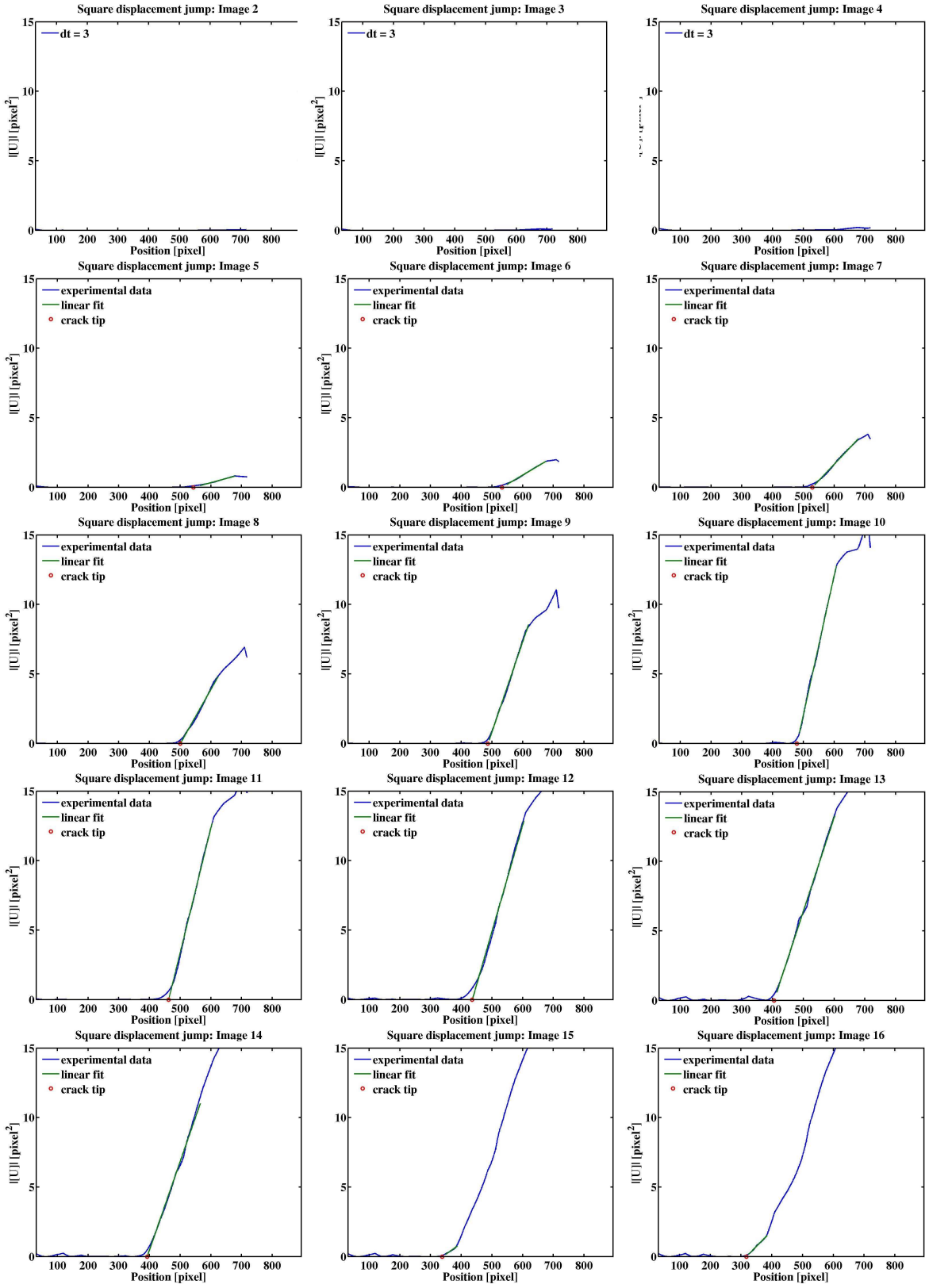


FIG. 2.67 – *Mars 2006 - Films des 30 images du saut de déplacement calculé.*

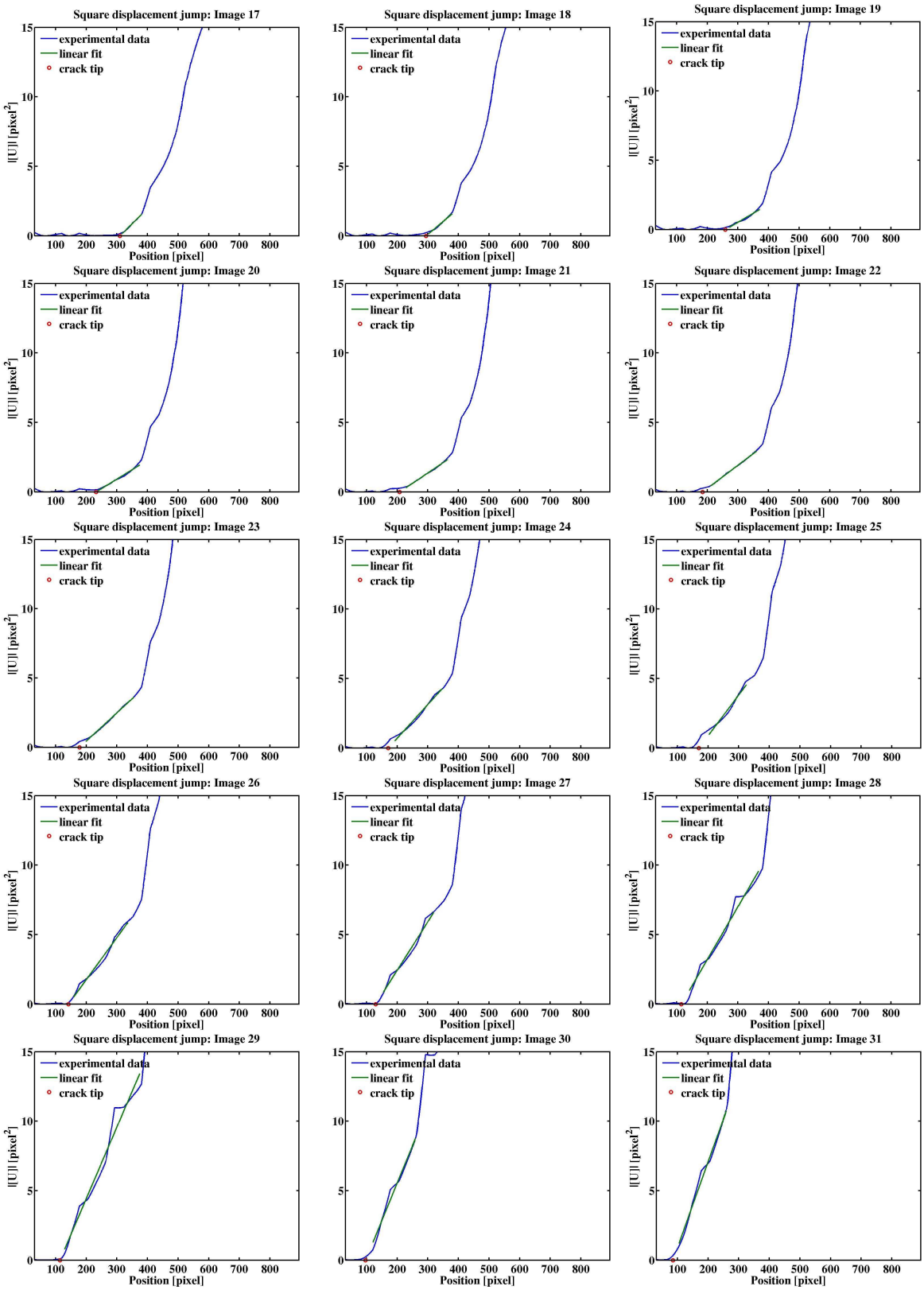


FIG. 2.68 – *Mars 2006 - Films des 30 images du saut de déplacement calculé (suite).*

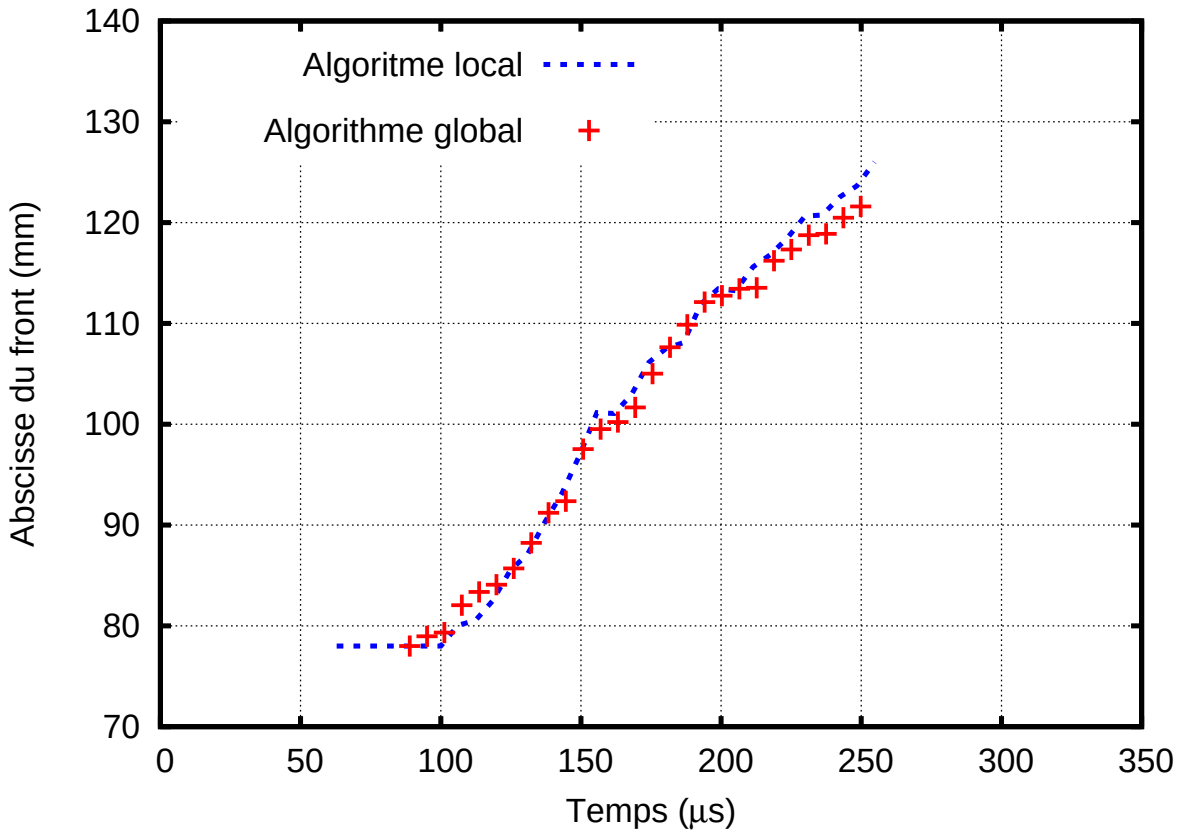


FIG. 2.69 – *Mars 2006 - Ep10 - Comparaison des histoires expérimentales des positions du front*

Conclusion.

Dans ce chapitre, de nouvelles techniques dédiées au suivi continu du front d'une fissure se propageant dynamiquement ont été développées et validées sur des essais de rupture sous impact.

Dans le cas d'un matériau transparent, l'utilisation d'un extensomètre optique fournit une histoire très précise de la position du front et permet ainsi l'étude des phases hautement transitoires que sont l'initiation, la propagation, l'arrêt et le redémarrage de fissures.

Dans le cas de matériaux opaques, un algorithme local de corrélation d'images numériques a été développé afin de localiser le front de fissure. Cet algorithme a été validé sur un cas particulier de propagation dynamique où les images sont acquises à l'aide d'une caméra ultra-rapide (jusqu'à 400 000 images par seconde).

L'architecture particulière de la caméra ultra-rapide amène des difficultés concernant l'estimation des facteurs d'intensité des contraintes durant l'essai. Cependant un nouvel algorithme a été développé et validé sur un cas plus simple de propagation de fissure par fatigue. Afin de traiter les images issues de la caméra ultra-rapide, un autre algorithme espace-temps global de corrélation d'images numériques a été développé. Une bonne estimation des champs de déplacement est obtenue et les positions successives du front de fissure sont cohérentes avec celles obtenues à l'aide de l'algorithme local de corrélation. L'estimation des facteurs d'intensité des contraintes reste à améliorer afin de pouvoir traiter les cas où la

courbure de la fissure n'est pas négligeable. Par ailleurs, les méthodes étant basées sur un algorithme de corrélation d'images numérique bidimensionnel, on n'obtient pas d'estimation des facteurs d'intensité des contraintes à coeur. Cependant des techniques similaires basées sur le développement d'un algorithme de corrélation tridimensionnel pour le traitement d'images obtenues par tomographie au rayon X sont développées dans notre laboratoire afin d'estimer les facteurs d'intensité des contraintes à coeur durant des essais de propagation de fissure tridimensionnelle par fatigue.

On possède ainsi des outils expérimentaux fiables permettant de valider la robustesse de codes de calcul numérique et de tester la pertinence de critères de rupture dynamique sous impact.

Bibliographie

Amestoy, M., Leblond, J. B., 1992.
Crack paths in plane situations - II. Detailed form of the expansion of the stress intensity factors.
International Journal of Solids and Structures 29 (4), 465–501.

Beahan, P., Bevis, M., Hull, D., 1973.
Electron-microscopy Studies of Fracture Processes in Amorphous Thermoplastics.
Polymer 14 (3), 96–102.

Besnard, G., Hild, F., Roux, S., 2006.
"Finite-element" displacement fields analysis from digital images : Application to Portevin-Le Châtelier bands.
Experimental Mechanics 43 (6), 789–803.

Bussac, M.-N., Collet, P., Gary, G., Lundberg, B., Mousavi, S., 2008.
Viscoelastic impact between a cylindrical striker and a long cylindrical bar.
International Journal of Impact Engineering 35, 226–239.

Carin, T., 2000.
Modélisation de la propagation dynamique de fissure. Thèse de doctorat., École Nationale des Ponts et Chaussées.

Elguedj, T., 2006.
Simulation numérique de la propagation de fissure en fatigue par la méthode des éléments finis étendus : prise en compte de la plasticité et du contact-frottement. Ph.D. thesis, INSA-LYON.

Grégoire, D., Maigre, H., Réthoré, J., Combescure, A., 2007.
Dynamic crack propagation under mixed-mode loading - Comparison between experiments and X-FEM simulations.
International Journal of Solids and Structures 44 (20), 6517–6534.

Hild, F., Réthoré, J., Roux, S., 2006.
Measurement and identification techniques for evolving discontinuities. In :
IUTAM Symposium on Discretization Methods for Evolving Discontinuities.

Levenberg, K., 1944.
A method for the solution of certain problems in least squares.
Quarterly of Applied Mathematics 2, 164–168.

Marquardt, D., 1963.
An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters.
Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics 11 (2), 431–441.

Pratt, W., 1991.
Digital image processing. Wiley.

Réthoré, J., Hild, F., Roux, S., 2007.
Shear-band capturing using a multiscale extended digital image correlation technique. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 196 (49-52), 5016–5030.

Roux, S., Hild, F., Viot, P., Bernard, D., accepted, 2008.
Three dimensional image correlation from X-Ray computed tomography of solid foam.
Composites Part A : Applied Science and Manufacturing.

Saad-Gouider, N., 2005.
Étude expérimentale et analyse numérique de la rupture des polymères amorphes. Ph.D. thesis, INSA-LYON.

Saad-Gouider, N., Estevez, R., Olagnon, C., Seguela, R., 2006.
Calibration of a viscoplastic cohesive zone for crazing in PMMA.
Engineering fracture mechanics 73 (16), 2503–2522.

Sutton, M. A., Cheng, M., Peters, W. H., Chao, Y. J., McNeill, S. R., 1986.
Application of an optimized digital correlation method to planar deformation analysis.
Image and Vision Computing 4 (3), 143–150.

Sutton, M. A., Wolters, W. J., Peters, W. H., Ranson, W. F., McNeill, S. R., 1983.
Determination of displacements using an improved digital correlation method.
Image and Vision Computing 1 (3), 133–139.

Touchal-Mguil, S., 1997.
Une technique de corrélation d'images numériques : application à la détermination de courbes limites de formages et proposition d'un critère de striction. Ph.D. thesis, INSA-LYON.

Zhao, H., 1992.
Analyse de l'essai aux barres d'Hopkinson. Application à la mesure du comportement dynamique des matériaux. Thèse de doctorat., École Nationale des Ponts et Chaussées.

Zhao, H., Gary, G., 1995.
A three dimensional analytical solution of the longitudinal wave propagation in an infinite linear viscoelastic cylindrical bar. Application to experimental techniques.
Journal of Mechanics and Physics of Solids 43 (8), 1335–1348.

Zhao, H., Gary, G., Klepaczko, J. R., 1997.
On the use of a viscoelastic split hopkinson pressure bar.
International Journal of Impact Engineering 19 (4), 319–330.

Chapitre 3

Obtention et validation de critéres de rupture dynamique.

Ce troisième chapitre présente les lois d'évolution de propagation adoptées et les moyens numériques mis en oeuvre pour valider ces choix. Sont également traitées l'influence de la taille du rayon de la pré-entaille et l'influence de la vitesse de chargement sur les phases de propagation.

Sommaire

Introduction. **116**

3.1 Validation de critères de rupture dynamique par simulation numérique. **116**

3.1.1 Pas de temps / pas d'espace. 116

3.1.2 Modélisation fine des conditions aux limites. 120

3.1.3 Discussion sur les propriétés matériaux du PMMA 124

3.1.4 Choix de la loi d'évolution de la propagation 125

3.2 Simulation numérique des essais de rupture dynamique présentés dans la partie 2 **128**

3.2.1 Application à un cas de propagation dynamique en mode mixte 128

3.2.2 Application à un cas de propagation dynamique en mode mixte 135

3.2.3 Application à des cas de propagation dynamique en mode I pur 137

3.3 Influence du taux de chargement et du rayon de la pré-entaille. **141**

3.3.1 Études expérimentales de l'influence du taux de chargement 141

3.3.2 Étude numérique d'un essai. 144

3.3.3 Justifications à l'aide d'une approche microscopique du craquelage. 145

3.4 De la validation de critères au design expérimental. **147**

Conclusion. **148**

Bibliographie. **148**

Introduction.

Ce troisième chapitre traite de l'utilisation des techniques expérimentales du chapitre précédent afin d'obtenir et de valider par simulation numérique des critères de rupture dynamique.

Le premier paragraphe présente les développements réalisés afin de simuler les essais effectués à l'aide de notre outil numérique basé sur la méthode des éléments finis étendus. Tout d'abord, on montre que la discrétisation spatiale et la discrétisation temporelle doivent être liées pour capturer correctement le phénomène de rupture dynamique. Ensuite des conditions aux limites cohérentes avec les essais réalisés et économiques en terme de coût numérique sont proposées. Enfin une loi d'évolution de l'avancée de fissure physiquement acceptable est adoptée.

Le deuxième paragraphe traite de la simulation numérique des essais présentés au chapitre précédent afin de valider la loi d'évolution de la propagation choisie. La mixité à l'initiation est utilisée afin de déterminer la ténacité dynamique d'initiation et les résultats numériques et expérimentaux sont comparés afin de tester la robustesse du code de calcul utilisé.

Le troisième paragraphe traite de l'influence de la taille du rayon d'entaille et du taux de chargement sur les différentes phases de propagation (initiation, arrêt et redémarrage). Une approche microscopique thermodynamique décrivant le phénomène du craquelage en prenant en compte les dissipations plastiques dans la zone d'élaboration permet de justifier qualitativement les tendances observées.

Le dernier paragraphe montre comment un code de simulation numérique robuste est utilisé pour concevoir efficacement et au préalable de nouvelles géométries d'éprouvettes afin d'étudier expérimentalement des phénomènes particuliers.

3.1 Validation de critères de rupture dynamique par simulation numérique.

3.1.1 Pas de temps / pas d'espace.

Comme cela a été expliqué dans la partie 1.3, la méthode adoptée pour les simulations numériques est celle des éléments finis étendue (X-FEM). Le logiciel utilisé est Elfe3D, code de calcul numérique développé au LaMCoS[1] sous la direction d'Anthony Gravouil, Maître de Conférences Habilité à Diriger des Recherches.

Comme cela a déjà été évoqué, le principal avantage de la méthode X-FEM pour nos simulations est que les fissures ne sont pas explicitement décrites par le maillage de la structure. Cela permet donc de ne pas mailler *a priori* les fissures et donc de valider des critères de propagation dynamique de fissures, notamment en mode mixte, en comparant les trajets de fissures obtenus avec des résultats expérimentaux.

[1]Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures, INSA de Lyon.

◊ *Comparaison entre la méthode X-FEM et un calcul éléments finis classique.*

Un second avantage est la possibilité d'utiliser des maillages plus grossier pour décrire la structure non fissurée. En effet puisque les enrichissements introduits reflètent la physique des phénomènes observés, une précision comparable à celle des codes éléments finis classiques est obtenue avec moins de degrés de liberté. Cela permet le calcul de structures plus importantes en des temps CPU raisonnables. Ainsi, pour un calcul en mode I sans propagation, un facteur 14 est gagné en nombre de degrés de liberté pour une même précision entre le code Cast3m[2] éléments finis classiques développé au CEA[3] et Elfe3D.

La figure 3.1 présente les différents maillages utilisés pour la comparaison des deux logiciels pour le calcul de l'évolution du facteur d'intensité des contraintes en mode I illustrée à la figure 3.2. Le calcul s'effectue sur 130 pas de temps de 1 μs. De la même manière qu'on ne maille pas explicitement les fissures, le trou n'est pas explicitement décrit par le maillage. Le trou est considéré comme une fissure fixe fermée. Ainsi, on représente sur la figure 3.1, en bas à gauche, le maillage effectivement utilisé pour le calcul et en bas à droite la représentation en post-traitement du trou et de la fissure. Le maillage est ainsi homogène et entièrement constitué de quadrangles réguliers, ce qui est préférable lors de la simulation de phénomènes dynamiques (pas de réflexions numériques parasites à l'interface entre deux éléments).

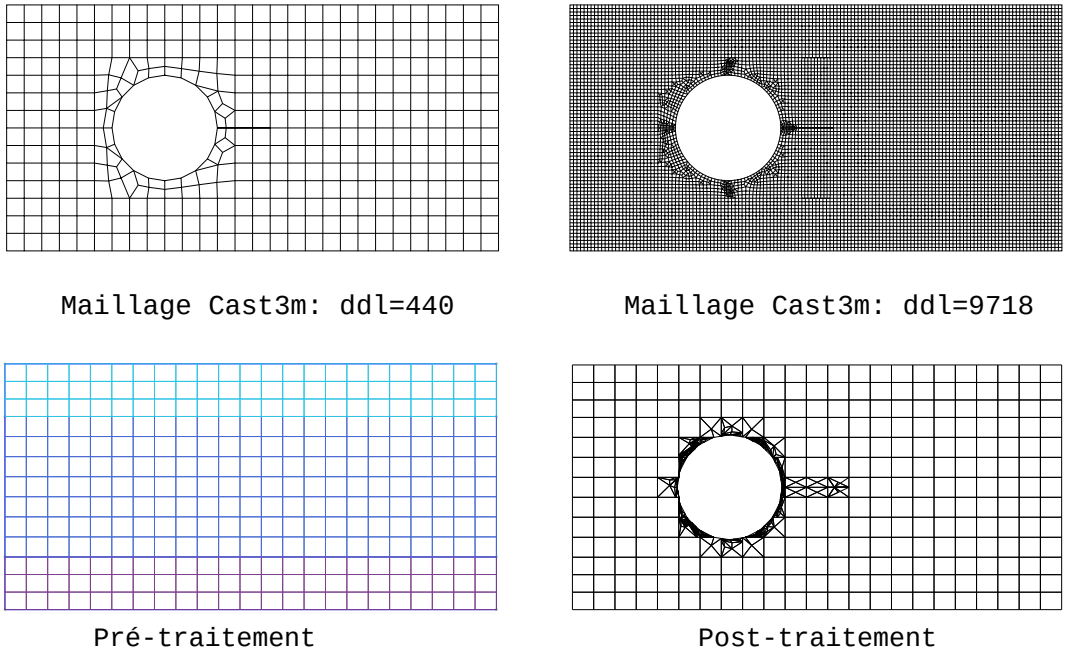


FIG. 3.1 – *Différents maillages Cast3m et Elfe3D.*

[2]Logiciel téléchargeable à l'adresse : http ://www-cast3m.cea.fr
[3]Commissariat à l'énergie atomique

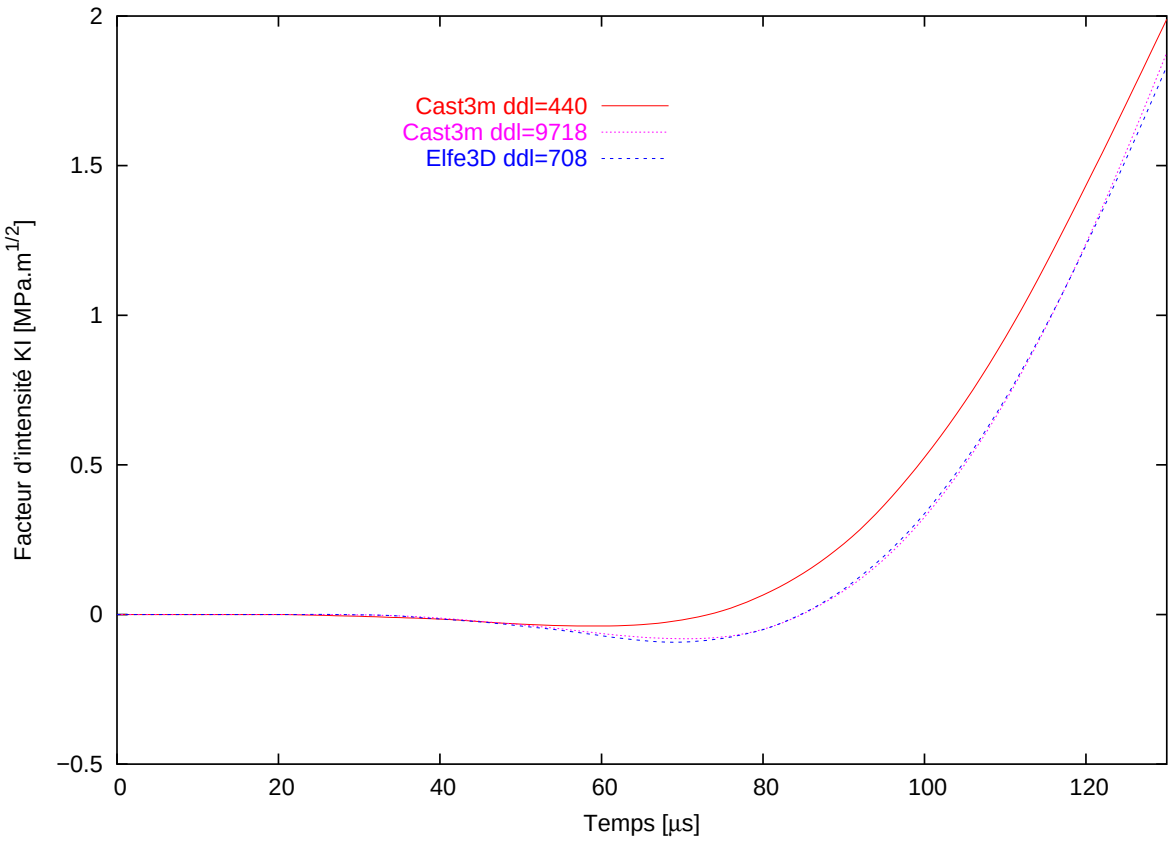


FIG. 3.2 – *Comparaison Cast3m/Elfe3D de l'évolution de K_I pour différents maillages.*

Ces résultats doivent être nuancés lors de la propagation. En effet, dans le cadre de la méthode X-FEM, la taille du problème en terme de degrés de liberté augmente durant le calcul puisqu'on ajoute des enrichissements au fur et à mesure que la fissure avance. Aucun degré de liberté d'enrichissement n'est supprimé au cours du temps. Ce n'est pas le cas lorsque l'on fait du déboutonnage avec une méthode éléments finis classique. Cependant la méthode reste avantageuse pour une propagation en mode I et incontournable dans le cas d'une propagation en mode mixte.

◊ *Lien entre discrétisation spatiale et temporelle lors de la propagation.*

L'indépendance au maillage est vérifiée dans le cadre d'un calcul sans propagation. Dès lors que l'on s'intéresse à la propagation dynamique de la fissure, un problème de dépendance pas de temps/pas d'espace se pose, quelque soit la méthode de calcul employée. En effet, le maillage se comporte comme un filtre spatial acceptant une longueur minimal de propagation lors d'un pas de calcul. Dans le cadre d'un déboutonnage, cette longueur est la taille d'un élément (ou une fraction de la longueur des éléments pour un déboutonnage progressif). Dans le cadre de la méthode X-FEM, il existe également une longueur minimale de propagation. Si l'on effectue un nombre important d'avancées de fissure dans un même élément, on accumule les enrichissements aux noeuds de cet élément et le problème finit par être mal conditionné et diverge.

En pratique, la vitesse de propagation de la fissure est généralement déterminée en inversant une équation donnant le critère de propagation du type (équation 1.2.3) : $K^* = K_{1D}(\dot{a})$. Ensuite l'avancée de fissure effective est calculée à partir de cette vitesse de propagation et du pas de temps choisi pour le calcul, soit de manière totalement explicite ($a = \dot{a}\,\Delta t$) soit dans une boucle implicite.

Cela pose des problèmes lors de l'utilisation de schéma explicite en temps, car le pas de temps critique peut être trop petit et conduire à des longueurs de propagation trop faibles. Une solution numérique consiste alors à ne pas propager à chaque pas de temps mais cela conduit souvent à des oscillations numériques et des propagations en escalier.

Dans notre cas, l'utilisation d'un schéma implicite en temps nous permet d'utiliser des pas de temps relativement grand pour avoir une avancée de fissure cohérente physiquement avec le maillage adoptée. Mais on ne parle plus d'indépendance au maillage, il faut trouver le meilleur couple pas de temps/pas d'espace permettant une bonne description des phénomènes physiques mis en jeu.

Par exemple, le maillage utilisé pour les simulations numériques avec propagation des éprouvettes présentant un seul trou est représenté à la figure 3.3. Le maillage est constitué de 1377 quadrangles réguliers à 4 points d'intégration de longueur $\Delta x = 2.6\ mm$. Cette longueur de maille sera conservée pour tous les différents maillages utilisés et elle sera associée à un pas de temps de $5\ \mu s$ lors des calculs de propagation.

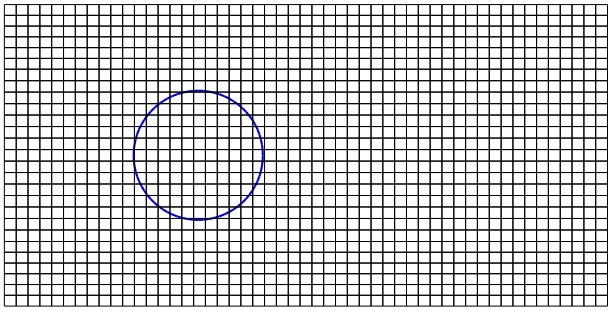


FIG. 3.3 – *Maillage utilisé pour la simulation des éprouvettes à un trou.*

3.1.2 Modélisation fine des conditions aux limites.

Si l'on veut que les calculs numériques soient cohérents avec les essais réalisés, il nous faut modéliser finement les conditions aux limites aux interfaces.

◊ *Simulation des essais au vérin rapide*

En ce qui concerne les essais réalisés sur vérin rapide, les conditions aux limites sont assez simples à modéliser. En considérant l'éprouvette en position verticale, la zone en contact avec le vérin rapide de la face supérieure de l'éprouvette est soumise à une vitesse quasi-constante tandis que les déplacements verticaux des degrés de liberté de la zone en contact avec le support de la face inférieure sont bloqués (voir figure 3.4).

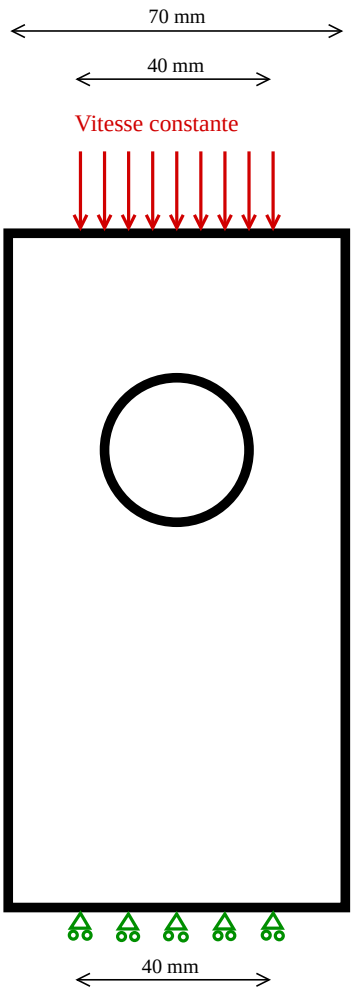


FIG. 3.4 – *Conditions aux limites pour la simulation des essais au vérin rapide.*

◊ *Simulation des essais aux barres de Hopkinson*

Les simulations numériques des essais réalisés sur les barres de Hopkinson sont effectuées en imposant la vitesse entrante relevée lors des expériences (voir figure 2.18) sur l'interface barre entrante/éprouvette.

Par contre, l'utilisation de la vitesse sortante expérimentale sur l'autre interface pose des difficultés du fait d'imprécisions de mesure intrinsèques. En effet, une synchronisation parfaite des chargements entrant et sortant est nécessaire pour assurer les mêmes conditions durant les simulations et les essais. Cette synchronisation est impossible du fait de décalages temporelles impondérables comme la durée de mise en contact aux interfaces barres/éprouvette. Cette mise en contact s'effectue en quelques microsecondes mais comme la durée de nos expériences est typiquement de quelques centaines de microsecondes, la simulation numérique est fortement perturbée si l'on considère la barre sortante comme un élément actif en imposant la vitesse sortante issue des essais sur l'interface barre sortante/éprouvette.

Une autre solution consiste à considérer la barre sortante comme un élément complètement passif en la maillant entièrement. Mais si l'on ne veut pas que les réflexions d'ondes en bout de barre viennent perturber la réponse de l'éprouvette, un maillage assez coûteux en temps de calcul est nécessaire.

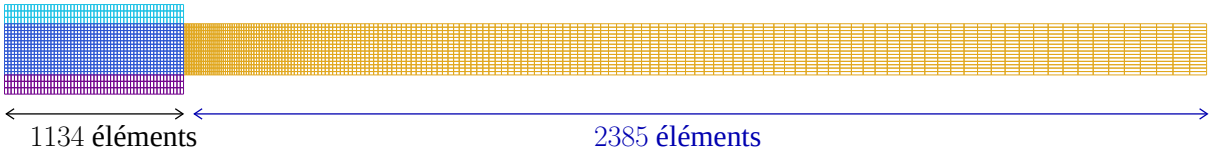


FIG. 3.5 – *Cas d'une barre sortante entièrement maillée.*

Le choix qui est adopté est intermédiaire entre une barre sortante active et une barre sortante passive. On se place dans le cadre de la propagation unidimensionnelle des ondes et la barre sortante est modélisée par une simple condition d'impédance. A chaque noeud de l'interface barre sortante/éprouvette, la contrainte et la vitesse sont supposées reliées par une condition d'impédance :

$$\left\{ \begin{array}{rcl} \sigma.n & = & -z\,(v.n)\,n \quad \text{sur } \partial\Omega_{Int} \\ z & = & \rho^{bar}\,c_L^{bar} \end{array} \right. \tag{3.1}$$

où σ et v sont la contrainte et la vitesse sur la face sortante de l'éprouvette,
z est l'impédance, $\partial\Omega_{Int}$ l'interface et n un vecteur normal à l'interface,
et ρ^{bar} et c_L^{bar} sont la densité et la vitesse des ondes élastiques unidimensionnelle dans la barre.

Ensuite, une matrice d'impédance est calculée en intégrant la condition (3.1) sur l'interface :

$$(Z)_{ij} = \int_{\partial\Omega_{Int}} z\ ((N_i.n)\,n)\,.N_j\ dl \tag{3.2}$$

où Z est la matrice d'impédance,
N_i et N_j sont les fonctions de forme du champ de déplacement (Équation 1.38).

Par conséquent, la forme discrète de l'équation d'équilibre (1.41) devient :

$$M_n\ddot{U}_n + K_nU_n = F_n - Z_n\dot{U}_n \tag{3.3}$$

où M_n, K_n et Z_n sont les matrices de masse, de raideur et d'impédance
et F_n est le vecteur des forces externes au temps t_n.

En effectuant le même développement de Taylor qu'à l'équation 1.43, on obtient un nouveau schéma numérique en déplacement à un pas de temps :

$$\boxed{\begin{array}{c}
\text{Connaissant } \{U_n, \dot{U}_n, \ddot{U}_n, F_{n+1}\}\text{, trouver } \{U_{n+1}, \dot{U}_{n+1}, \ddot{U}_{n+1}\} \text{ tels que :} \\[2ex]
\left[\frac{M}{\beta\Delta t^2} + K + \frac{\gamma Z}{\beta\Delta t}\right] U_{n+1} = F_{n+1} + \left[\frac{M}{\beta\Delta t^2} + \frac{\gamma Z}{\beta\Delta t}\right] U_n^p - Z\dot{U}_n^p \\[2ex]
\left\{\begin{array}{rcl} \dot{U}_{n+1} & = & \dot{U}_n^p + \frac{\gamma}{\beta\Delta t}(U_{n+1} - U_n^p) \\ \ddot{U}_{n+1} & = & \frac{1}{\beta\Delta t^2}(U_{n+1} - U_n^p) \end{array}\right. \\[2ex]
\text{avec} \left\{\begin{array}{rcl} U_n^p & = & U_n + \Delta t\dot{U}_n + (\frac{1}{2} - \beta)\Delta t^2\ddot{U}_n \\ \dot{U}_n^p & = & \dot{U}_n + (1-\gamma)\Delta t\ddot{U}_n \end{array}\right.
\end{array}} \tag{3.4}$$

Cette conditions d'impédance a été validée en simulant la réponse d'un barreau rectangulaire à un trapèze de force à l'aide du logiciel Cast3m. On applique donc un trapèze de force à un barreau rectangulaire de PMMA et on modélise le contact avec une barre sortante en PMMA également à l'aide de la condition d'impédance précédente. On trace ensuite l'évolution temporelle des vitesses entrante et sortante aux interfaces du barreau (voir figure 3.6).

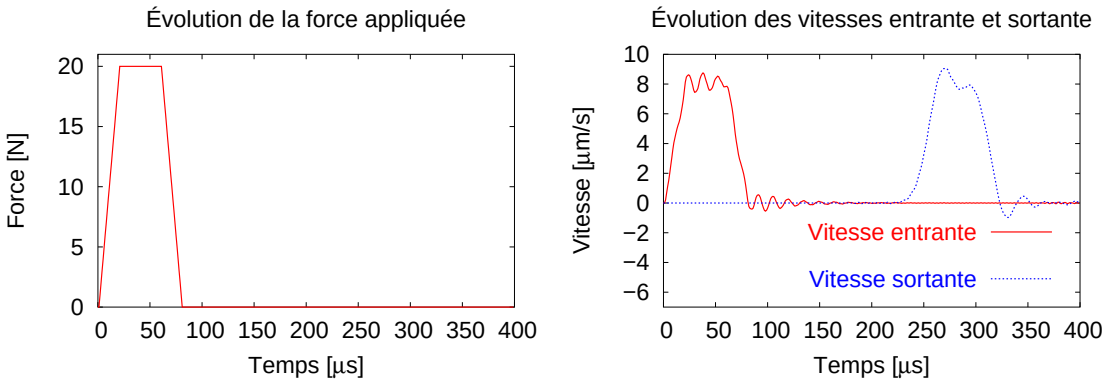


FIG. 3.6 – *Impédance : Problème test 1D. Évolution des forces et vitesses.*

Dans le cas d'une propagation unidimensionnelle, on doit retrouver un signal de vitesse sortante parfaitement identique au signal entrant. La propagation n'étant pas idéalement unidimensionnelle dans le barreau rectangulaire simulé, il y a un peu de dispersion dans le signal sortant. Par contre il n'y a pas d'atténuation puisque l'amplitude du signal est conservée, ce qui valide la condition d'impédance.

Pour avoir une idée de la propagation des ondes dans le barreau, l'évolution de la contrainte de Von Mises au cours du temps est tracée dans la figure 3.7. La validité de la condition d'impédance a également été vérifiée en comparant les résultats numériques obtenus avec une barre sortante entièrement maillée.

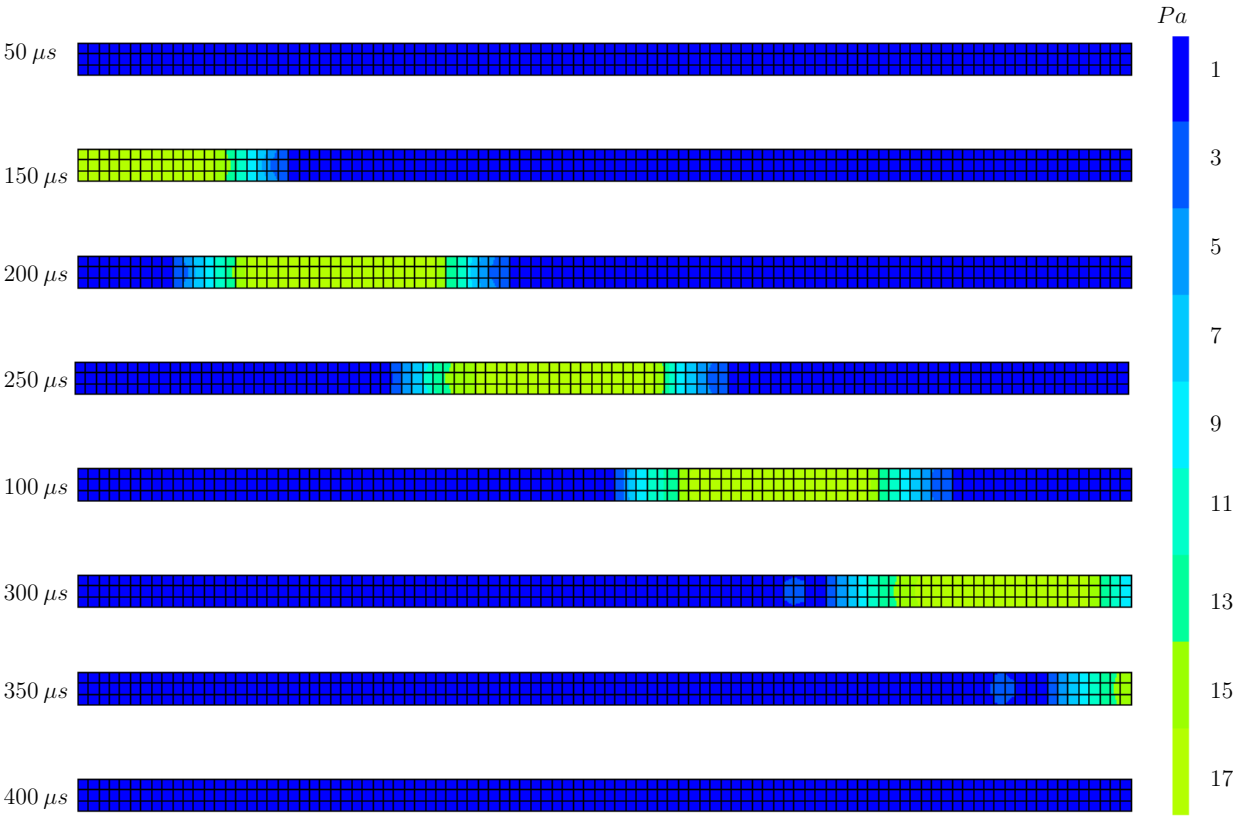


FIG. 3.7 – *Impédance : Problème test 1D. Contrainte de Von Mises au court du temps.*

Le fait de considérer une barre sortante passive ou semi-passive, avec une condition d'impédance, est très intéressant car cela permet de comparer *a posteriori* les signaux de vitesse sortante des simulations numériques avec ceux issus des essais afin de s'assurer de la consistance des simulations. Cette démarche sera employée à la partie 3.2.1.2 (figure 3.19).

Finalement, les conditions aux limites pour la simulation des essais aux barres de Hopkinson sont représentées à la figure 3.8.

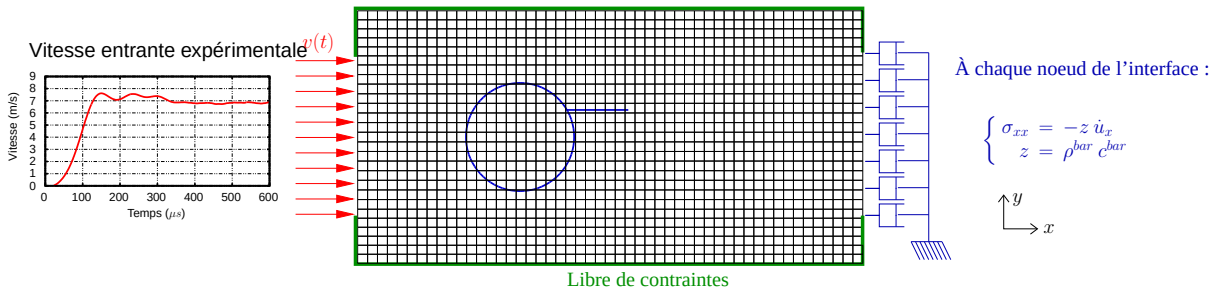


FIG. 3.8 – *Conditions aux limites pour la simulation des essais aux barres de Hopkinson.*

3.1.3 Discussion sur les propriétés matériaux du PMMA

Le PMMA est un matériau viscoélastique. Ainsi, son comportement est affecté par la vitesse de chargement. Saad-Gouider et al. (2006) ont montré qu'en compression la viscoélasticité tend à réduire la valeur du module d'Young dynamique. Le même phénomène apparaît en traction mais dans des proportions moindres.

Nos éprouvettes sont globalement soumise à un chargement de compression mais le trou circulaire crée des zones de traction permettant l'initiation de la rupture. Ainsi il est difficile de caractériser les effets moyens de la viscoélasticité et de les incorporer dans notre modèle.

Le modèle de comportement viscoélastique n'étant pas encore implanté dans notre code de calcul, nous décidons de conserver l'hypothèse de comportement élastique uniforme. Cependant, on modifie la valeur du module de Young dynamique afin de prendre globalement en compte les effets viscoélastiques. Le banc aux barres de Hopkinson est instrumenté afin de fournir les vitesses entrantes et sortantes. Ainsi ce module de Young dynamique global est choisi de telle sorte que le retard entre les ondes incidentes et transmises aux interfaces barres/éprouvette lors des simulations corresponde à celui observé lors des expériences. Finalement cela revient à adopter un module de Young sécant plutôt que le module de Young dynamique.

Cette valeur est déterminée pour chaque essai réalisé. Elle permet en plus de prendre en compte dans notre modèle bidimensionnel le retard dû à la propagation tridimensionnelle des ondes dans l'éprouvette. Pour les essais réalisés en octobre 2004, présentés dans la partie 2.2.1.2 et simulés dans la partie 3.2.1.2 la valeur optimum retenue est $E_D^{secant} = 2.4\,GPa$. Les caractéristiques matériaux globales du PMMA pour cet essai sont alors recalculées et collectées dans le tableau 3.1. Ces données sont en accord avec les paramètres matériaux du PMMA identifiés par Saad-Gouider et al. (2006).

ρ	1180	$kg.m^{-3}$	λ	4.4	GPa	c_S	846	$m.s^{-1}$
E_D^{secant}	2.4	GPa	μ	0.8	GPa	c_L	1426	$m.s^{-1}$
ν	0.42		c_P	2279	$m.s^{-1}$	c_R	800	$m.s^{-1}$

TAB. 3.1 – *Octobre 2004 - Propriétés matériaux du PMMA choisies pour les simulations numériques.*

3.1.4 Choix de la loi d'évolution de la propagation

A partir du critère de propagation défini à l'équation 1.2.3, il faut choisir une loi d'évolution de la propagation, c'est-à-dire une expression pour la ténacité dynamique de propagation $K_{1D}(\dot{a})$. En pratique, cette expression est ensuite inversée pour calculer à chaque pas de temps la vitesse d'avancée du front $\dot{a}$.

D'après les nombreuses expériences réalisées par le passé (Kanninen (1974), Kalthoff and Shockey (1977), Kobayashi et al. (1980), Rosakis (1980), Rosakis and Freund (1982), Kalthoff (1983)), une loi physiquement cohérente doit satisfaire trois exigences :

- K_{1D} croît avec la vitesse d'avancée du front $\dot{a}$,
- Il existe une vitesse limite d'avancée du front de fissure,
- $\lim_{\dot{a}\to 0} K_{1D}(\dot{a}) \neq K_{1d} \neq K_{1a}$.

À partir de ces trois exigences, plusieurs expressions ont déjà été proposées. Ainsi Kanninen and Popelar (1985) proposent une expression du type :

$$K_{ID}(\dot{a}) = \frac{K_{IA}}{1 - \left(\frac{\dot{a}}{V_l}\right)^m} \tag{3.5}$$

où K_{IA}, V_l et m sont des constantes matérielles déterminées empiriquement.

La figure 3.9 présente un graphique d'une telle évolution ajustée sur des essais de rupture dynamique réalisés par Rosakis and Freund (1982) sur des éprouvettes en acier 4340 de type DCB.

Dans le même esprit, Zhou et al. (2005) propose une loi d'évolution en énergie de rupture G_c de la forme :

$$G_c(v_0) = G_0 \log\left(\frac{v_L}{v_L - v_0}\right) \tag{3.6}$$

où G_0 et v_L sont deux paramètres matériaux déterminés empiriquement
et v_0 est la vitesse d'avancée du front.

La figure 3.10 présente un graphique d'une telle évolution ajustée sur des essais de rupture dynamique réalisés sur des éprouvettes de PMMA pré-chargées.

Pour la simulation numérique des essais réalisés, une loi d'évolution en ténacité dynamique de propagation est choisie conformément à l'équation 3.7 :

$$K_{ID}(\dot{a}) = \frac{K_{IM}}{1 - \frac{\dot{a}}{c_R}} \tag{3.7}$$

où K_{IM} est un paramètre matériau à déterminer empiriquement.

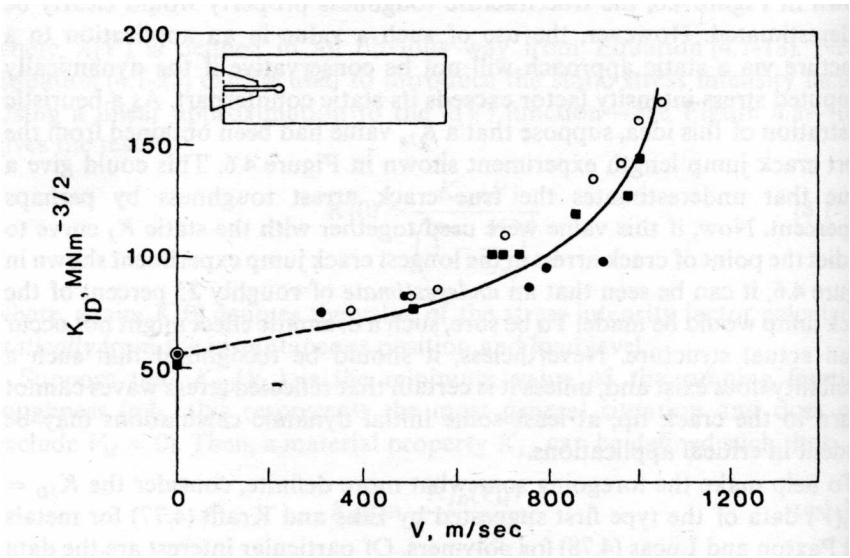


FIG. 3.9 – *Loi d'évolution de la propagation issue des essais de Rosakis and Freund (1982) et reprise par Kanninen and Popelar (1985).*

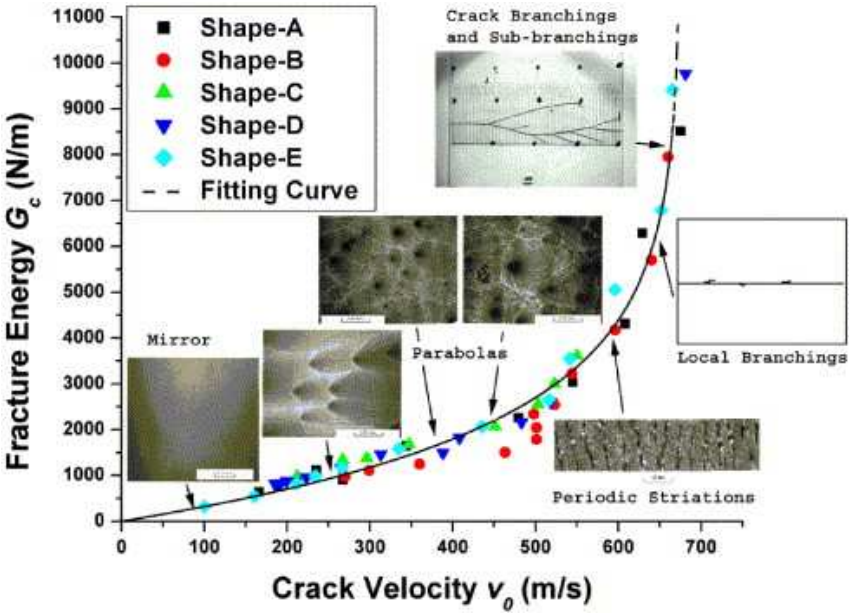


FIG. 3.10 – *Loi d'évolution de la propagation issue de Zhou et al. (2005).*

On réécrit ainsi le critère de propagation énoncé à la partie 1.2.3. On obtient le critère donné à l'équation 3.8 dont une représentation graphique est donnée à la figure 3.11.

$$\begin{array}{rcll} K^* & < & K_{1d} & \text{(pas d'initiation)} \\ K^* = K_{1d} & , & \theta^* = \theta_c & \text{(initiation)} \\ K^* \geq K_{1a} & \Longrightarrow & \dot{a} = c_R \left(1 - \frac{K_{1M}}{K^*}\right) & \text{(propagation)} \\ K^* & < & K_{1a} & \text{(arrêt)} \end{array} \tag{3.8}$$

où K_{1d} est la ténacité dynamique d'initiation, θ_c est la direction critique d'initiation, K_{1a} est la ténacité dynamique d'arrêt, $\dot{a}$ est la vitesse d'avancée du front c_R est la vitesse des ondes de Rayleigh.

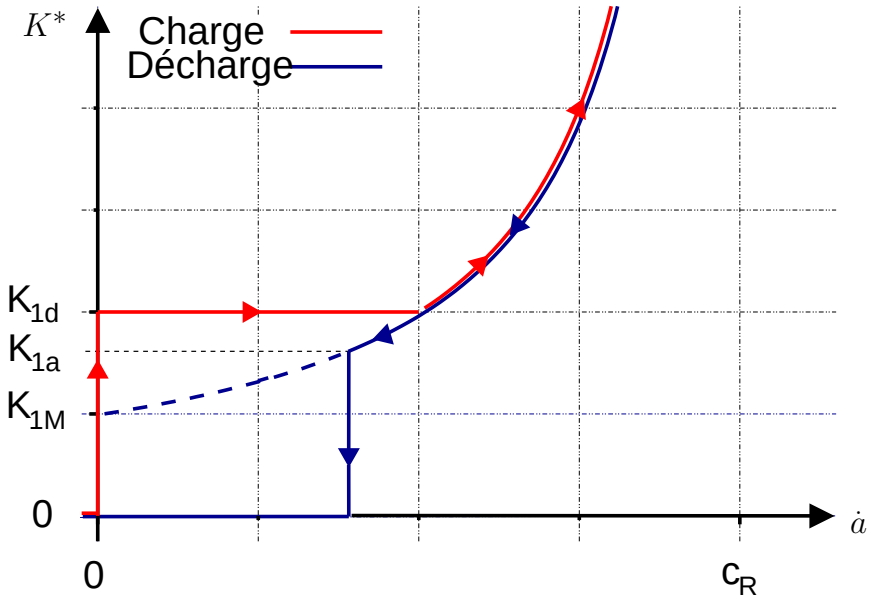


FIG. 3.11 – *Critère de propagation adopté pour la simulation numérique des essais.*

Les paramètres du critère 3.8 sont des propriétés matérielles qui doivent être déterminées empiriquement. Dans le cas général ces paramètres dépendent de la température et du taux de chargement.

La dépendance au taux de chargement est forte et l'identification expérimentale délicate. C'est un sujet encore très ouvert. Dans le cas où la pré-fissure initiale est sollicitée en mode mixte, l'angle d'initiation peut être utilisé pour déterminer la valeur de la ténacité dynamique d'initiation (voir partie 3.2.1.1). Dans le cas où la fissure est sollicitée en mode I pur à l'initiation, cela n'est plus possible. Une solution consiste à effectuer plusieurs simulations numériques jusqu'à trouver des valeurs satisfaisantes. Le problème est que plusieurs combinaisons des paramètres sont valides et qu'il est difficile de déterminer uniquement par simulation numérique la combinaison qui est physiquement satisfaisante. Ainsi l'idéal consiste à obtenir des lois d'évolution des paramètres avec le taux de chargement. Une modélisation purement macroscopique se révèle rapidement limitante et il faut coupler le modèle avec des approches microscopiques. C'est le sujet de la partie 3.3.3 où l'on s'intéresse à l'influence de la taille du rayon de pré-entaille et du taux de chargement sur la ténacité dynamique d'initiation.

3.2 Simulation numérique des essais de rupture dynamique présentés dans la partie 2

3.2.1 Application à un cas de propagation dynamique en mode mixte

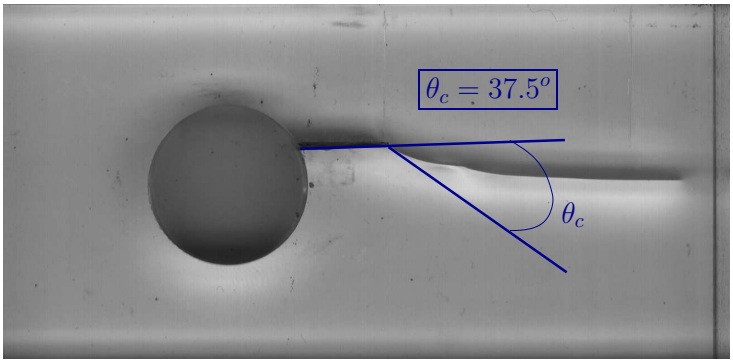
Dans cette partie, on présente la simulation numérique des essais de rupture dynamique réalisés en Octobre 2004 et présentés à la partie 2.2.1.2 et en annexe C.2. Ces essais ont été réalisés sur un banc d'essai aux barres de Hopkinson et la position du front a été mesurée avec des appareils photographiques standards.

Pour ce premier exemple, on adopte le critère de propagation le plus simple possible, dépendant uniquement d'un paramètre ($K_{1d} = K_{1a} = K_{IM}$ dans l'équation 3.8) comme dans Grégoire et al. (2007). On obtient :

$$\begin{array}{rcll} K^* & < & K_{1d} & \text{(pas d'initiation)} \\ K^* = K_{1d} & , & \theta^* = \theta_c & \text{(initiation)} \\ K^* \geq K_{1d} & \Longrightarrow & \dot{a} = c_R \left(1 - \frac{K_{1d}}{K^*}\right) & \text{(propagation)} \\ K^* & < & K_{1d} & \text{(arrêt)} \end{array} \tag{3.9}$$

3.2.1.1 Estimation de la ténacité dynamique d'initiation à l'aide de l'angle d'initiation.

Le critère présenté à l'équation 3.9 fourni la loi d'évolution dynamique de la fissure. Le seul paramètre manquant est alors la valeur de la ténacité dynamique d'initiation K_{Id}. Pour se faire, on propose d'utiliser l'angle d'initiation observée sur les éprouvettes issues des essais. Une direction critique d'initiation de $\theta_c = -37.5^o$ est mesurée sur les éprouvettes post-mortem (figure 3.12).



Incertitude : 0.25^o

FIG. 3.12 – *Octobre 2004 - EP05 - Angle d'initiation*

Ensuite une simulation numérique de la réponse dynamique de l'éprouvette avec une fissure initiale fixe est réalisée à l'aide du logiciel Elfe3D (pas de propagation). Le maillage (1377 quadrangles à 4 points d'intégration) et les conditions limites sont représentés à la figure 3.8. Le calcul requiert 200 pas de temps de $\Delta t = 1\ \mu s$. On calcule alors l'évolution temporelle de la direction du maximum des contraintes circonférentielles θ^* et l'évolution temporelle du facteur d'intensité des contraintes circonférentielles maximum K^*. Le résultat est représenté à la figure 3.13.

L'angle critique d'initiation (37.5^o) détermine l'instant d'initiation et la valeur correspondante de K^*, qui est précisément la ténacité dynamique d'initiation K_{Id}. Pour l'essai EP05, on obtient une valeur de $K_{Id} = 1.47\ MPa\sqrt{m}$ avec une incertitude de $0.02\ MPa\sqrt{m}$ liée à l'incertitude de lecture de l'angle critique d'initiation et au faible gradient de l'évolution temporelle de la direction du maximum des contraintes circonférentielles.

Si la même méthode est appliquée aux 6 éprouvettes cassées lors de cette campagne d'essai, on a une dispersion de 5° sur l'angle critique d'initiation, ce qui conduit à une dispersion de $0.4\ MPa\sqrt{m}$ sur la valeur de ténacité dynamique d'initiation. Les simulations numériques avec propagation seront réalisées avec les signaux de vitesse issus du test EP05. Aussi la valeur de ténacité dynamique d'initiation retenue pour cet essai est $K_{Id} = 1.47 \pm 0.01\ MPa\sqrt{m}$.

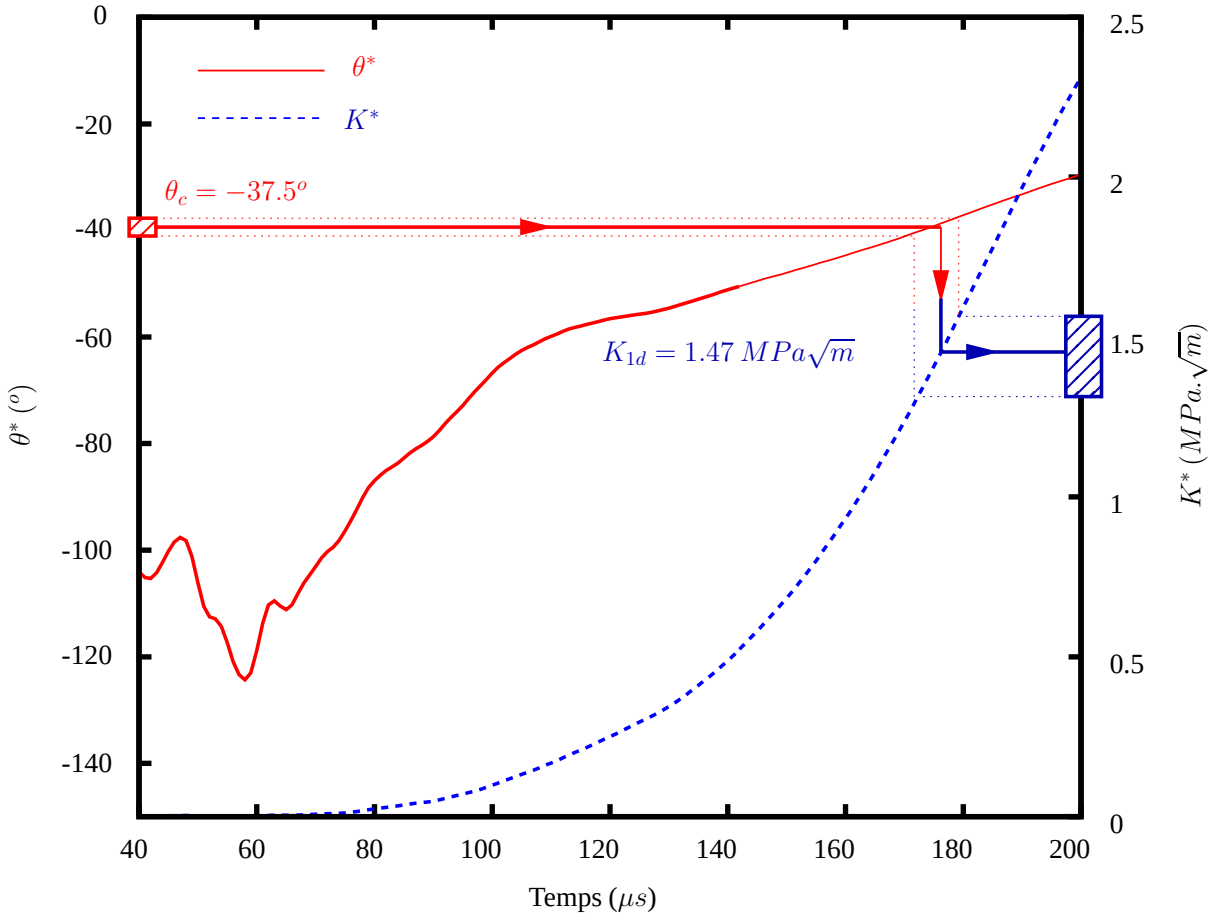


FIG. 3.13 – *Octobre 2004 - EP05 - Évaluation de la ténacité dynamique d'initiation K_{1d}.*

3.2.1.2 Simulations numériques avec propagation.

La valeur de ténacité dynamique d'initiation obtenue précédemment est utilisée dans le critère énoncé à l'équation 3.9. Une simulation numérique avec propagation est alors réalisée en utilisant le même maillage et les mêmes conditions limites illustrées à la figure 3.8. La durée du calcul est de $500\ \mu s$ (100 pas de temps de $\Delta t = 5\ \mu s$ conformément au paragraphe 3.1.1).

Les figures 3.14 et 3.15 représentent respectivement la comparaison des résultats expérimentaux (repris de la figure 2.27) et numériques concernant les trajets de fissures et les avancées du front de fissure pour une valeur de ténacité dynamique d'initiation de $K_{1d} = 1.47\ MPa\sqrt{m}$. Comme on le voit sur la figure 3.14, on retrouve bien lors de la simulation numérique les différentes phases d'initiation, de propagation, d'arrêt et de redémarrage.

Mais si les trajets de fissures concordent bien dans la phase d'initiation, les résultats sont moins satisfaisants durant les phases de propagation. De plus l'arrêt numérique se produit plus tôt et dure plus longtemps que l'arrêt expérimental. Ainsi la valeur de ténacité dynamique d'initiation $K_{1d} = 1.47\,MPa\sqrt{m}$ semble trop importante pour parfaitement rendre compte de la propagation dynamique de la fissure.

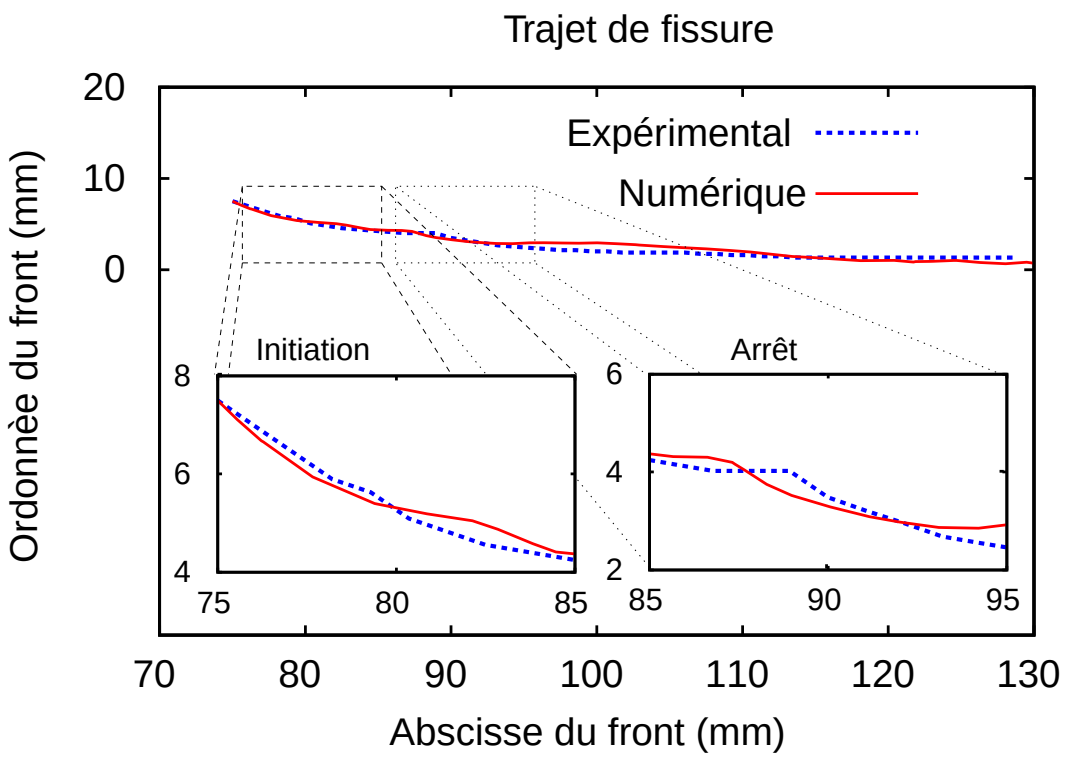


FIG. 3.14 – *Octobre 2004 - Comparaison des trajets de fissures,* $K_{1d} = 1.47\ MPa\sqrt{m}$.

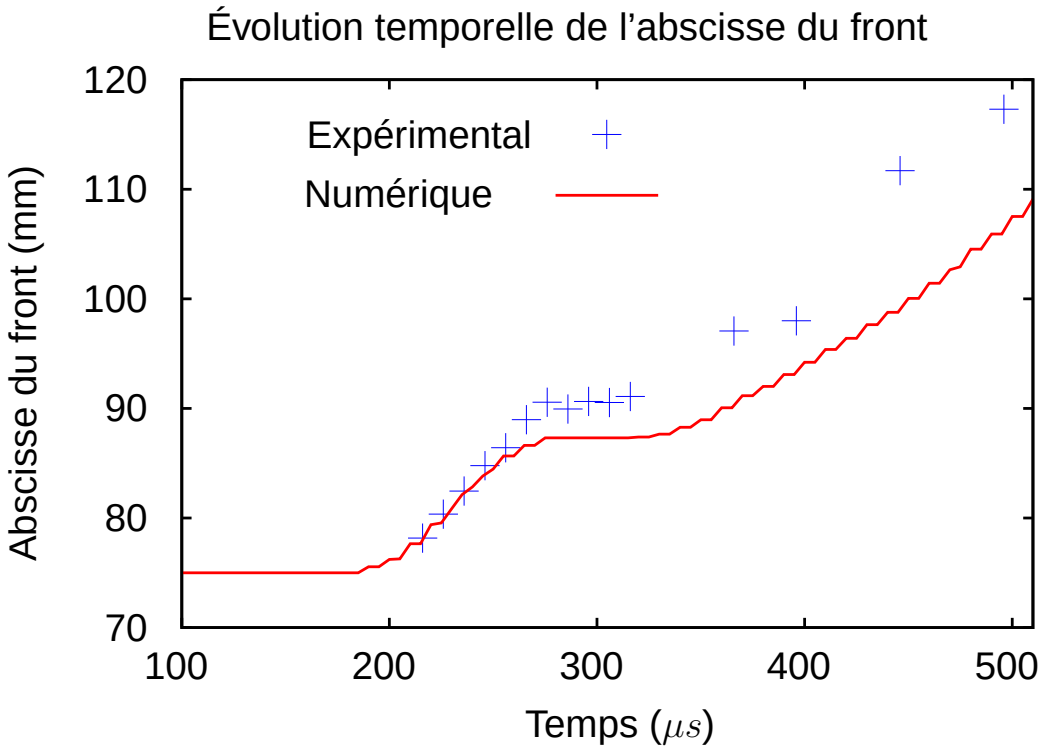


FIG. 3.15 – *Octobre 2004 - Comparaison des histoires d'avancées du front,* $K_{1d} = 1.47\ MPa\sqrt{m}$.

On retrouve ainsi que le point d'initiation n'est intrinsèquement pas sur la courbe caractérisant le critère de propagation dynamique : $\lim_{\dot{a}\to 0} K_{1D}(\dot{a}) \neq K_{1d}$ dans l'équation 3.7 comme cela a déjà été relevé par Kanninen and Popelar (1985) et Ravi-Chandar (2004). Il est nécessaire d'introduire une valeur K_{IM}, représentant le minimum de la fonction $K_{1D}(\dot{a})$ comme illustré à la figure 3.11.

Par ailleurs, ce phénomène est amplifié ici du fait que le rayon de fond d'entaille de la pré-fissure initial est beaucoup plus important que le rayon de fond de fissure après l'initiation sur les éprouvettes expérimentales. La figure 3.16 présente une photographie de la pré-entaille initiale et de la fissure après initiation. Lors des simulations numériques, la fissure a une épaisseur nulle, quelque soit la phase de propagation considérée. Or il a été montré par Saad-Gouider et al. (2006) pour le PMMA (et également par Akourri et al. (2000) pour les métaux) que la ténacité macroscopique augmente lorsque le rayon de fond d'entaille croît. Ainsi il est nécessaire de définir une ténacité dynamique d'initiation supérieure à l'amorçage d'une pré-entaille de taille importante.

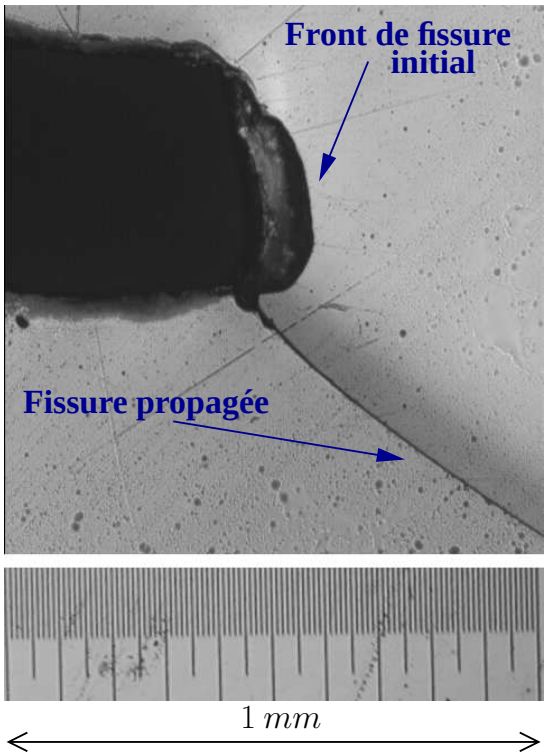
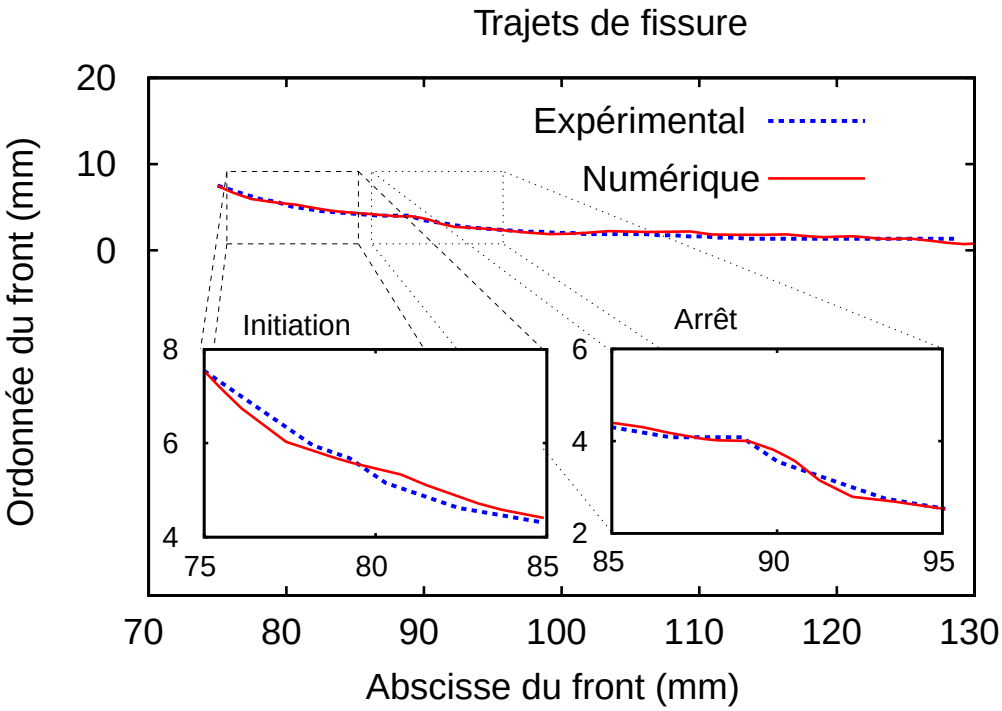


FIG. 3.16 – Octobre 2004 - Zoom sur la pré-entaille initiale et sur la fissure après l'initiation.

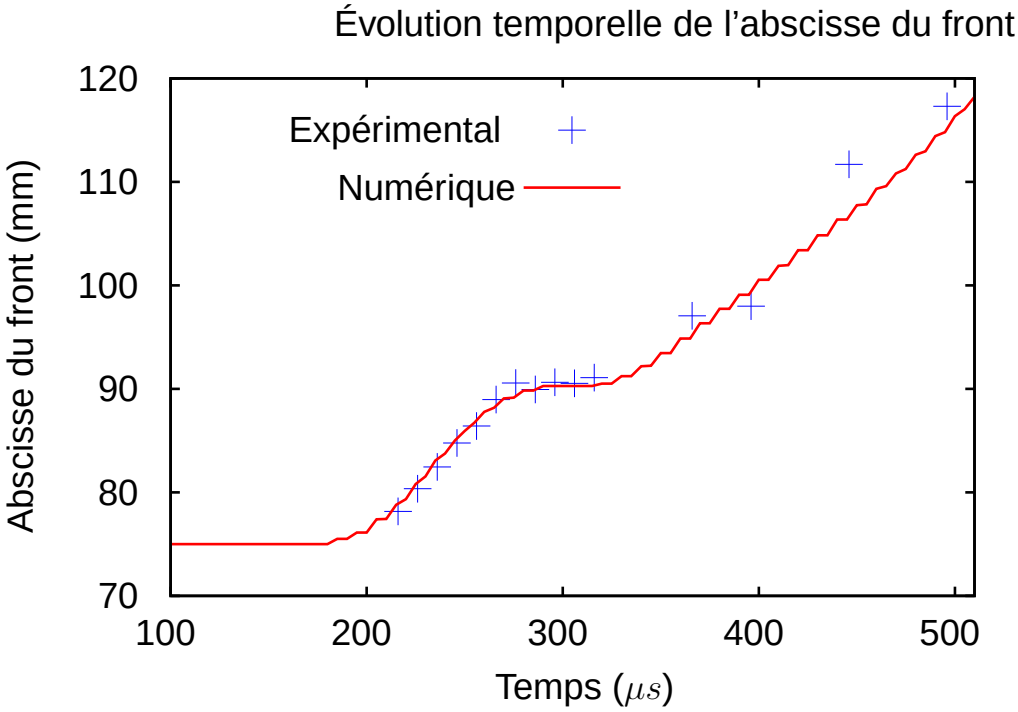
Une seconde simulation numérique est alors réalisée ($K_{1d} = 1.47\ MPa\sqrt{m}$, $K_{1M} = K_{1a} = 1.33\ MPa\sqrt{m}$). Les figures 3.17 et 3.18 présentent respectivement la comparaison des résultats expérimentaux et numériques concernant les trajets de fissures et les avancées du front de fissure. On voit qu'il y a maintenant une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et numériques quelque soit la phase de propagation. L'arrêt se produit ainsi au même endroit et au même moment. La propagation est plus courte durant les essais expérimentaux du fait des effets de bords qui ne sont pas pris en compte dans les simulations numériques.

La figure 3.19 présente la comparaison des évolutions temporelles des vitesses entrante et sortante aux interfaces barres/éprouvette obtenues durant les essais et durant les simulations. On rappelle que sur l'interface entrante, on impose, dans les simulations, le signal de vitesse obtenu lors des essais. Aussi la vitesse entrante numérique n'est pas représenté sur cette figure. Par contre, la concordance des vitesses sortantes expérimentale et numérique valide les différentes modélisations effectuées (condition d'impédance à l'interface sortante, modélisation bidimensionnelle, module de Young dynamique moyen). Après l'initiation, on observe quelques oscillations sur la vitesse sortante numérique. Ces oscillations sont dues au bruit numérique présent lors de l'évaluation des vitesses et des accélérations après propagation.



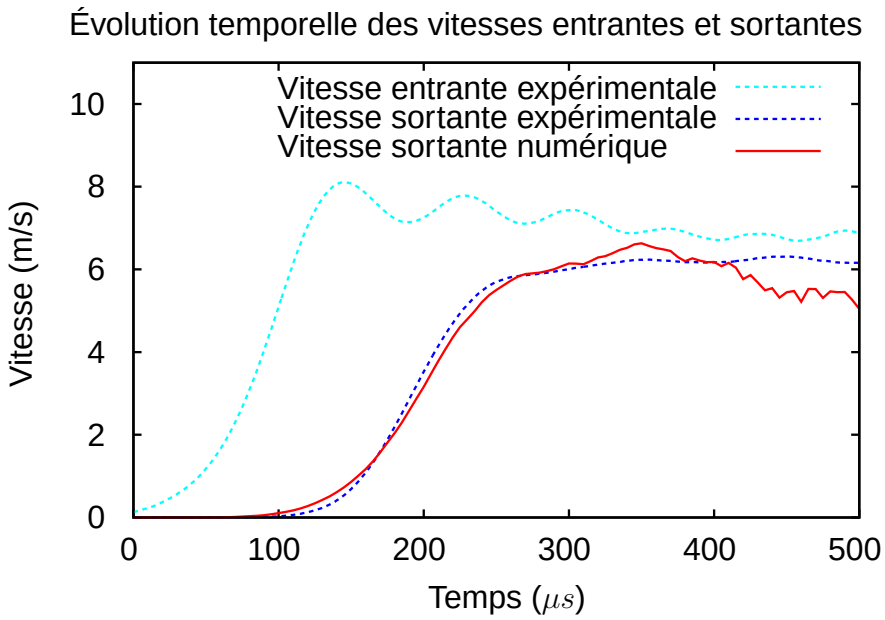
$(K_{1d} = 1.47\ MPa\sqrt{m},\ K_{1M} = K_{1a} = 1.33\ MPa\sqrt{m})$

FIG. 3.17 – *Octobre 2004 - Comparaison des trajets de fissures.*



$(K_{1d} = 1.47\ MPa\sqrt{m},\ K_{1M} = K_{1a} = 1.33\ MPa\sqrt{m})$

FIG. 3.18 – *Octobre 2004 - Comparaison des histoires d'avancées du front.*



$(K_{1d} = 1.47\ MPa\sqrt{m},\ K_{1M} = K_{1a} = 1.33\ MPa\sqrt{m})$

FIG. 3.19 – *Octobre 2004 - Comparaison des histoires des vitesses entrante et sortante.*

Cette application à la simulation des essais réalisés en octobre 2004 nous a permis de valider nos modèles et le code de calcul employé. Un critère à deux paramètres $(K_{Id}, K_{1M} = K_{1a})$ semble suffisant pour prédire la propagation d'une fissure en mode mixte soumise à un chargement dynamique de type impact. Cependant cette validation n'a été réalisée que dans un cas de chargement unique, il faut donc effectuer la simulation d'autres essais où la position du front a été mesurée précisément à l'aide d'extensomètre optique (Zimmer) ou à l'aide des techniques de localisation développée au § 2.2.3.2 afin d'étudier la dépendance du critère au taux de chargement.

3.2.2 Application à un cas de propagation dynamique en mode mixte

Dans cette partie, on présente la simulation numérique d'un essai de rupture dynamique réalisé en mars 2006 et présenté à la partie 2.2.3.3 et en annexe C.5. Cet essai a été réalisé sur un banc d'essai au vérin rapide et la position du front a été déterminée à l'aide de l'algorithme de localisation de fissures développé au § 2.2.3.2.

La vitesse d'impact est de $10 ms^{-1}$ et l'éprouvette de PMMA testée présente une pré-entaille radiale. Ainsi, une estimation de la ténacité dynamique d'initiation est obtenue en utilisant la mixité à l'initiation comme développé au § 3.2.1.1. Le maillage est le même que celui utilisé dans les simulations précédentes. Il est composé de 1377 quadrangles à 4 noeuds d'intégration. Les conditions aux limites sont celles données à la figure 3.4 dans le cas d'un banc au vérin rapide. Le maillage et les conditions limites sont explicités à la figure 3.20.

La direction critique d'initiation mesurée sur l'éprouvette *post-mortem* est $\theta_c = -76^o$ et la valeur de ténacité dynamique d'initiation correspondante est $K_{1d} = 1.65\ MPa\sqrt{m}$.

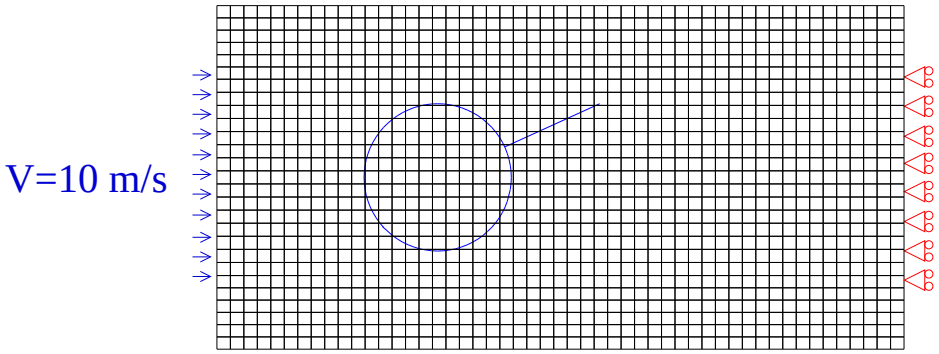


FIG. 3.20 – *Mars 2006 - Maillage, conditions aux limites et pré-entaille initiale.*

Une simulation numérique avec propagation est alors réalisée en utilisant le critère énoncé à l'équation 3.9 ($K_{1d} = 1.65\ MPa\sqrt{m}$, $K_{1M} = K_{1a} = 1.25\ MPa\sqrt{m}$). La durée du calcul est de $500\ \mu s$ (100 pas de temps de $\Delta t = 5\ \mu s$ conformément au paragraphe 3.1.1).

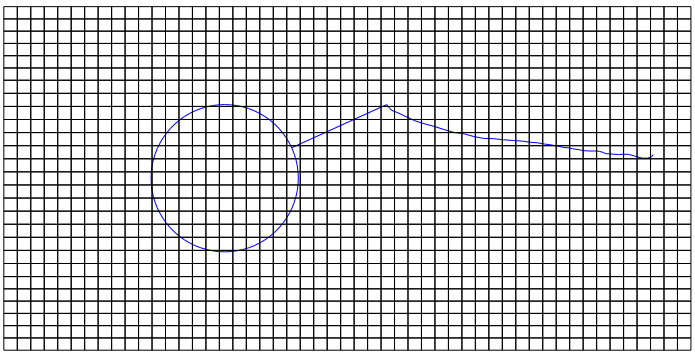


FIG. 3.21 – *Mars 2006 - Maillage et trajet de fissure numérique.*

Le trajet de fissure obtenu est représenté à la figure 3.21 et la figure 3.22 montre la comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux (repris de la figure 2.44 et détaillés dans Grégoire et al. (accepted, 2008)) en ce qui concerne les trajets de fissure et les histoires de la position du front.

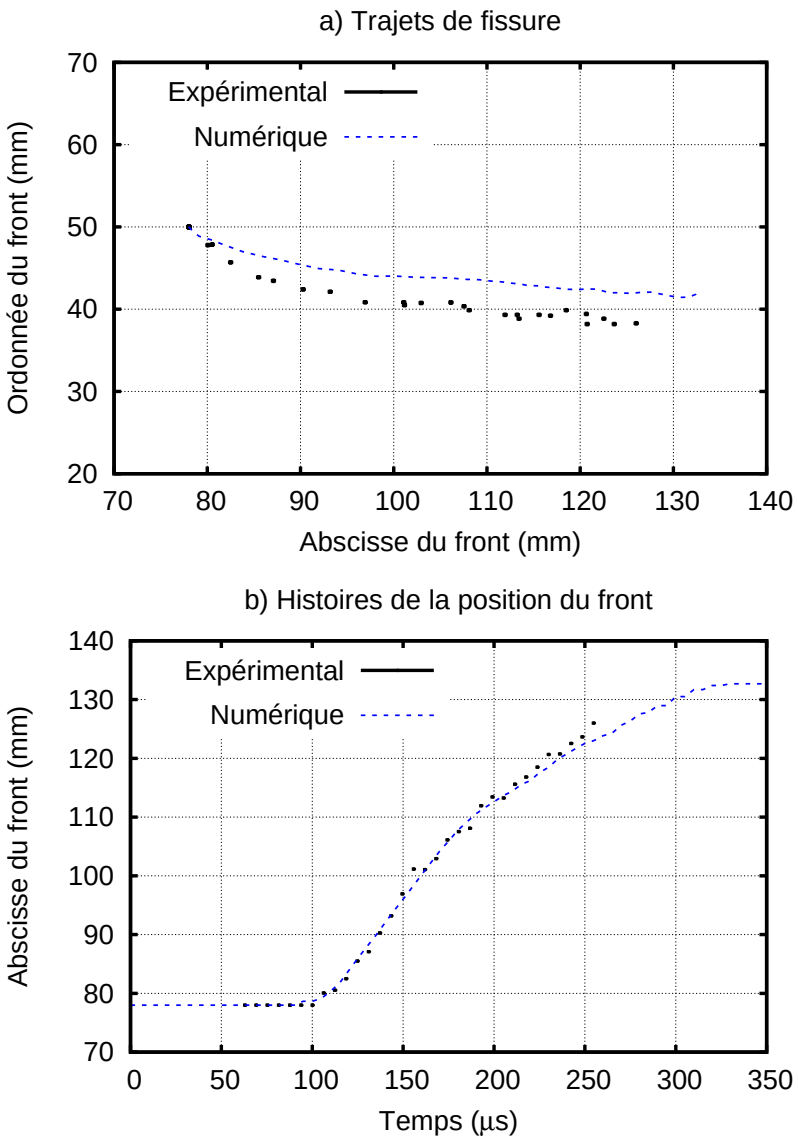


FIG. 3.22 – *Mars 2006 - Comparaisons numériques et expérimentales du trajet de fissure et de la position du front.*

Sur la figure 3.22.b, il y a une bonne concordance entre les histoires de l'abscisse du front. Cependant, si la fissure tourne bien pour se rapprocher de l'axe de symétrie de l'éprouvette (zone de contrainte maximum) lors des simulations, la mixité semble plus importante sur les trajets de fissure expérimentaux tout au long de la propagation (figure 3.22.a). Cela tient plus d'une mauvaise évaluation des facteurs des contraintes que d'un défaut du critère en direction utilisé. En effet, lors de l'évaluation, la fissure est considérée droite dans une boite entourant la pointe de la fissure 1.8. Ainsi, si la mixité est trop importante et que l'angle de branchement est élevé, une erreur non négligeable est réalisée dans l'estimation des facteurs d'intensité des contraintes et cela se répercute directement sur l'évaluation de l'angle de propagation.

Lors de cet essai il n'y a pas d'arrêt du fait des conditions aux limites en déplacement imposé. Cependant on retrouve lors de la simulation un ralentissement de la fissure au milieu de la propagation conformément à ce qui est observé lors de l'essai.

3.2.3 Application à des cas de propagation dynamique en mode I pur

Dans cette partie, on présente la simulation numérique de deux essais de rupture dynamique réalisés en Avril 2006 et présentés à la partie 2.2.2.2 et en annexe C.6. Ces essais ont été réalisés sur un banc d'essai aux barres de Hopkinson et la position du front a été mesurée avec des extensomètres optiques (Zimmer).

Étant donné que la pré-entaille est usinée sur l'axe de symétrie, la rupture s'initie en mode I pur et donc il n'est plus possible de déterminer la ténacité dynamique d'initiation à l'aide de la mixité à l'initiation. Plusieurs simulations ont été effectuées jusqu'à obtenir une bonne concordance avec les résultats expérimentaux. On notera qu'une estimation de l'instant d'amorçage peut être obtenue puisque les signaux délivrés par les jauges collées sur les barres et les signaux délivrés par les Zimmer sont synchronisés. Ainsi en gardant une référence temporelle lors du transport des ondes on connaît approximativement l'instant correspondant à l'amorçage. Cependant une synchronisation parfaite est impossible du fait de décalages temporelles impondérables comme la durée de mise en contact aux interfaces barres/éprouvette et cette méthode n'est pas assez précise pour en tirer des valeurs fiables de ténacité dynamique d'initiation.

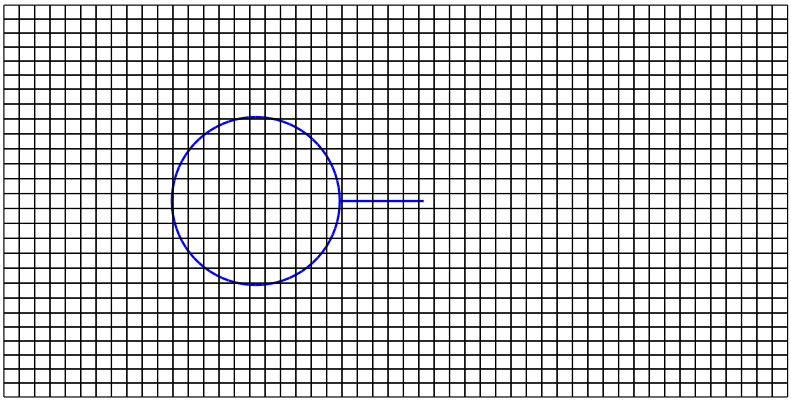


FIG. 3.23 – *Avril 2006 - Maillage et pré-entaille initiale pour l'essai EP01.*

La simulation numérique de l'essai EP01 (vitesse d'impact $9.5\ ms^{-1}$) est réalisée en utilisant le même maillage qu'au paragraphe précédent. Les conditions aux limites sont celles définies à la figure 3.8 pour les essais sur banc à barres de Hopkinson. La durée du calcul est de $600\ \mu s$ (120 pas de temps de $\Delta t = 5\ \mu s$ conformément au paragraphe 3.1.1). Le critère de propagation (équation 3.9) est toujours utilisé ($K_{1d} = 1.66\ MPa\sqrt{m}$, $K_{1M} = K_{1a} = 1.22\ MPa\sqrt{m}$). Le maillage et la pré-fissure initiale sont représentés à la figure 3.23 alors que la figure 3.24 présente le trajet de fissure obtenu. Puisque la fissure est localisée de telle sorte que l'initiation ait lieu en mode I pur, la propagation a lieu le long de l'axe de symétrie naturelle de l'éprouvette.

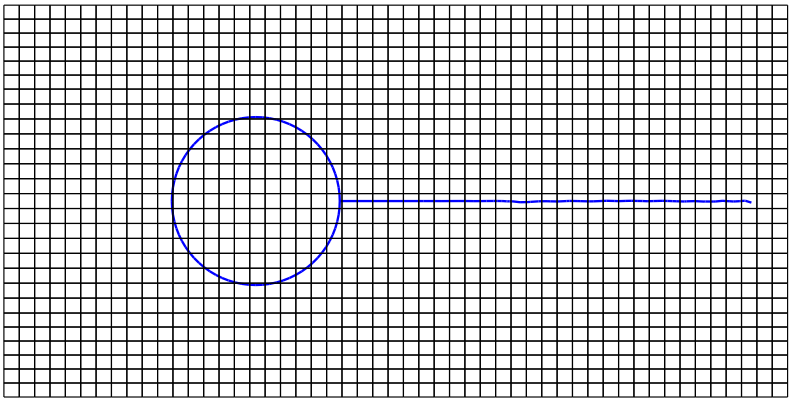


FIG. 3.24 – *Avril 2006 - Maillage et trajet de fissure pour l'essai EP01.*
(vitesse d'impact $9.5\ ms^{-1}$*)*

La figure 3.25 montre la comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux (repris de la figure 2.32) en ce qui concerne l'histoire de la position du front. Une bonne concordance des histoires de position du front est obtenue et l'arrêt numérique a lieu au même moment et au même endroit que lors des essais.

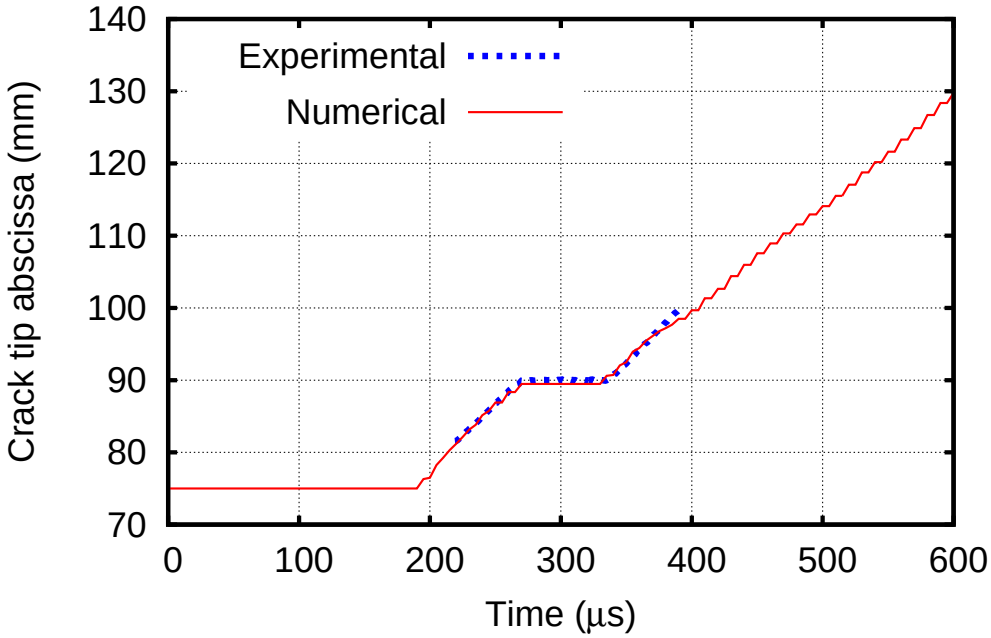


FIG. 3.25 – *Avril 2006 - Comparaison des histoires de la position du front pour l'essai EP01.*

La simulation numérique de cet essai confirme la validité du code de calcul pour la simulation de la propagation dynamique de fissure sous impact. La localisation de la position du front par extensomètre optique permet d'obtenir une mesure très précise et ainsi de valider le code et les algorithmes retenus dans les phases hautement transitoires que sont l'initiation, l'arrêt et le redémarrage de la fissure.

Afin de tester plus encore la robustesse du code, on effectue la simulation de l'essai EP08bis durant lequel plusieurs phases d'arrêt avaient été observées (voir figure 2.33). La vitesse d'impact est maintenant de $7.4ms^{-1}$. Le maillage est identique et la durée du calcul est de $1000\mu s$ (200 pas de temps de $\Delta t = 5\mu s$ conformément au paragraphe 3.1.1). Puisque l'initiation dépend fortement de la forme du front de la pré-entaille initiale (Grégoire et al., 2007), cet essai est réalisé en deux étapes. Tout d'abord une courte propagation (3.5 mm) est obtenue en impactant l'éprouvette à faible vitesse. Ainsi, la forme du front initial dans le cas de l'impact réel est similaire à la forme du front de la fissure durant la propagation. Le maillage et la pré-fissure initiale représentés à la figure 3.26 prennent donc en compte cette première avancée de fissure.

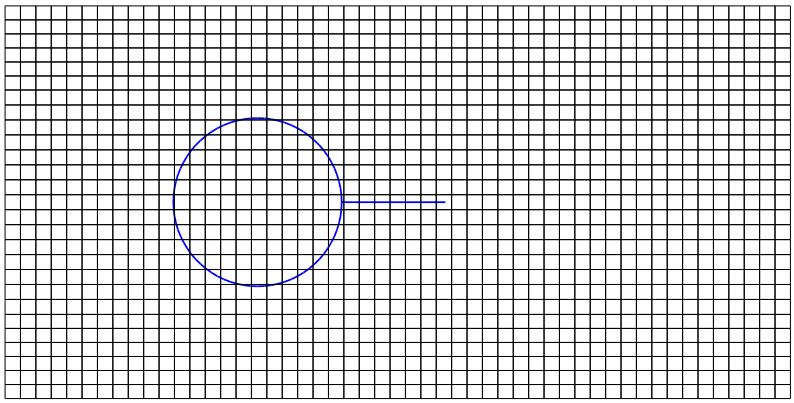


FIG. 3.26 – *Avril 2006 - Maillage et pré-entaille initiale pour l'essai EP08bis.*

Bien que la fissure initiale soit maintenant semblable à la fissure se propageant, on retrouve en effectuant la simulation qu'il est nécessaire d'imposer une ténacité dynamique d'initiation différente de la valeur de la ténacité dynamique de propagation à vitesse nulle ($\lim_{\dot{a}\to 0} K_{1D}(\dot{a}) \neq K_{1d}$ dans l'équation 3.7). L'écart entre ces deux valeurs est maintenant intrinsèquement liée au phénomène de propagation dynamique de fissure. La figure 3.27 présente le trajet de fissure obtenu pour les valeurs de ténacité dynamique suivantes : $K_{1d} = 0.95\ MPa\sqrt{m}$ et $K_{1M} = K_{1a} = 0.85\ MPa\sqrt{m}$ (critère donné à l'équation 3.9).

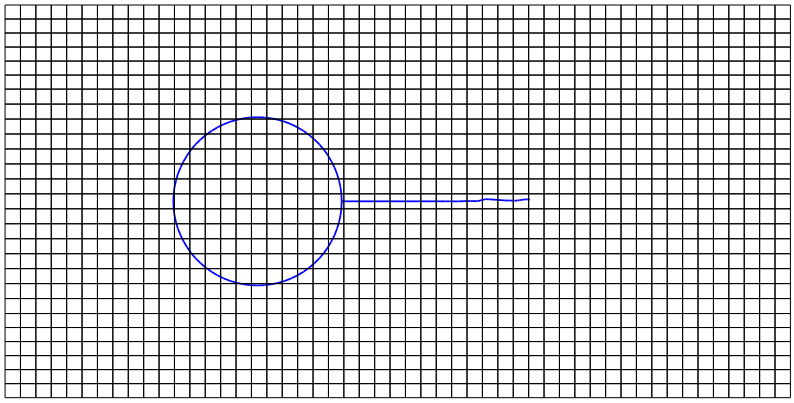


FIG. 3.27 – *Avril 2006 - Maillage et trajet de fissure pour l'essai EP08bis.*
(vitesse d'impact $7.4\ ms^{-1}$*)*

On retrouve sur la figure 3.28 les différentes phases d'arrêts et de reprises de la propagation. Le premier arrêt numérique a lieu au même moment et au même endroit que lors de l'essai. Les arrêts suivants sont assez bien localisés en espace mais décalés dans le temps. Ces phases de redémarrages successifs sont en effet très complexes à représenter numériquement car elles sont par certains cotés similaires au phénomène de broutement ("stick-slip") que l'on rencontre en mécanique du contact. Cependant étant donné le caractère purement macroscopique de nos modèles et la simplicité de nos critères ces résultats sont déjà satisfaisants.

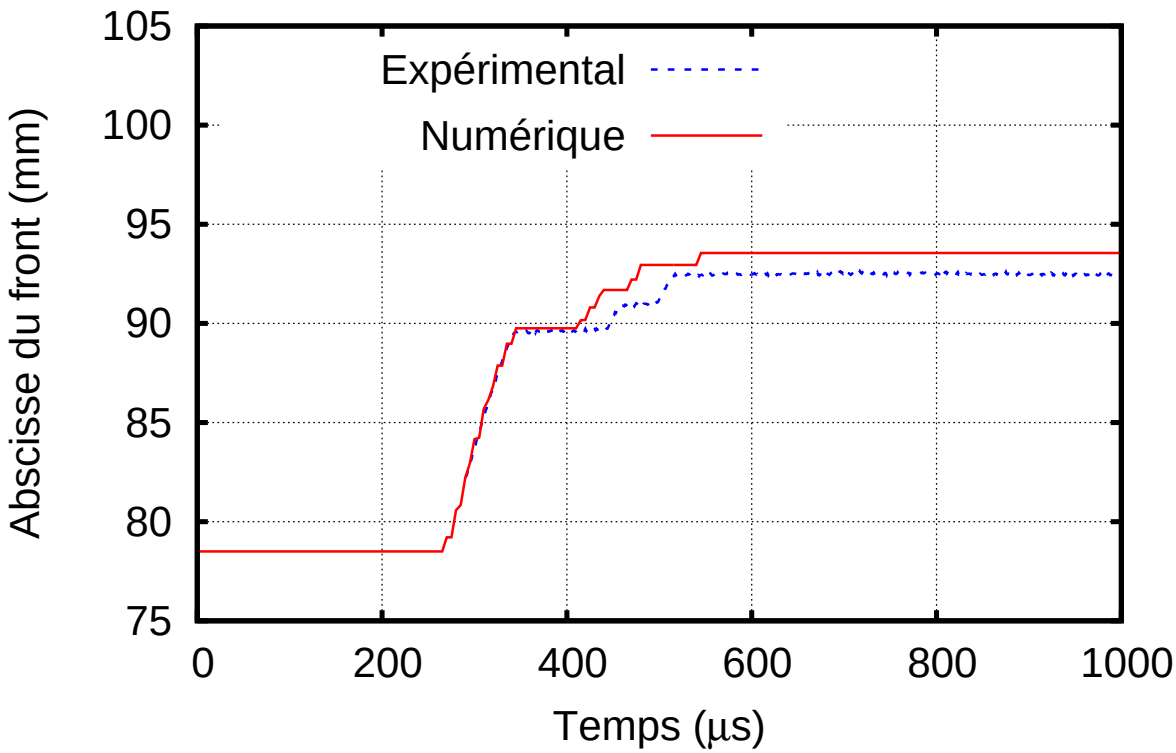


FIG. 3.28 – *Avril 2006 - Comparaison des histoires de la position du front pour l'essai EP08bis.*

3.3 Influence du taux de chargement et du rayon de la pré-entaille.

Les différentes simulations effectuées dans les parties précédentes ont montré la robustesse de notre outil numérique et la validité des critères de rupture dynamique énoncés, en mode I pur comme en mode mixte. Dans ce paragraphe, on cherche maintenant à qualifier l'influence de la vitesse de chargement sur les phases de propagation, d'arrêt et de redémarrage d'une fissure sous impact ainsi que l'influence du rayon de la pré-entaille. On justifie ensuite les résultats obtenus à l'aide d'une approche microscopique thermodynamique du craquelage prenant en compte les dissipations plastiques dans la zone d'élaboration.

3.3.1 Études expérimentales de l'influence du taux de chargement sur les phases de propagation

Une série de 9 essais a été réalisée en mars 2007 au LMS sur le banc aux barres de Hopkinson décrit dans la partie 2.15. Le détail précis de ces essais est reporté dans l'annexe C.7. Les éprouvettes testées présentent une pré-entaille radiale afin d'accentuer les effets de mixité à l'initiation (voir figure 3.29). Neuf essais sont réalisés à des vitesses d'impact différentes. Les conditions expérimentales sont décrites dans le tableau 3.2.

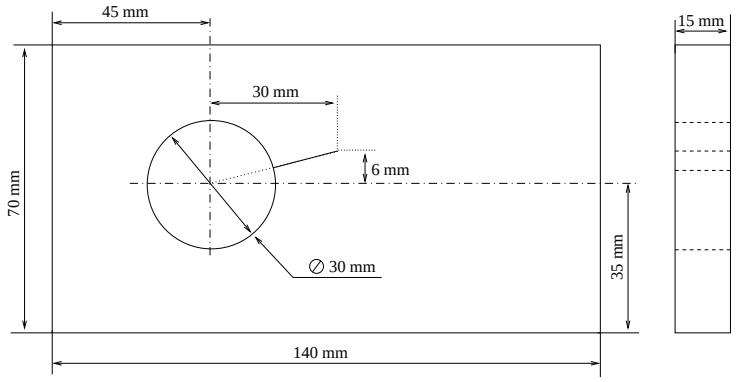


FIG. 3.29 – *Mars 2007 - Géométrie des éprouvettes testées.*

Date / Lieu	Mars 2007 / LMS								
Essai	Ep040	Ep041	Ep042	Ep043	Ep044	Ep045	Ep047	Ep048	Ep049
Vitesse d'impact ($m.s^{-1}$)	8.35	5.75	7	10.3	9.3	11.2	12.1	12	12.6

Incertitude : $0.08\, m.s^{-1}$

TAB. 3.2 – *Mars 2007 - Conditions expérimentales.*

Durant ces essais, deux extensomètres optiques ont été utilisés pour localiser le front de fissure conformément à la partie 2.2.2. Les caractéristiques des deux objectifs 115 (étendue de mesure $100\, mm$) et 116 (étendue de mesure $20 mm$) utilisés sont collectées dans le tableau 2.5. Les deux objectifs visent la même fissure initiale et les deux signaux fournis par les extensomètres sont synchronisés. Les histoires brutes des positions successives du front de fissure obtenues avec l'objectif 115 (étendue de mesure $100\, mm$) sont représentées à la figure 3.30.

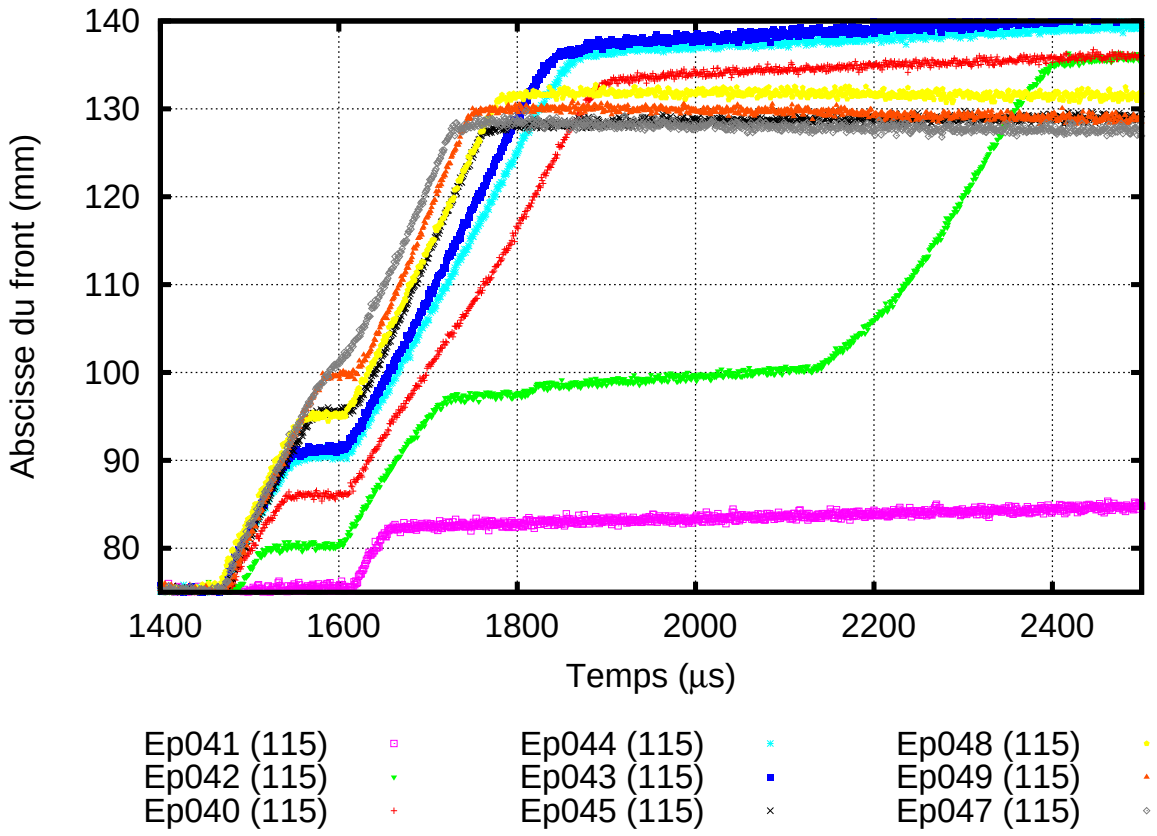


FIG. 3.30 – *Mars 2007 - Histoires brutes des positions du front de fissure.*

On voit sur la figure 3.30 tout l'intérêt de la localisation par extensomètres optiques. L'obtention en un essai de l'histoire complète du trajet de fissure ainsi que la précision de la mesure permettent d'appréhender l'influence de la vitesse de chargement sur les trajets de fissure. A faible vitesse d'impact (Ep041 - $5.75 ms^{-1}$), on observe une courte phase de propagation. La fissure s'arrête et ne redémarre pas. Lorsque la vitesse d'impact augmente (Ep042 - $7\, ms^{-1}$), l'initiation a lieu plus tôt et on observe plusieurs phases de propagation séparées par plusieurs phases d'arrêt comme dans le cas de l'essai Ep08bis réalisé en avril 2006 (voir figure 3.28). Pour des vitesses d'impact supérieures ($7 < V_{impact} < 12\, ms^{-1}$), les différentes phases des histoires des positions du front sont semblables. Une première phase de propagation à vitesse horizontale constante est suivie d'une phase d'arrêt puis d'une seconde phase de propagation à vitesse horizontale constante. Lorsque la vitesse d'impact augmente encore (Ep047 - $12.1\, ms^{-1}$), on ne distingue plus de phase d'arrêt mais uniquement un ralentissement de la fissure. On remarque que pour l'essai Ep049 ($12.6\, ms^{-1}$) on observe encore une phase d'arrêt alors que la vitesse d'impact est supérieure. Cette vitesse limite d'impact correspond à une transition arrêt/ralentissement et le résultat expérimental dépend fortement de défauts d'alignement de l'éprouvette entre les barres ou de la forme de la pré-entaille usinée. Plusieurs essais réalisés à cette vitesse d'impact ne seraient pas parfaitement reproductibles. Cela montre encore l'intérêt de l'observation par extensomètre optique vis-à-vis de moyens optiques plus traditionnels pour l'étude de ces phases transitoires.

Les signaux délivrés par les extensomètres optiques prennent en compte le déplacement de corps solide de l'éprouvette durant l'essai en plus de l'avancée de fissure. Ainsi ces signaux sont corrigés afin d'obtenir l'avancée réelle de fissure conformément au §2.2.2.2. La figure 3.31 présente, pour cinq essais, les histoires corrigées des positions successives du front de fissure obtenues avec les deux extensomètres optiques. L'instant où les ondes atteignent l'interface barre entrante/éprouvette est choisi comme instant de référence. Puisque l'étendue de mesure de l'objectif 116 est de $20\ mm$, l'histoire de la propagation complète n'est pas obtenue. Le zéro du signal mesuré avec l'objectif 116 est ainsi ajusté afin de faire correspondre la phase d'arrêt avec la position mesurée sur l'éprouvette post-mortem. Les signaux délivrés par les deux Zimmer (objectif 115 et 116) concordent parfaitement.

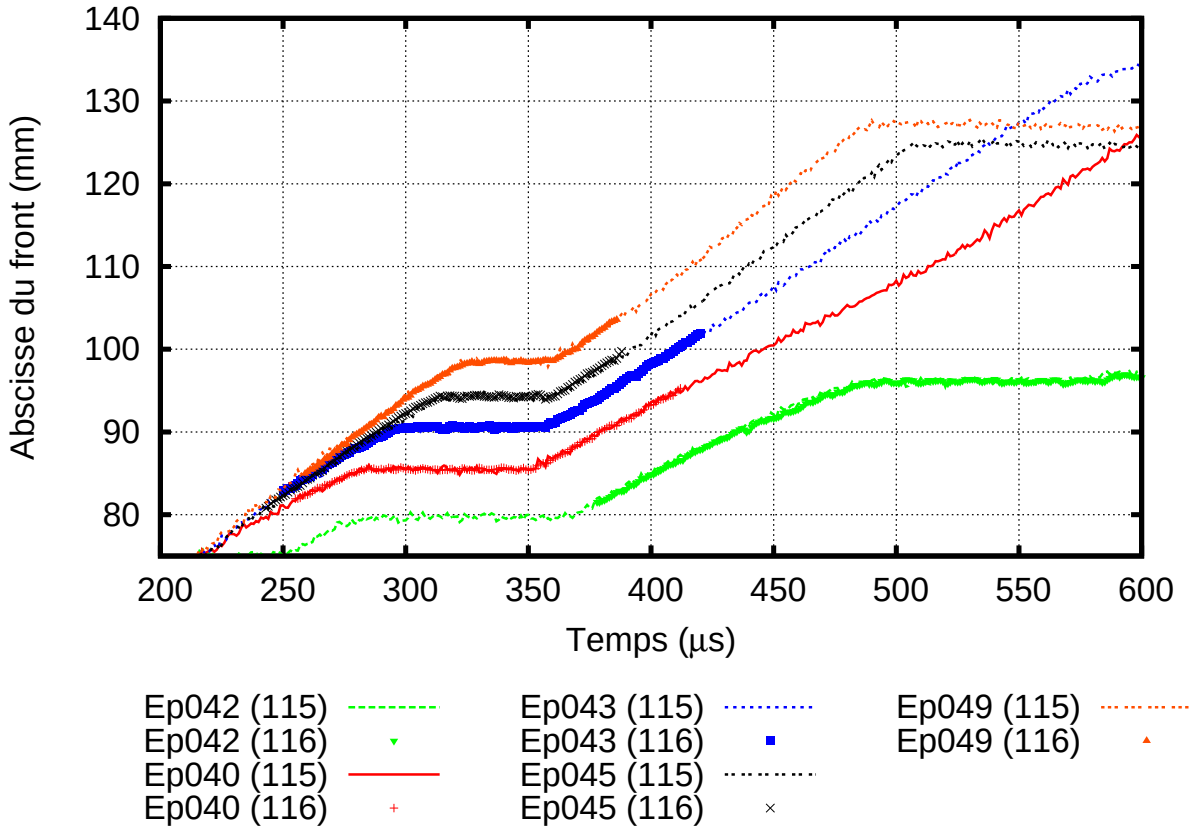


FIG. 3.31 – *Mars 2007 - Histoires corrigées des positions du front de fissure.*

Sur la figure 3.31, on distingue pour chaque essai un saut franc de la vitesse d'avancée du front lors des phases d'arrêt et de redémarrage. Plus la vitesse d'impact est importante, plus la vitesse d'avancée du front est importante durant les phases de propagation. De même, plus la vitesse d'impact est importante, plus la phase d'arrêt est tardive et courte. Ainsi le critère d'initiation est atteint plus tard, ce qui correspond à une augmentation de la ténacité dynamique d'initiation avec le taux de chargement.

3.3.2 Étude numérique d'un essai.

La simulation numérique de l'essai Ep040 ($8.35\ ms^{-1}$) présenté précédemment a été réalisé avec un maillage composé de 1377 quadrangles à 4 noeuds d'intégration. La durée de simulation est de $600\ \mu s$ (120 pas de temps de $\Delta t = 5\ \mu s$ conformément au paragraphe 3.1.1). L'éprouvette testée présentant une pré-entaille radiale, une estimation de la ténacité dynamique d'initiation est obtenue en utilisant la mixité à l'initiation comme développé au § 3.2.1.1. Le critère de propagation (équation 3.9) est utilisé ($K_{1d} = 1.02\ MPa\sqrt{m}$, $K_{1M} = K_{1a} = 0.95\ MPa\sqrt{m}$). Le maillage et les conditions limites sont ceux définis à la figure 3.8 pour les essais sur banc à barres de Hopkinson. La figure 3.32 présente la comparaison des histoires des positions du front expérimentales et numériques. Une bonne concordance des résultats est obtenue. La phase d'initiation et la phase d'arrêt ont lieu au même endroit et au même moment durant les simulations et les essais expérimentaux.

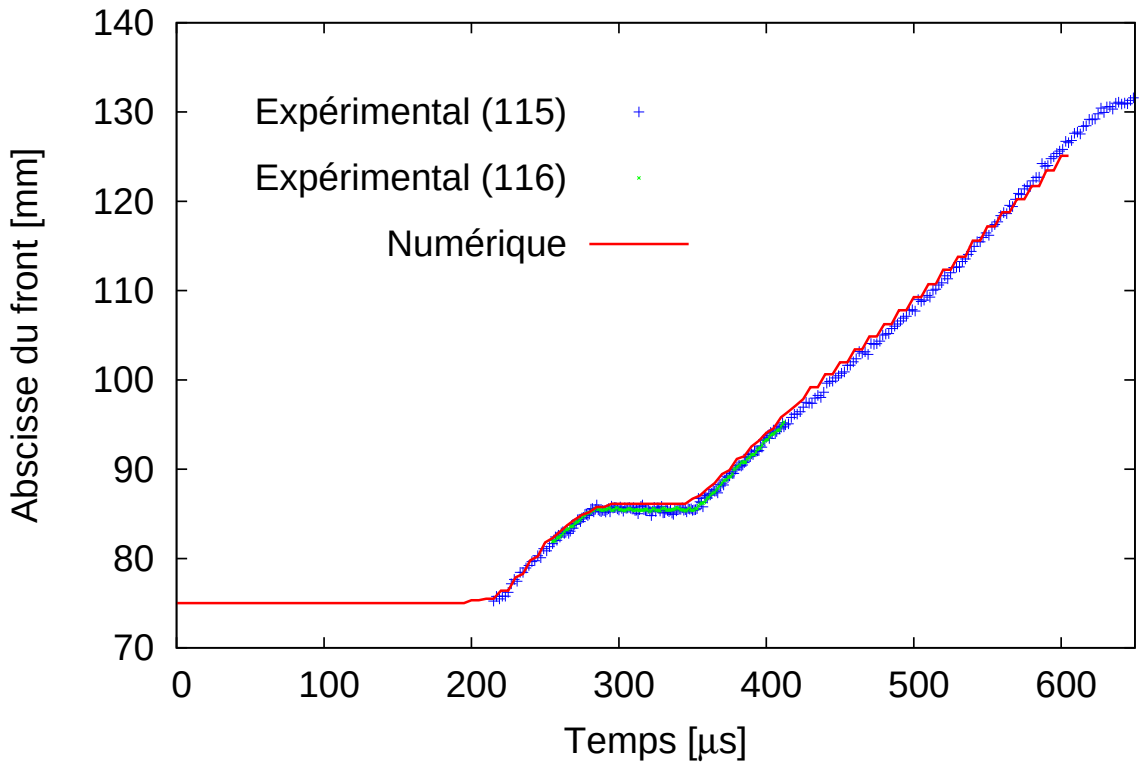


FIG. 3.32 – *Mars 2007 - Ep040 - Comparaisons des résultats expérimentaux et numériques.*

Seul l'essai Ep040 a pu être simulé durant cette thèse. Il serait très intéressant de simuler les autres essais réalisés afin d'obtenir les variations des paramètres du critères utilisés avec la vitesse de chargement.

3.3.3 Justifications à l'aide d'une approche microscopique du craquelage.

L'influence de la taille du rayon de la pré-entaille a déjà été observée dans la partie 3.2.1.2. La ténacité macroscopique augmente lorsque le rayon de fond d'entaille croît. Ainsi il est nécessaire de définir une ténacité dynamique d'initiation supérieure à l'amorçage d'une pré-entaille de taille importante.

Deux techniques expérimentales ont été mises en oeuvre pour obtenir un front de fissure similaire à l'amorçage et durant la propagation. Cependant aucune ne donne entière satisfaction et ces techniques n'ont été employées que pour quelques essais :

- Lors de l'essai Ep10 réalisé en mars 2006 et décrit dans la partie 2.2.3.3, une pré-fissure très fine a été introduite avant l'essai en lâchant un poids sur une lame de rasoir posée en fond de pré-entaille. Cette technique permet d'introduire une pré-fissure de géométrie quelconque mais il est difficile d'obtenir l'avancée désirée en un seul lâcher de poids. De plus, suivant la position initiale de la lame de rasoir sur le fond de pré-entaille, l'avancée de fissure peut être variable dans l'épaisseur. La géométrie de pré-fissure obtenue est donc souvent inégale et chahutée.

- Lors de la campagne réalisée en avril 2006, l'essai Ep08bis (voir §2.2.2.2) a été réalisé en deux étapes. Tout d'abord une courte propagation est obtenue en impactant l'éprouvette à faible vitesse. Ensuite l'essai réel est réalisé avec un impact plus important. La pré-fissure est alors issue d'une propagation réellement dynamique. Elle est donc semblable à la fissure qui propage durant l'essai réel. Cependant seules les pré-fissures en mode I peuvent être réalisées avec cette technique. En effet, une pré-entaille radiale sollicitée en mode mixte et initiée à faible vitesse d'impact aura tendance à tourner pour se rapprocher de l'axe de symétrie de l'éprouvette.

Ainsi pour la majorité des essais réalisés, la taille du rayon de la pré-entaille est nettement plus importante que la taille du rayon du front de fissure lors de la propagation (la figure 3.16 présente une photographie de la pré-entaille initiale et de la fissure après initiation pour l'essai Ep05 réalisé en Octobre 2004). Il est donc intéressant de quantifier l'influence de la taille du rayon de la pré-entaille sur l'amorçage de fissure. Dans cette optique, une approche macroscopique se révèle insuffisante et il est nécessaire de modéliser les phénomènes mis en jeu à l'échelle microscopique.

Dans le cadre d'un projet "Bonus Qualité Recherche" financé par l'INSA[4] de Lyon, un partenariat a été entrepris avec Rafael Estevez, Maître de Conférences Habilité à Diriger des Recherches au laboratoire MATEIS[5]. Cette collaboration a pour but de quantifier la dépendance de la ténacité dynamique d'initiation à la taille du rayon de fond d'entaille. L'originalité de la démarche est de relier notre description macroscopique des expériences de rupture dynamique réalisées avec une description microscopique thermodynamique du phénomène de craquelage à l'initiation. Des simulations numériques à l'échelle microscopique prenant en compte les dissipations plastiques dans la zone d'élaboration sont réalisées. Les lois constitutives utilisées pour décrire le comportement viscoplastique du PMMA ainsi que la description du craquelage par zones cohésives ont été présentées par Estevez and Basu (2008).

[4]Institut National des Sciences Appliquées, www.insa-lyon.fr .
[5]Matériaux : Ingénierie et Science, http ://mateis.insa-lyon.fr .

La figure 3.33 présente quelques résultats obtenus lors de ce partenariat. On représente l'évolution de la ténacité dynamique d'initiation en fonction du taux de chargement et de la taille du rayon d'entaille en présence de défaut. On observe bien une augmentation de la ténacité dynamique d'initiation avec le taux de chargement comme cela a été noté expérimentalement dans la description de la figure 3.31. De plus, la ténacité augmente avec le rayon d'entaille et on observe qu'un défaut présent au niveau de la pré-entaille initiale a une grande influence. Plus la taille du défaut est importante, plus le comportement se rapproche de celui observé pour une pré-entaille très fine correspondant au tapping (rayon d'entaille de $0.005\ mm$).

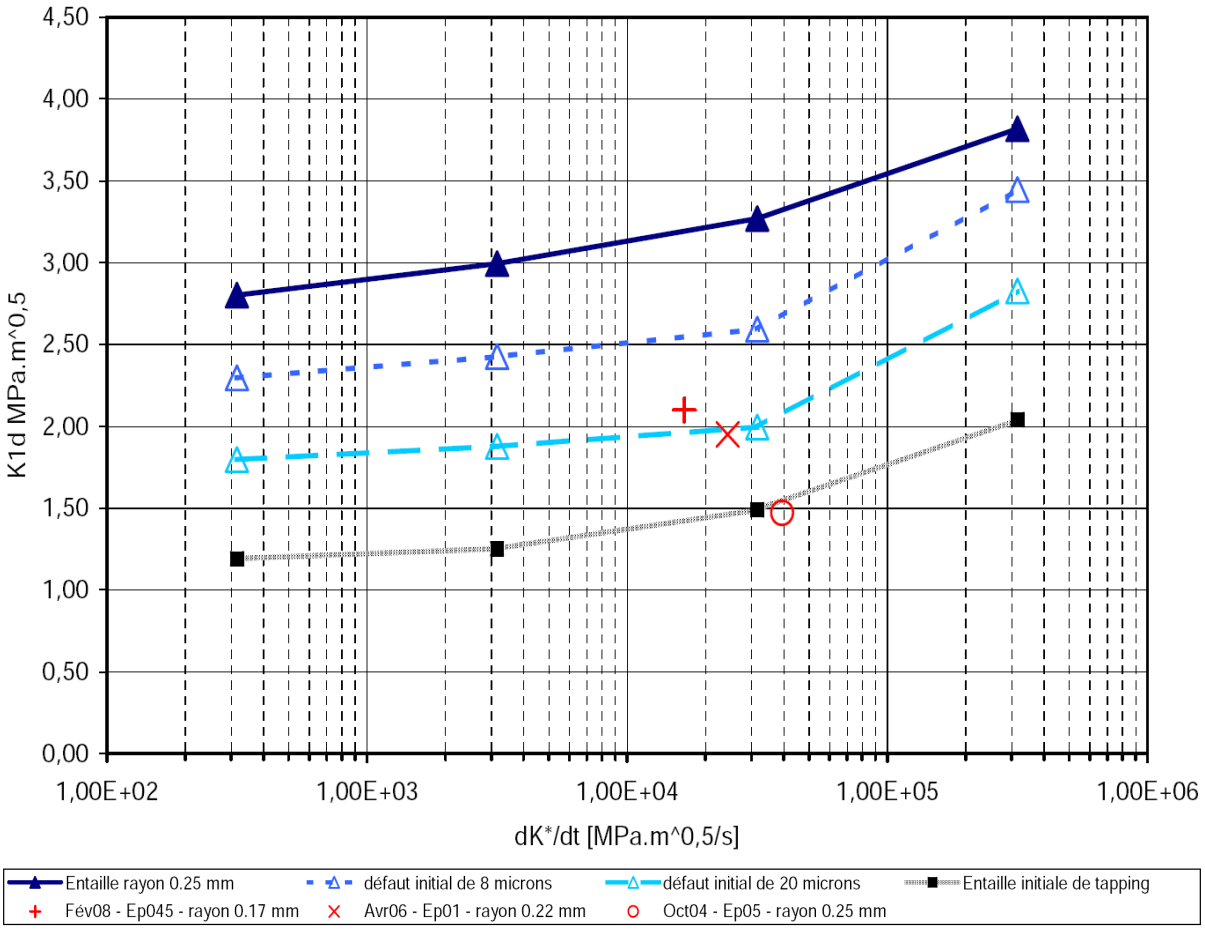


FIG. 3.33 – *Influence du taux de chargement et de la taille du rayon d'entaille sur la ténacité dynamique d'initiation.*

On a également reporté sur la figure 3.33 quelques uns des résultats obtenus durant nos expériences de rupture dynamique. On observe une bonne concordance pour les essais Ep01 et Ep045 en considérant un défaut initial dû au trait de scie de $20\ \mu m$. Pour l'essai Ep05, la valeur de ténacité se situe au niveau de celle obtenue dans le cas du tapping, ce qui est très faible. Lors des premières campagnes d'essai (Octobre 2004), l'usinage des pré-entailles a été effectué avec moins de précaution. La lubrification a été effectuée en injectant du pétrole lors de l'usinage. Cette technique de lubrification est insuffisante et cela se traduit par un fort échauffement et un fond d'entaille qui apparaît déformé et fondu comme on le voit à la figure 3.16. De plus, le pétrole peut interagir avec le PMMA et modifier son comportement à l'amorçage. Cette technique a donc été proscrite par la suite, et les pré-entailles ont été réalisées en lubrifiant à l'air sur une scie à maquette avec une vitesse d'avance très faible. On obtient des fonds d'entaille beaucoup plus propres comme on le voit à la figure 3.34 pour l'essai Ep01 réalisé en avril 2006.

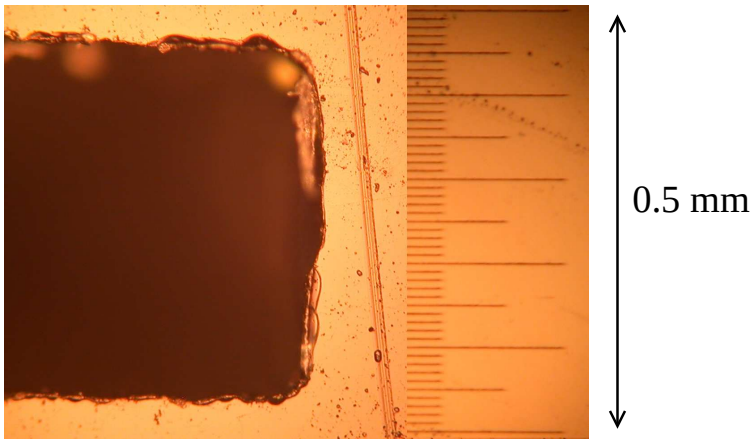


FIG. 3.34 – *Avril 2006 - Ep01 - Vue du front au miscroscope optique*

Seuls quelques uns de nos essais ont pour l'instant fait l'objet d'une comparaison avec l'étude microscopique du craquelage. L'effort de collaboration entre les laboratoires LaMCoS et MATEIS mérite d'être poursuivis afin de faire communiquer nos descriptions macroscopique et microscopique et ainsi mieux comprendre les phénomènes mis en jeu lors de l'amorçage de fissures sous impact.

3.4 De la validation de critères au design expérimental.

Lorsque l'on veut étudier des phénomènes particuliers en rupture dynamique, il est difficile de concevoir expérimentalement une géométrie d'éprouvette optimisée. De nombreux essais et tâtonnements sont nécessaires avant d'obtenir des résultats satisfaisants. Ce problème est récurent dans toutes les études de recherche en mécanique expérimentale, mais il est amplifié en mécanique de la rupture dynamique sous impact du fait des phénomènes complexes transitoires mis en jeu. C'est dans ces situations que l'intérêt d'un code de calcul robuste prend tout son sens. En effet, il est beaucoup plus aisé et économique de multiplier les essais numériques que d'effectuer plusieurs tests expérimentaux avant de prévoir une campagne expérimentale visant à l'observation d'un phénomène particulier. Cette démarche de préconception numérique sera employée au chapitre suivant lors de l'étude de l'interaction de deux fissures entrant en collision lors de leur propagation dynamique simultanée (partie 4.1.2.2). Une géométrie optimisée sera ainsi définie en effectuant plusieurs simulations numériques à l'aide de notre code dédié. Cette géométrie sera ensuite testée expérimentalement et les résultats comparés.

Conclusion.

Dans ce chapitre, la robustesse du code de calcul utilisé ainsi que la validité des modèles et lois de propagation adoptés ont été vérifiées sur plusieurs essais de rupture dynamique. Différentes histoires expérimentales de propagation dynamique présentant une ou plusieurs phases d'arrêt ont été reproduites numériquement.

L'influence de la taille du rayon d'entaille et du taux de chargement sur les phases de propagation ont été étudiées et justifiées à l'aide d'une approche microscopique thermodynamique du craquelage prenant en compte les dissipations plastiques dans la zone d'élaboration. Cependant le partenariat LaMCoS/MATEIS mérite d'être poursuivis afin de mieux comprendre les phénomènes mis en jeu lors de l'amorçage de fissures sous impact.

Enfin, l'intérêt d'un code de calcul numérique robuste pour la conception de géométries d'éprouvettes de rupture dynamique en amont de campagnes expérimentales a été évoqué pour l'étude de phénomènes particuliers.

Bibliographie

Akourri, O., Louah, M., Kifani, A., Gilgert, G., Pluvinage, G., 2000.
The effect of notch radius on fracture toughness J_{Ic}.
Engineering Fracture Mechanics 65 (4), 491–505.

Estevez, R., Basu, S., 2008.
On the importance of thermo-elastic cooling in the fracture of glassy polymers at high rates.
International Journal of Solids and Structures 45 (11-12).

Grégoire, D., Maigre, H., Morestin, F., accepted, 2008.
Experimental techniques for dynamic crack localization.
European Journal of Computational Mechanics.

Grégoire, D., Maigre, H., Réthoré, J., Combescure, A., 2007.
Dynamic crack propagation under mixed-mode loading - Comparison between experiments and X-FEM simulations.
International Journal of Solids and Structures 44 (20), 6517–6534.

Kalthoff, J., Shockey, D., 1977.
Instability of cracks under impulse loads.
Journal of Applied Physics 48, 986.

Kalthoff, J. F., 1983.
On some current problems in experimental fracture dynamics.
Workshop on Dynamic Fracture, 11–35.

Kanninen, M., 1974.
A dynamic analysis of unstable crack propagation and arrest in the DCB test specimen.
International Journal of Fracture 10 (3), 415–430.

Kanninen, M., Popelar, C. H., 1985.
Advanced fracture mechanics. Oxford University Press.

Kobayashi, A., Seo, K., Jou, J., Urabe, Y., 1980.
A dynamic analysis of modified compact-tension specimens using homalite-100 and polycarbonate plates.
Experimental Mechanics 20 (3), 73–79.

Ravi-Chandar, K., 2004.
Dynamic Fracture. Elsevier.

Rosakis, A. J., 1980.
Analysis of the optical method of caustics for dynamic crack propagation.
Engineering Fracture Mechanics 13 (2), 331–347.

Rosakis, A. J., Freund, L. B., 1982.
Optical Measurement of the Plastic Strain Concentration at a Crack Tip in a Ductile Steel Plate.
Journal of Engineering Materials and Technology 104 (2), 115–120.

Saad-Gouider, N., Estevez, R., Olagnon, C., Seguela, R., 2006.
Calibration of a viscoplastic cohesive zone for crazing in PMMA.
Engineering fracture mechanics 73 (16), 2503–2522.

Zhou, F., Molinari, J. F., Shioya, T., 2005.
A rate-dependent cohesive model for simulating dynamic crack propagation in brittle materials.
Engineering Fracture Mechanics 72, 1383–1410.

Chapitre 4

Aspects physiques de la rupture dynamique

Ce quatrième chapitre présente les particularités dues à l'aspect dynamique de la rupture sous impact vis-à-vis de la rupture quasi-statique. Sont traitées l'influence d'un trou ou de l'interaction entre deux fissures sur le trajet de propagation. Sont également décrites les formes caractéristiques relevées sur les faciès de rupture rapide dans le PMMA.

Sommaire

Introduction. **152**

4.1 Trajets de fissures **152**

4.1.1 Influence de la présence d'un trou sur le trajet de fissure. 152

4.1.2 Interaction entre deux fissures. 159

4.2 Formes caractéristiques relevées sur les faciès de rupture rapide dans le PMMA . **175**

4.2.1 Observations d'empreintes coniques 175

4.2.2 Évolution de la densité d'empreintes avec la vitesse de propagation 175

4.2.3 Origines et intérêts expérimentaux 179

Conclusion. **179**

Bibliographie. **180**

Introduction.

On a pu voir au chapitre précédent que l'approche macroscopique classique de la mécanique de la rupture dynamique fragile ne permet pas d'appréhender entièrement les phénomènes transitoire mis en jeu lors de la propagation rapide de fissure sous impact. Il est nécessaire de comprendre et de modéliser le processus de fissuration lui-même dans la zone d'élaboration où l'énergie se dissipe. Dans ce quatrième chapitre, on décrit quelques unes des particularités du phénomène de rupture dynamique vis-à-vis de la rupture quasi-statique.

Le permier paragraphe traite des différences de trajet et d'histoire de propagation obtenus lors d'une étude dynamique et lors d'une étude quasistatique. L'influence d'un trou sur le trajet d'une fissure qui propage dynamiquement est tout d'abord évoquée. Des résultats expérimentaux sont comparer à des résultats numériques obtenus en propagation dynamique et en fatigue quasistatique. On montre ainsi qu'il est nécéssaire d'effectuer une étude dynamique dans le cas du dimensionnement des structures, notamment pour le piégeages de fissure. Ensuite l'influence de l'interaction entre deux fissures est présentée. Le cas de deux préfissures radiales symétriques et le cas de deux fissures entrant en collision sont exposés.

Le second paragraphe traite des formes caractéristiques relevées sur les faciès de rupture rapide dans le PMMA. Des observations expérimentales au microscope optique sont présentées. Les origines et intérêts expérimentaux sont ensuites discutés.

4.1 Trajets de fissures

4.1.1 Influence de la présence d'un trou sur le trajet de fissure.

◊ *Présentation de l'essai*

Dans cette partie, nous cherchons à caractériser l'influence de la présence d'un trou sur le trajet de fissure. L'essai EP04 correspondant a été réalisé en mars 2006 au Centre de Lille de l'ONERA sur le banc au vérin rapide décrit dans la partie 2.1.3.1. Le détail précis de cet essai est reporté dans l'annexe C.5. L'éprouvette testée présente une pré-entaille placée sur l'axe de symétrie pour une initiation en mode I pur. Un trou circulaire de diamètre $23mm$ est placé sur le trajet supposé de propagation (voir figure 4.1). La technique de "tapping" (§ 2.2.3.3) est de nouveau mise en oeuvre afin d'introduire une pré-fissure très fine en fond de pré-entaille avant l'essai (voir figure 4.2). L'éprouvette est mouchetée et la caméra ultra-rapide Cordin (§ 2.2.3.3) est utilisée pour l'acquisition des images. L'évolution de la position du front de fissure est obtenue à l'aide de l'algorithme de localisation développé dans la partie 2.2.3.

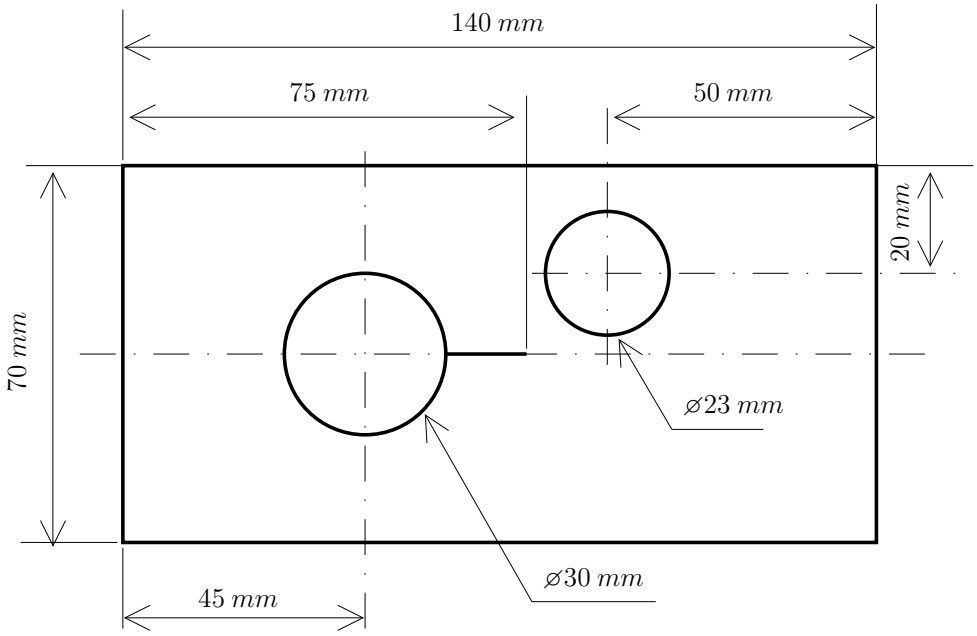


FIG. 4.1 – *Mars 2006 - Ep04 - Géométrie présentant un trou sur le trajet de fissure.*

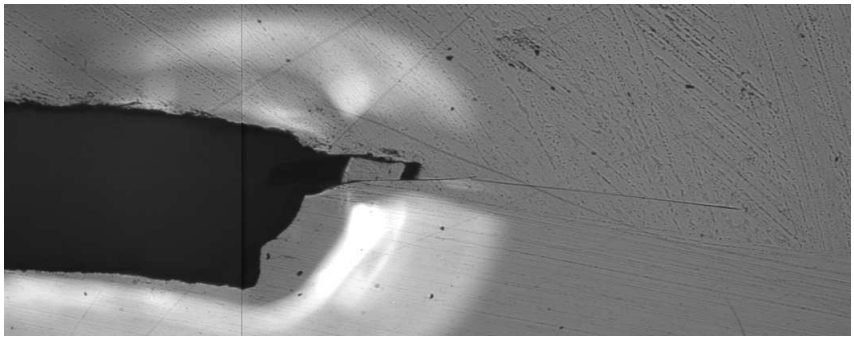


FIG. 4.2 – *Mars 2006 - Ep04 - Pré-entaille initiale et pré-fissure initiée par "tapping".*

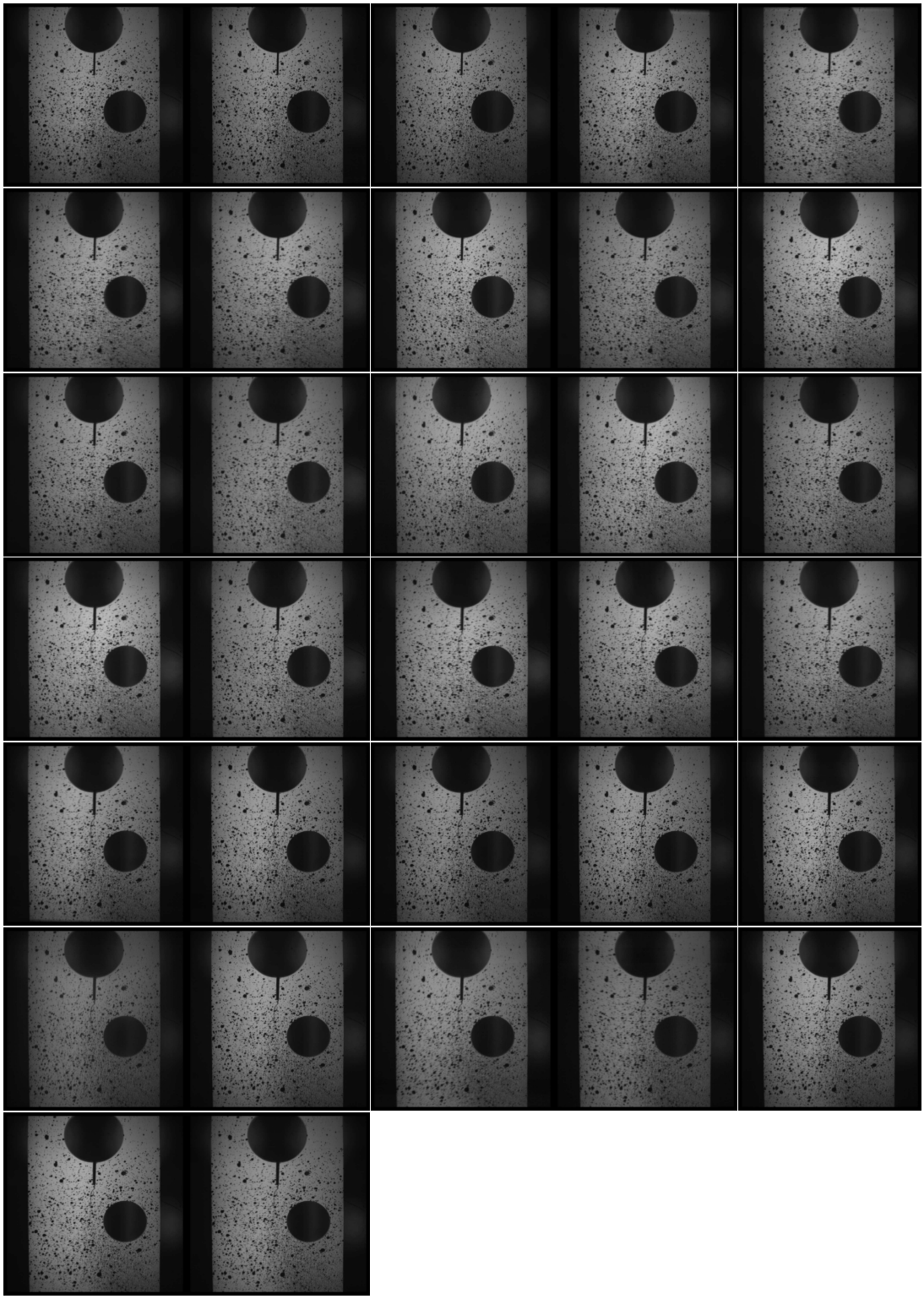


FIG. 4.3 – *Mars 2006 - Ep04 - Film de la propagation*

La vitesse d'impact est de $10\,m.s^{-1}$ et la cadence de prise de vue de la caméra est de $201\,258$ images pas secondes. L'essai dure $160\ \mu s$ et 32 images séparées de $5\ \mu s$ sont obtenues. La figure 4.3 présente un film des 32 images de la propagation. La pré-fissure réalisée par "tapping" n'étant pas positionnée exactement sur l'axe de symétrie naturelle de l'éprouvette, la pré-fissure est sollicitée en mode mixte à l'initiation et la fissure tourne légèrement à l'amorçage pour rejoindre l'axe de symétrie. On constate ensuite une propagation rectiligne jusqu'à ce que la fissure passe devant le trou et s'arrête. Le film de la propagation s'achève durant l'arrêt. La suite du trajet est décrite en observant l'éprouvette *post-mortem*. Durant l'arrêt, l'influence du trou fait tourné le chargement et la fissure est sollicitée en mode mixte lors du redémarrage. La fissure s'écarte ainsi de l'axe de symétrie au redémarrage puis le rejoint lorsque la propagation n'est plus soumise à l'influence du trou.

La figure 4.4 présente l'histoire de la position du front de fissure obtenue après traitement des 32 images par l'algorithme de localisation de fissures (§ 2.2.3). Sur cette figure, les données sont tracées avec des barres d'erreurs correspondantes à la résolution liée à la taille de grille de chaque image traitée (6 pixels soit une résolution de $\pm 0.28\ mm$).

L'initiation a lieu pour $t \approx 100\ \mu s$ et on distingue une première phase de propagation à vitesse horizontale constante ($V_X \approx 324\ ms^{-1} \approx 0.33\ c_R$). Ensuite la fissure s'arrête à $t \approx 160\ \mu s$. Les dernières images prises par la caméra correspondent encore à cette phase d'arrêt. Sur le graphique 4.4, on observe une décroissance de l'abscisse une fois la fissure arrêtée. Bien entendu, la fissure ne "recule" pas durant l'essai mais l'algorithme de localisation fournit une position du front erronée du fait des effets de refermeture durant la phase d'arrêt.

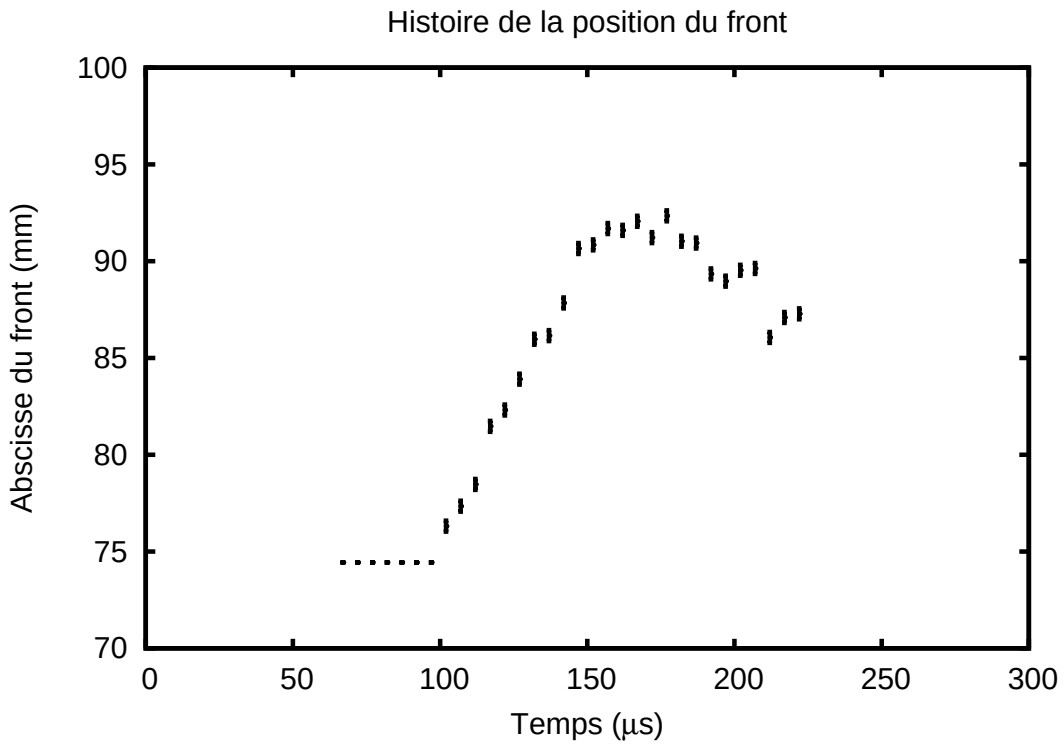


FIG. 4.4 – *Mars 2006 - Ep04 - Histoire de la position du front (Impact par vérin rapide à* $10\ m/s$*)*

Le vérin rapide sollicitant l'éprouvette en déplacement imposé, les présences d'un arrêt et d'un redémarrage lors du trajet dynamique de la fissure sont très intéressantes. Elles démontrent que la rupture dynamique est ici pilotée par la propagation transitoire des ondes dans l'éprouvette. De plus, cette expérience présente une méthode pour étudier l'arrêt et le redémarrage d'une fissure en propagation dynamique avec des moyens conventionnels d'essais faciles à mettre en oeuvre pour des industriels.

◊ *Étude numérique dynamique*

Dans cette partie, on présente la simulation numérique de l'essai EP04 précédent. Le maillage est composé de 1377 quadrangles à 4 noeuds d'intégration. La durée du calcul est de $600\ \mu s$ (120 pas de temps de $\Delta t = 5\ \mu s$ conformément au paragraphe 3.1.1). Le critère de propagation (équation 3.9) est utilisé ($K_{1d} = 1.4\ MPa\sqrt{m}$, $K_{1M} = K_{1a} = 1.31\ MPa\sqrt{m}$). Le maillage, la pré-fissure initiale et les conditions limites sont représentés à la figure 4.5 alors que la figure 4.6 présente le trajet de fissure obtenu.

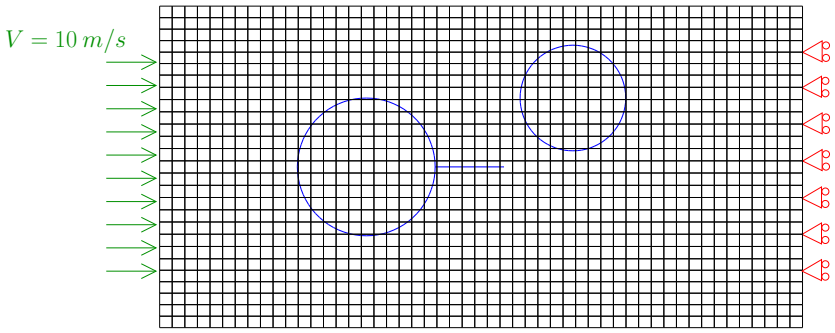


FIG. 4.5 – *Mars 2006 - Ep04 - Maillage et conditions limites pour la réponse dynamique.*

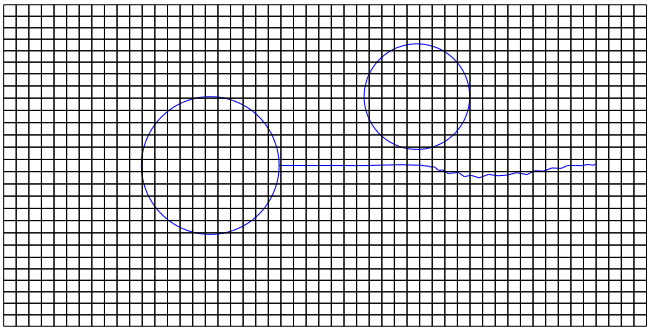


FIG. 4.6 – *Mars 2006 - Ep04 - Maillage et trajet de fissure pour la réponse dynamique.*

Le trajet numérique est conforme a celui observé sur l'éprouvette *post-mortem*. La rupture s'initie en mode I pur car la pré-fissure est situé sur l'axe de symétrie de l'éprouvette dans la simulation. La propagation est ensuite rectiligne. La fissure s'arrête devant le trou puis redémarre sous sollicitations mixtes.

La figure 4.7 présente la comparaison des histoires des positions du front expérimentales et numériques. Une bonne concordance des résultats est obtenue. La phase d'initiation et la phase d'arrêt ont lieu au même endroit et au même moment durant les simulations et les essais expérimentaux. On remarque de nouveau que l'algorithme de localisation fournit des positions de fronts de fissures erronées après l'arrêt du fait des effets de refermeture durant cette phase.

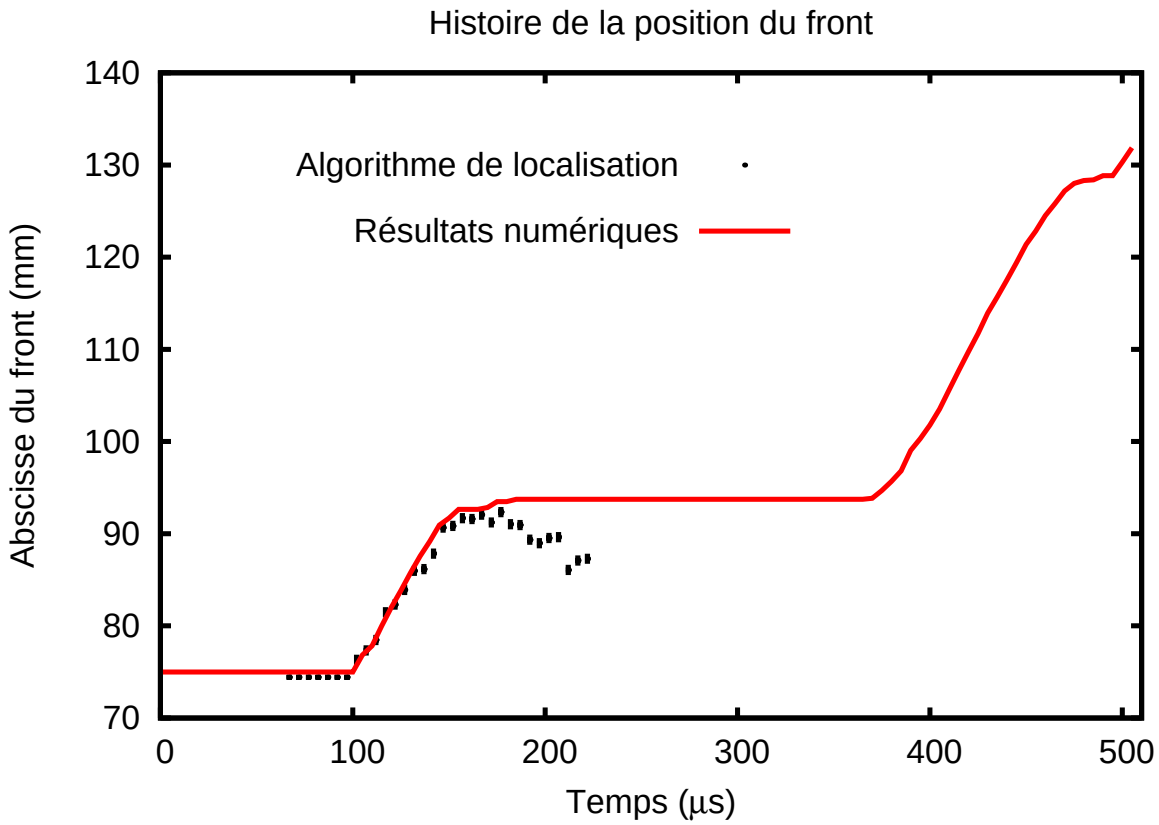


FIG. 4.7 – *Mars 2006 - Ep04 - Comparaisons des résultats expérimentaux et numériques.*

◊ *Étude numérique en fatigue quasi-statique*

Dans cette partie, on présente la simulation numérique de l'essai EP04 précédent en adoptant une analyse en fatigue quasi-statique. Contrairement aux métaux, on ne peut initier de fissure par fatigue dans le cas des polymères. Cependant une simulation numérique de type fatigue est réalisée à accroissements de fissure imposés pour observer le comportement de l'éprouvette soumise à ce mode de ruine. Le maillage est composé de 9246 quadrangles à 4 noeuds d'intégration. 100 incréments d'avancée de fissure de $\Delta a = 0.6\ mm$ sont réalisés. Lors d'un essai dynamique une onde de compression appliquée sur le bord produit des battements de l'éprouvette dans le sens vertical. Aussi, des conditions limites de chargement alterné sur les bords horizontaux de l'éprouvette sont choisies pour cette essai numérique de fatigue. Le maillage, la pré-fissure initiale et les conditions limites sont représentés à la figure 4.8 alors que la figure 4.9 présente le trajet de fissure obtenu.

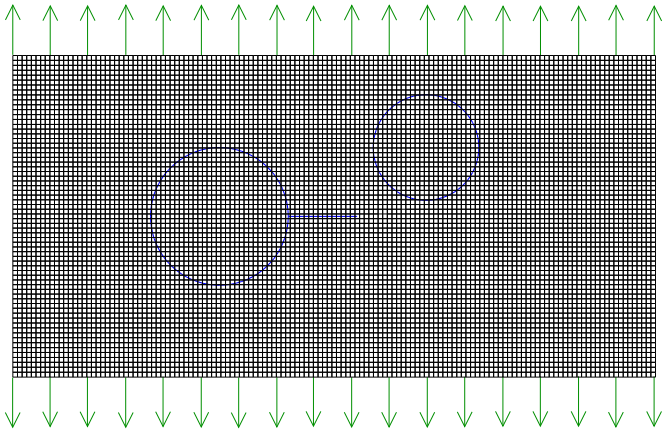


FIG. 4.8 – *Mars 2006 - Ep04 - Maillage et conditions limites pour la réponse statique.*

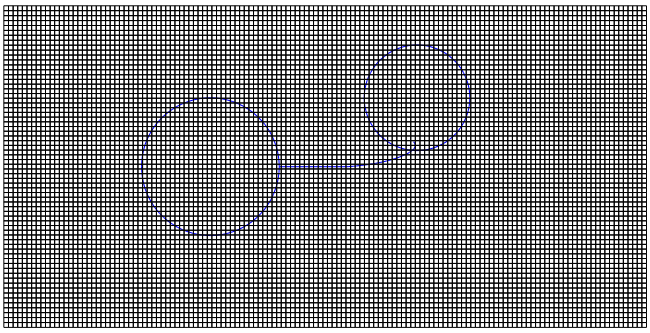


FIG. 4.9 – *Mars 2006 - Ep04 - Maillage et trajet de fissure pour la réponse statique.*

On retrouve le fait connu qu'en fatigue quasi-statique, une fissure a tendance à plonger dans un trou se situant à proximité de son trajet naturel.

◊ *Discussion*

Une méthode largement développée pour augmenter la durée de vie des pièces à la fatigue consiste à piéger les fissures en usinant un trou juste à l'endroit du front afin de supprimer la singularité due au front de fissure ("stop drilling procedure", Ghfiri et al. (2000); Song and Shieh (2004)). Lorsque plusieurs fissures sont présentes dans une structure ou pour ne pas avoir à effectuer trop fréquemment l'examen des pièces en service, des trous peuvent être usinés préventivement dans la structure afin de piéger une éventuelle fissure cherchant à propager ("stop hole procedure", Nishimura (2005)).

Le trou présent dans l'éprouvette Ep04 étudiée précédemment est beaucoup plus gros que ceux employés dans les procédures de piégeages de fissure. Cependant, les différences de comportement de la fissure dans le cas dynamique et dans le cas quasi-statique méritent d'être relevées. En effet, la fissure est bien piégée par le trou dans notre étude de fatigue quasi-statique (figure 4.9). Par contre, elle ne dévie pas de sa trajectoire lors d'une étude dynamique sous choc (figure 4.6). Au contraire, du fait de l'évolution transitoire des contraintes lors d'un arrêt éventuel, elle peut avoir tendance à s'en éloigner.

Cette discussion n'a pas pour but de critiquer les méthodes largement éprouvées de piégeages de fissure en fatigue, mais seulement de faire remarquer l'intérêt d'une étude dynamique dans le cas du dimensionnement des structures à la propagation de fissures.

4.1.2 Interaction entre deux fissures.

Dans cette partie, nous nous intéressons à la propagation dynamique de deux fissures sous impact. En particulier, nous cherchons à déterminer si deux fissures qui propagent simultanément dans un solide ont tendance à s'attirer ou à se repousser en régime dynamique.

4.1.2.1 Interactions entre deux fissures radiales symétriques

Dans cette partie, nous cherchons à caractériser les interactions existantes lors de la propagation de deux fissures symétriques. L'essai EP12 correspondant a été réalisé en novembre 2004 au Laboratoire de Mécanique des Solides (LMS) sur le banc aux barres de Hopkinson décrit dans la partie 2.15. Le détail précis de cet essai est reporté dans l'annexe C.3.

◊ *Comparaisons expérimentales des trajets de propagation pour une ou deux fissures radiales*

Tout d'abord nous cherchons à déterminer l'influence qu'a la seconde fissure symétrique sur le trajet de la première. On compare ainsi les trajets de propagation expérimentaux obtenus avec deux fissures avec le trajet *post-mortem* d'une éprouvette ne présentant qu'une fissure radiale initiale. L'essai correspondant EP07 a été réalisé en octobre 2004 au LMS dans les mêmes conditions expérimentales (vitesse d'impace : $15\ ms^{-1}$). Le détail précis de cet essai est reporté dans l'annexe C.2.

Les géométries des deux éprouvettes testées sont présentées dans la figure 4.10. Mis à part les préentailles usinées, les éprouvettes sont identiques. L'éprouvette Ep07 possède une unique préfissure radiale tandis que l'éprouvette EP12 possède deux préfissures radiales symétriques.

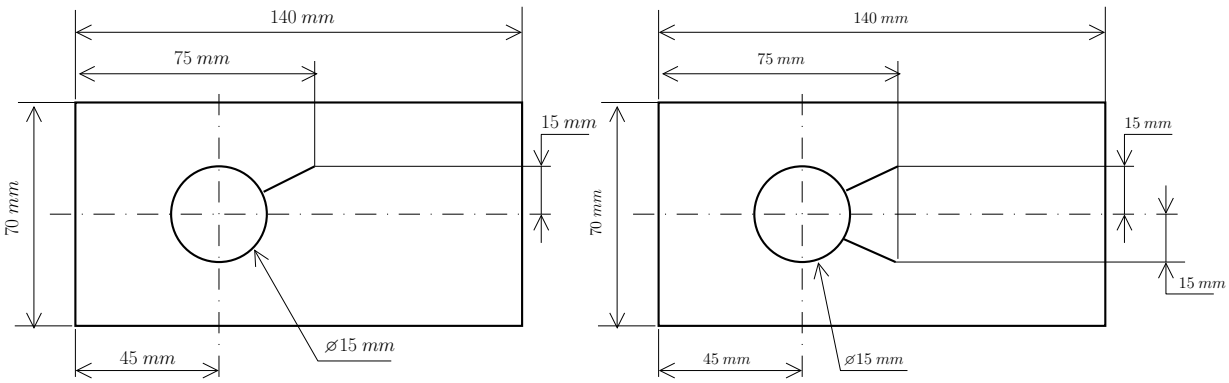


FIG. 4.10 – *Géométrie des éprouvettes Ep07 (Octobre 2004) et EP12 (Novembre 2004).*

La figure 4.11 présente les trajets *post-mortem* des éprouvettes EP07 et EP12. Dans les deux cas les fissures tournent pour se rapprocher de l'axe de symétrie. Il n'y a pas de changement de pente marqué, les fissures ne semblent donc pas s'arrêter durant leur propagation. On remarque des différences sur les trajets de fissures. Dans le cas de l'éprouvette EP12 (deux pré-entailles) la courbe représentative du trajet *post-mortem* présente plusieurs changements de convexité. Ainsi les deux fissures ont tendance à se repousser lors de leur propagation. Cela se voit encore plus nettement sur la figure 4.12, où l'on a superposé les courbes représentatives des trajets de fissures des deux éprouvettes testées. Sur cette figure, on a noté A et B les points où la courbe change de convexité. Durant la propagation, il y a compétition entre l'attraction naturelle de la fissure vers l'axe de symétrie (maximum des contraintes) et la répulsion due à la présence de la seconde fissure.

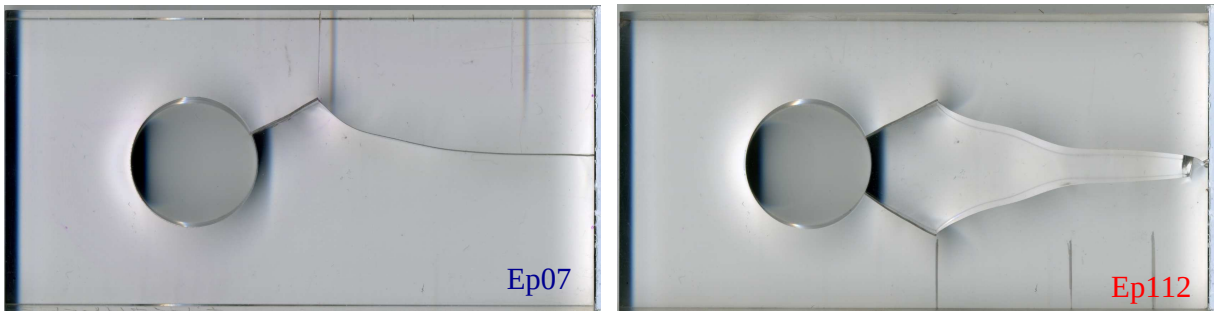


FIG. 4.11 – *Photographies post-mortem des éprouvettes Ep07 (Octobre 2004) et EP12 (Novembre 2004).*

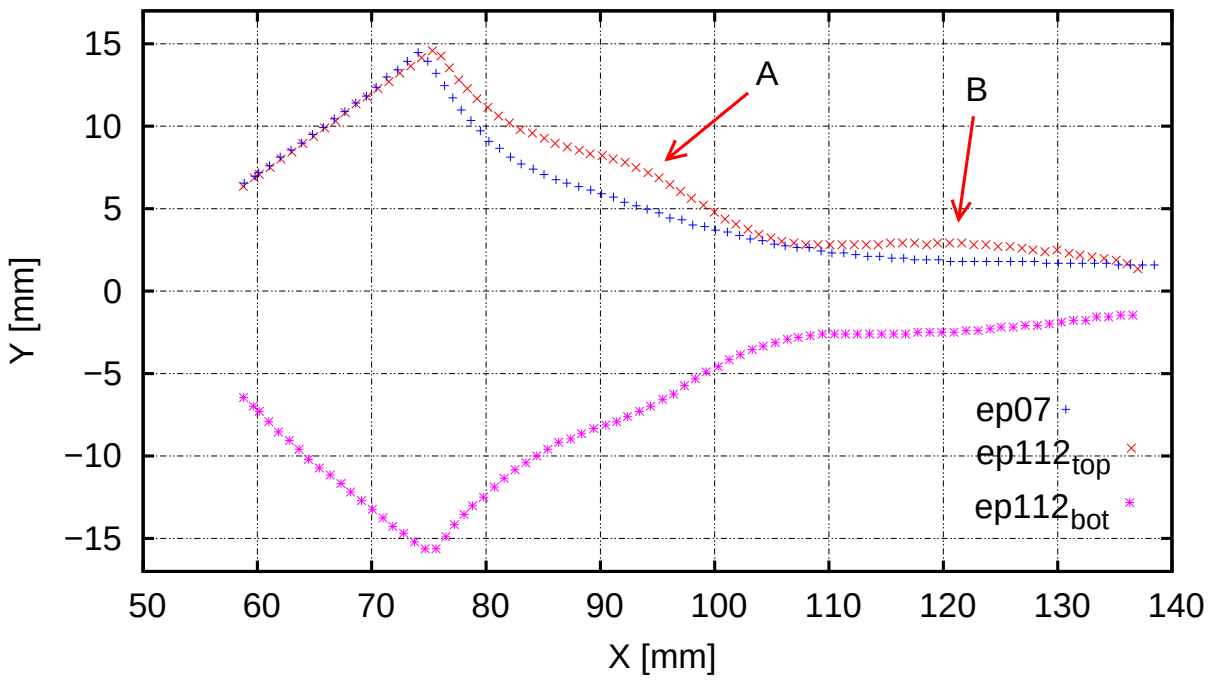


FIG. 4.12 – *Superposition des trajets post-mortem des éprouvettes Ep07 (Octobre 2004) et EP12 (Novembre 2004).*

◊ *Étude numérique de la propagation de deux fissures radiales symétriques.*

Dans cette partie, on présente la simulation numérique de l'essai EP12 précédent. Le maillage utilisé est composé de 1377 quadrangles à 4 noeuds d'intégration. Les conditions aux limites sont celles données à la figure 3.8 dans le cas d'un banc au barres de Hopkinson. Le maillage et la fissure initiale sont explicités à la figure 4.13.

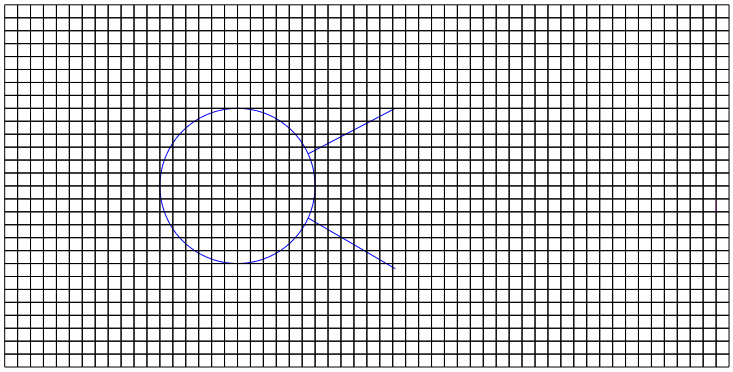


FIG. 4.13 – *Novembre 2004 - Ep12 - Maillage et pré-entaille initiale.*

Une estimation de la ténacité dynamique d'initiation est obtenue en utilisant la mixité à l'initiation comme développé au § 3.2.1.1. La courbe représentative du trajet de propagation est utilisée pour mesurer l'angle d'amorçage comme illustré dans la figure 4.14.

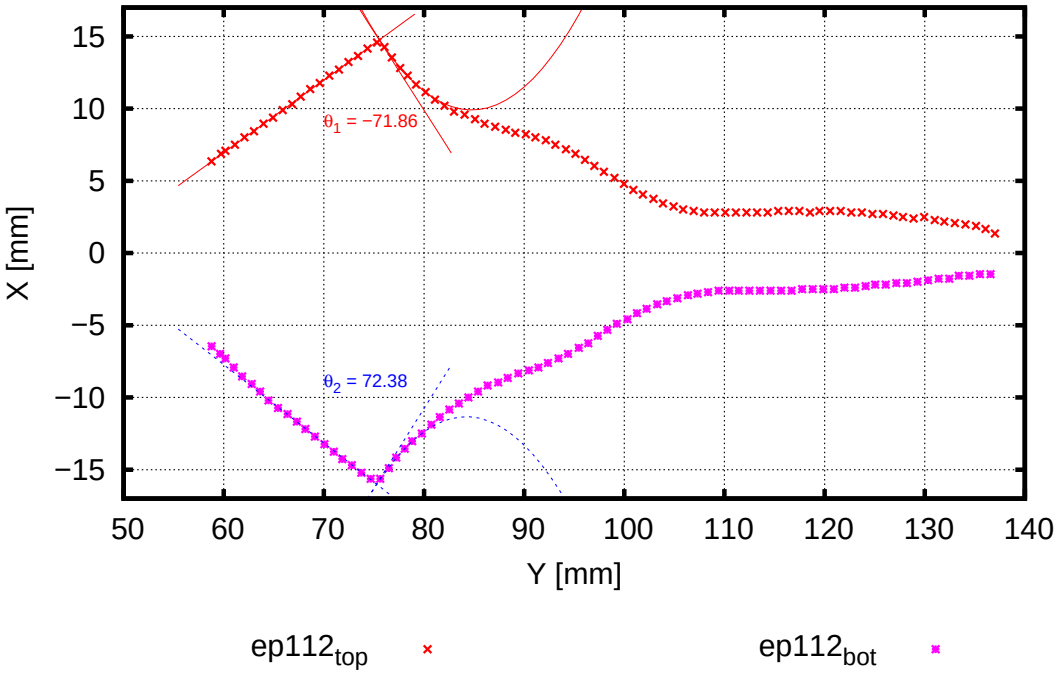


FIG. 4.14 – *Novembre 2004 - Ep12 - Mesure de l'angle d'initiation sur le trajet post-mortem.*

Conformément au § 3.2.1.1, une simulation numérique de la réponse dynamique de l'éprouvette avec une fissure initiale fixe est ensuite réalisée. La durée du calcul est de $300\ \mu s$ (60 pas de temps de $\Delta t = 5\,\mu s$). Le résultat est représenté à la figure 4.15. L'angle critique d'initiation (-71.9^o) détermine l'instant d'initiation ($247.1\mu s$) et la valeur correspondante de K^*, qui est précisément la ténacité dynamique d'initiation K_{Id} ($1.03\ MPa\sqrt{m}$).

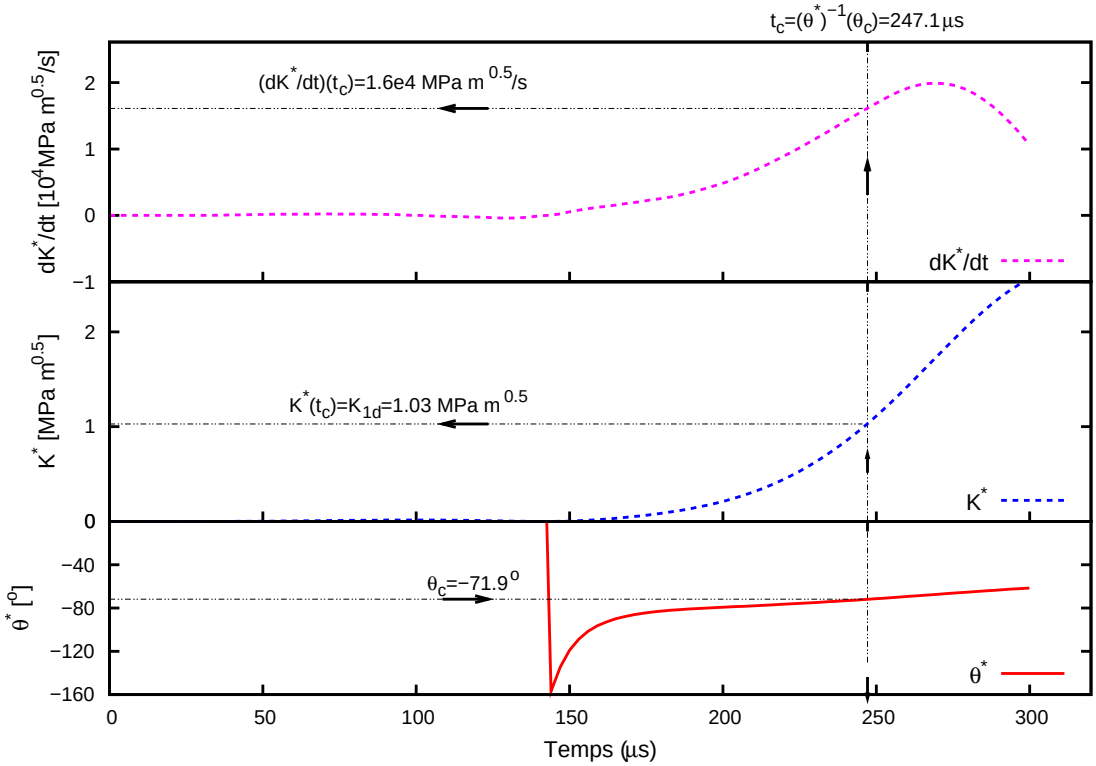


FIG. 4.15 – *Novembre 2004 - Ep12 - Évaluation de la ténacité dynamique d'initiation.*

Le critère de propagation (équation 3.9) est enfin utilisé ($K_{1d} = 1.03\ MPa\sqrt{m}$, $K_{1M} = K_{1a} = 0.8\ MPa\sqrt{m}$) afin de simuler la réponse dynamique de l'éprouvette avec propagation. La durée du calcul est de $600\,\mu s$ (120 pas de temps de $\Delta t = 5\,\mu s$ conformément au paragraphe 3.1.1). La figure 4.16 présente le trajet de fissure obtenu sur le maillage utilisé.

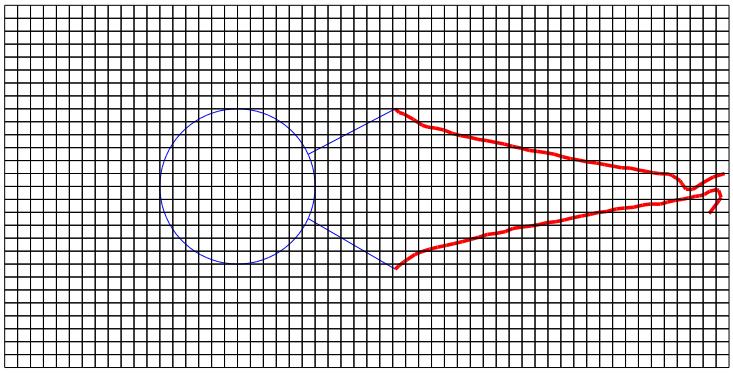


FIG. 4.16 – *Novembre 2004 - Ep12 - Maillage et trajet de propagation.*

Lors de l'essai EP12, la position du front de fissure a été acquise à l'aide de 4 appareils photographiques comme présenté dans la partie § 2.2.1. Un seul essai a été réalisé avec cette géométrie. On obtient donc 4 clichés de la propagation et une histoire de la propagation composée de 4 points. La figure 4.17 présente la comparaison des trajets de propagation numériques et expérimentaux alors que la figure 4.18 présente la comparaison des histoires des positions du front.

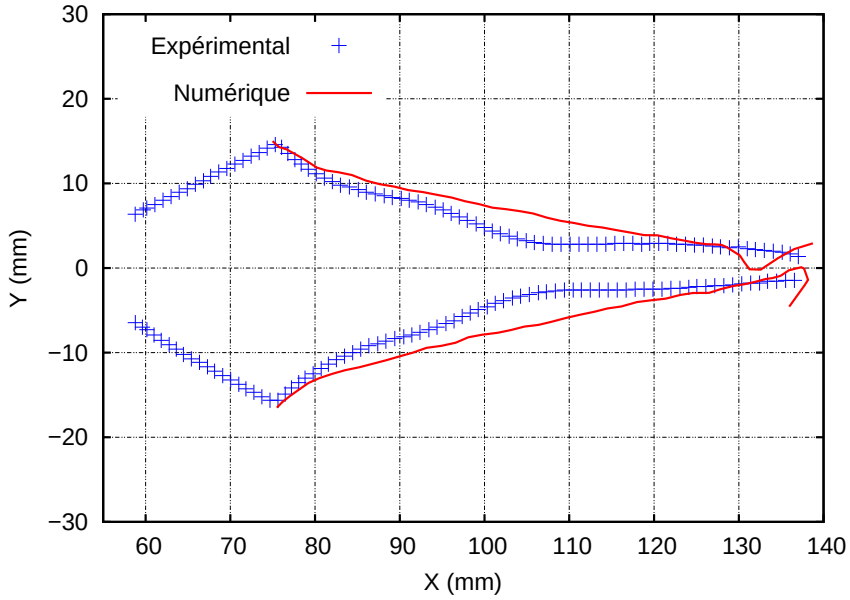


FIG. 4.17 – *Novembre 2004 - Ep12 - Comparaison des trajets de propagation numériques et expérimentaux.*

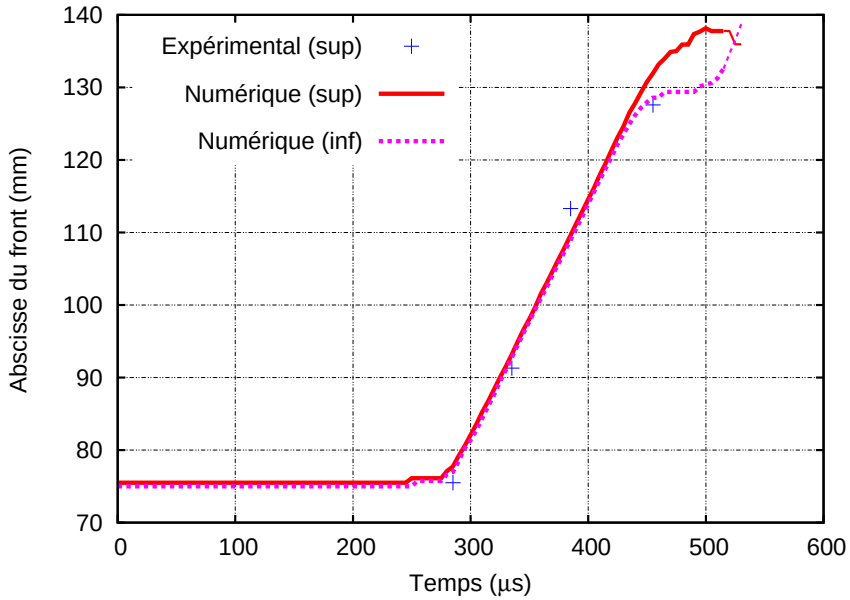


FIG. 4.18 – *Novembre 2004 - Ep12 - Comparaison des histoires des positions du front.*

Remarques sur les figures 4.17 et 4.18 :

- Comme dans l'expérience, les fissures ont tendance à se repousser durant la propagation.
- Il y a concordance des résultats numériques et expérimentaux durant la première phase de répulsion (jusqu'au point A de la figure 4.12).
- Après cette première phase de répulsion, les fissures ne replongent pas vers l'axe lors des simulations numériques.
- On observe une bonne concordance des vitesses horizontales de propagation du front (figure 4.18).

En conclusion des remarques précédentes, on peut dire que la simulation capture bien la dynamique de propagation des deux fissures (vitesse de propagation et répulsion des deux fronts) mais le maillage semble trop grossier pour bien représenter la propagation et les réflexions successives des ondes de contraintes dans la structure.

Une nouvelle simulation ($K_{1d} = 1.03\,MPa\sqrt{m}$, $K_{1M} = K_{1a} = 0.75\,MPa\sqrt{m}$) est alors effectuée avec un maillage plus fin (7686 quadrangles à 4 noeuds d'intégration). Les paramètres du calcul sont choisis afin de garder le même rapport pas de temps/pas d'espace (voir § 3.1.1). La durée du calcul est de $450\mu s$ (150 pas de temps de $\Delta t = 3\mu s$). La figure 4.19 présente le trajet de fissure obtenu sur le maillage fin. De même, les figures 4.20 et 4.21 présentent la comparaison des trajets de propagation numériques et expérimentaux et la comparaison des histoires des positions du front.

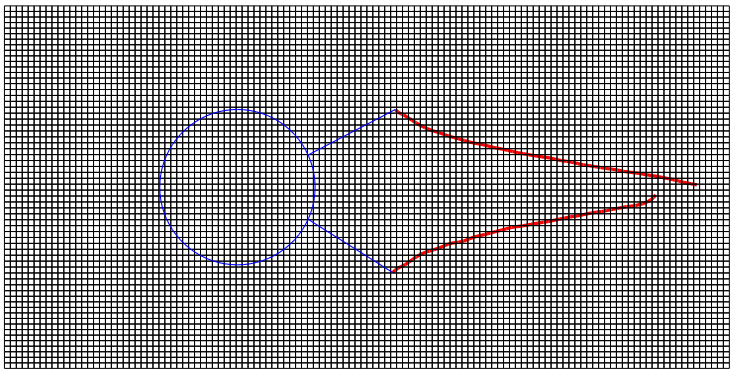


FIG. 4.19 – *Novembre 2004 - Ep12 - Maillage fin et trajet de propagation.*

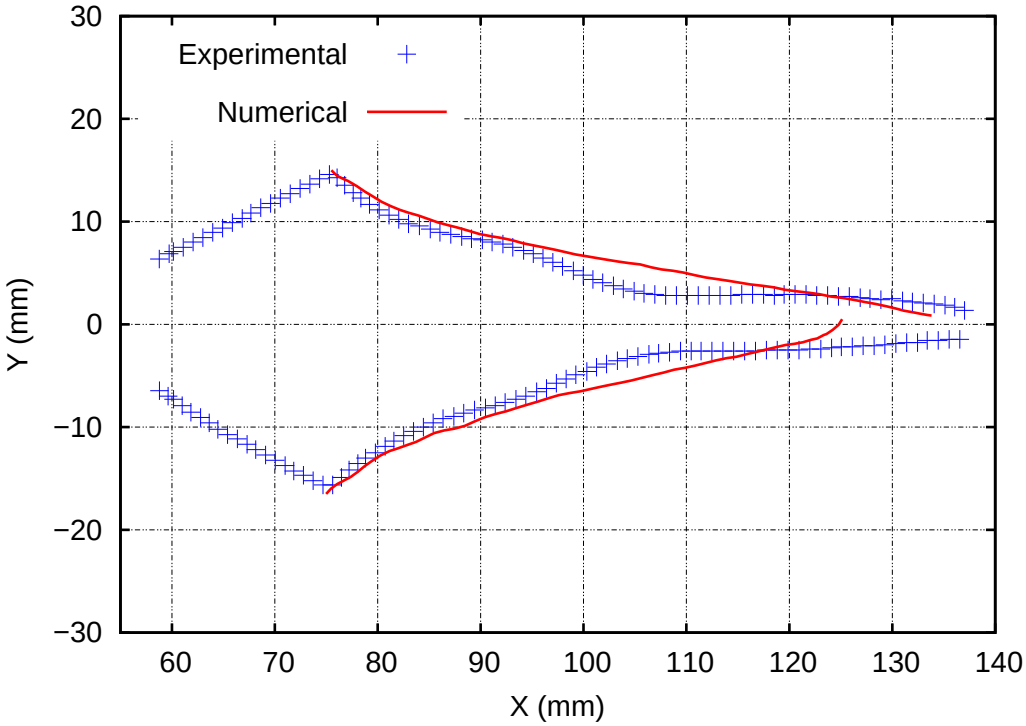


FIG. 4.20 – *Novembre 2004 - Ep12 - Comparaison des trajets de propagation numériques et expérimentaux.*

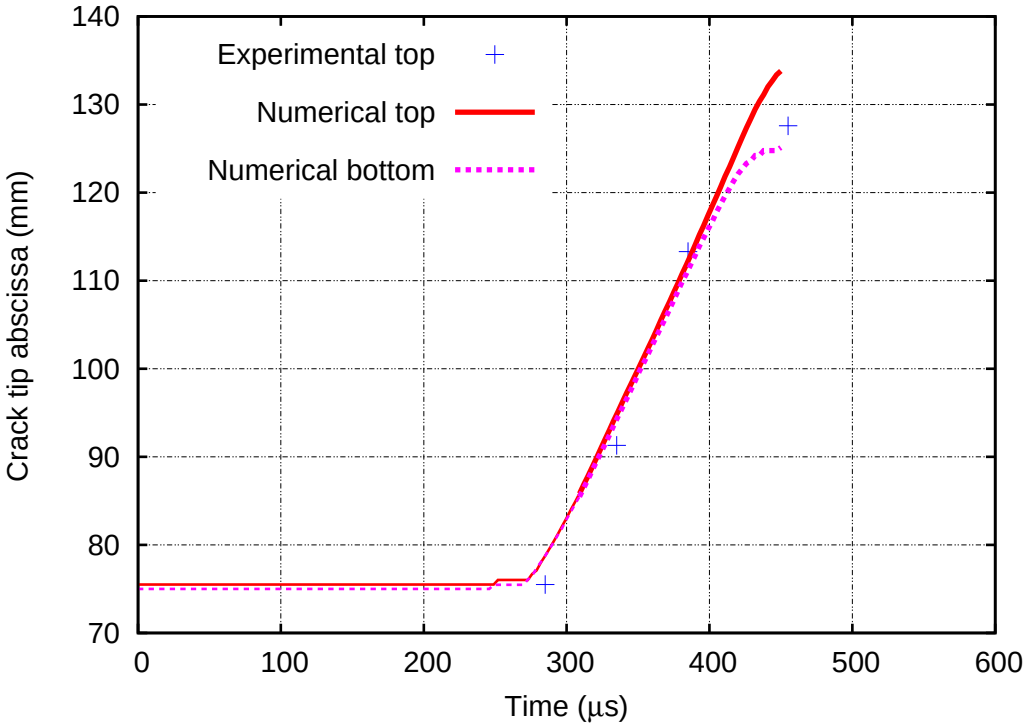


FIG. 4.21 – *Novembre 2004 - Ep12 - Comparaison des histoires des positions du front.*

Remarques sur les figures 4.20 et 4.21 :

- Il y a une meilleure concordance lors de la première phase de répulsion entre les trajets numériques et expérimentaux.
- Malgré l'utilisation d'un maillage fin, les fissures ne replongent pas vers l'axe après cette phase de répulsion.
- On observe une perte de symétrie en fin de propagation. En effet, le maillage utilisé n'est pas symétrique car les deux fissures n'ont pas été rigoureusement usinée de la même manière sur l'éprouvette expérimentale. La fissure inférieure est plus longue que la fissure supérieure. Il est d'ailleurs intéressant de constater que la propagation expérimentale reste symétrique malgré la dissymétrie des pré-entailles initiales. Cette perte de symétrie numérique s'explique également par le fait que les J-domaine utilisés pour l'estimation des facteurs d'intensité des contraintes se chevauchent lorsque les fissures deviennent trop proches (voir § 1.3.5 pour la définition du J-domaine et la figure 4.22 pour l'illustration du chevauchement). Pour l'instant les facteurs d'intensité des contraintes sont calculés sans tenir compte du chevauchement et en considérant les intégrales d'interaction indépendantes pour les deux fissures.

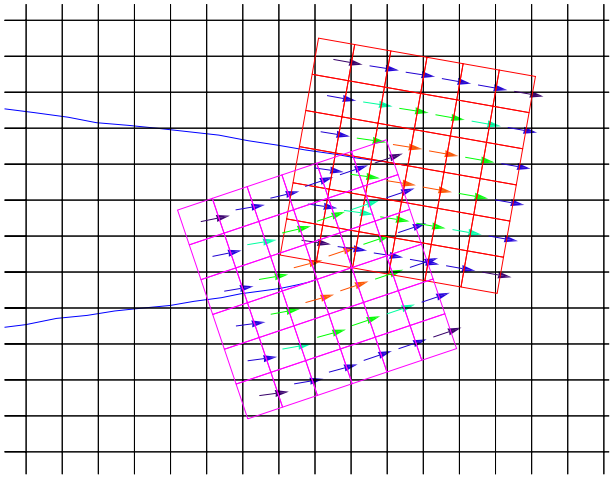


FIG. 4.22 – *Novembre 2004 - Ep12 - Chevauchement des J-domaines lors de la propagation de deux fissures.*

Avec ce type de propagation symétrique, il est difficile de distinguer l'influence de l'interaction de deux fissures de l'influence des réflexions des ondes de contraintes. Afin de préciser ces interactions entre fronts de fissures, il est nécessaire d'imaginer d'autres géométries où les fissures peuvent interagir directement. L'idéal serait une géométrie où les fronts ont tendance à rentrer en collision.

Lors des premières campagnes d'essais, plusieurs géométries à deux fissures ont été envisagées. En novembre 2004, 7 autres essais (Ep05 à Ep11) avec deux pré-entailles ont été réalisés. Le détail précis de ces essais est reporté dans l'annexe C.3. La figure 4.23 présente les différentes géométries d'éprouvettes utilisées lors de ces essais.

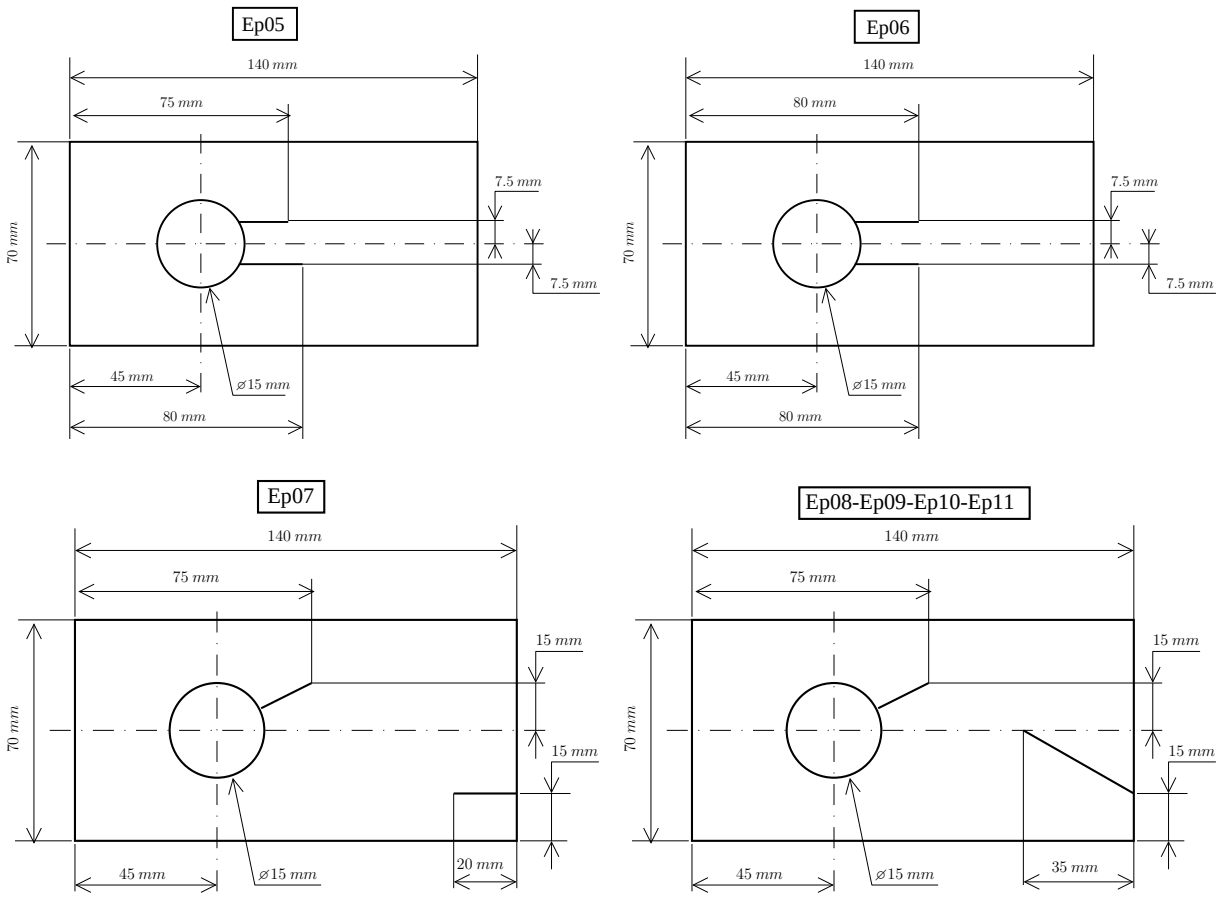


FIG. 4.23 – *Novembre 2004 - Ep05-11 - Autres géométries avec deux fissures.*

En fait il n'y a que pour l'essai Ep11 où l'on observe une propagation des deux fissures simultanément. Pour les essais Ep05, Ep06 et Ep07, seulement une des deux fissures s'est initiée. Pour les essais Ep08, Ep09 et Ep10, les deux fissures se sont propagées mais celle située au bord ne s'est initiée qu'après l'arrêt final de la fissure usinée à partir du trou. En ce qui concerne l'essai Ep11, l'éprouvette a été retournée entre les barres afin de charger tout d'abord la fissure présente sur le bord et d'obtenir une propagation simultanée (voir figure 4.24). Cependant les deux fissures n'ont pas tendance à entrer en collision et donc leur interaction est difficile à estimer (voir figure 4.25).

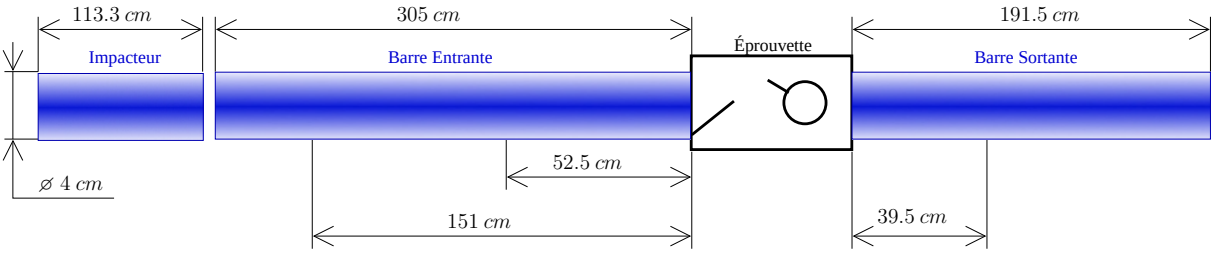


FIG. 4.24 – *Novembre 2004 - Ep11 - Position de l'éprouvette entre les barres.*

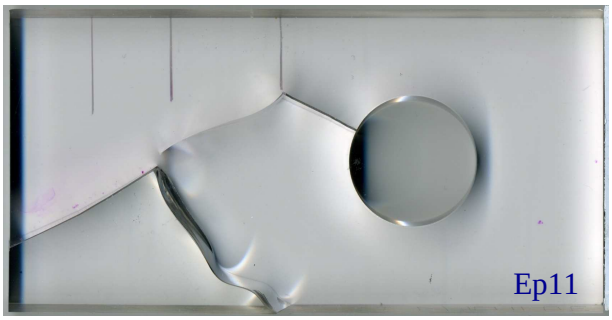


FIG. 4.25 – *Novembre 2004 - Ep11 - Photographie post-mortem.*

Ces différentes configurations montrent à quel point il est difficile de concevoir expérimentalement une géométrie d'éprouvette optimisée afin d'observer les interactions possibles entre deux fissures propageant simultanément. C'est dans ces situations que l'intérêt d'un code de calcul robuste prend tout son sens. En effet, il est beaucoup plus aisé et économique de multiplier les essais numériques que d'effectuer plusieurs tests expérimentaux avant de prévoir une campagne expérimentale visant à l'observation d'un phénomène particulier. C'est cette démarche qui sera employée dans la partie suivante où l'on étudie l'interaction de deux fissures entrant en collision lors de leur propagation dynamique simultanée.

4.1.2.2 Interactions entre deux fissures entrant en collision.

Dans cette partie nous cherchons à caractériser les interactions existantes lors de la collision de deux fissures qui propagent simultanément en régime dynamique. Pour cela, une géométrie optimisée est conçue et testée à l'aide de simulations numériques. Ensuite, ces résultats numériques sont comparés aux résultats expérimentaux d'une campagne entreprit *a posteriori*.

◊ *Conception d'une géométrie optimisée à l'aide d'un outil de simulation numérique.*

Nous souhaitons obtenir une géométrie telle que les deux fissures entrent en collision lors de leur propagation. Une géométrie originale à deux trous est conçue à partir de la géométrie d'éprouvette à un trou étudiée jusqu'à présent (voir figure 4.26).

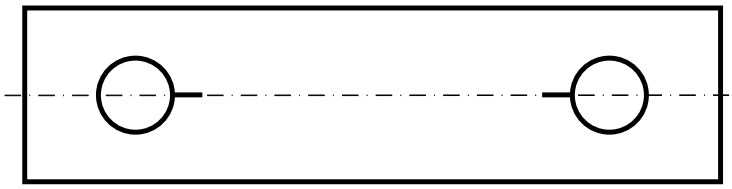


FIG. 4.26 – *Conception d'une géométrie originale à deux trous et deux fissures.*

Si l'on veut avoir une propagation simultanée des deux fissures, il faut retarder la rupture coté barre entrante et la facilité coté barre sortante. C'est ce qui avait été réalisé pour l'essai Ep11 en retournant l'éprouvette entre les barres (voir figure 4.24). Pour cela on décide d'adopter un rayon plus faible pour le trou situé coté barre entrante. Comme dans le cas des éprouvettes à un trou, les fissures peuvent être décalées de l'axe de symétrie naturelle de l'éprouvette afin de solliciter les pré-entailles en mode mixte.

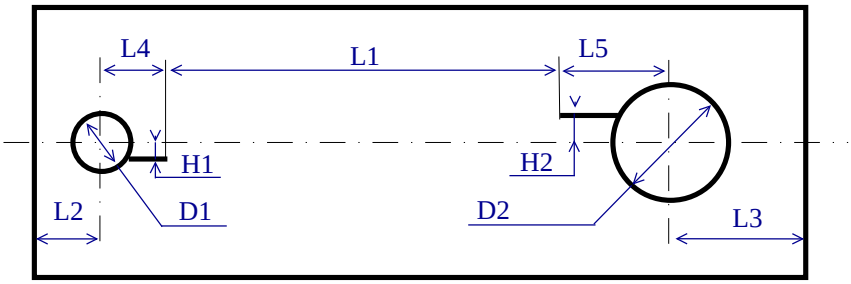
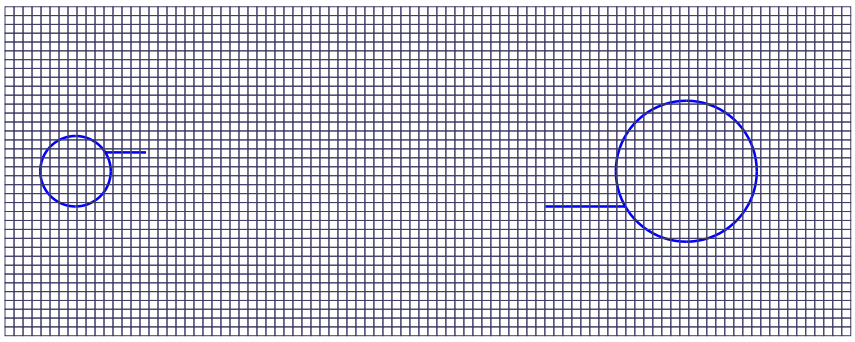


FIG. 4.27 – *Paramètres d'optimisation de la géométrie à deux trous et deux fissures.*

La largeur des éprouvettes ($70\ mm$) est imposées par le dispositif expérimentale comme pour les éprouvettes à un trou. Il y a donc finalement 9 paramètres à optimiser (voir figure 4.27) :

- La longueur utile de propagation (L1),
- La position des deux trous dans l'éprouvette (L2,L3),
- La longueur initiale des deux pré-entailles (L5,L5),
- Les diamètres des deux trous (D1,D2),
- Le décalage des pré-entailles par rapport à l'axe de symétrie naturelle de l'éprouvette (H1,H2).

Les géométries du trou et de la fissure coté barre sortante sont choisies conforme aux éprouvettes à un trou étudiées jusqu'à présent. La longueur utile de propagation est choisie en accord avec l'étendue de mesure des objectifs de Zimmer à notre disposition en tenant compte du mouvement de corps solide de l'éprouvette durant un essai. Les autres paramètres sont déterminés en effectuant plusieurs simulations numériques jusqu'à obtenir une propagation simultanée des deux fissures. On cherche également une longueur totale d'éprouvette raisonnable pour éviter les phénomènes de flambement dynamique lors des essais. La figure 4.28 présente la géométrie finale adoptée et le maillage correspondant à 1770 quadrangles à 4 noeuds d'intégration.



L1=85mm, L2=15mm, L3=35mm, L4=15mm, L5=30mm
H1=4mm, H2=7.5mm, R1=15mm, D2=30mm

FIG. 4.28 – *Maillage à deux trous et deux fissures.*

La figure 4.29 présente le résultat de la simulation numérique avec le maillage précédent. La durée du calcul est de $500\ \mu s$ (100 pas de temps de $\Delta t = 5\ \mu s$ conformément au paragraphe 3.1.1). Le critère de propagation (équation 3.9) est utilisé ($K_{1d} = 1.47 MPa\sqrt{m}$, $K_{1M} = K_{1a} = 1.33 MPa\sqrt{m}$) comme pour la simulation des essais avec un trou et une fissure décalée (octobre 2004, voir §3.2.1.2).

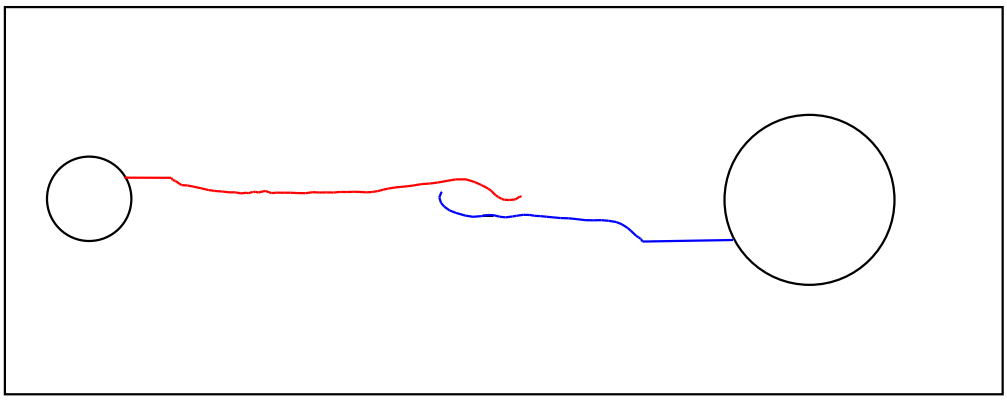


FIG. 4.29 – *Trajets de propagation obtenus avec deux trous et deux fissures.*

Le trajet de fissure obtenu est très intéressant. Les fissures s'initient, tournent pour rejoindre l'axe de symétrie naturelle de l'éprouvette puis se repoussent, se contournent en se dépassant et enfin se rejoignent.

◊ *Comparaisons expérimentales*

Une campagne d'essai a été réalisée pour tester la géométrie de fissure définie dans la figure 4.28. L'essai EP017 correspondant a été réalisé en février 2008 au LMS sur le banc aux barres de Hopkinson décrit dans la partie 2.15. La vitesse d'impact est de $30.5ms^{-1}$. Le détail précis de cet essai est reporté dans l'annexe C.9.

La figure 4.30 présente une photographie de l'éprouvette *post-mortem* et un zoom sur la zone de collision. Les positions des pré-entailles initiales sont repérées X1 et X2.

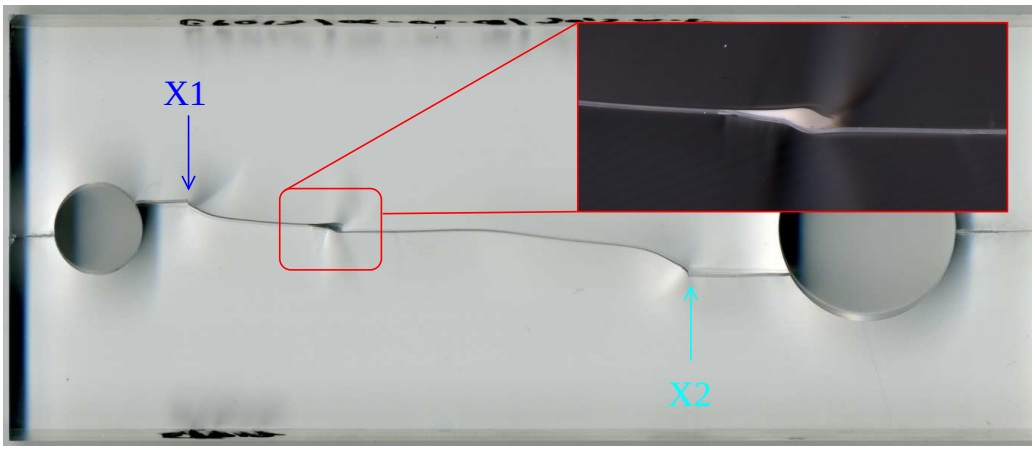


FIG. 4.30 – *Février 2008 - Ep017 - Trajet de fissure post-mortem et zoom sur la zone de coalescence.*

Durant cette expérience, les positions successives des deux fronts de fissures sont suivies à l'aide d'extensomètres optiques (Zimmer). Les caractéristiques des deux objectifs 115 et 116 utilisés sont collectées dans le tableau 2.5. L'objectif 115 (étendue de mesure $100\,mm$) vise la fissure coté barre entrante tandis que l'objectif 116 (étendue de mesure $20\ mm$) suit la fissure coté barre sortante. Les deux signaux fournis par les Zimmers sont synchronisés et l'instant où les ondes atteignent l'interface barre entrante/éprouvette est choisi comme instant de référence.

La figure 4.31 présente l'histoire des positions des fronts de fissures. Les positions des pré-entailles initiales sont repérées X1 et X2 sur cette figure et la zone de coalescence (zoom de la figure précédente) est entourée.

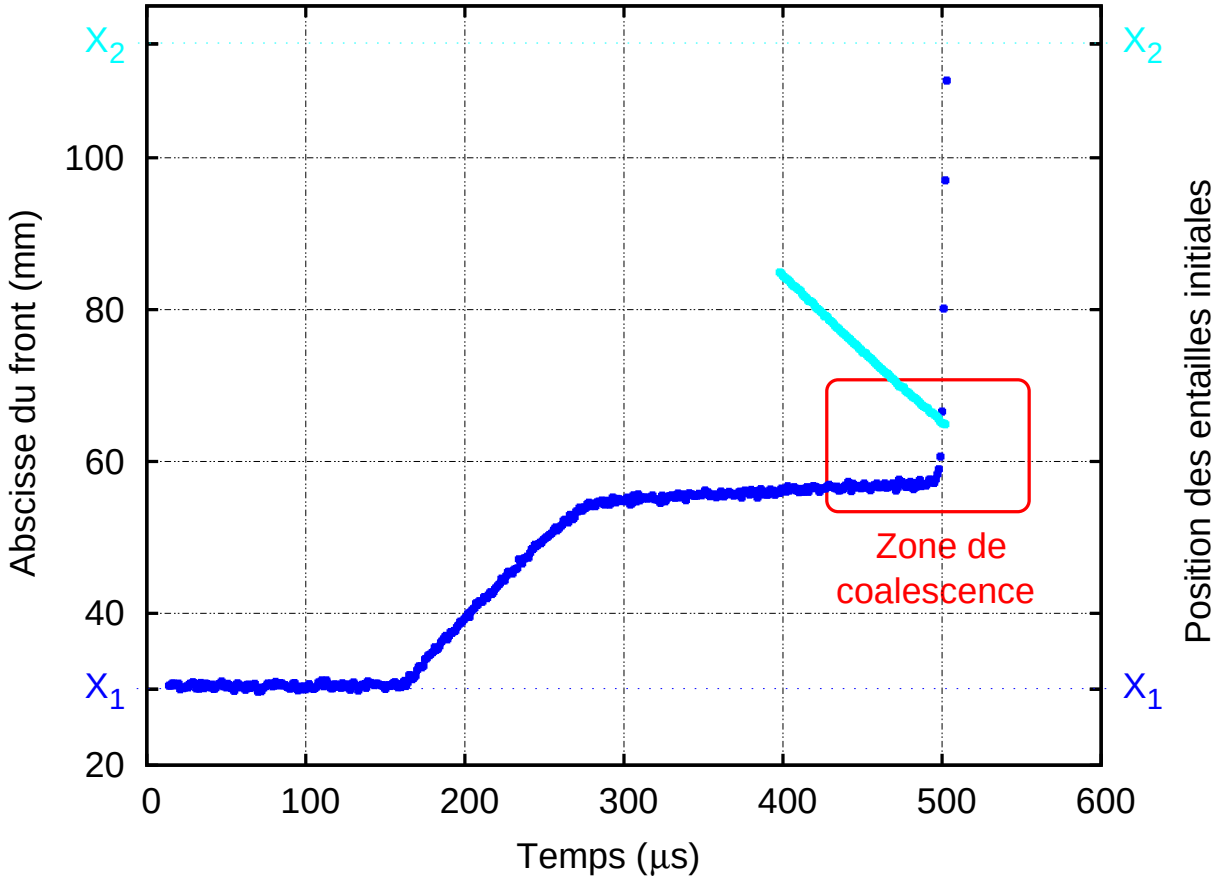
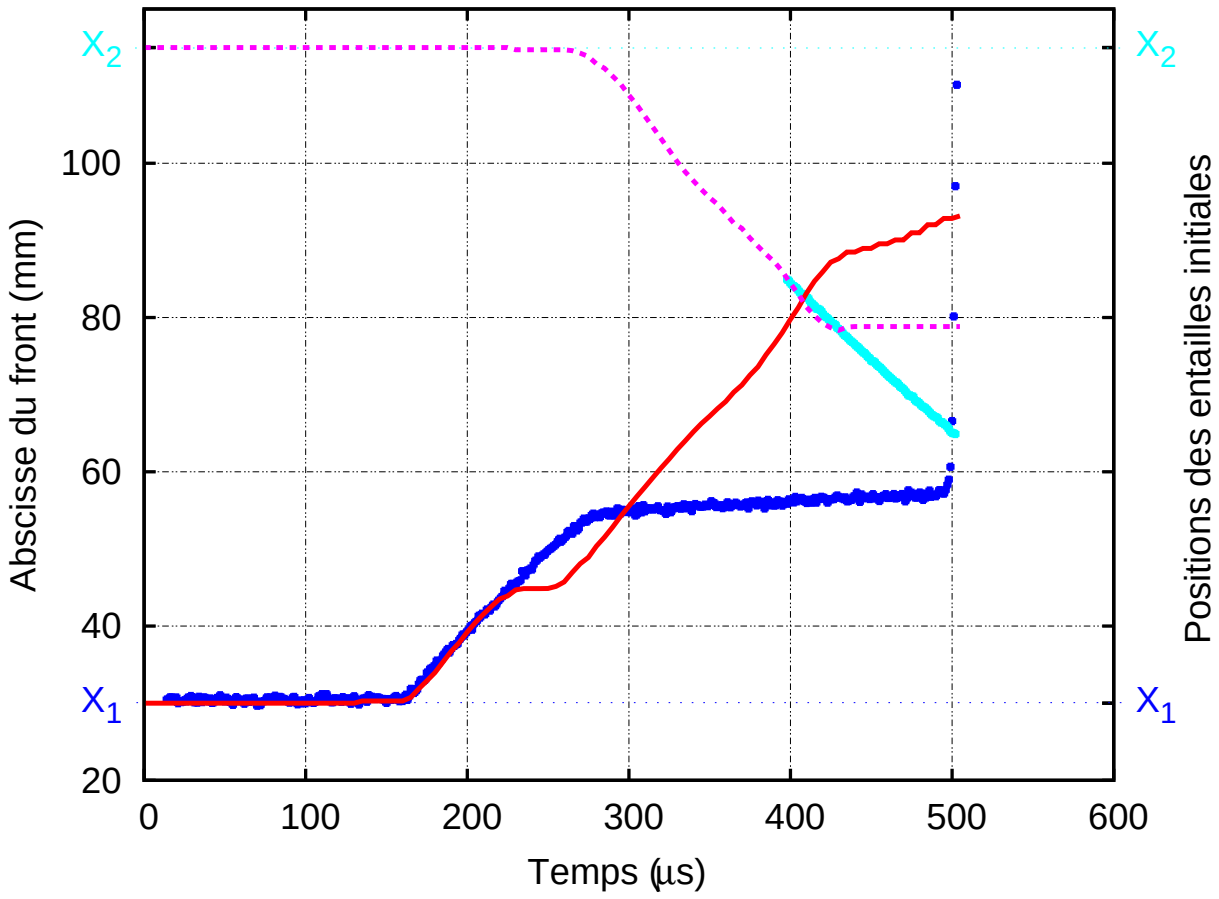


FIG. 4.31 – *Février 2008 - Ep017 - Histoire expérimentale des positions des fronts de fissures.*

Puisque l'étendue de mesure de l'objectif 116 est de $20\ mm$, l'histoire de la propagation complète n'est pas obtenue pour la fissure coté barre sortante. L'étendue de mesure est donc centrée autour de la zone de coalescence. Sur la figure 4.31 les signaux délivrés par les Zimmer ne sont pas corrigés du mouvement d'ensemble de l'éprouvette durant l'essai. Ainsi il subsiste une faible pente constante sur le signal délivré par le Zimmer lorsque la fissure coté barre entrante est arrêtée ($280\ \mu s < t < 500\ \mu s$). Cette pente correspond à la vitesse d'avancée de l'éprouvette. Par ailleurs, le zéro du signal délivré par le Zimmer coté barre sortante est ajusté afin de faire correspondre le lieu de la zone de coalescence avec la position mesurée sur l'éprouvette post-mortem.

La figure 4.32 présente la comparaison des histoires des fronts de fissures expérimentales issues de la figure précédente et celles issues du calcul numérique.



Bleu : histoires expérimentales - Rouge : histoires numériques

FIG. 4.32 – *Comparaison des histoires des positions des fronts.*

◊ *Discussion*

– En comparant les figures 4.29 et 4.30, on retrouve les mêmes phases de propagation. Les fissures s'initient, tournent pour rejoindre l'axe de symétrie naturelle de l'éprouvette puis se repoussent, se contournent en se dépassant et enfin se rejoignent. Cependant le lieu de la zone de coalescence n'est pas situé au même endroit lors de l'essai et lors de la simulation. De plus, le phénomène d'évitement est amplifié lors de la simulation.

– Cependant la figure 4.32 montre que la dynamique de la propagation est bien capturée par la simulation numérique. En effet la synchronisation des deux fissures est respectée et les vitesses de propagation sont semblables. Lors de la simulation, on retrouve également la phase d'arrêt sur la fissure coté barre entrante. Cependant celle-ci se produit trop tôt et ne dure pas assez longtemps. Ainsi la fissure coté barre sortante ne se propage pas suffisamment durant cette phase d'arrêt pour venir décharger la fissure coté barre entrante et empêcher son redémarrage comme dans l'expérience.

– Plusieurs pistes de réflexion sont envisagées pour expliquer ces différences. Tout d'abord l'hypothèse d'un comportement linéaire élastique pour le matériau semble faible pour décrire la zone entourant le petit trou coté barre entrante. Il est probable que le matériau plastifie légèrement dans cette zone étant donné la forte vitesse d'impact mise en jeu lors de l'essai. Ce phénomène aurait tendance à retarder la propagation de la fissure coté barre entrante. De plus, durant les simulations, le caractère visco-élastique du matériau n'est pas pris en compte. Un module de Young dynamique moyen est utilisé pour tenir compte de la dépendance globale du matériau à la vitesse de chargement mais il est considéré constant dans l'éprouvette et durant l'essai. Dans le cas de la propagation d'une fissure unique, ce modèle était suffisant et permettait de prendre en compte également le caractère tridimensionnelle de la propagation des ondes dans l'éprouvette durant l'essai. Cette hypothèse semble maintenant insuffisante pour capturer les phénomènes hautement transitoires que sont la propagation et les réflexions des ondes dans l'éprouvette et sur les lèvres des deux fissures.

– Le phénomène d'évitement mis en évidence s'est produit expérimentalement pour différentes éprouvettes testées à différentes vitesses d'impact. Il n'est pas dû à la position des pré-fissures initiales. En effet les mêmes formes de zone de coalescence ont été obtenues pour des fissures situées sur l'axe de symétrie de l'éprouvette et donc sollicitées en mode I pur. Dans ce cas, les fissures propagent sur l'axe puis s'en éloignent, se dépassent avant de se rejoindre suivant le même processus.

– Ce même phénomène a déjà été observé par le passé lors de la propagation instable de fissures soumises à un chargement quasi-statique. On peut par exemple citer les travaux de Melin (1983) (repris et discuté par Broberg (1999)) où une analyse quasi-statique est mise en oeuvre pour montrer qu'un trajet rectiligne est instable lors de la coalescence de deux fissures approximativement colinéaires (voir figure 4.33).

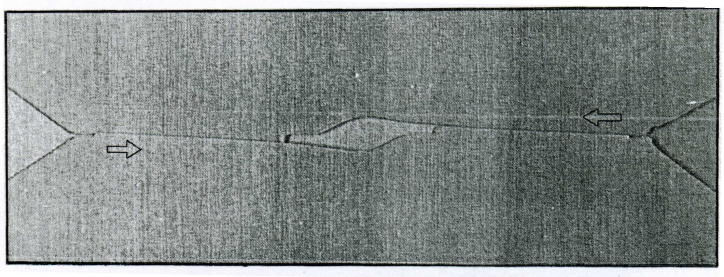


FIG. 4.33 – *Coalescence de deux fissures soumises à chargement quasi-statique (Melin, 1983).*

Finalement, on a montré que l'outil de simulation numérique et les critères de rupture énoncés permettent de capturer la dynamique du phénomène d'interaction de deux fissures sous impact. Cependant des limites au modèle ont été soulignées et des pistes d'amélioration émises.

4.2 Formes caractéristiques relevées sur les faciès de rupture rapide dans le PMMA

Les spécificités des faciès de rupture dynamique dans le PMMA observées par le passé ont été relevées dans la partie 1.4.3. Dans cette partie, on présente différents résultats d'observations des faciès de rupture des éprouvettes testées.

Les observations ont été réalisées à la plateforme CMTC[1] de l'ISTM[2] de Grenoble lors d'un workshop organisé par la société Carl Zeiss S.A.S[3].

Les matériels d'observation utilisés sont :
- Un microscope optique (Axio observer Z1m).
- Un microscope confocal (LSM 5 exciter).

4.2.1 Observations d'empreintes coniques

Les mêmes formes coniques que celles relevées par Ravi-Chandar (2004) ont été observées au microscope optique. La figure 4.34 présente différentes photographies de faciès de rupture pour quelques uns des essais réalisés. Les figures 4.34.a et 4.34.b présentent des répartitions d'empreintes coniques sur le faciès de l'éprouvette Ep03 impactée par le vérin rapide à $10\ ms^{-1}$ en mars 2007. La figures 4.34.c présente un zoom sur une parabole du faciès de l'éprouvette Ep06 impactée sur le banc aux barres de Hopkinson à $12.2\ ms^{-1}$ en mars 2007.

Un zoom sur une parabole a également été effectué à l'aide du microscope confocal permettant une reconstruction tridimensionnelle par couches. La figure 4.35 présente une telle reconstruction pour une parabole présente sur l'éprouvette Ep052 impactée sur le banc aux barres de Hopkinson à $14ms^{-1}$ en février 2008. Une telle reconstruction permet d'appréhender la topographie de la conique. On obtient une épaisseur moyenne de $340nm$.

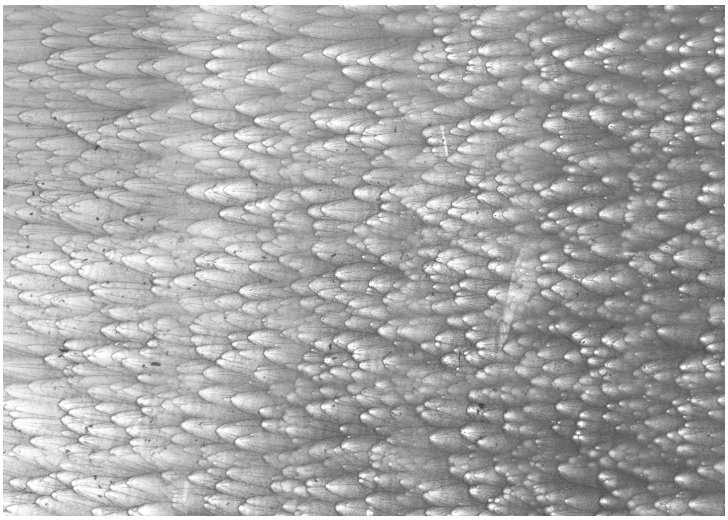
4.2.2 Évolution de la densité d'empreintes avec la vitesse de propagation

La figure 4.36 présente l'évolution de la densité d'empreintes le long d'un trajet de fissure. On distingue la phase d'amorçage, la première phase de propagation, la phase d'arrêt, la seconde phase de propagation et l'arrêt final. On remarque que les empreintes s'estompent avant les phases d'arrêt et que la densité de conique est constante dans les phases de propagation.

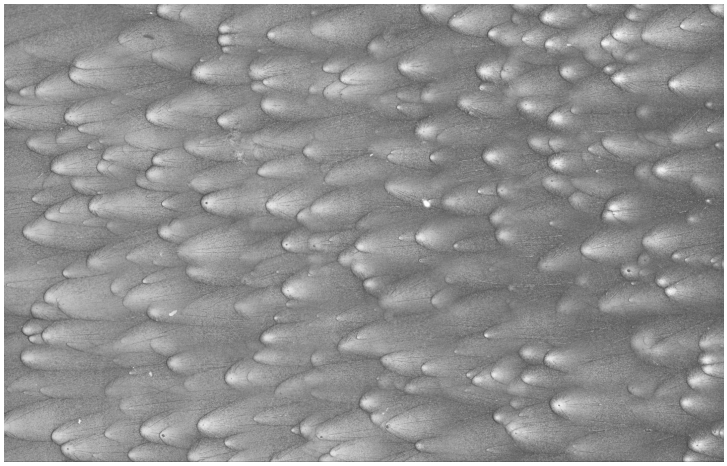
La figure 4.37 présente un zoom sur la zone d'arrêt pour ce même essai. On remarque que la zone d'arrêt est fortement marquée sur le faciès de rupture.

La figure 4.38 présente une photographie de la répartition de coniques sur le faciès de l'éprouvette Ep20 impactée sur le banc au barres de Hopkinson à $16.75\,ms^{-1}$ en février 2008. On voit sur cette figure que la densité d'empreintes augmente avec la vitesse de propagation et que leur forme change. Elles sont moins effilées et plus resserrées.

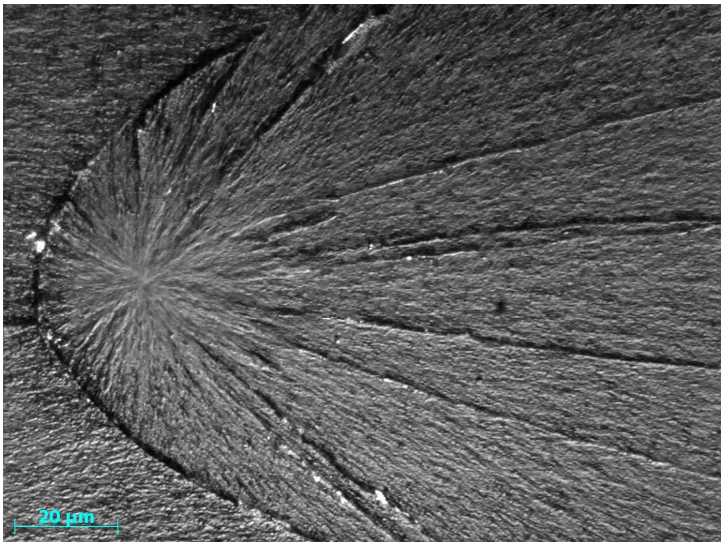
[1]Consortium des moyens technologiques communs.
[2]Institut de Science et Technologie des Matériaux.
[3]www.zeiss.fr .



a)



b)



c)

Sens de la propagation

FIG. 4.34 – *Empreintes coniques caractéristiques d'un faciès de rupture dynamique dans le PMMA.*
a) Mars 2006 - Ep03 (zoom x5) b) Mars 2006 - Ep03 (zoom x20)
c) Mars 2007 - Ep06

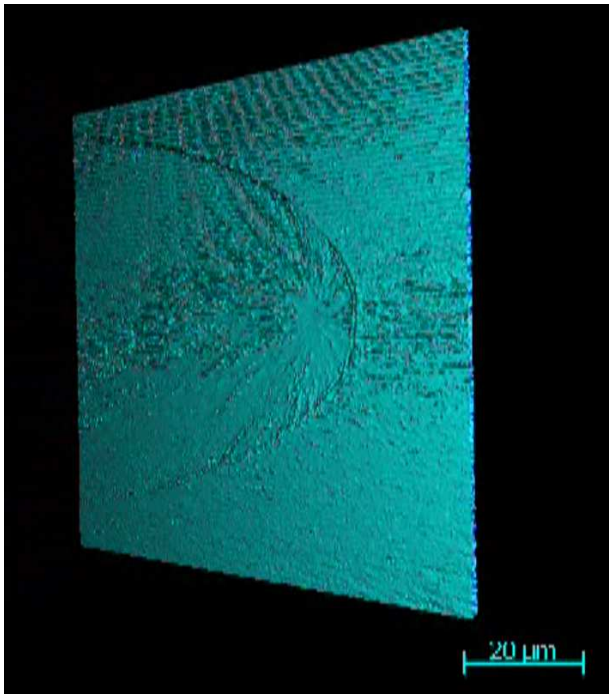


FIG. 4.35 – *Reconstruction 3D par couches d'une conique.*

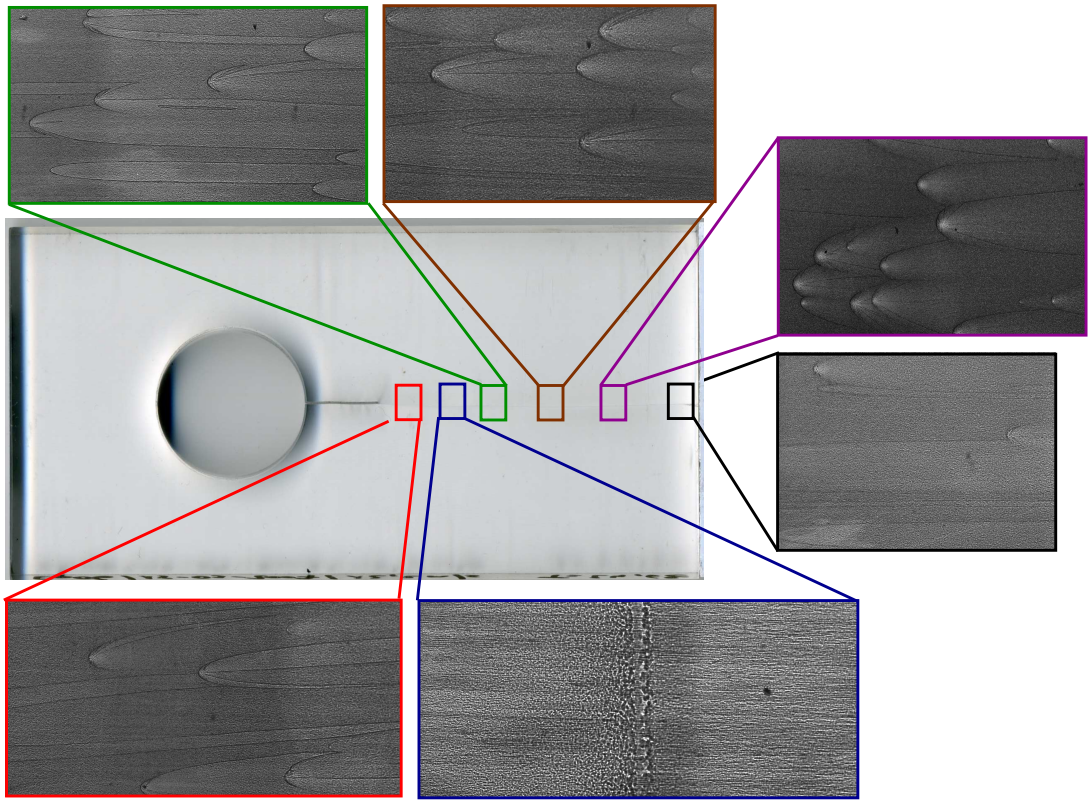


FIG. 4.36 – *Mars 2007 - Ep06 - Évolution de la densité d'empreintes le long d'un trajet de fissure.*

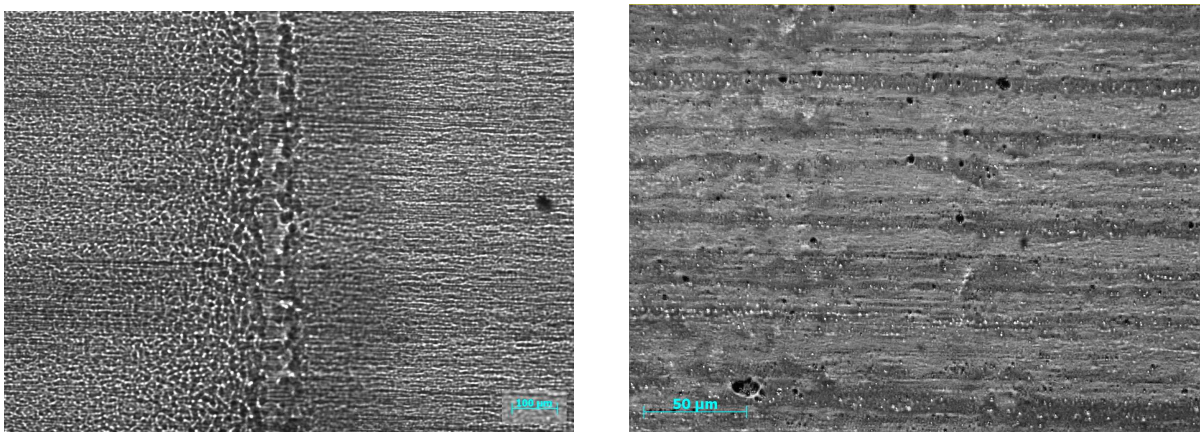


FIG. 4.37 – *Mars 2007 - Ep06 - Zoom sur la zone d'arrêt.*

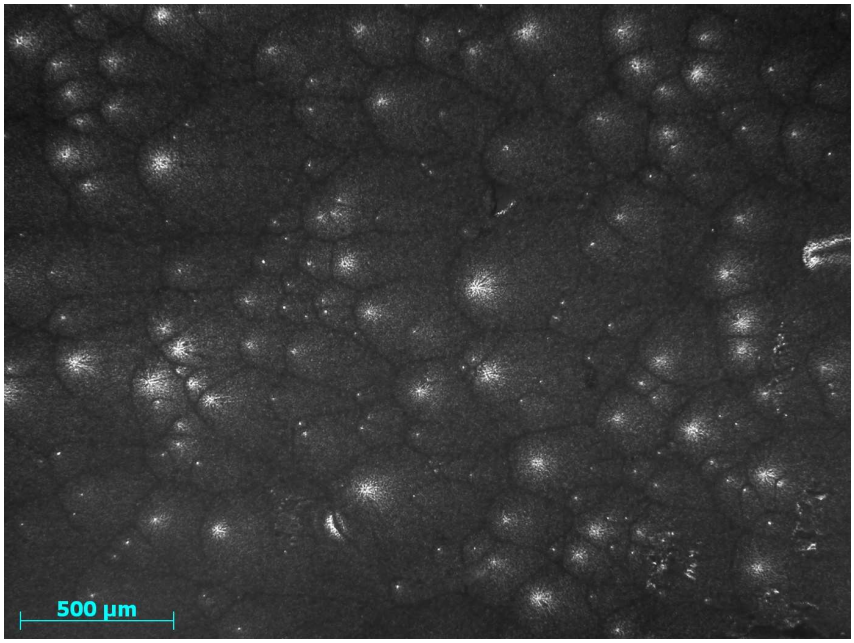


FIG. 4.38 – *Augmentation de la densité d'empreintes avec la vitesse de propagation.*

4.2.3 Origines et intérêts expérimentaux

Les empreintes coniques résultent de l'intersection entre une fissure principale et une microfissure qui se développe dans un plan légèrement différent. L'interaction entre la fissure plane et la microfissure sphérique laisse alors une marque coniques sur le faciès de rupture. Ces microfissures croissent à partir de microcavités qui se forment sur des nanodéfauts. Plus la vitesse de propagation de la fissure principale est importante, plus le nombre de microcavités augmentent et donc plus la densité d'empreintes sur le faciès est grande. De même, plus la vitesse de propagation de la fissure principale est importante, moins les microfissures ont le temps de se propager et donc plus les empreintes deviennent circulaires.

D'un point de vue qualitatif on peut donc se servir de ces observations pour quantifier les vitesses de propagation de fissure dans le PMMA et pour repérer les phases d'arrêt.

Conclusion.

Dans ce chapitre, nous avons vu quelques unes des particularités dues à l'aspect dynamique de la rupture sous impact vis-à-vis de la rupture quasi-statique.

Les différences de trajet et d'histoire de propagation obtenus lors d'une étude dynamique et lors d'une étude quasistatique ont été traitées. L'influence d'un trou sur le trajet d'une fissure qui propage soit statiquement soit dynamiquement a été évoquée. Des résultats expérimentaux ont été comparés à des résultats numériques obtenus en propagation dynamique et en fatigue quasistatique. On a ainsi montré qu'il est nécessaire d'effectuer une étude dynamique dans le cas du dimensionnement des structures, notamment pour le piégeages de fissures.

L'influence de l'interaction entre deux fissures a également été présentée. Le cas de deux préfissures radiales symétriques et le cas de deux fissures entrant en collision ont été étudiés.

Enfin des formes caractéristiques des faciès de rupture rapide dans le PMMA ont été relevées. Des observations expérimentales au microscope optique ont été présentées et les origines et intérêts expérimentaux discutés.

Bibliographie

Broberg, K., 1999.
Cracks and Fracture. Academic Press.

Ghfiri, R., Amrouche, A., Imad, A., Mesmacque, G., 2000.
Fatigue life estimation after crack repair in 6005 A-T6 aluminium alloy using the cold expansion hole technique.
Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures 23 (11), 911–916.

Melin, S., 1983.
Why do cracks avoid each other ?
International Journal of Fracture 23 (1), 37–45.

Nishimura, T., 2005.
Experimental and numerical evaluation of crack arresting capability due to a dimple.
Journal of Engineering Materials and Technology 127 (2), 244–250.

Ravi-Chandar, K., 2004.
Dynamic Fracture. Elsevier.

Song, P. S., Shieh, Y. L., 2004.
Stop drilling procedure for fatigue life improvement.
International Journal of Fatigue 26 (12), 1333–1339.

Chapitre 5

Perspectives et nouveaux défis.

Ce cinquième et dernier chapitre présente les perspectives et les nouveaux défis ou centres d'intérêt en mécanique de la rupture dynamique. Sont décrites l'étude expérimentale du branchement dynamique de fissures, la prise en compte d'effets tridimensionnels ainsi que la prise en compte d'effets de plasticité.

Sommaire

Introduction. **182**

5.1 Étude expérimentale du branchement dynamique de fissures. **182**

5.1.1 Description du phénomène. 182

5.1.2 Influence de la vitesse de propagation sur le nombre de branches crées. 183

5.2 Prise en compte d'effets tridimensionnels et d'effets de plasticité. **188**

5.2.1 Généralité sur la forme du front dans l'épaisseur. 188

5.2.2 Étude de la rupture dynamique tridimensionnelle dans le PMMA. 188

5.2.3 Rupture dynamique d'un alliage aéronautique (Aluminium 7075 T651). 192

Conclusion. **193**

Bibliographie. **195**

Introduction.

Dans ce cinquième et dernier chapitre, on s'intéresse aux nouveaux défis et perspectives en mécanique de la rupture dynamique. Plusieurs travaux ont déjà été réalisés dans différentes directions de recherche mais ils n'ont pu être finalisés soit par manque de temps, soit par manque de moyens d'études ou encore du fait de la simplicité des modèles adoptés vis-à-vis de la complexité des phénomènes à décrire. L'intérêt majeur de ces premiers résultats est de fournir des données expérimentales discriminantes vis-à-vis de modèles et d'outils de simulation numérique en phase de développement dans le laboratoire.

Le premier paragraphe traite de l'étude expérimentale du branchement dynamique de fissure. Le phénomène est tout d'abord décrit et son origine discutée. Ensuite des expériences de branchement dynamique de fissures sont présentées et l'influence de la vitesse de propagation sur le nombre de branche crées est étudiée.

Le deuxième paragraphe traite de la prise en compte d'effets tridimensionnels et d'effets de plasticité en mécanique de la rupture dynamique. Des expériences de propagation dynamique tridimensionnelles de fissures sous impact dans le PMMA sont tout d'abord présentées. Ensuite la rupture dynamique d'un alliage d'aluminium aéronautique est évoquée et les effets tridimensionnelles ainsi que les effets de plasticité sont décrits.

5.1 Étude expérimentale du branchement dynamique de fissures.

5.1.1 Description du phénomène.

On a vu dans la partie 1.2.3 l'influence de la vitesse de propagation sur la répartition angulaire des contraintes. La figure 1.5 présente l'évolution de l'intensité des contraintes circonférentielles en fonction de la direction polaire pour différentes vitesses de propagation de fissure en régime permanent. Pour de grandes vitesses de propagation ($v > 0.67c_S$, où c_S est la vitesse des ondes de cisaillement), on observe sur cette figure un maximum des contraintes circonférentielles dans une direction différente de la direction initiale (proche de 50° pour $\nu = 0.33$). La fissure propage en changeant brusquement de direction. Après propagation, la fissure n'est plus sollicité en mode I et les contraintes sont totalement redistribuées. C'est ce phénomène de bifurcation qui conduit au phénomène de branchement à grandes vitesses de propagation.

Dans la partie §4.2.3, l'origine d'empreintes coniques sur le faciès de rupture a été reliée à la présence de nanodéfauts conduisant à la propagation de microfissures secondaires dans des plans légèrement différents du plan de fissure principal. Lorsque la vitesse de propagation augmente, ces microfissures deviennent de plus en plus nombreuses, de plus en plus grandes et le faciès de rupture devient très chahuté. A grande vitesse de propagation ces microfissures donnent naissances à des macrofissures hors du plan principal de propagation. Si le chargement initial est suffisant, ces macrofissures propagent indépendamment de la fissure principale et forment des branches secondaires.

Lorsque la sollicitation imposée est suffisante, les branches secondaires peuvent à leur tour brancher et on observe des trajets de fissures spectaculaires où une fissure initiale donne naissance à cinq, dix ou vingt branches secondaires. Le phénomène de branchement a pour conséquence de limiter la vitesse de propagation des fissures dans les matériaux fragiles du fait de l'énergie consommée pour développer de nouvelles branches.

5.1.2 Influence de la vitesse de propagation sur le nombre de branches crées.

Neuf essais de branchement dynamique ont été réalisés en février 2008 au LMS sur un banc aux barres de Hopkinson. Puisqu'il est nécessaire d'imposer une forte sollicitation pour amorcer le phénomène, les géométries d'éprouvettes ont été modifiées. Le tableau 5.1 présente les principales caractéristiques des essais réalisés et la figure 5.1 représente la géométrie des éprouvettes employées.

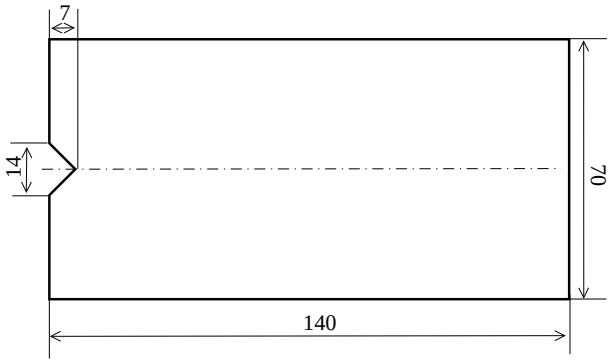
Essai	Ep07	Ep18	Ep20	Ep23	Ep25	Ep30	Ep33	Ep40	Ep43
Vitesse d'impact	12.48	14	16.75	20.9	21.1	24.8	> 25		
Acquisition	Zimmer							Standard*	
Vitesse de propagation	454	459	492	493	537	553	560		

* 2

(vitesses avant branchement en $[ms^{-1}]$)
Appareils photographiques Proxitronic HF-1

TAB. 5.1 – *Février 2008 - Caractéristiques des essais de branchement dynamique.*

Afin de solliciter directement la fissure en traction, les ondes de compression issues de l'impact sont converties à l'aide d'un coin prélevé dans le même matériau que l'éprouvette testée. Les barres en nylon de diamètre $40\,mm$ ne sont plus adaptées dans ce cas et les essais sont réalisés avec des barres en marval de diamètre $12\,mm$. L'impédance mécanique du marval est très différente de celle du PMMA mais cela a comme avantage de pouvoir solliciter l'éprouvette avec une grande vitesse d'impact tout en restant dans le domaine élastique des barres.

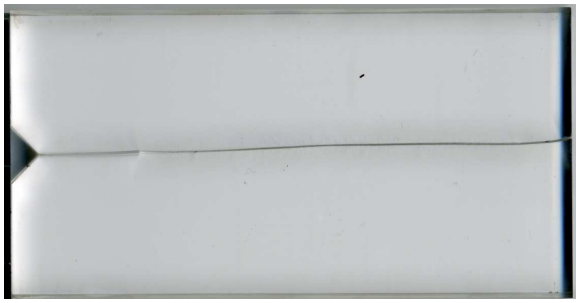


Épaisseur : $10\,mm$

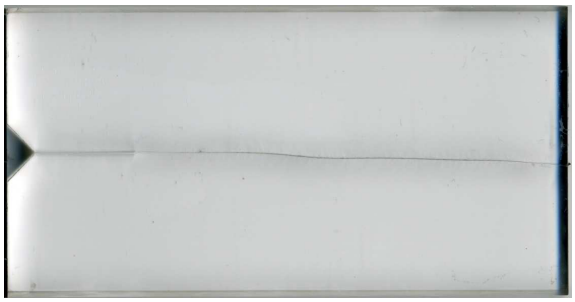
FIG. 5.1 – *Géométrie des éprouvettes de branchement dynamique.*

Durant ces essais, deux extensomètres optiques ont été utilisés pour localiser le front de fissure conformément à la partie 2.2.2. Les caractéristiques des deux objectifs 115 (étendue de mesure $100\,mm$) et 116 (étendue de mesure $20\,mm$) utilisés sont collectées dans le tableau 2.5. Les deux objectifs visent la même fissure initiale et les deux signaux fournis par les extensomètres sont synchronisés et donne la vitesse de propagation de la fissure avant branchement.

La figure 5.2 présente les photographies *post-mortem* de chaque éprouvette.

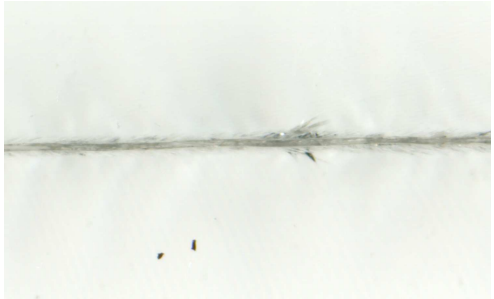


Ep07

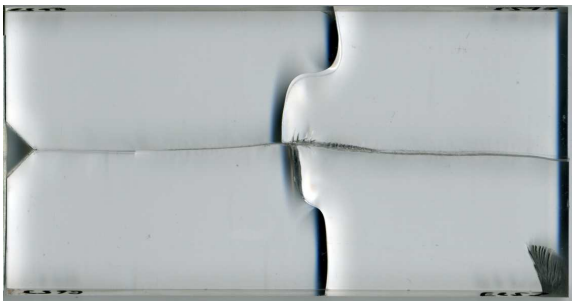


Ep18

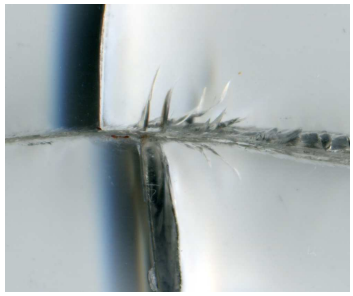
Ep20



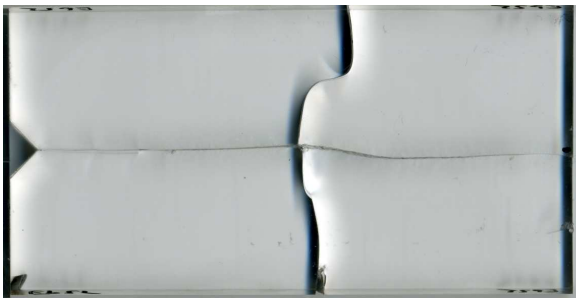
Ep20 - Zoom



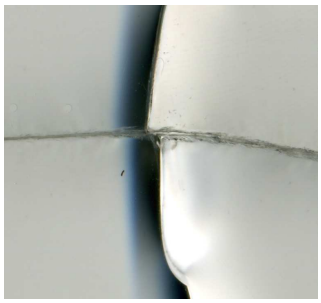
Ep23



Ep23 - Zoom



Ep25



Ep25 - Zoom

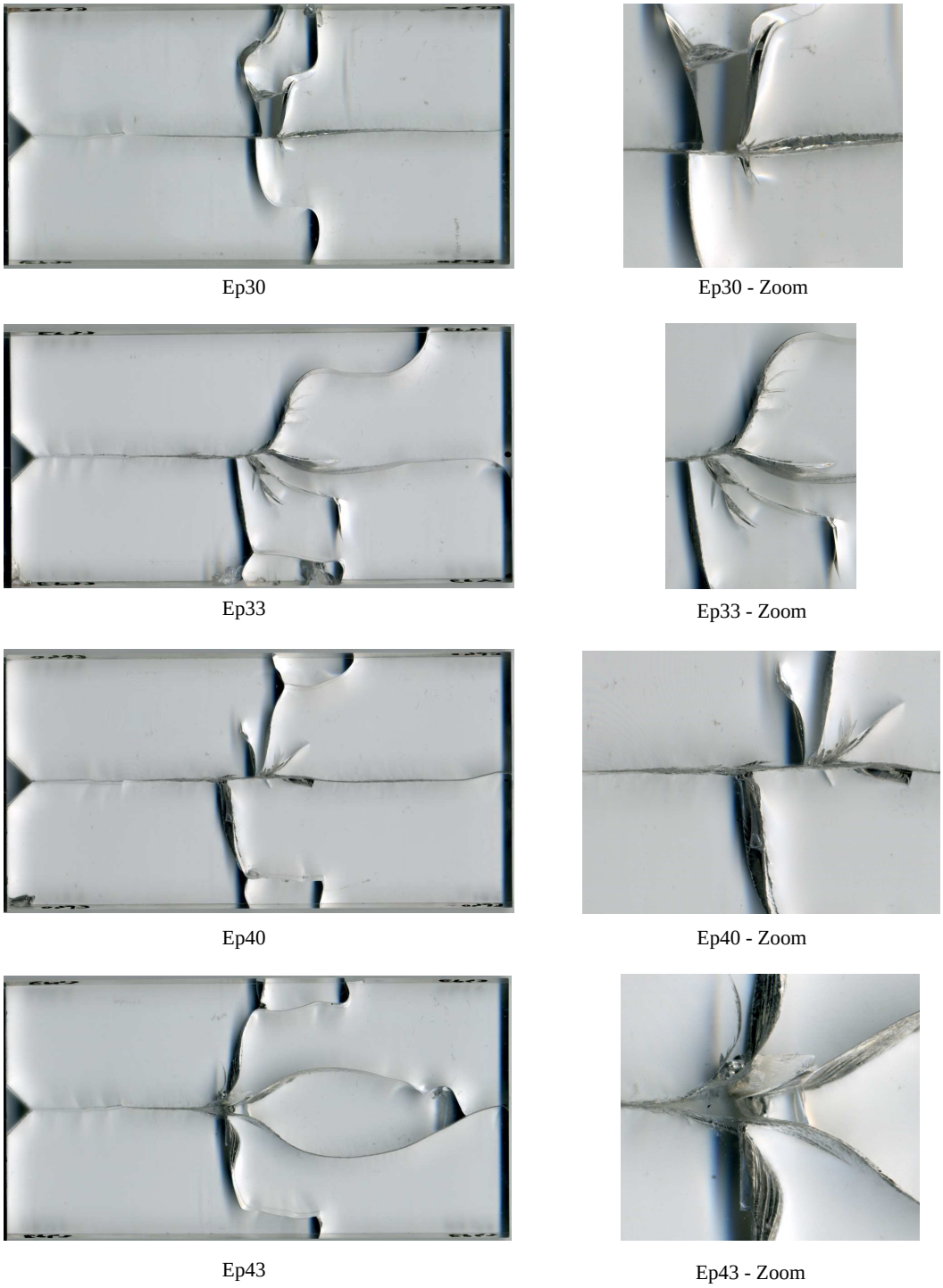


FIG. 5.2 – *Photographies post-mortem des éprouvettes de branchement dynamique.*

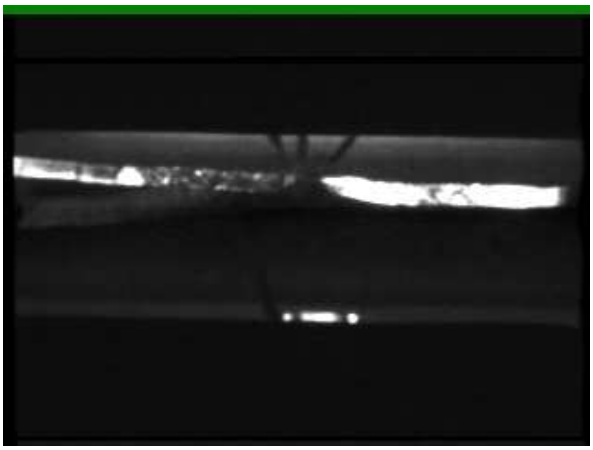
On classifie ces différents essais suivant la vitesse de propagation :

$v < 490\, ms^{-1}$ Fig. 5.2 Ep07 - Ep18	Le faciès de rupture devient chahuté avec l'augmentation de la vitesse de propagation. De plus en plus de microfissures naissent dans un plan peu différent du plan principal de propagation. La texture du faciès de rupture devient granuleuse.
$v \approx 490\, ms^{-1}$ Fig. 5.2 Ep20	Le phénomène de branchement dynamique apparaît. Les microfissures donnent naissance à des macrofissures hors du plan principal de propagation.
$490 < v < 540\, ms^{-1}$ Fig. 5.2 Ep23 - Ep25	Le phénomène s'intensifie. Certaines des macrofissures formées propagent indépendamment de la fissure principale et forment des branches secondaires. Les chemins de rupture obtenus à différentes vitesses d'impact sont semblables et présentent deux branches secondaires symétriques en plus de la branche principale.
$550 < v < 560\, ms^{-1}$ Fig. 5.2 Ep30 - Ep33 - EP40	Le phénomène n'est plus répétitif. La vitesse de propagation atteinte par les branches secondaires est suffisante pour conduire à de nouveaux branchements dynamiques. Les trajets de propagation deviennent complexes. On observe de nombreuses branches secondaires en plus de la branche principale.
$v > 560\, ms^{-1}$ Fig. 5.2 Ep43	Le trajet obtenu présente de nouveau une forte symétrie. Quatre branches secondaires se sont formées et il n'y a plus de branche principale.

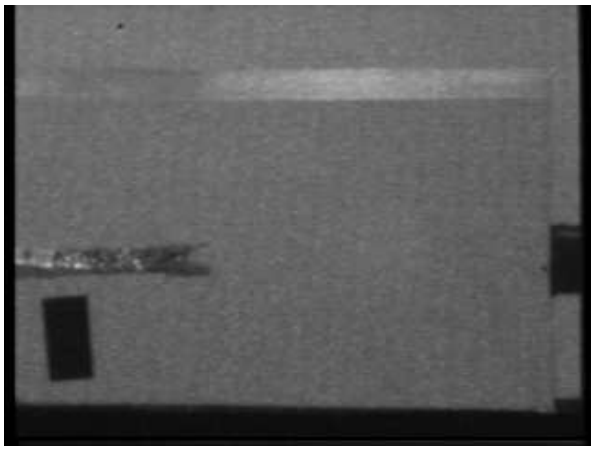
Les photographies des éprouvettes *postmortem* nous donne une idée de la propagation par le nombre de branches crées. Les extensomètres optiques (Zimmer) nous renseigne sur la vitesse de propagation avant branchement. Afin de préciser l'histoire de la propagation, la visualisation des fissures est réalisée avec des appareils photographiques (comme dans le §2.2.1) lors des deux derniers essais (Ep40 et Ep43 dans le tableau 5.1). On souhaite ainsi déterminer l'ordre d'apparition des branches secondaires et s'assurer que les fissures secondaires sont bien issues de la propagation d'une fissure principale et non pas de chocs ultérieurs subis par l'éprouvette. Seulement deux clichés sont obtenus par essai. Ainsi il n'est plus possible d'obtenir les vitesses de propagation durant ces essais. Afin de s'affranchir des reflets parasites dus à la réflexion de la lumière sur le bord supérieur de l'éprouvette, un cache est placé sur le quart supérieur des éprouvettes.

La figure 5.3 présente les clichés de la propagation obtenus lors des essai Ep40 et Ep43. La ligne à retard pilotant les 2 appareils photographiques déclenche sur le signal délivré par la jauge située sur la barre entrante. Ainsi l'instant où les ondes atteignent la jauge entrante est choisi comme référence temporelle.

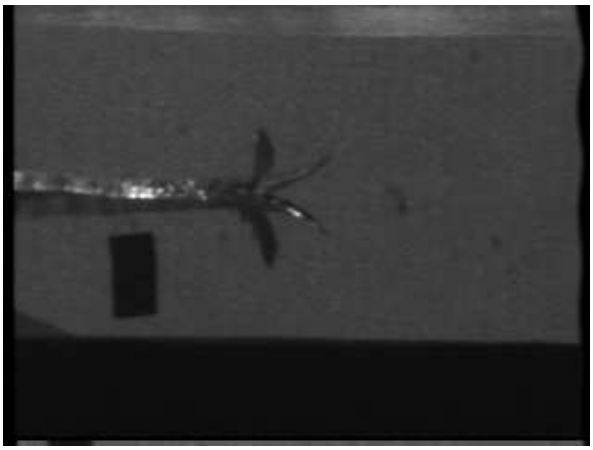
a) Ep40 - $t = 280\ \mu s$



b) Ep40 - $t = 350\ \mu s$



c) Ep43 - $t = 220\ \mu s$



d) Ep43 - $t = 250\ \mu s$

FIG. 5.3 – *Clichés de la propagation lors des essais de branchement dynamique.*

Dans le cas de l'éprouvette Ep40, les clichés sont pris trop tard pour observer la formation des branches secondaires. De plus la propagation des branches secondaires supérieures est masquée par le cache placé sur l'éprouvette. Cependant en comparant les photographies *postmortem* (Fig. 5.2) et les clichés pris lors de la propagation (Fig. 5.3) on remarque qu'on a bien une propagation simultanée des fissures principales et secondaires. Cela démontre que le phénomène étudié correspond bien à du branchement dynamique et que les fissures secondaires ne sont pas dues à des chocs ultérieurs sur l'éprouvette.

Dans le cas de l'éprouvette Ep43, le branchement dynamique s'effectue en deux temps. Tout d'abord la fissure principale se sépare en deux branches secondaires (Fig. 5.3.c). Ensuite chaque branche secondaire donne naissance à une seconde branche secondaire (Fig. 5.3.d). Enfin les quatre branches ainsi crées propagent simultanément.

5.2 Prise en compte d'effets tridimensionnels et d'effets de plasticité.

5.2.1 Généralité sur la forme du front dans l'épaisseur.

Du fait de modes de déformation différents au bord (contraintes planes) et à coeur (déformations planes), la fissure n'est pas strictement rectiligne dans l'épaisseur. Elle propage plus vite à coeur qu'au bord de l'éprouvette. Cela se traduit par un profil parabolique si l'épaisseur de l'éprouvette est suffisante ou par un profil oblique si l'épaisseur est plus faible. Le profil parabolique obtenu lors de l'essai Ep040 (réalisé en mars 2007 et présenté dans la partie 3.3.2) a été retrouvé numériquement par Menouillard (2007) durant sa thèse en implémentant la méthode X-FEM dans le code 3D explicite EUROPLEXUS développé au CEA Saclay. Cependant les critères tridimensionnels en contraintes moyennées en pointe de fissure utilisés ne permettent pas encore de rendre compte de la propagation dynamique complexe durant l'essai. C'est pourquoi l'étude des effets tridimensionnelles sera abordée uniquement d'un point de vue expérimental dans les paragraphes suivants.

5.2.2 Étude de la rupture dynamique tridimensionnelle dans le PMMA.

Dans cette partie, on cherche à obtenir des effets tridimensionnels lors de la propagation dynamique de fissures dans du PMMA. Les essais correspondants ont été réalisés en février 2008 au LMS sur le banc au barre de Hopkinson décrit dans la partie 2.15. Le détail précis des essais est reporté dans l'annexe C.9. Afin d'initier la rupture en mode mixte (I+III), la pré-entaille initiale est inclinée d'un angle α par rapport à l'axe (0,z) dans l'épaisseur (voir figure 5.4). Neufs essais ont été réalisés pour des angles α variant entre 20 et 43°. Du fait de la difficulté d'usinage d'une fissure parfaitement droite pour des angles α élevé, les pré-entailles présentant des angles α élevée sont légèrement radiale et l'initiation s'effectue alors en mode mixte (I+II+III).

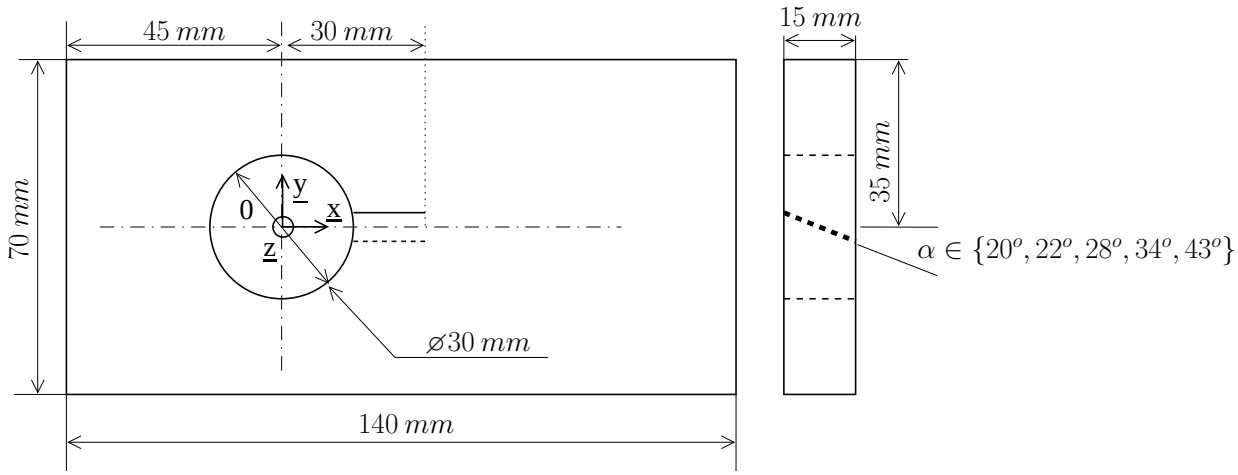


FIG. 5.4 – *Février 2008 - Géométrie des essais avec propagation tridimensionnelle.*

La figure 5.5 présente une photographie de l'éprouvette *post-mortem* correspondant à l'essai Ep052 ($\alpha = 22^o$) et la figure 5.6 en présente quelques zooms. Sur ces figures, on distingue une rotation du front de la pré-entaille initiale qui tend à devenir parallèle au plan $(O, \underline{x}, \underline{z})$ durant la propagation. Ce déversement du front autour de l'axe $(O, \underline{x})$ ne se fait pas de manière continue mais par "morceaux" : le front est segmenté au début de la propagation. Cette segmentation du front a déjà été observée par plusieurs auteurs et Leblond (2003) note que la segmentation du front n'existe que pour des raisons de continuité géométrique et qu'elle disparaît si le corps étudié est peu épais (voir figure 5.7). L'angle de déversement est linéaire de $-\alpha$ à α et le nombre de segment obtenu dépend de l'angle d'inclinaison initial α (défini figure 5.4).

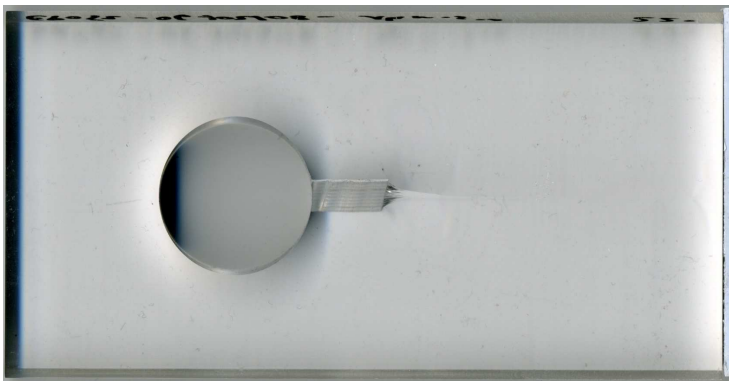


FIG. 5.5 – *Février 2008 - Ep052 - Éprouvette post-mortem ($\alpha = 22^o$).*

Deux phases de propagation sont séparées par une phase d'arrêt. L'évolution du chargement durant cette phase d'arrêt crée un changement de direction sur le trajet de fissure repérable sur l'éprouvette *post-mortem* (figure 5.6). La présence de cet arrêt est intéressante car elle fournit un critère de discrimination pour discerner quels sont les essais numériques physiquement acceptables par comparaison de l'angle de déversement durant la phase d'arrêt.

Durant ces essais, deux extensomètres optiques ont été utilisés pour localiser le front de fissure conformément à la partie 2.2.2. Les caractéristiques des deux objectifs 115 (étendue de mesure $100\,mm$) et 116 (étendue de mesure $20\,mm$) utilisés sont collectées dans le tableau 2.5. Les deux objectifs visent la même fissure initiale et les deux signaux fournis par les extensomètres sont synchronisés. La figure 5.8 représente l'histoire brute des positions successives du front de fissure. Le Zimmer associé à l'objectif 115 ne décèle pas l'initiation de la propagation et donc ne fournit qu'un signal représentatif du mouvement de corps solide de l'éprouvette. Par contre, on obtient une histoire de la propagation avec l'objectif 116. Puisque son étendue de mesure est de $20\,mm$, l'histoire de la propagation complète n'est pas obtenue mais on distingue bien les deux phases de propagation séparée par la phase d'arrêt.

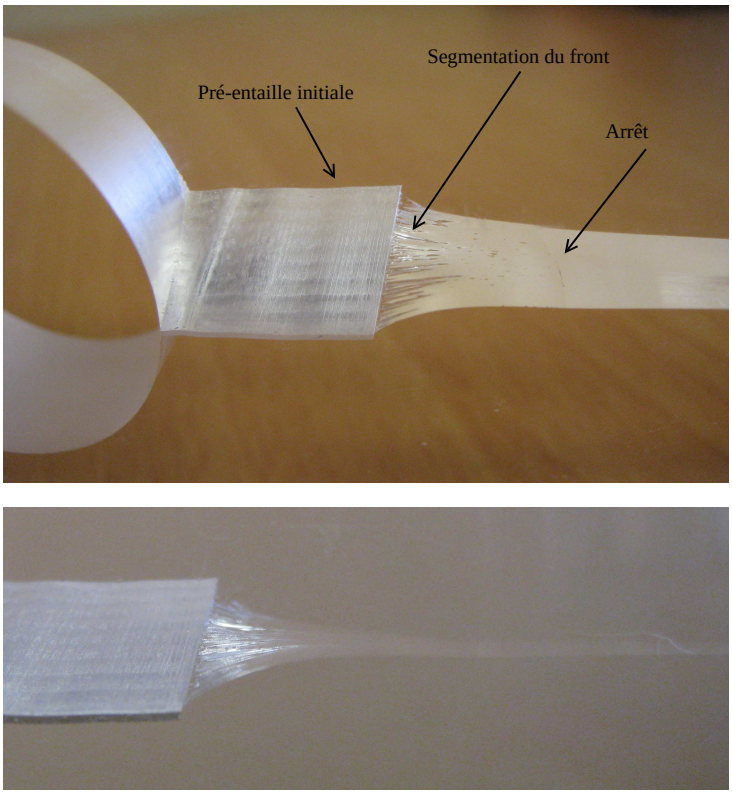


FIG. 5.6 – *Février 2008 - Ep052 - Zooms de l'éprouvette post-mortem ($\alpha = 22^o$).*

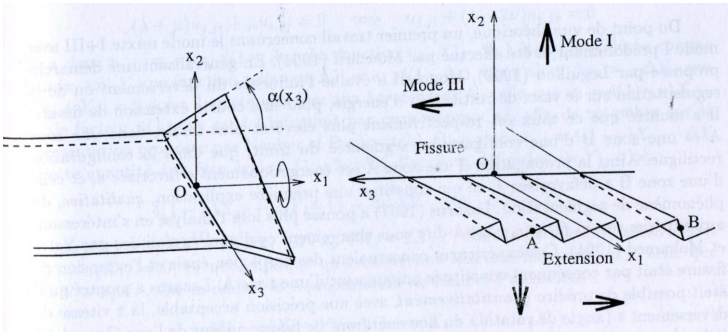


FIG. 5.7 – *Comportement d'une fissure chargée en mode I+III (issue de Leblond (2003)). À gauche : corps de faible épaisseur, à droite : corps de forte épaisseur.*

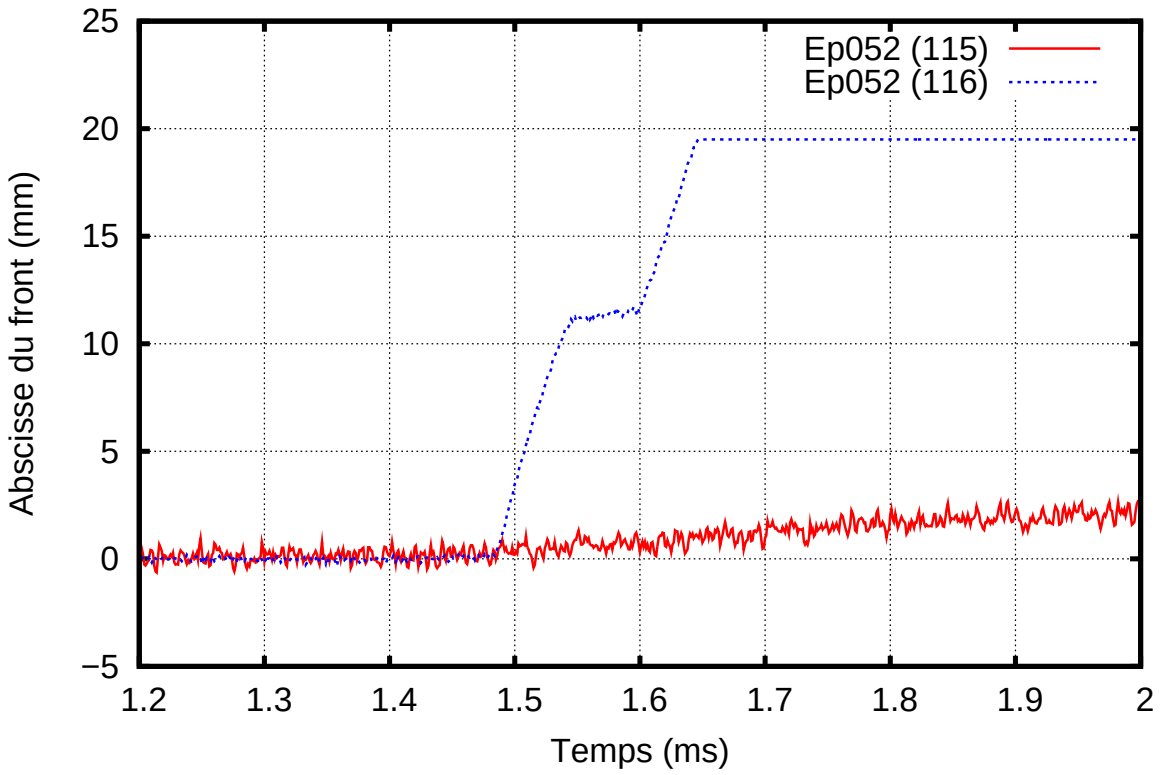


FIG. 5.8 – *Février 2008 - Ep052 - Histoire brute des positions du front de fissure.*

5.2.3 Rupture dynamique d'un alliage aéronautique (Aluminium 7075 T651).

La rupture dynamique d'un alliage d'aluminium aéronautique a été étudiée lors de vingt-six essais réalisés en août 2007 sur un banc aux barres de Hopkinson sur le site de l'ONERA de Lille. Le partenariat développé avec l'équipe *Conception et Résistance Dynamique* du département DADS a permis de réaliser les éprouvettes et les barres dans le même matériau afin de garantir une concordance parfaite des impédances mécaniques. Les caractéristiques mécaniques de l'aluminium 7075 ont été données dans le tableau 2.2. Deux géométries différentes ont été testées afin de solliciter la pré-entaille en mode I pur (Type A) ou en mode mixte (Type B) (voir figure 5.9).

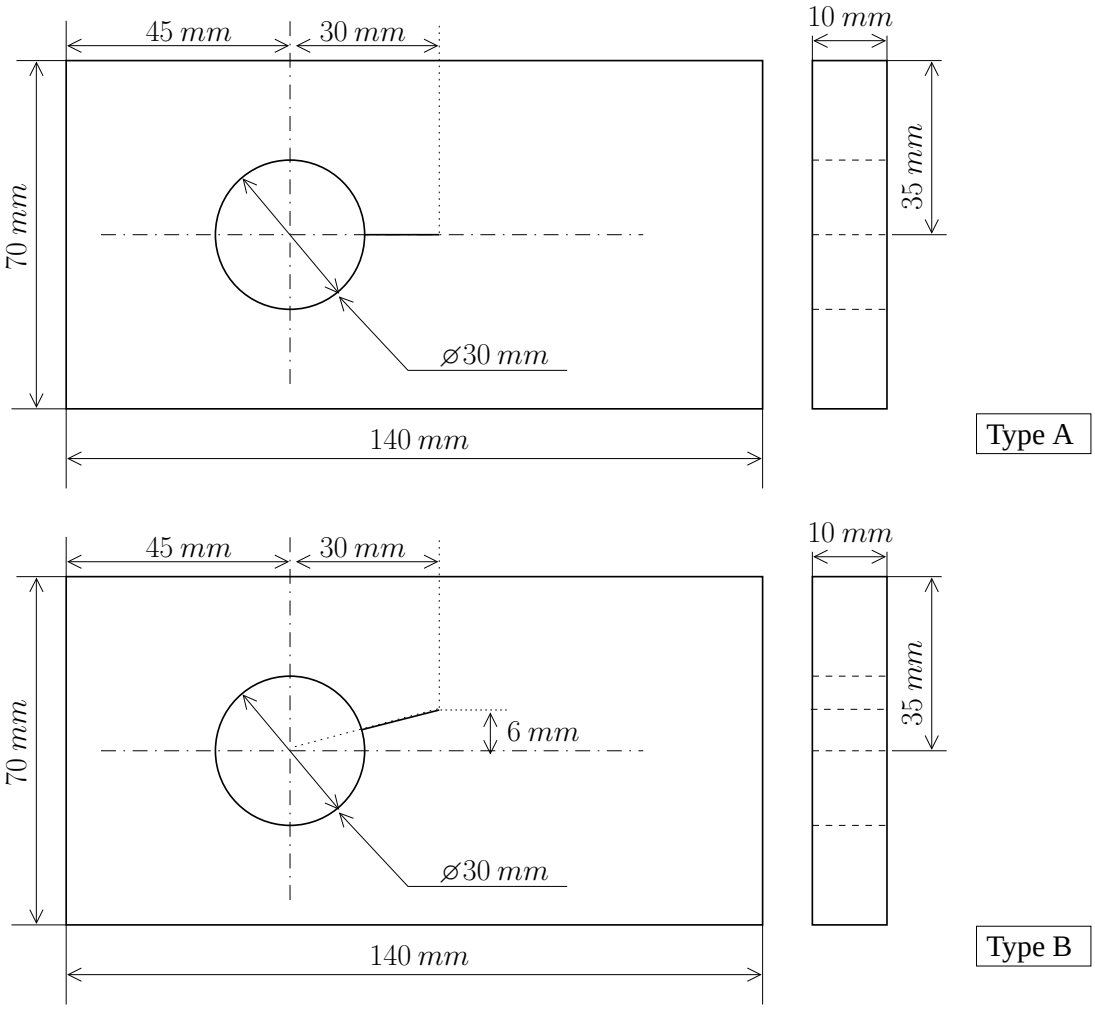


FIG. 5.9 – *Août 2007 - Géométrie des éprouvettes.*

La figure 5.10 présente des photographies *post-mortem* de certaines éprouvettes. Une face est mouchetée (fig. 5.10.a) afin de traiter les images prises par une caméra ultra-rapide Cordin par corrélation d'images numériques (voir partie 2.2.3). Sur certaines éprouvettes la seconde face est polie pour faciliter l'observation *post-mortem* (fig. 5.10.b-c-d). Le trajet de fissure est plus chahuté que dans le cas du PMMA, la propagation s'effectuant en suivant la microstructure du matériau (fig. 5.10.d). De plus, les plaques d'aluminium étant laminées, la propagation tend à suivre le sens du laminage même lorsque la pré-entaille est sollicitée en mode mixte.

Même si la nuance d'aluminium testée est réputée fragile, des effets de plasticité non confinés sont observés sur les différentes photographies. Une striction ainsi qu'une bande plastique suivent le trajet de propagation (fig. 5.10.c-d). On observe également sur les figures 5.10.e-f-g-h que le trajet de propagation présente de forts effets tridimensionnels. La propagation est plane à coeur mais présente une inclinaison sur les bords de l'éprouvette. On a formation d'une aile plastique le long de la propagation. Ces ailes peuvent être symétriques (fig. 5.10.f-g-h) ou antisymétriques (fig. 5.10.e). Sur certaines éprouvettes, on observe des marques sur le faciès de rupture qui témoignent d'une (fig. 5.10.f) ou plusieurs (fig. 5.10.g) phases d'arrêt et de redémarrage.

Afin de quantifié l'angle d'inclinaison des ailes plastiques, l'éprouvette *post-mortem* Ep07 (Type A) a été observée au microscope confocal (LMS 5 exciter de la société Carl Zeiss S.A.S). Ce microscope permet d'obtenir une reconstruction 3D par couche du faciès de rupture. Les observations sont collectées dans la figure 5.11. On obtient une aile plastique à 45°. Vis-à-vis de simulations numériques, la géométrie des ailes plastiques joue le même rôle que la position de la phase d'arrêt : elles fournissent des critères de discrimination pour discerner quels sont les essais numériques physiquement acceptables en comparant les résultats avec les données expérimentales.

Conclusion.

Dans ce dernier chapitre, les nouveaux centres d'intérêts de notre laboratoire concernant la propagation dynamique de fissures ont été présentés. Le travail effectué durant cette thèse dans ces directions de recherche a pour but de fournir des données expérimentales discriminantes vis-à-vis de modèles et d'outils de simulation numérique en phase de développement.

Une étude expérimentale du branchement dynamique a été présentée. Le phénomène a été décrit et son origine discutée. Ensuite l'influence de la vitesse de propagation avant branchement sur le nombre de branches crées a été évoquée.

Deux autres séries d'expériences ont été présentées visant à mettre en évidence les effets tridimensionnels et les effets de plasticité durant la propagation dynamique de fissures. Tout d'abord, la rupture tridimensionnelle dans le PMMA a été étudiée en usinant des pré-entailles inclinées dans l'épaisseur. Un déversement et une segmentation du front ont été observés. Ensuite l'étude expérimentale de la rupture dynamique d'un alliage d'aluminium aéronautique a été présentée. La formation et la propagation d'une zone de plasticité non confinée ainsi que la formation d'ailes plastiques ont été observées.

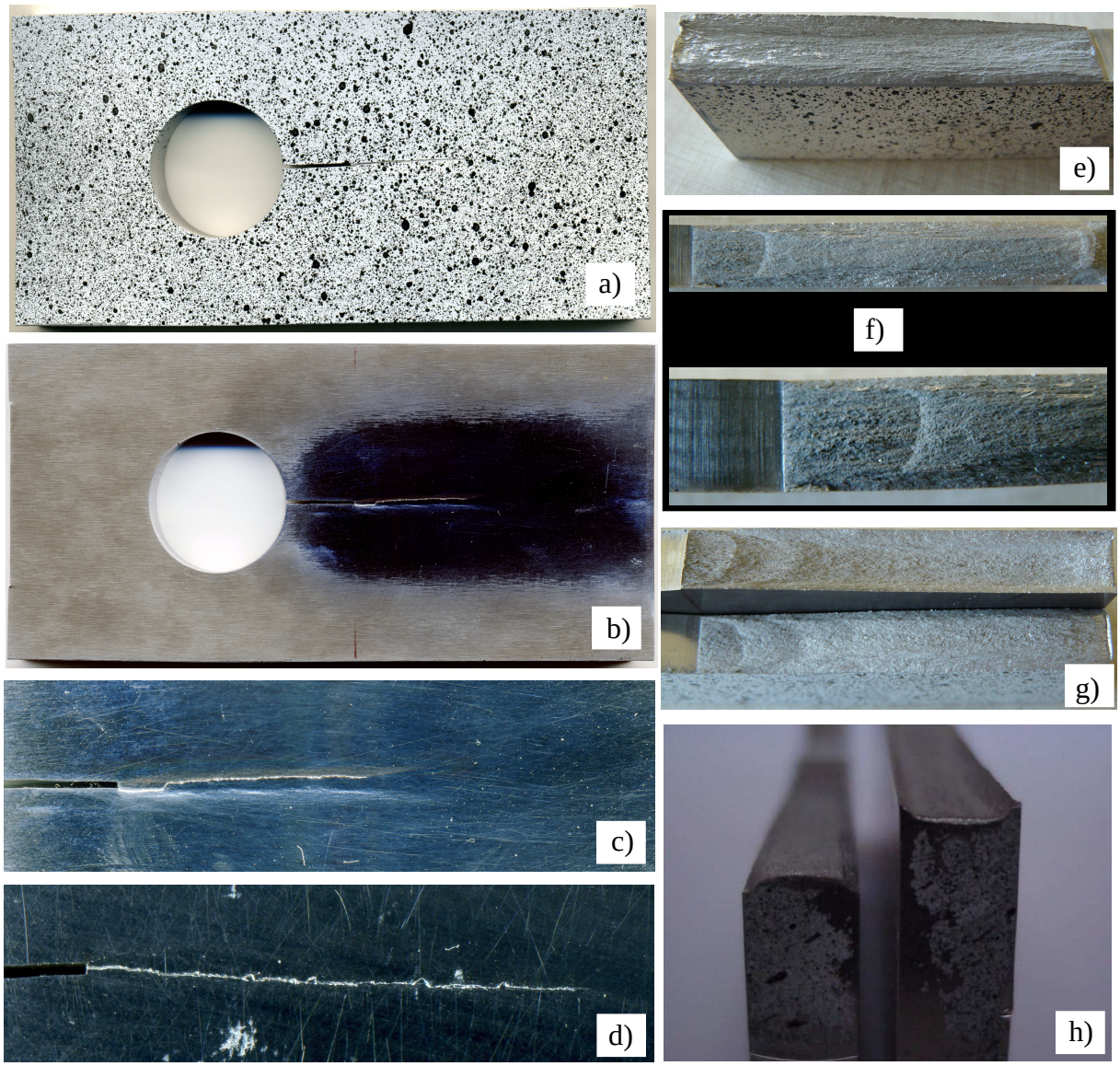


FIG. 5.10 – *Février 2008 - Photographies post-mortem d'éprouvettes d'aluminium.*
a) Ep10 (Type A) - Photographie de la face mouchetée.
b) Ep10 (Type A) - Photographie de la face polie.
c) Ep10 (Type A) - Zoom de la face polie.
d) Ep07 (Type A) - Zoom de la face polie.
e) Ep05 (Type A) - Photographie du Faciès.
f) Ep13 (Type B) - Faciès et zoom de la phase d'arrêt.
g) Ep11 (Type B) - Faciès et zoom des phases d'arrêt.
h) Ep11 (Type B) - Photographie de coté.

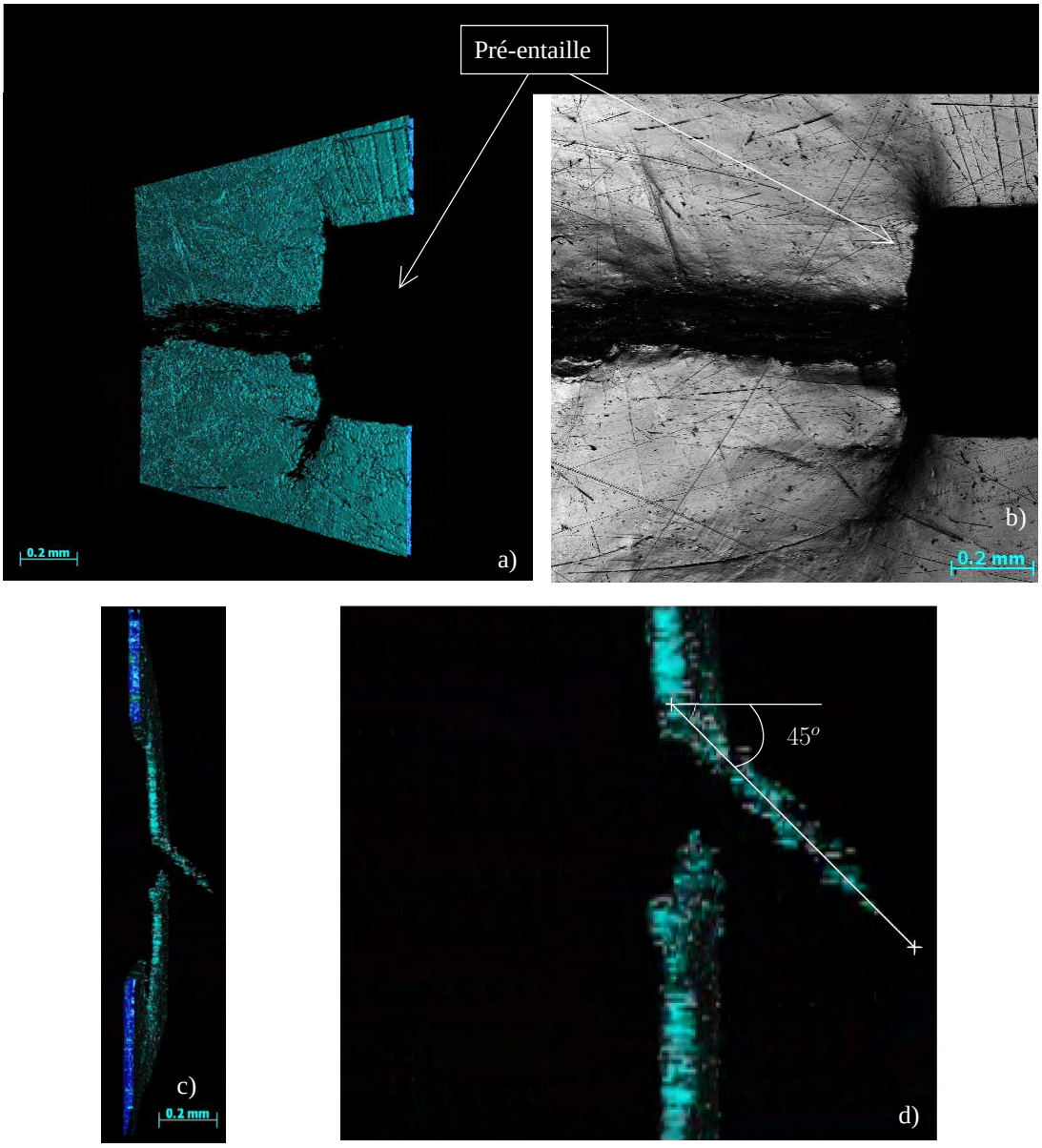


FIG. 5.11 – *Février 2008 - Observations au microscope confocal.*
a) Ep07 (Type A) - Reconstruction 3D par couches du faciès de rupture.
b) Ep07 (Type A) - Projection 2D de toutes les couches.
c) Ep07 (Type A) - Vue de coté de la reconstruction.
c) Ep07 (Type A) - Zoom sur l'aile plastique à 45°.

Bibliographie

Leblond, J.-B., 2003.
Mécanique de la rupture fragile et ductile. Lavoisier.

Menouillard, T., 2007.
Dynamique explicite pour la simulation numérique de propagation de fissure par la méthode des éléments finis étendus. Ph.D. thesis, INSA-LYON.

Conclusion générale.

À travers ce mémoire de thèse, nous espérons avoir montré la nécessité de mener de front études expérimentales et études numériques en mécanique de la rupture dynamique. En effet si l'on s'intéresse aux phases transitoires qui ont lieu durant la rupture comme l'initiation, la propagation, l'arrêt ou le redémarrage de fissures sous impact, une étude expérimentale ou numérique seule ne permet pas d'appréhender les phénomènes dans leur ensemble. Notre objectif a donc été de développer conjointement des techniques expérimentales fiables et un outil numérique robuste pour l'étude des phénomènes hautement transitoires qui ont lieu durant la propagation dynamique de fissures sous impact.

Le premier chapitre a permis de fixer le cadre dans lequel s'inscrit notre sujet de recherche. D'un point de vue théorique, l'analyse asymptotique en mécanique de la rupture dynamique fragile a défini les paramètres décrivant la rupture. Des critères simples en contraintes circonférentielles maximales, formulés en quasi-statique et étendus au cas dynamique, ont été adoptés afin de déterminer les phases effectives de propagation (initiation , arrêt ou redémarrage). Un outil de simulation numérique basé sur la méthode des éléments finis étendue et dédié à l'étude de la propagation dynamique de fissure a permis de représenter l'avancée dynamique de fissures soumises à un chargement transitoire.

Afin de discerner quels sont les résultats numériques physiquement acceptables, il est nécessaire de comparer ces résultats à des résultats expérimentaux. Par le passé, les efforts expérimentaux ont porté sur l'étude de l'amorçage de fissures ou de la propagation instable dans des structures soumises à des chargements faiblement variables. Pour étudier véritablement les phases transitoires que sont l'arrêt et le redémarrage de fissures sous impact, il apparaît nécessaire de définir de nouvelles techniques expérimentales permettant le suivi continu d'un front de fissure se propageant dynamiquement ainsi que l'évolution temporelle des paramètres de fissuration.

Le deuxième chapitre s'est donc concentré sur le développement et la validation de nouvelles techniques dédiées au suivi continu du front d'une fissure se propageant dynamiquement. Dans le cas d'un matériau transparent, l'utilisation d'un extensomètre optique a fourni une histoire très précise de la position du front et permis ainsi l'étude des phases hautement transitoires que sont l'initiation, la propagation, l'arrêt et le redémarrage de fissures. Dans le cas de matériaux opaques, un algorithme local de corrélation d'images numériques a été développé afin de localiser le front de fissure. Cet algorithme a été validé sur un cas particulier de propagation dynamique où les images sont acquises à l'aide d'une caméra ultra-rapide (jusqu'à 400 000 images par seconde). L'architecture particulière de la caméra ultra-rapide amène des difficultés concernant l'estimation des facteurs d'intensité des contraintes durant l'essai. Cependant un nouvel algorithme a été développé et validé sur un cas plus simple de propagation de fissure par fatigue. Afin de traiter les images issues de la caméra ultra-rapide, un autre algorithme espace-temps global de corrélation d'images numériques a été développé. Une bonne estimation des champs de déplacement est obtenue et les positions successives du front de fissure sont cohérentes avec celles obtenues à l'aide de l'algorithme local de corrélation. L'estimation des facteurs d'intensité des contraintes reste à améliorer afin de pouvoir traiter les cas où la courbure de la fissure n'est pas négligeable. Par ailleurs, les méthodes étant basées sur un algorithme de corrélation d'images numériques bidimensionnel, on n'obtient pas d'estimation des facteurs d'intensité des contraintes à coeur. Cependant des techniques similaires basées sur le développement d'un algorithme de corrélation tridimensionnel pour le traitement d'images

obtenues par tomographie au rayon X sont développées dans notre laboratoire afin d'estimer les facteurs d'intensité des contraintes à coeur durant des essais de propagation de fissure tridimensionnelle par fatigue.

Dans le troisième chapitre, la robustesse du code de calcul utilisé ainsi que la validité des modèles et lois de propagation adoptés ont été vérifiées sur plusieurs essais de rupture dynamique. Différentes histoires expérimentales de propagation dynamique présentant une ou plusieurs phases d'arrêt ont été reproduites numériquement. L'influence de la taille du rayon d'entaille et du taux de chargement sur les phases de propagation ont également été étudiées et justifiées à l'aide d'une approche microscopique thermodynamique du craquelage prenant en compte les dissipations plastiques dans la zone d'élaboration lors d'un partenariat LaMCoS/MATEIS. Cependant cette collaboration mérite d'être poursuivie afin de mieux comprendre les phénomènes mis en jeu lors de l'amorçage de fissures sous impact. Enfin, l'intérêt d'un code de calcul numérique robuste pour la conception de géométries d'éprouvettes de rupture dynamique en amont de campagnes expérimentales a été évoqué pour l'étude de phénomènes particuliers.

Finalement nous possédons maintenant des outils expérimentaux fiables permettant d'étudier les phases transitoires subie par une fissure durant un essai de rupture dynamique et un code de simulation numérique robuste permettant de reproduire l'histoire complexe de propagation. Il est maintenant possible de s'intéresser à des phénomènes particuliers se produisant durant la propagation dynamique de fissures sous impact.

A travers le quatrième chapitre, nous avons donc étudié quelques unes des particularités dues à l'aspect dynamique de la rupture sous impact vis-à-vis de la rupture quasi-statique. Les différences de trajet et d'histoire de propagation obtenues lors d'une étude dynamique et lors d'une étude quasistatique ont été traitées. L'influence d'un trou sur le trajet d'une fissure qui propage soit statiquement soit dynamiquement a été évoquée. Des résultats expérimentaux ont été comparés à des résultats numériques obtenus en propagation dynamique et en fatigue quasistatique. On a ainsi montré qu'il était nécessaire d'effectuer une étude dynamique dans le cas du dimensionnement des structures, notamment pour le piégeages de fissures. L'influence de l'interaction entre deux fissures a également été présentée. Le cas de deux préfissures radiales symétriques et le cas de deux fissures entrant en collision ont été étudiés. Enfin des formes caractéristiques des faciès de rupture rapide dans le PMMA ont été relevées. Des observations expérimentales au microscope optique ont été présentées et les origines et intérêts expérimentaux de ses formes ont été discutés.

Le cinquième et dernier chapitre a présenté les nouveaux centres d'intérêts de notre laboratoire concernant la propagation dynamique de fissures. Le travail effectué durant cette thèse dans ces directions de recherche avait pour but de fournir des données expérimentales discriminantes vis-à-vis de modèles et d'outils de simulation numérique en phase de développement dans notre laboratoire. Une étude expérimentale du branchement dynamique a été présentée. Le phénomène a été décrit et son origine discutée. Ensuite l'influence de la vitesse de propagation avant branchement sur le nombre de branches crées a été évoquée. Deux autres séries d'expériences ont été présentées visant à mettre en évidence les effets tridimensionnels et les effets de plasticité durant la propagation dynamique de fissures. Tout d'abord, la rupture tridimensionnelle dans le PMMA a été étudiée en usinant des pré-entailles inclinées dans l'épaisseur. Un déversement et une segmentation du front ont été observés. Ensuite l'étude expérimentale de la rupture dynamique d'un alliage d'aluminium aéronautique a été présentées. La formation et la propagation d'une zone de plasticité non confinée ainsi que la formation d'ailes plastiques ont été observées. Des travaux de recherche restent à effectuer pour modéliser et reproduire les phénomènes mis en évidence expérimentalement afin de pouvoir, à terme, anticiper la formation et la propagation tridimensionnelle de fissures sous impact dans les structures industrielles.

Bibliographie générale

Akourri, O., Louah, M., Kifani, A., Gilgert, G., Pluvinage, G., 2000.
The effect of notch radius on fracture toughness J_{Ic}.
Engineering Fracture Mechanics 65 (4), 491–505.

Albuquerque, E. L., Sollero, P., Aliabadi, M. H., 2004.
Dual boundary element method for anisotropic dynamic fracture mechanics.
International Journal for Numerical Methods in Engineering 59, 1187–1205.

Amestoy, M., Leblond, J. B., 1992.
Crack paths in plane situations - II. Detailed form of the expansion of the stress intensity factors.
International Journal of Solids and Structures 29 (4), 465–501.

Avril, S., Vautrin, A., Surrel, Y., 2004.
Grid method : Application to the characterization of cracks.
Experimental Mechanics 44 (1), 37–43.

Babuska, I., Melenk, J., 1997.
The partition of unity method.
International Journal for Numerical Methods in Engineering 40, 727–758.

Beahan, P., Bevis, M., Hull, D., 1973.
Electron-microscopy Studies of Fracture Processes in Amorphous Thermoplastics.
Polymer 14 (3), 96–102.

Beguelin, P., Fond, C., Kausch, H. H., Jan. 1998.
The Influence of Inertial Effects on the Fracture of Rapidly Loaded Compact Tension Specimens Part A : Loading and Fracture Initiation.
International Journal of Fracture 89 (1), 85–102.

Belytschko, T., Black, T., 1999.
Elastic crack growth in finite elements with minimal remeshing.
International Journal for Numerical Methods in Engineering 45 (5), 601–620.

Belytschko, T., Krongauz, Y., Organ, D., Fleming, M., Krysl, P., 1996.
Meshless methods : an overview and recent developments.
Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 139 (1), 3–47.

Besnard, G., Hild, F., Roux, S., 2006.
“Finite-element” displacement fields analysis from digital images : Application to Portevin-Le Châtelier bands.
Experimental Mechanics 43 (6), 789–803.

Bonnet, M., Sandig, A.-M., Wendland, W. L., 2000.
Mathematical Aspects of Boundary Element Methods. Chapman and Hall/CRC.

Broberg, K., 1999.
Cracks and Fracture. Academic Press.

Bui, H., Ehrlacher, A., Nguyen, Q., 1981.
Étude expérimentale de la dissipation dans la propagation de fissure par thermographie infrarouge.
CR Acad. Sci 293, 1015–1017.

Bui, H. D., 1978.
Mécanique de la rupture fragile. Masson.

Bui, H. D., Maigre, H., Rittel, D., 1992.
A new approach to the experimental determination of the dynamic stress intensity factor.
International Journal of Solids and Structures 29 (23), 2881–2895.

Bussac, M.-N., Collet, P., Gary, G., Lundberg, B., Mousavi, S., 2008.
Viscoelastic impact between a cylindrical striker and a long cylindrical bar.
International Journal of Impact Engineering 35, 226–239.

Carin, T., 2000.
Modélisation de la propagation dynamique de fissure. Thèse de doctorat., École Nationale des Ponts et Chaussées.

Combescure, A., Gravouil, A., Grégoire, D., Réthoré, J., 2008.
X-FEM a good candidate for energy conservation in simulation of brittle dynamic crack propagation.
Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 197 (5), 309–318.

Dolbow, J., Moës, N., Belytschko, T., 2001.
An extended finite element method for modeling crack growth with frictional contact.
Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 190 (51), 6825–6846.

Duarte, C., Hamzeh, O., Liszka, T., Tworzydlo, W., 2001.
A generalized finite element method for the simulation of three-dimensional dynamic crack propagation.
Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 190, 2227–2262.

Elguedj, T., 2006.
Simulation numérique de la propagation de fissure en fatigue par la méthode des éléments finis étendus : prise en compte de la plasticité et du contact-frottement. Ph.D. thesis, INSA-LYON.

Elguedj, T., Gravouil, A., Combescure, A., 2006.
Appropriate extended functions for X-FEM simulation of plastic fracture mechanics.
Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 195, 501–515.

Erdogan, F., Sih, G., 1963.
On the crack extension in plates under plane loading and transverse shear.
Journal of Basic Engineering 85, 519–527.

Estevez, R., Basu, S., 2008.
On the importance of thermo-elastic cooling in the fracture of glassy polymers at high rates.
International Journal of Solids and Structures 45 (11-12).

Fineberg, J., Gross, S. P., Marder, M., Swinney, H. L., 1991.
Instability in Dynamic Fracture.
Physical Review Letters 67 (4), 457–460.

Fineberg, J., Gross, S. P., Marder, M., Swinney, H. L., 1992.
Instability in the propagation of fast cracks.
Physical Review B. 45 (10), 5146–5154.

Flouriot, S., Forest, S., Cailletaud, G., Köster, A., Rémy, L., Burgardt, B., Gros, V., Mosset, S., Delautre, J., 2003.
Strain localization at the crack tip in single crystal CT specimens under monotonous loading : 3D Finite Element analyses and application to nickel-base superalloys.
International Journal of Fracture 124, 43–77.

Freund, L. B., 1990.
Dynamic fracture mechanics. Cambridge University Press.

Ghfiri, R., Amrouche, A., Imad, A., Mesmacque, G., 2000.
Fatigue life estimation after crack repair in 6005 A-T6 aluminium alloy using the cold expansion hole technique.
Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures 23 (11), 911–916.

Gravouil, A., Moës, N., Belytschko, T., 2002.
Non-planar 3D crack growth by the extended finite element and level sets - Part II : Level set update.
International Journal for Numerical Methods in Engineering 53, 2569–2586.

Griffith, A. A., 1921.
The Phenomena of Rupture and Flow in Solids.
Philosophical Transactions of the Royal Society of London 221, 163–198.

Grégoire, D., Maigre, H., Morestin, F., accepted, 2008.
Experimental techniques for dynamic crack localization.
European Journal of Computational Mechanics.

Grégoire, D., Maigre, H., Réthoré, J., Combescure, A., 2007.
Dynamic crack propagation under mixed-mode loading - Comparison between experiments and X-FEM simulations.
International Journal of Solids and Structures 44 (20), 6517–6534.

Hild, F., Réthoré, J., Roux, S., 2006.
Measurement and identification techniques for evolving discontinuities. In :
IUTAM Symposium on Discretization Methods for Evolving Discontinuities.

Hughes, T., 1987.
The finite element method : linear static and dynamic finite element analysis. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ.

Irwin, G., 1957.
Analysis of stresses and strains near the end of a crack traversing a plate.
Journal of Applied Mechanics 24 (3), 361–364.

Kalthoff, J., Shockey, D., 1977.
Instability of cracks under impulse loads.
Journal of Applied Physics 48, 986.

Kalthoff, J. F., 1983.
On some current problems in experimental fracture dynamics.
Workshop on Dynamic Fracture, 11–35.

Kalthoff, J. F., 1987.
Handbook on experimental mechanics. Prentice-Hall, Inc., Ch. 9-Shadow Optical Method of Caustics, pp. 430–500.

Kalthoff, J. F., 2000.
Modes of dynamic shear failure in solids.
International Journal of Fracture 101 (1), 1–31.

Kanninen, M., 1974.
A dynamic analysis of unstable crack propagation and arrest in the DCB test specimen.
International Journal of Fracture 10 (3), 415–430.

Kanninen, M., Popelar, C. H., 1985.
Advanced fracture mechanics. Oxford University Press.

Klepaczko, J., 1980.
Application of the Split Hopkinson Pressure Bar to Fracture Dynamics. In :
Proc. 2nd Conf. Mechanical Properties of Materials at High Rates of Strain, Oxford, England, Mar. 1979,. pp. 201–214.

Kobayashi, A., Seo, K., Jou, J., Urabe, Y., 1980.
A dynamic analysis of modified compact-tension specimens using homalite-100 and polycarbonate plates.
Experimental Mechanics 20 (3), 73–79.

Kokaly, M., Lee, J., Kobayashi, A., 2001.
Dynamic ductile fracture of 7075-T6–an experimental analysis.
International Journal of Solids and Structures 38 (10-13), 1935–1942.

Kokaly, M., Lee, J., Kobayashi, A., 2003.
Moiré interferometry for dynamic fracture study.
Optics and Lasers in Engineering 40 (4), 231–247.

Kolsky, H., 1949.
An investigation of the mechanical properties of material at a very high rate of loading. In :
Proceedings of the Physical Society. Vol. B 62. pp. 676–700.

Krysl, P., Belytschko, T., 1999.
The Element Free Galerkin Method for Dynamic Propagation of Arbitrary 3-D Cracks.
International Journal for Numerical Methods in Engineering 44 (6), 767–780.

Leblond, J.-B., 2003.
Mécanique de la rupture fragile et ductile. Lavoisier.

Leguillon, D., 2002.
Strength or toughness ? A criterion for crack onset at a notch.
European Journal of Mechanics/A Solids 21 (1), 61–72.

Levenberg, K., 1944.
A method for the solution of certain problems in least squares.
Quarterly of Applied Mathematics 2, 164–168.

Maigre, H., 1990.
Contribution théorique à l'identification des grandeurs caractéristiques en mécanique de la rupture dynamique. Thèse de doctorat., école Polytechnique.

Maigre, H., Rittel, D., 1993.
Mixed-mode quantification for dynamic fracture initiation : Application to the compact compression specimen.
International Journal of Solids and Structures 30 (23), 3233–3244.

Marquardt, D., 1963.
An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters.
Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics 11 (2), 431–441.

Mason, J. J., Lambros, J., Rosakis, A. J., 1992.
The use of a coherent gradient sensor in dynamic mixed-mode fracture mechanics experiments.
Journal of the Mechanics and Physics of Solids 40 (3), 641–661.

Melin, S., 1983.
Why do cracks avoid each other ?
International Journal of Fracture 23 (1), 37–45.

Menouillard, T., 2007.
Dynamique explicite pour la simulation numérique de propagation de fissure par la méthode des éléments finis étendus. Ph.D. thesis, INSA-LYON.

Menouillard, T., Réthoré, J., Combescure, A., Bung, H., 2006.
Efficient explicit time stepping for the eXtended Finite Element Method (X-FEM).
International Journal for Numerical Methods in Engineering 68 (9), 911–939.

Moës, N., Belytschko, T., 2002.
Extended finite element method for cohesive crack growth.
Engineering Fracture Mechanics 69 (7), 813–833.

Moës, N., Dolbow, J., Belytschko, T., 1999.
A finite element method for crack growth without remeshing.
International Journal for Numerical Methods in Engineering 46, 131–150.

Moës, N., Gravouil, A., Belytschko, T., 2002.
Non-planar 3D crack growth by the extended finite element and level sets - Part I : Mechanical model.
Int. J. Numer. Meth. Engng 53, 2549–2568.

Mueller, R., Maugin, G. A., 2002.
On material forces and finite element discretizations.
Computational Mechanics 29, 52–60.

Murphy, N., Ali, M., Ivankovic, A., 2006.
Dynamic crack bifurcation in PMMA.
Engineering Fracture Mechanics 73 (16), 2569–2587.

Newmark, N. M., 1959.
A method of computation for structural dynamics.
Journal of the Engineering Mechanics Division - ASCE 85, 67–94.

Nishimura, T., 2005.
Experimental and numerical evaluation of crack arresting capability due to a dimple.
Journal of Engineering Materials and Technology 127 (2), 244–250.

Owen, D. M., Zhuang, S., Rosakis, A. J., Ravichandran, G., 1998.
Experimental determination of dynamic crack initiation and propagation fracture toughness in thin aluminium sheets.
International Journal of Fracture 90, 153–174.

Popelar, C., Anderson, C., Nagy, A., 2000.
An experimental method for determining dynamic fracture toughness.
Experimental Mechanics 40 (4), 401–407.

Prabel, B., 2007.
Modélisation avec la méthode X-FEM de la propagation dynamique et de l'arrêt de fissure de clivage dans un acier de cuve REP. Ph.D. thesis, INSA-LYON.

Prabel, B., Combescure, A., Gravouil, A., Marie, S., 2007.
Level set X-FEM non-matching meshes : Application to dynamic crack propagation in elastic-plastic media.
International journal for numerical methods in engineering 69 (8), 1553–1569.

Pratt, W., 1991.
Digital image processing. Wiley.

Ravi-Chandar, K., 2004.
Dynamic Fracture. Elsevier.

Ravi-Chandar, K., Knauss, W. G., 1984.
An experimental investigation into dynamic fracture : III. On steady-state crack propagation and crack branching.
International Journal of Fracture 26, 141–154.

Ravi-Chandar, K., Yang, B., 1997.
On the role of microcracks in the dynamic fracture of brittle materials.
Journal of the Mechanics and Physics of Solids 45 (4), 535–563.

Réthoré, J., Hild, F., Roux, S., 2007.
Shear-band capturing using a multiscale extended digital image correlation technique. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 196 (49-52), 5016–5030.

Rice, J. R., 1968.
Mathematical Analysis in the Mechanics of Fracture, Fracture.
An Advanced Treatise. Academic Press, NY, London 2, 191–311.

Rice, J. R., 1988.
Elastic Fracture Mechanics Concepts for Interfacial Cracks.
Journal of Applied Mechanics 55 (1), 98–103.

Rittel, D., 1998.
Experimental investigation of transient thermoelastic effects in dynamic fracture.
International Journal of Solids and Structures 35 (22), 2959–2973.

Rittel, D., 2000.
A Note on the Dynamic Failure of PMMA.
International Journal of Fracture 106 (2), 3–8.

Rittel, D., Levin, R., Maigre, H., 1997.
On dynamic crack initiation in polycarbonate under mixed-mode loading.
Mechanics Research Communications 24 (1), 57–64.

Rittel, D., Maigre, H., 1996.
An investigation of dynamic crack initiation in PMMA.
Mechanics of Materials 23 (3), 229–239.

Rosakis, A. J., 1980.
Analysis of the optical method of caustics for dynamic crack propagation.
Engineering Fracture Mechanics 13 (2), 331–347.

Rosakis, A. J., Freund, L. B., 1982.
Optical Measurement of the Plastic Strain Concentration at a Crack Tip in a Ductile Steel Plate.
Journal of Engineering Materials and Technology 104 (2), 115–120.

Roux, S., Hild, F., Viot, P., Bernard, D., accepted, 2008.
Three dimensional image correlation from X-Ray computed tomography of solid foam.
Composites Part A : Applied Science and Manufacturing.

Rubio, L., Fernández-Sáez, J., Navarro, C., 2003.
Determination of dynamic fracture-initiation toughness using three-point bending tests in a modified Hopkinson pressure bar.
Experimental Mechanics 43 (4), 379–386.

Réthoré, J., 2005.
Méthodes élements finis étendus en espace et en temps : Application à la propagation dynamique des fissures. Ph.D. thesis, INSA-LYON.

Réthoré, J., Gravouil, A., Combescure, A., 2004.
A stable numerical scheme for the finite element simulation of dynamic crack propagation with remeshing.
Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 193 (42-44), 4493–4510.

Réthoré, J., Gravouil, A., Combescure, A., 2005a.
A combined space–time extended finite element method.
International Journal for Numerical Methods in Engineering 64, 260–284.

Réthoré, J., Gravouil, A., Combescure, A., 2005b.
An energy conserving scheme for dynamic crack growth with the extended finite element method.
International Journal for Numerical Methods in Engineering 63, 631–659.

Saad-Gouider, N., 2005.
Étude expérimentale et analyse numérique de la rupture des polymères amorphes. Ph.D. thesis, INSA-LYON.

Saad-Gouider, N., Estevez, R., Olagnon, C., Seguela, R., 2006.
Calibration of a viscoplastic cohesive zone for crazing in PMMA.
Engineering fracture mechanics 73 (16), 2503–2522.

Schardin, H., Struth, W., 1938.
Hochfrequenzkinematographische Untersuchung der Bruchvorgaenge im Glas.
Glastechnische Berichte 16, 219–227.

Seelig, T., Gross, D., Pothmann, K., 1999.
Numerical Simulation of a Mixed-mode Dynamic Fracture Experiment.
International Journal of Fracture 99 (4), 325–338.

Sharon, E., Fineberg, J., 1996.
Microbranching instability and the dynamic fracture of brittle materials.
Physical Review B 54 (10), 7128–7139.

Smith, C. W., Kobayashi, A. S., 1987.
Handbook on experimental mechanics. Prentice-Hall, Inc., Ch. 20-Experimental Fracture Mechanics, pp. 891–956.

Song, P. S., Shieh, Y. L., 2004.
Stop drilling procedure for fatigue life improvement.
International Journal of Fatigue 26 (12), 1333–1339.

Stalder, B., Béguelin, P., Kausch, H. H., 1983.
A simple velocity gauge for measuring crack growth.
International Journal of Fracture 22 (2), R47–R50.

Sutton, M. A., Cheng, M., Peters, W. H., Chao, Y. J., McNeill, S. R., 1986.
Application of an optimized digital correlation method to planar deformation analysis.
Image and Vision Computing 4 (3), 143–150.

Sutton, M. A., Wolters, W. J., Peters, W. H., Ranson, W. F., McNeill, S. R., 1983.
Determination of displacements using an improved digital correlation method.
Image and Vision Computing 1 (3), 133–139.

Tada, H., Paris, P. C., Irwin, G. R., 1973.
The Stress Analysis of Cracks Handbook. Del Research Corporation, Hellertown, Pensylvania.

Takahashi, K., Arakawa, K., 1987.
Dependence of crack acceleration on the dynamic stress-intensity factor in polymers.
Experimental Mechanics 27 (2), 195–199.

Tardif, N., Coret, M., Combescure., A., 2007.
Unstable Crack Propagation At High Temperature. In :
13th International Conference on Experimental Mechanics, ICEM13, Alexandroupolis, Greece, 1-6 July.

Touchal-Mguil, S., 1997.
Une technique de corrélation d'images numériques : application à la détermination de courbes limites de formages et proposition d'un critère de striction. Ph.D. thesis, INSA-LYON.

Uenishi, K., Rossmanith, H. P., 2002.
Stability of dynamically propagating cracks in brittle materials.
Acta Mechanica 156 (3), 179–192.

Ventura, G., Xu, J. X., Belytschko, T., 2002.
A vector level set method and new discontinuity approximations for crack growth by EFG.
International Journal for Numerical Methods in Engineering 54 (6), 923–944.

Washabaugh, P., Knauss, W., 1994.
A reconciliation of dynamic crack velocity and Rayleigh wave speed in isotropic brittle solids.
International Journal of Fracture 65 (2), 97–114.

Westergaard, H. M., 1939.
Bearing Pressures and Cracks.
Journal of Applied Mechanics 6, 49–53.

Winkler, S., Shockey, D., Curran, D., 1970.
Crack propagation at supersonic velocities, I.
International Journal of Fracture 6 (2), 151–158.

Yokoyama, T., Kishida, K., 1989.
A novel impact three-point bend test method for determining dynamic fracture-initiation toughness.
Experimental Mechanics 29 (2), 188–194.

Yosibash, Z., Priel, E., Leguillon, D., 2006.
A failure criterion for brittle elastic materials under mixed-mode loading.
International Journal of Fracture 141 (1), 291–312.

Zhao, H., 1992.
Analyse de l'essai aux barres d'Hopkinson. Application à la mesure du comportement dynamique des matériaux. Thèse de doctorat., École Nationale des Ponts et Chaussées.

Zhao, H., Gary, G., 1995.
A three dimensional analytical solution of the longitudinal wave propagation in an infinite linear viscoelastic cylindrical bar. Application to experimental techniques.
Journal of Mechanics and Physics of Solids 43 (8), 1335–1348.

Zhao, H., Gary, G., Klepaczko, J. R., 1997.
On the use of a viscoelastic split hopkinson pressure bar.
International Journal of Impact Engineering 19 (4), 319–330.

Zhou, F., Molinari, J. F., Shioya, T., 2005.
A rate-dependent cohesive model for simulating dynamic crack propagation in brittle materials.
Engineering Fracture Mechanics 72, 1383–1410.

Annexe A

Conservation de l'énergie discrétisée durant la propagation.

Cette démonstration est issue de Combescure et al. (2008).

On suppose que la fissure est à sa position d'origine au pas de temps n, sa matrice de masse est notée M_n et le champ de vitesse associé $\dot{u}_n$. La fissure atteint sa position final au pas de temps $n+1$ après avoir avancé de Δa. Si nous ajoutons les nouveaux degrés de liberté correspondant à la nouvelle position du front de fissure, les champs de vitesse et de déplacement s'écrivent :

$$\dot{u}_{n+1} = \left\{ \begin{array}{c} \dot{u}_{old} \\ \dot{u}_{new} \end{array} \right\} \tag{A.1}$$

Par conséquent la matrice de masse au pas de temps $n+1$ devient :

$$M_{n+1} = \left[\begin{array}{cc} M_n & \widetilde{M_{no}} \\ \widetilde{M_{no}}^T & \widehat{M_{new}} \end{array} \right] \tag{A.2}$$

La matrice de rigidité est définie par une équation similaire. Si on initialise à zéros les nouveaux degrés de liberté correspondant aux enrichissements, on obtient pour le champ de vitesse :

$$\dot{u}_n^{n+1} = \left\{ \begin{array}{c} \dot{u}_n^{n} \\ 0 \end{array} \right\} \tag{A.3}$$

Le champ de déplacement subi la même initialisation. La variation d'énergie cinétique avec l'avancée de fissure au pas de temps n s'écrit alors :

$$2\left[W^{kinetic}\right] = \dot{u}_n^{n+1T} M_{n+1} \dot{u}_n^{n+1} - \dot{u}_n^{nT} M_n \dot{u}_n^{n} \tag{A.4}$$

En injectant les équation A.2 et A.3 dans l'équation A.4, on trouve que la variation d'énergie cinétique est nulle. On obtient le même résultat pour l'énergie potentielle. En pratique, on utilise un schéma de Newmark standard pour l'intégration temporelle. Cependant cette démonstration simple ne faisant intervenir que les propriétés de projection des champs reste valide pour n'importe quel schéma d'intégration en temps.

Annexe B

Détection d'un front de fissure à l'aide d'un extensomètre optique de déplacement.

Les caractéristiques des capteurs de déplacement sont issues du manuel technique distribué par B.V Système[1].

Le capteur de déplacement convertit le mouvement d'un bord noir et blanc en un signal analogique proportionnel au déplacement du bord dans la gamme de fréquence allant de 0 à 250 kHz (voir figure B.1). L'amplitude maximale du mouvement à mesurer détermine l'étendue de mesure nécessaire. L'étendue est déterminée par le choix de l'objectif interchangeable. Chaque objectif est étalonné par le fabricant. L'axe de mesure du capteur peut tourner en continu de 0 à 360°. Pour que les résultats de mesure soient les meilleurs possibles, il faut que le déplacement à mesurer corresponde à l'étendue de mesure de l'objectif. Les caractéristiques des objectifs présents au LMS et utilisés durant nos essais sont collectées dans le tableau B.1. Le capteur et la cible doivent être alignés. La distance de travail entre le bord extérieur de l'objectif et la cible doit être extrêmement précise et la largeur de la cible doit être supérieure à la hauteur du champs de mesure. La figure B.2 présente le schéma d'ensemble d'un extensomètre optique.

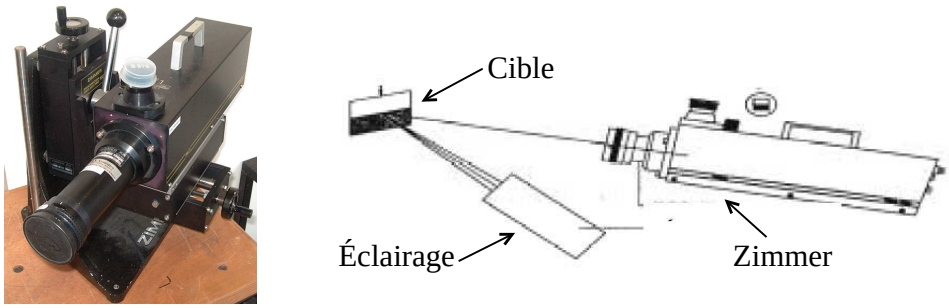


FIG. B.1 – *Zimmer utilisé classiquement pour la mesure de déplacement macroscopique*

[1]www.bv-systemes.fr

Référence de l'objectif	115	116
Étendue de Mesure (mm)	100	20
Distance de Travail (mm)	1154	41.1
Hauteur du champ de mesure (mm)	5	1
Résolution (mm)	0.01	0.002
Incertitude (mm)	± 0.2	± 0.04
Vitesse maximum d'accrochage (ms^{-1})	8350	1670

TAB. B.1 – *Caractéristiques des extensomètres optiques (Zimmer).*

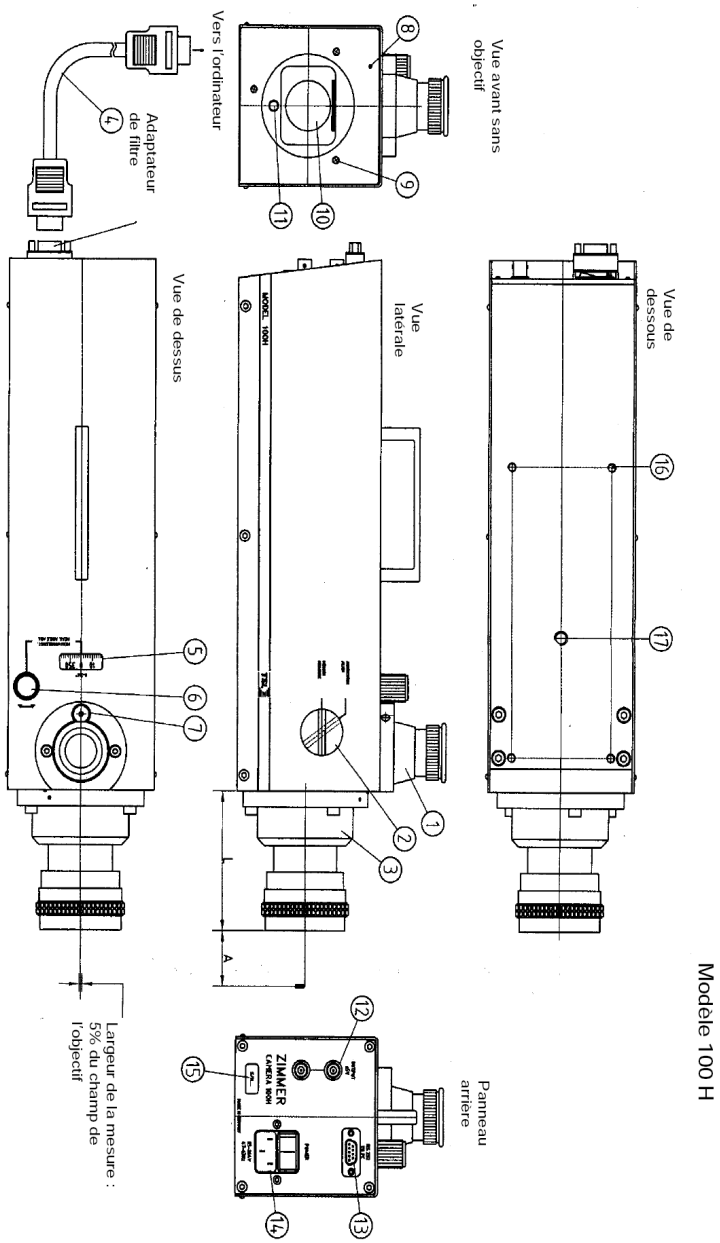
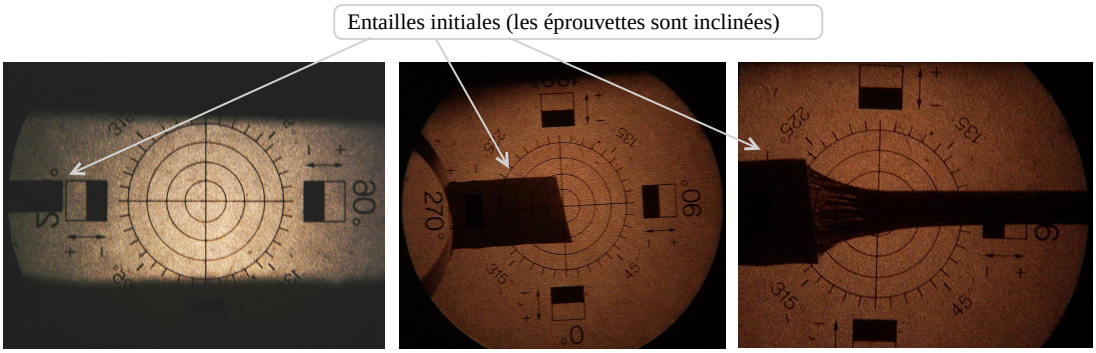


FIG. B.2 – *Schéma d'ensemble d'un extensomètre optique (Zimmer).*

Le PMMA sain est transparent et la lumière se réfléchit sur le faciès de rupture. On obtient ainsi, en jouant sur l'éclairage, un contraste noir/blanc correspondant à la transition partie fissurée/partie saine. On localise donc la position du front de fissure (figure B.3). La figure B.4 présente une copie d'écran du logiciel d'acquisition. Le front est localisé à l'intersection d'une courbe de référence (en vert) et d'un signal proportionnel à l'intensité lumineuse détectée (en jaune). Chaque objectif possède sa courbe de référence calibrée afin de corriger les distorsions optiques.



Mode 1 pur
Avant essai

Mode mixte (I+III)
Avant essai

Mode mixte (I+III)
Après essai

FIG. B.3 – *Zimmer utilisé pour la localisation d'un front de fissure*

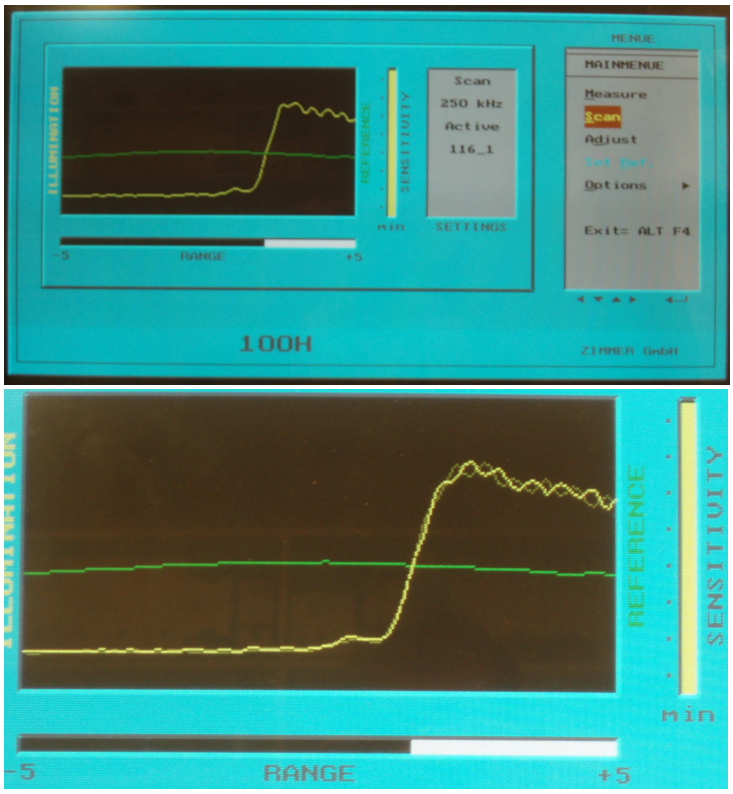


FIG. B.4 – *Copie d'écran du logiciel d'acquisition.*

Annexe C

Détail de tous les essais réalisés.

Durant les différentes campagnes expérimentales menées, 178 éprouvettes de rupture ont été testées (131 au LMS et 47 au centre de Lille de l'ONERA). Afin de ne pas surcharger ce mémoire de thèse, les essais seront brièvement développés ici mais repris entièrement et décris en détail dans un tome annexe édité à part. Les essais barre-barre réalisés pour calibrer les bancs ne seront présentés que dans le tome annexe.

C.1 Caractéristiques des barres et impacteurs utilisés.

Trois bancs d'essai aux barres de Hopkinson auront été étudiés durant la thèse. Un banc nylon et sept impacteurs ainsi qu'un banc marval et deux impacteurs ont été utilisés au LMS. Un banc aluminium et trois impacteurs ont été développés et utilisés en partenariat avec le centre de Lille de l'ONERA. Le détail des caractéristiques des différentes barres et impacteurs est repris dans les tableaux suivant et dans le tome annexe.

C.1.1 Banc Nylon (LMS, École Polytechnique)

Banc : Nylon $\varnothing 40$			
Barre entrante	Blanche	Barre sortante	Carine
Densité	$1166\ kg/m^3$	Densité	$1145\ kg/m^3$
Diamètre	$40\ mm$	Diamètre	$40\ mm$
Célérité	$1747.4\ m/s$	Célérité	$1747.4\ m/s$
Longueur	$3.070\ m$	Longueur	$1.919\ m$
Distance jauge 1e	1.537 m	Distance jauge 2s	$0.394\ m$
Poisson	0.4	Poisson	0.4

TAB. C.1 – *Banc Nylon - Caractéristiques des barres entrante et sortante.*

Impacteur	Nicolas
Densité	1145 kg/m^3
Diamètre	40.82 mm
Célérité	1775 m/s
Longueur	406 mm

Impacteur	Hubert
Densité	1159 kg/m^3
Diamètre	35.5 mm
Célérité	1775 m/s
Longueur	1092 mm

Impacteur	Victor
Densité	1187 kg/m^3
Diamètre	33 mm
Célérité	1775 m/s
Longueur	1092 mm

Impacteur	Jong
Densité	1110 kg/m^3
Diamètre	29 mm
Célérité	1775 m/s
Longueur	500 mm

Impacteur	Vincent
Densité	1145 kg/m^3
Diamètre	40 mm
Célérité	1775 m/s
Longueur	1133 mm

Impacteur	15 cm
Densité	1145 kg/m^3
Diamètre	40 mm
Célérité	1775 m/s
Longueur	150 mm

Impacteur	Carlos
Densité	1226 kg/m^3
Diamètre	40 mm
Célérité	1775 m/s
Longueur	1004 mm

TAB. C.2 – *Banc Nylon - Caractéristiques des impacteurs.*

FIG. C.1 – *Banc Nylon - Photographies des impacteurs utilisés.*

C.1.2 Banc Marval (LMS, École Polytechnique)

Banc : Marval ∅12			
Barre entrante	BE_Marv12	Barre sortante	BS_Marv12
Densité	$7960\,kg/m^3$	Densité	$7960\,kg/m^3$
Diamètre	$12\,mm$	Diamètre	$12\,mm$
Célérité	$4790m/s$	Célérité	$4790m/s$
Longueur	$1.2\,m$	Longueur	$1.021\,mm$
Distance jauge 1e	$60\,cm$	Distance jauge 2s	$40.5\,cm$
Poisson	0.3	Poisson	0.3

TAB. C.3 – *Banc Marval - Caractéristiques des barres entrante et sortante.*

Impacteur	$419\,mm$	Impacteur	$208\,mm$
Densité	$7960\,kg/m^3$	Densité	$7960\,kg/m^3$
Diamètre	$12\,mm$	Diamètre	$12\,mm$
Célérité	$4790\,m/s$	Célérité	$4790\,m/s$
Longueur	$419\,mm$	Longueur	$208\,mm$

TAB. C.4 – *Banc Marval - Caractéristiques des impacteurs.*

FIG. C.2 – *Banc Marval - Photographies des impacteurs utilisés.*

C.1.3 Banc Aluminium (CRD, DADS, ONERA-Lille)

Banc : Aluminium $\varnothing 40$			
Barre entrante	ALU_ENTR	Barre sortante	ALU_SORT
Densité	$2804\ kg/m^3$	Densité	$2804\ kg/m^3$
Diamètre	$40\ mm$	Diamètre	$40\ mm$
Célérité	$5125 m/s$	Célérité	$5125 m/s$
Longueur	$2.998\ m$	Longueur	$3\ m$
Distance jauge 1e	$1.4975\ m$	Distance jauge 2s	$1.499\ m$
Poisson	0.35	Poisson	0.35

TAB. C.5 – *Banc Aluminium - Caractéristiques des barres entrante et sortante.*

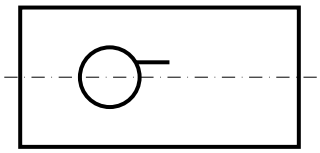
Impacteur	ALU_500	Impacteur	ALU_1000
Densité	$2804\ kg/m^3$	Densité	$2804\ kg/m^3$
Diamètre	$39.98\ mm$	Diamètre	$39.98\ mm$
Célérité	$5125 m/s$	Célérité	$5125 m/s$
Longueur	$500\ mm$	Longueur	$1000\ mm$

Impacteur	ALU_250
Densité	$2804\ kg/m^3$
Diamètre	$39.9\ mm$
Célérité	$5125 m/s$
Longueur	$250\ mm$

TAB. C.6 – *Banc Aluminium - Caractéristiques des impacteurs.*

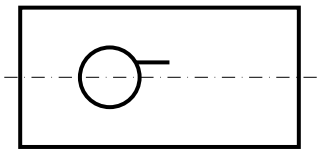
C.2 Essais Octobre 2004 (Partenariat LMS, École Polytechnique).

Essai :	EP01	Date :	19/10/04
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.2\,bar$	Vitesse :	$V = 12.821\,m/s$
Temps images		Jaune 2 :	$-\,\mu s$
		Bleu 4 :	$-\,\mu s$
		Rouge 3 :	$-\,\mu s$
		Blanc 1 :	$-\,\mu s$



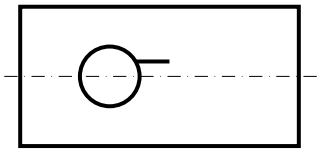
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP02	Date :	19/10/04
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.2\,bar$	Vitesse :	$V = 12.658\,m/s$
Temps images		Jaune 2 :	$-\,\mu s$
		Bleu 4 :	$1150\,\mu s$
		Rouge 3 :	$-\,\mu s$
		Blanc 1 :	$1250\,\mu s$



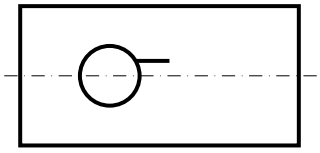
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP03	Date :	19/10/04
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.2\,bar$	Vitesse :	$V = 12.5\,m/s$
Temps images		Jaune 2 :	$1070\,\mu s$
		Bleu 4 :	$1120\,\mu s$
		Rouge 3 :	$-\,\mu s$
		Blanc 1 :	$1200\,\mu s$



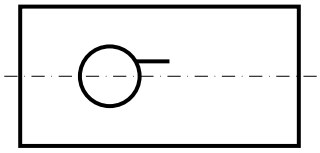
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP04	Date :	20/10/04
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.2\,bar$	Vitesse :	$V = 12.422\,m/s$
Temps images		Jaune 2 :	$1030\,\mu s$
		Bleu 4 :	$1040\,\mu s$
		Rouge 3 :	$1050\,\mu s$
		Blanc 1 :	$1060\,\mu s$



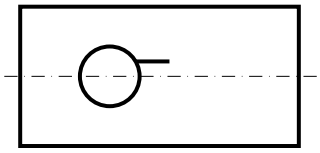
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP05	Date :	20/10/04
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.2\,bar$	Vitesse :	$V = 12.422\,m/s$
Temps images		Jaune 2 :	$970\,\mu s$
		Bleu 4 :	$980\,\mu s$
		Rouge 3 :	$-\,\mu s$
		Blanc 1 :	$1000\,\mu s$



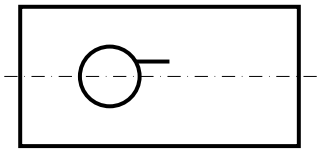
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP06	Date :	20/10/04
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.2\,bar$	Vitesse :	$V = 12.346\,m/s$
Temps images		Jaune 2 :	$990\,\mu s$
		Bleu 4 :	$1010\,\mu s$
		Rouge 3 :	$-\,\mu s$
		Blanc 1 :	$1020\,\mu s$



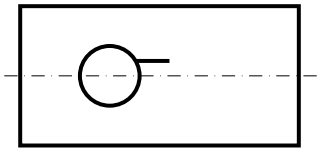
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP07	Date :	20/10/04
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.6\,bar$	Vitesse :	$V = 15.152\,m/s$
Temps images		Jaune 2 :	$950\,\mu s$
		Bleu 4 :	$1000\,\mu s$
		Rouge 3 :	$1050\,\mu s$
		Blanc 1 :	$1100\,\mu s$



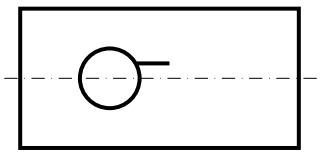
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP08	Date :	20/10/04
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.6\,bar$	Vitesse :	$V = 15.267\,m/s$
Temps images		Jaune 2 :	$960\,\mu s$
		Bleu 4 :	$970\,\mu s$
		Rouge 3 :	$-\,\mu s$
		Blanc 1 :	$990\,\mu s$



PMMA $15\,mm$

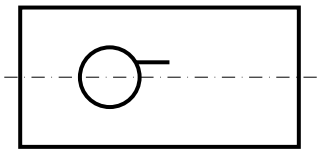
Essai :	EP09	Date :	20/10/04
Longueur de l'impacteur :	$15\,cm$		
Pression :	$0.7\,bar$	Vitesse :	$V = 21.505\,m/s$
Temps images		Jaune 2 :	$1000\,\mu s$
		Bleu 4 :	$1050\,\mu s$
		Rouge 3 :	$-\,\mu s$
		Blanc 1 :	$1150\,\mu s$



PMMA $15\,mm$

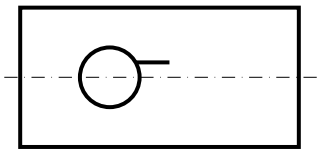
C.3 Essais Novembre 2004 (Partenariat LMS, École Polytechnique).

Essai :	EP01	Date :	29/11/04
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.2\,bar$	Vitesse :	$V = 12.346\,m/s$
Temps images		Blanc 1 :	$520\,\mu s$
		Jaune 2 :	$650\,\mu s$
		Rouge 3 :	$600\,\mu s$
		Bleu 4 :	$500\,\mu s$



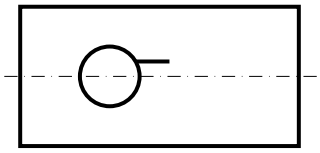
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP02	Date :	29/11/04
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.2\,bar$	Vitesse :	$V = 12.422\,m/s$
Temps images		Blanc 1 :	$520\,\mu s$
		Jaune 2 :	$650\,\mu s$
		Rouge 3 :	$600\,\mu s$
		Bleu 4 :	$500\,\mu s$



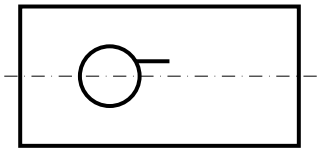
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP03	Date :	29/11/04
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.2\,bar$	Vitesse :	$V = 12.5\,m/s$
Temps images		Blanc 1 :	$520\,\mu s$
		Jaune 2 :	$650\,\mu s$
		Rouge 3 :	$600\,\mu s$
		Bleu 4 :	$500\,\mu s$



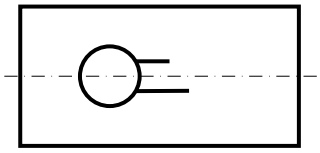
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP04	Date :	29/11/04
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.2\,bar$	Vitesse :	$V = 12.422\,m/s$
Temps images		Blanc 1 :	$520\,\mu s$
		Jaune 2 :	$650\,\mu s$
		Rouge 3 :	$600\,\mu s$
		Bleu 4 :	$500\,\mu s$



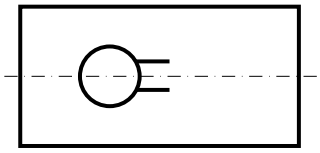
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP05	Date :	29/11/04
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.6\,bar$	Vitesse :	$V = 14.925\,m/s$
Temps images		Blanc 1 :	$400\,\mu s$
		Jaune 2 :	$480\,\mu s$
		Rouge 3 :	$-\,\mu s$
		Bleu 4 :	$640\,\mu s$



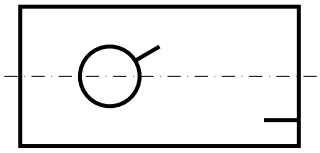
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP06	Date :	29/11/04
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	1.6 bar	Vitesse :	$V = 15.267\ m/s$
Temps images		Blanc 1 :	440 μs
		Jaune 2 :	520 μs
		Rouge 3 :	$-\ \mu s$
		Bleu 4 :	680 μs



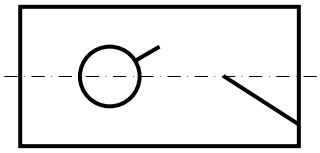
PMMA 15 mm

Essai :	EP07	Date :	29/11/04
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	1.6 bar	Vitesse :	$V = --\ m/s$
Temps images		Blanc 1 :	440 μs
		Jaune 2 :	520 μs
		Rouge 3 :	600 μs
		Bleu 4 :	680 μs



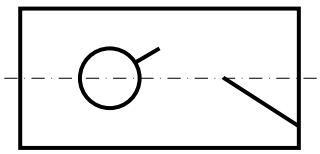
PMMA 15 mm

Essai :	EP08	Date :	29/11/04
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	1.6 bar	Vitesse :	$V = --\ m/s$
Temps images		Blanc 1 :	400 μs
		Jaune 2 :	480 μs
		Rouge 3 :	560 μs
		Bleu 4 :	640 μs



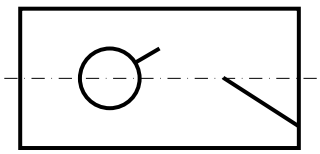
PMMA 15 mm

Essai :	EP09	Date :	30/11/04
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	1.6 bar	Vitesse :	$V = 15.038\ m/s$
Temps images		Blanc 1 :	420 μs
		Jaune 2 :	435 μs
		Rouge 3 :	450 μs
		Bleu 4 :	465 μs



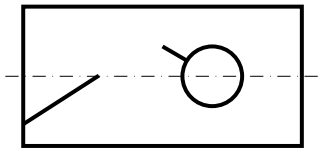
PMMA 15 mm

Essai :	EP10	Date :	30/11/04
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	1.6 bar	Vitesse :	$V = 15.038\ m/s$
Temps images		Blanc 1 :	470 μs
		Jaune 2 :	475 μs
		Rouge 3 :	485 μs
		Bleu 4 :	490 μs



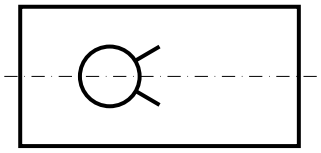
PMMA 15 mm

Essai :	EP11	Date :	30/11/04
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.6\,bar$	Vitesse :	$V = 14.706\,m/s$
Temps images		Blanc 1 :	$400\,\mu s$
		Jaune 2 :	$470\,\mu s$
		Rouge 3 :	$540\,\mu s$
		Bleu 4 :	$610\,\mu s$



PMMA $15\,mm$

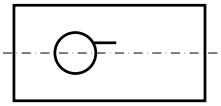
Essai :	EP12	Date :	30/11/04
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.6\,bar$	Vitesse :	$V = --\ m/s$
Temps images		Blanc 1 :	$410\,\mu s$
		Jaune 2 :	$460\,\mu s$
		Rouge 3 :	$510\,\mu s$
		Bleu 4 :	$580\,\mu s$



PMMA $15\,mm$

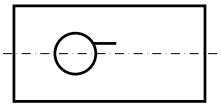
C.4 Essais Août 2005 (Partenariat CRD, DADS, ONERA-Lille).

Essai :	EP01	Date :	18/08/05	Banc :	Vérin rapide
Consigne vérin :	$1\,m.s^{-1}$	Vitesse Zimmer :	$0.12\,m.s^{-1}$		
Cadence :	$10753\,fps$	Durée du film :	$3\,ms$		



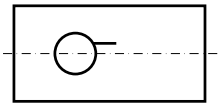
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP02	Date :	18/08/05	Banc :	Vérin rapide
Consigne vérin :	$1\,m.s^{-1}$	Vitesse Zimmer :	$0.12\,m.s^{-1}$		
Cadence :	$3867\,fps$	Durée du film :	$8.2\,ms$		



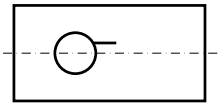
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP03	Date :	18/08/05	Banc :	Vérin rapide
Consigne vérin :	$4\,m.s^{-1}$	Vitesse Zimmer :	$4.1\,m.s^{-1}$		
Cadence :	$59590\,fps$	Durée du film :	$537\,\mu s$		



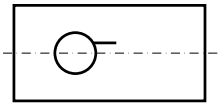
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP04	Date :	19/08/05	Banc :	Vérin rapide
Consigne vérin :	$4\,m.s^{-1}$	Vitesse Zimmer :	$4.1\,m.s^{-1}$		
Cadence :	$98765\,fps$	Durée du film :	$324\,\mu s$		



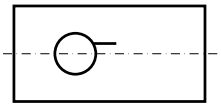
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP05	Date :	19/08/05	Banc :	Vérin rapide
Consigne vérin :	$10\,m.s^{-1}$	Vitesse Zimmer :	$9.8\,m.s^{-1}$		
Cadence :	$101587\,fps$	Durée du film :	$315\,\mu s$		



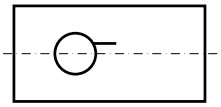
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP06	Date :	22/08/05	Banc :	Vérin rapide
Consigne vérin :	$10\,m.s^{-1}$	Vitesse Zimmer :	$9.6\,m.s^{-1}$		
Cadence :	$200000\,fps$	Durée du film :	$160\,\mu s$		



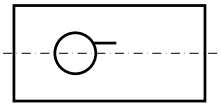
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP08	Date :	24/08/05	Banc :	Vérin rapide
Consigne vérin :	$1\,m.s^{-1}$	Vitesse Zimmer :	$--\ m.s^{-1}$		
Cadence :	$16227\,fps$	Durée du film :	$2\,ms$		



PMMA $10\,mm$

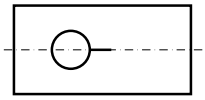
Essai :	EP09	Date :	25/08/05	Banc :	Vérin rapide
Consigne vérin :	$--\ m.s^{-1}$	Vitesse Zimmer :	$--\ m.s^{-1}$		
Cadence :	$201258\,fps$	Durée du film :	$159\,\mu s$		



PMMA $10\,mm$

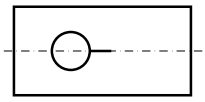
C.5 Essais Mars 2006 (Partenariat CRD, DADS, ONERA-Lille).

Essai :	EP01	Date :	29/03/06	Banc :	Vérin rapide
Consigne vérin :	$1\,m.s^{-1}$		Cadence :		$60150\,fps$
Pré-entaille réalisée par tapping					



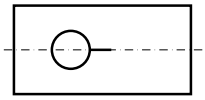
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP02	Date :	29/03/06	Banc :	Vérin rapide
Consigne vérin :	$4\,m.s^{-1}$		Cadence :		$100629\,fps$
Pré-entaille réalisée par tapping					



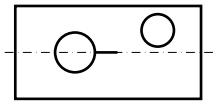
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP03	Date :	30/03/06	Banc :	Vérin rapide
Consigne vérin :	$10\,m.s^{-1}$		Cadence :		$200000\,fps$
Pré-entaille réalisée par tapping					



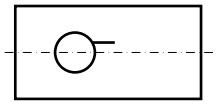
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP04	Date :	30/03/06	Banc :	Vérin rapide
Consigne vérin :	$10\,m.s^{-1}$		Cadence :		$201258\,fps$
Pré-entaille réalisée par tapping					



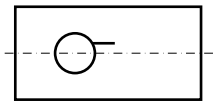
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP05	Date :	30/03/06	Banc :	Vérin rapide
Consigne vérin :	$1\,m.s^{-1}$		Cadence :		$59925\,fps$
Pré-entaille réalisée par tapping					



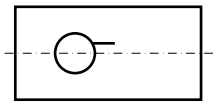
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP06	Date :	30/03/06	Banc :	Vérin rapide
Consigne vérin :	$4\,m.s^{-1}$		Cadence :		$100313\,fps$
Pré-entaille réalisée par tapping					



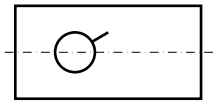
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP07	Date :	30/03/06	Banc :	Vérin rapide
Consigne vérin :	$10\,m.s^{-1}$		Cadence :		$201258\,fps$
Pré-entaille réalisée par tapping					



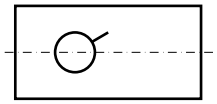
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP08	Date :	30/03/06	Banc :	Vérin rapide
Consigne vérin :	$1\,m.s^{-1}$		Cadence :		$60264\,fps$
Pré-entaille réalisée par tapping					



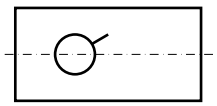
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP09	Date :	31/03/06	Banc :	Vérin rapide
Consigne vérin :	$4\,m.s^{-1}$		Cadence :		$102236\,fps$
Pré-entaille réalisée par tapping					



PMMA $10\,mm$

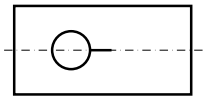
Essai :	EP10	Date :	31/03/06	Banc :	Vérin rapide
Consigne vérin :	$10\,m.s^{-1}$		Cadence :		$161616\,fps$
Pré-entaille réalisée par tapping					



PMMA $10\,mm$

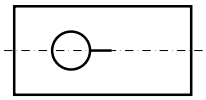
C.6 Essais Avril 2006 (Partenariat LMS, École Polytechnique).

Essai :	EP01	Date :	11/04/06
Impacteur :	Carlos	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.8\,bar$	Vitesse :	$V = 9.52\,m/s$
Zimmer 116 (20mm)		Pas de tapping	



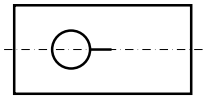
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP02	Date :	11/04/06
Impacteur :	Carlos	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.8\,bar$	Vitesse :	$V = 9.04\,m/s$
Zimmer 116 (20mm)		Pas de tapping	
Ajout de mousse		Pas de propagation	



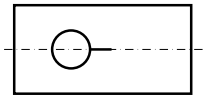
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP02bis	Date :	12/04/06
Impacteur :	Nicolas	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.8\,bar$	Vitesse :	$V = 14.29\,m/s$
Zimmer 116 (20mm)		Éprouvette déjà impactée	



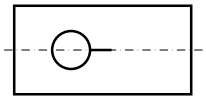
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP03	Date :	12/04/06
Impacteur :	$15\,cm$	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.7\,bar$	Vitesse :	$V = --\ m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Pas de tapping	



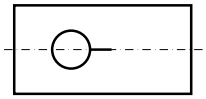
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP04	Date :	12/04/06
Impacteur :	$15\,cm$	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.6\,bar$	Vitesse :	$V = --\ m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Pas de tapping	



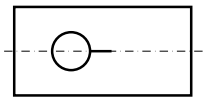
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP05	Date :	11/04/06
Impacteur :	Carlos	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.8\,bar$	Vitesse :	$V = --\ m/s$
Zimmer 116 (20mm)		Tapping sur 5.6mm	



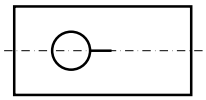
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP06	Date :	11/04/06
Impacteur :	Carlos	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.6\,bar$	Vitesse :	$V = 7.35\,m/s$
Zimmer 116 (20mm)		Tapping sur 5.6mm	



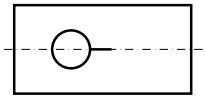
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP07	Date :	12/04/06
Impacteur :	Carlos	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.8\,bar$	Vitesse :	$V = 9.57\,m/s$
Zimmer 116 (20mm)		Tapping sur 4.3mm	
Ajout de mousse			



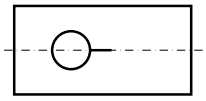
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP08	Date :	12/04/06
Impacteur :	Carlos	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.6\,bar$	Vitesse :	$V = 6.34\,m/s$
Zimmer 116 (20mm)		Tapping sur 3.3mm	
Propagation de $\approx 1\,mm$			



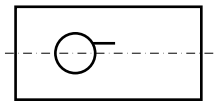
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP08bis	Date :	12/04/06
Impacteur :	Carlos	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.64\,bar$	Vitesse :	$V = 7.38\,m/s$
Zimmer 116 (20mm)		Éprouvette déjà impactée	



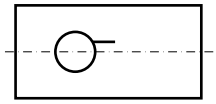
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP09	Date :	12/04/06
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.2\,bar$	Vitesse :	$V = 12.9\,m/s$
Zimmer 116 (20mm)		Pas de tapping	



PMMA $10\,mm$

Essai :	EP10	Date :	12/04/06
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.2\,bar$	Vitesse :	$V = 12.65\,m/s$
Zimmer 116 (20mm)		Pas de tapping	



PMMA $10\,mm$

C.7 Essais Mars 2007 (Partenariat LMS, École Polytechnique).

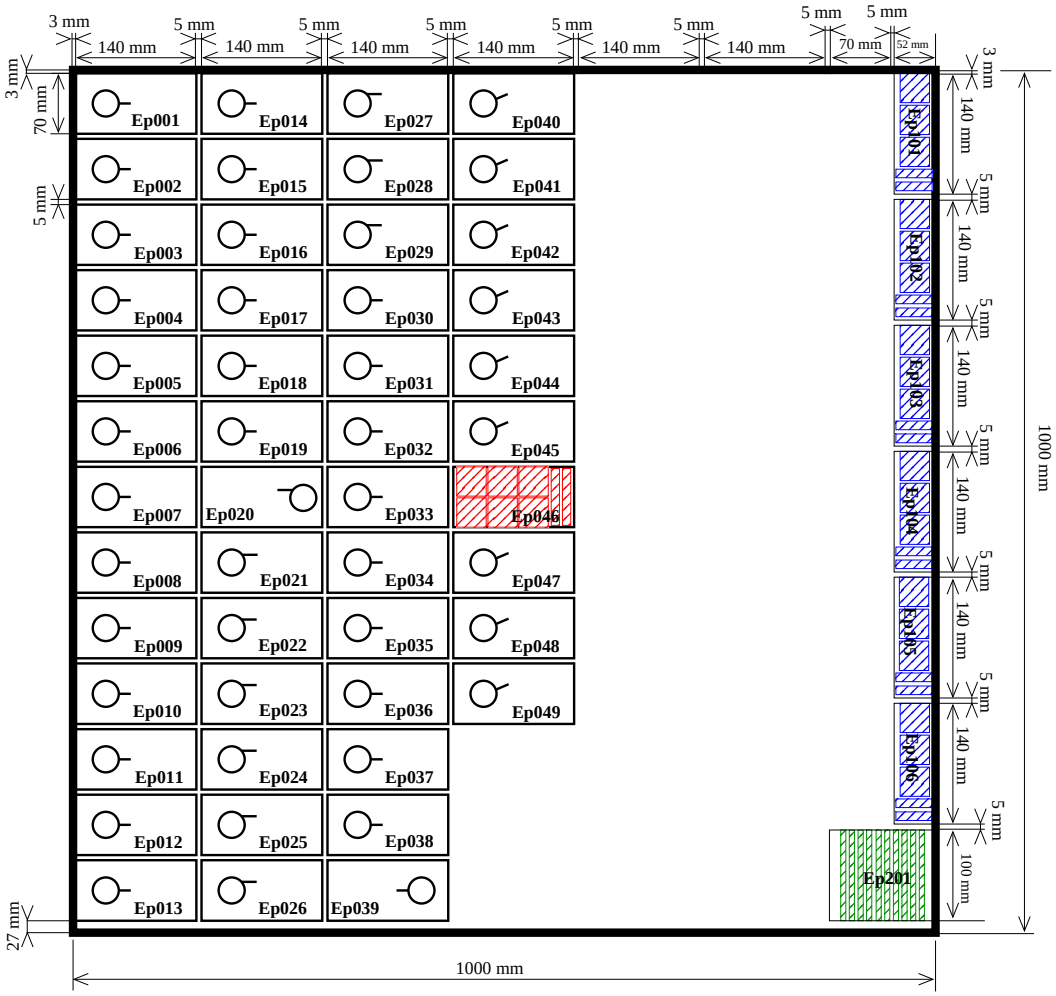
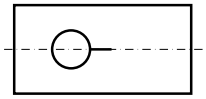


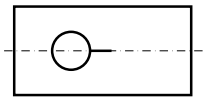
FIG. C.3 – *Mars 2007 - Situation des éprouvettes dans la plaque de PMMA (épaisseur* $10\ mm$*)*

Essai :	EP001a	Date :	14/03/07
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.5\,bar$	Vitesse :	$V = 6.25\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	
Pas de propagation			



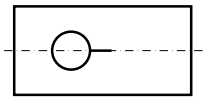
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP001b	Date :	14/03/07
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.55\,bar$	Vitesse :	$V = 6.83\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	
Pas de propagation			



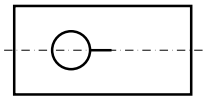
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP001c	Date :	14/03/07
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.7\,bar$	Vitesse :	$V = 9.52\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



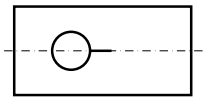
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP002	Date :	15/03/07
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.7\,bar$	Vitesse :	$V = 9.46\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



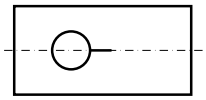
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP003	Date :	15/03/07
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.7\,bar$	Vitesse :	$V = 9.41\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



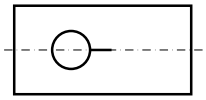
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP004	Date :	15/03/07
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.7\,bar$	Vitesse :	$V = 9.5\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



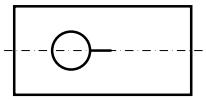
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP005	Date :	15/03/07
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.7\,bar$	Vitesse :	$V = 9.24\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



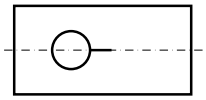
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP006	Date :	15/03/07
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1\,bar$	Vitesse :	$V = 12.2\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



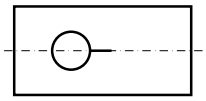
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP007	Date :	15/03/07
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1\,bar$	Vitesse :	$V = 12.35\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



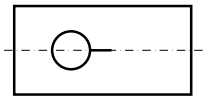
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP008	Date :	15/03/07
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.7\,bar$	Vitesse :	$V = 17.2\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



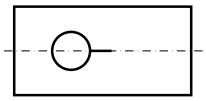
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP009	Date :	15/03/07
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.7\,bar$	Vitesse :	$V = 17.1\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



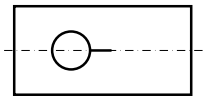
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP010	Date :	15/03/07
Impacteur :	Nicolas	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1\,bar$	Vitesse :	$V = 16.88\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



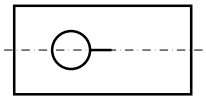
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP011	Date :	15/03/07
Impacteur :	Nicolas	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1\,bar$	Vitesse :	$V = 16.88\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



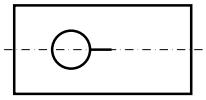
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP012	Date :	15/03/07
Impacteur :	Nicolas	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$--\,bar$	Vitesse :	$V = 22.2\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



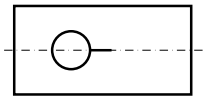
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP013	Date :	15/03/07
Impacteur :	$15\,cm$	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.4\,bar$	Vitesse :	$V = 25.97\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



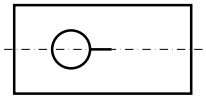
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP014	Date :	15/03/07
Impacteur :	$15\,cm$	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.4\,bar$	Vitesse :	$V = --\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



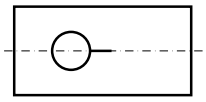
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP015a	Date :	15/03/07
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.55\,bar$	Vitesse :	$V = 7.78\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	
Pas de propagation			



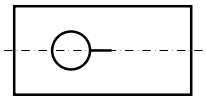
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP015b	Date :	15/03/07
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.6\,bar$	Vitesse :	$V = 8.2\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



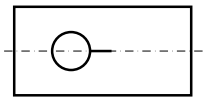
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP016	Date :	15/03/07
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.57\,bar$	Vitesse :	$V = 7.95\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



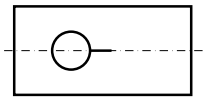
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP017	Date :	15/03/07
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.56\,bar$	Vitesse :	$V = 7.92\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



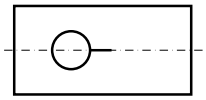
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP018	Date :	15/03/07
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.56\,bar$	Vitesse :	$V = 7.84\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



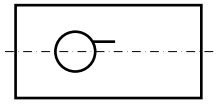
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP019	Date :	16/03/07
Impacteur :	$15\,cm$	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.7\,bar$	Vitesse :	$V = 28.98\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



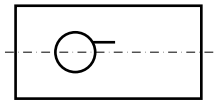
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP020	Date :	15/03/07
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.1\,bar$	Vitesse :	$V = --\ m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



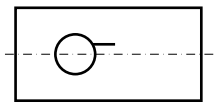
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP021	Date :	16/03/07
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.2\,bar$	Vitesse :	$V = 12.7\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



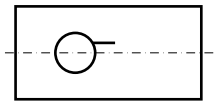
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP022	Date :	16/03/07
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.8\,bar$	Vitesse :	$V = 9.2\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



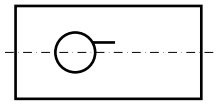
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP023	Date :	16/03/07
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.7\,bar$	Vitesse :	$V = 8.44\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



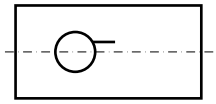
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP024	Date :	16/03/07
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.7\,bar$	Vitesse :	$V = 8.32\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



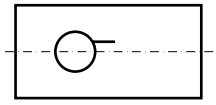
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP026	Date :	16/03/07
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.7\,bar$	Vitesse :	$V = 8.37\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	
Préfissure LMS			



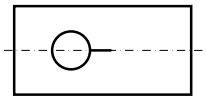
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP027	Date :	16/03/07
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.7\,bar$	Vitesse :	$V = 8.33\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	
Préfissure LMS			



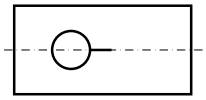
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP030	Date :	16/03/07
Impacteur :	$15\,cm$	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.7\,bar$	Vitesse :	$V = 28.4\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



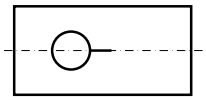
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP031	Date :	16/03/07
Impacteur :	$15\,cm$	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$2\,bar$	Vitesse :	$V = 30.8\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



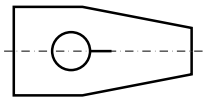
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP032	Date :	16/03/07
Impacteur :	$15\,cm$	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$2\,bar$	Vitesse :	$V = --\ m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



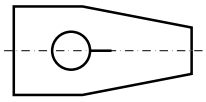
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP038	Date :	16/03/07
Impacteur :	$15\,cm$	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.7\,bar$	Vitesse :	$V = 28.78\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



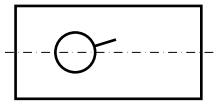
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP039	Date :	16/03/07
Impacteur :	$15\,cm$	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.4\,bar$	Vitesse :	$V = 25.8\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



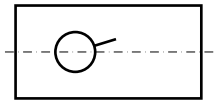
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP040	Date :	16/03/07
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.7\,bar$	Vitesse :	$V = 8.35\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



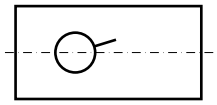
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP041	Date :	16/03/07
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.5\,bar$	Vitesse :	$V = 5.75\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



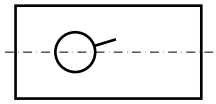
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP042	Date :	16/03/07
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.6\,bar$	Vitesse :	$V = 6.99\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



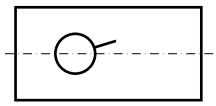
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP043	Date :	16/03/07
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.9\,bar$	Vitesse :	$V = 10.3\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



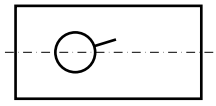
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP044	Date :	16/03/07
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.8\,bar$	Vitesse :	$V = 9.26\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



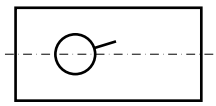
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP045	Date :	16/03/07
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1\,bar$	Vitesse :	$V = 11.17\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



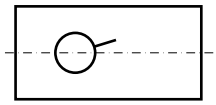
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP047	Date :	16/03/07
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.1\,bar$	Vitesse :	$V = 12.04\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



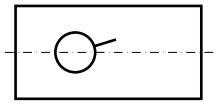
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP048	Date :	16/03/07
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.1\,bar$	Vitesse :	$V = 12\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



PMMA $10\,mm$

Essai :	EP049	Date :	16/03/07
Impacteur :	Vincent	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.2\,bar$	Vitesse :	$V = 12.6\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



PMMA $10\,mm$

C.8 Essais Août 2007 (Partenariat CRD, DADS, ONERA-Lille).

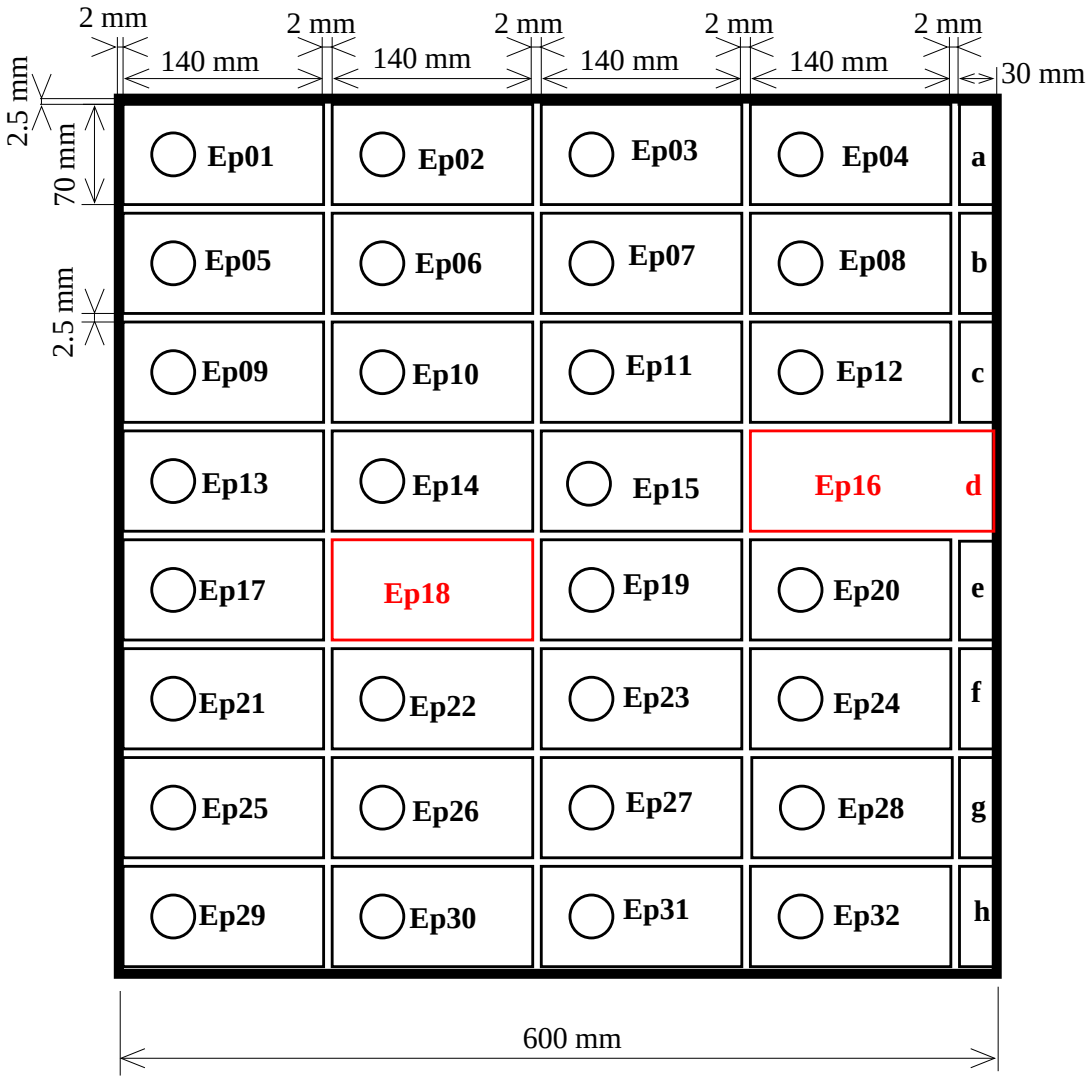
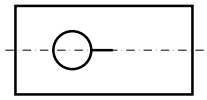


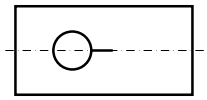
FIG. C.4 – *Août 2007 - Situation des éprouvettes dans la plaque d'aluminium (épaisseur* $10\ mm$*)*

Numéro exp :	EP01_1	Date :	28/08/07-18h44		
Pression :	$1\,bar$	Impacteur :	ALU_500		
CCD Gain :	458	Trigger Delay :	$470\,\mu s$	Pulse Duration :	0.5
Frame Rate :	$100629\,fps$	Flash Delay 1 :	$350\,\mu s$	Charge Voltage :	8
Extended Record : x2		Vitesse : $a = 5.848\,ms$		$V = \frac{75\,mm}{a} = 12.8\,m.s^{-1}$	
Remarques :	Pas de propagation				



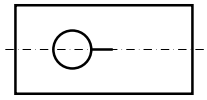
Aluminium $10\,mm$

Numéro exp :	EP01_2	Date :	28/08/07-18h53		
Pression :	$2\,bar$	Impacteur :	ALU_500		
CCD Gain :	458	Trigger Delay :	$470\,\mu s$	Pulse Duration :	0.5
Frame Rate :	$100629\,fps$	Flash Delay 1 :	$350\,\mu s$	Charge Voltage :	9
Extended Record : x2		Vitesse : $a = 3.8532\,ms$		$V = \frac{75\,mm}{a} = 19.5\,m.s^{-1}$	
Remarques :	Pas de propagation				



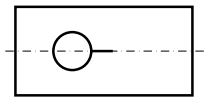
Aluminium $10\,mm$

Numéro exp :	EP01_3	Date :	29/08/07-11h21		
Pression :	$--\,bar$	Impacteur :	ALU_500		
CCD Gain :	458	Trigger Delay :	$470\,\mu s$	Pulse Duration :	0.5
Frame Rate :	$101266\,fps$	Flash Delay 1 :	$350\,\mu s$	Charge Voltage :	9
Extended Record : x2		Vitesse : $a = 2.9526\,ms$		$V = \frac{75\,mm}{a} = 25.4\,m.s^{-1}$	
Remarques :	Amorçage				



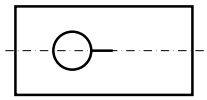
Aluminium $10\,mm$

Numéro exp :	EP02_1	Date :	29/08/07-15h02		
Pression :	$3\,bar$	Impacteur :	ALU_1000		
CCD Gain :	291	Trigger Delay :	$470\,\mu s$	Pulse Duration :	1.0
Frame Rate :	$50794\,fps$	Flash Delay 1 :	$250\,\mu s$	Charge Voltage :	9
Extended Record : OFF		Vitesse : $a = 4.7002\,ms$		$V = \frac{75\,mm}{a} = 16.0\,m.s^{-1}$	
Remarques :	Pas de propagation				



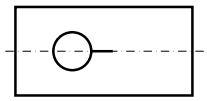
Aluminium $10\,mm$

Numéro exp :	EP02_2	Date :	29/08/07-15h34		
Pression :	$4\,bar$	Impacteur :	ALU_1000		
CCD Gain :	291	Trigger Delay :	$470\,\mu s$	Pulse Duration :	1.0
Frame Rate :	$50794\,fps$	Flash Delay 1 :	$250\,\mu s$	Charge Voltage :	9
Extended Record : OFF		Vitesse : $a = 3.9806\,ms$		$V = \frac{75\,mm}{a} = 18.8\,m.s^{-1}$	
Remarques :	Pas de propagation				



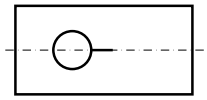
Aluminium $10\,mm$

Numéro exp :	EP02_3	Date :	29/08/07-16h23		
Pression :	$3.5\,bar$	Impacteur :	ALU_500		
CCD Gain :	291	Trigger Delay :	$510\,\mu s$	Pulse Duration :	1.0
Frame Rate :	$50794\,fps$	Flash Delay 1 :	$290\,\mu s$	Charge Voltage :	9
Extended Record : OFF		Vitesse : $a = 2.7006\,ms$		$V = \frac{75\,mm}{a} = 27.8\,m.s^{-1}$	
Remarques :	Propagation				



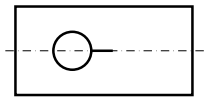
Aluminium $10\,mm$

Numéro exp :	EP03	Date :	29/08/07-17h02		
Pression :	$4\,bar$	Impacteur :	ALU_500		
CCD Gain :	323	Trigger Delay :	$510\,\mu s$	Pulse Duration :	0.5
Frame Rate :	$101911\,fps$	Flash Delay 1 :	$290\,\mu s$	Charge Voltage :	8
Extended Record : OFF		Vitesse : $a = 2.536\,ms$		$V = \frac{75\,mm}{a} = 29.6\,m.s^{-1}$	



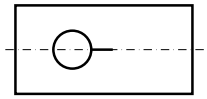
Aluminium $10\,mm$

Numéro exp :	EP04	Date :		29/08/07-18h16	
Pression :	$4\,bar$	Impacteur :		ALU_500	
CCD Gain :	334	Trigger Delay :	$510\,\mu s$	Pulse Duration :	0.5
Frame Rate :	$101911\,fps$	Flash Delay 1 :	$290\,\mu s$	Charge Voltage :	8
Extended Record : OFF		Vitesse : $a = 2.5556\,ms$		$V = \frac{75\,mm}{a} = 29.3\,m.s^{-1}$	



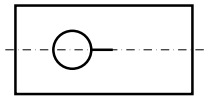
Aluminium 10 mm

Numéro exp :	EP05	Date :		29/08/07-18h21	
Pression :	$4.5\,bar$	Impacteur :		ALU_500	
CCD Gain :	334	Trigger Delay :	$550\,\mu s$	Pulse Duration :	0.5
Frame Rate :	$101911\,fps$	Flash Delay 1 :	$330\,\mu s$	Charge Voltage :	8
Extended Record : OFF		Vitesse : $a = 2.3632\,ms$		$V = \frac{75\,mm}{a} = 31.7\,m.s^{-1}$	



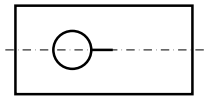
Aluminium 10 mm

Numéro exp :	EP06	Date :		30/08/07-15h08	
Pression :	$5\,bar$	Impacteur :		ALU_1000	
CCD Gain :	210	Trigger Delay :	$570\,\mu s$	Pulse Duration :	0.7
Frame Rate :	$61657\,fps$	Flash Delay 1 :	$360\,\mu s$	Charge Voltage :	8
Extended Record : OFF		Vitesse : $a = 3.4979\,ms$		$V = \frac{75\,mm}{a} = 21.4\,m.s^{-1}$	



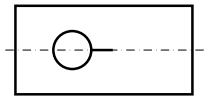
Aluminium 10 mm

Numéro exp :	EP07	Date :		30/08/07-16h09	
Pression :	$4\,bar$	Impacteur :		ALU_250	
CCD Gain :	210	Trigger Delay :	$570\,\mu s$	Pulse Duration :	0.7
Frame Rate :	$61776\,fps$	Flash Delay 1 :	$360\,\mu s$	Charge Voltage :	8
Extended Record : OFF		Vitesse : $a = 1.7369\,ms$		$V = \frac{75\,mm}{a} = 43.2\,m.s^{-1}$	



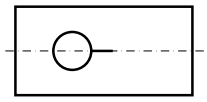
Aluminium 10 mm

Numéro exp :	EP08	Date :		30/08/07-09h46	
Pression :	$4.3\,bar$	Impacteur :		ALU_500	
CCD Gain :	334	Trigger Delay :	$570\,\mu s$	Pulse Duration :	0.5
Frame Rate :	$100629\,fps$	Flash Delay 1 :	$350\,\mu s$	Charge Voltage :	8
Extended Record : OFF		Vitesse : $a = 2.4257\,ms$		$V = \frac{75\,mm}{a} = 30.9\,m.s^{-1}$	



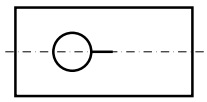
Aluminium 10 mm

Numéro exp :	EP09	Date :		30/08/07-16h40	
Pression :	$5\,bar$	Impacteur :		ALU_250	
CCD Gain :	334	Trigger Delay :	$510\,\mu s$	Pulse Duration :	0.5
Frame Rate :	$101587\,fps$	Flash Delay 1 :	$300\,\mu s$	Charge Voltage :	8
Extended Record : OFF		Vitesse : $a = 1.5297\,ms$		$V = \frac{75\,mm}{a} = 49.0\,m.s^{-1}$	



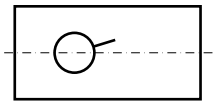
Aluminium 10 mm

Numéro exp :	EP10	Date :		31/08/07-13h22	
Pression :	$4.5\,bar$	Impacteur :		ALU_500	
CCD Gain :	334	Trigger Delay :	$510\,\mu s$	Pulse Duration :	0.5
Frame Rate :	$101587\,fps$	Flash Delay 1 :	$300\,\mu s$	Charge Voltage :	8
Extended Record : OFF		Vitesse : $a = 2.3809\,ms$		$V = \frac{75\,mm}{a} = 31.5\,m.s^{-1}$	



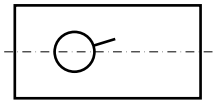
Aluminium 10 mm

Numéro exp :	EP11	Date :		30/08/07-11h20	
Pression :	$4.5\,bar$	Impacteur :		ALU_500	
CCD Gain :	334	Trigger Delay :	$570\,\mu s$	Pulse Duration :	0.5
Frame Rate :	$100946\,fps$	Flash Delay 1 :	$350\,\mu s$	Charge Voltage :	8
Extended Record : OFF		Vitesse : $a = 2.3509\,ms$		$V = \frac{75\,mm}{a} = 31.9\,m.s^{-1}$	



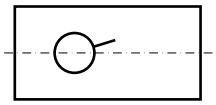
Aluminium 10 mm

Numéro exp :	EP12	Date :		30/08/07-13h27	
Pression :	$4.5\,bar$	Impacteur :		ALU_500	
CCD Gain :	302	Trigger Delay :	$570\,\mu s$	Pulse Duration :	0.6
Frame Rate :	$81425\,fps$	Flash Delay 1 :	$350\,\mu s$	Charge Voltage :	8
Extended Record : OFF		Vitesse : $a = 2.3563\,ms$		$V = \frac{75\,mm}{a} = 31.8\,m.s^{-1}$	



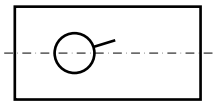
Aluminium 10 mm

Numéro exp :	EP13	Date :		30/08/07-14h00	
Pression :	$5\,bar$	Impacteur :		ALU_500	
CCD Gain :	258	Trigger Delay :	$570\,\mu s$	Pulse Duration :	0.7
Frame Rate :	$61657\,fps$	Flash Delay 1 :	$360\,\mu s$	Charge Voltage :	8
Extended Record : OFF		Vitesse : $a = 2.2466\,ms$		$V = \frac{75\,mm}{a} = 33.4\,m.s^{-1}$	



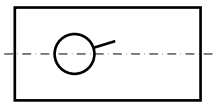
Aluminium 10 mm

Numéro exp :	EP14	Date :		30/08/07-17h42	
Pression :	$5\,bar$	Impacteur :		ALU_250	
CCD Gain :	334	Trigger Delay :	$510\,\mu s$	Pulse Duration :	0.5
Frame Rate :	$101587\,fps$	Flash Delay 1 :	$300\,\mu s$	Charge Voltage :	8
Extended Record : OFF		Vitesse : $a = 1.5406\,ms$		$V = \frac{75\,mm}{a} = 48.7\,m.s^{-1}$	



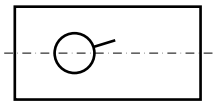
Aluminium 10 mm

Numéro exp :	EP15	Date :		30/08/07-18h46	
Pression :	$5\,bar$	Impacteur :		ALU_250	
CCD Gain :	334	Trigger Delay :	$510\,\mu s$	Pulse Duration :	0.5
Frame Rate :	$101587\,fps$	Flash Delay 1 :	$300\,\mu s$	Charge Voltage :	8
Extended Record : OFF		Vitesse : $a = 1.538\,ms$		$V = \frac{75\,mm}{a} = 48.8\,m.s^{-1}$	



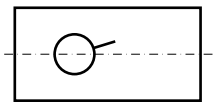
Aluminium 10 mm

Numéro exp :	EP17	Date :		31/08/07-10h59	
Pression :	$5\,bar$	Impacteur :		ALU_250	
CCD Gain :	210	Trigger Delay :	$510\,\mu s$	Pulse Duration :	0.7
Frame Rate :	$61185\,fps$	Flash Delay 1 :	$300\,\mu s$	Charge Voltage :	8
Extended Record : OFF		Vitesse : $a = 1.4639\,ms$		$V = \frac{75\,mm}{a} = 51.2\,m.s^{-1}$	



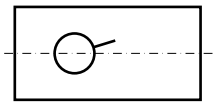
Aluminium 10 mm

Numéro exp :	EP19	Date :		31/08/07-10h38	
Pression :	$5\,bar$	Impacteur :		ALU_250	
CCD Gain :	210	Trigger Delay :	$510\,\mu s$	Pulse Duration :	0.7
Frame Rate :	$61069\,fps$	Flash Delay 1 :	$300\,\mu s$	Charge Voltage :	8
Extended Record : OFF		Vitesse : $a = 1.764\,ms$		$V = \frac{75\,mm}{a} = 42.5\,m.s^{-1}$	



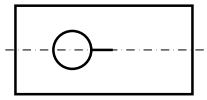
Aluminium 10 mm

Numéro exp :	EP20	Date :		31/08/07-12h41	
Pression :	$4.5\,bar$	Impacteur :		ALU_500	
CCD Gain :	334	Trigger Delay :	$510\,\mu s$	Pulse Duration :	0.5
Frame Rate :	$101266\,fps$	Flash Delay 1 :	$300\,\mu s$	Charge Voltage :	8
Extended Record : OFF		Vitesse : $a = 2.3836\,ms$		$V = \frac{75\,mm}{a} = 31.5\,m.s^{-1}$	



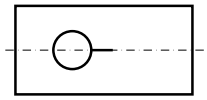
Aluminium 10 mm

Numéro exp :	EP033	Date :		31/08/07-13h47	
Pression :	$0.6\,bar$	Impacteur :		ALU_500	
CCD Gain :	334	Trigger Delay :	$510\,\mu s$	Pulse Duration :	0.5
Frame Rate :	$101587\,fps$	Flash Delay 1 :	$300\,\mu s$	Charge Voltage :	9
Extended Record : OFF		Vitesse : $a = 8.2217\,ms$		$V = \frac{75\,mm}{a} = 9.1\,m.s^{-1}$	
Issue de la plaque Fig. C.3 page 226					



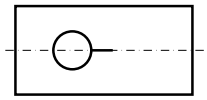
PMMA 10 mm

Numéro exp :	EP034	Date :		31/08/07-14h05	
Pression :	$0.55\,bar$	Impacteur :		ALU_500	
CCD Gain :	334	Trigger Delay :	$510\,\mu s$	Pulse Duration :	0.5
Frame Rate :	$101587\,fps$	Flash Delay 1 :	$300\,\mu s$	Charge Voltage :	9
Extended Record : OFF		Vitesse : $a = 10.4217\,ms$		$V = \frac{75\,mm}{a} = 7.2\,m.s^{-1}$	
Issue de la plaque Fig. C.3 page 226					



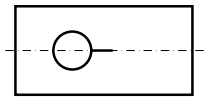
PMMA 10 mm

Numéro exp :	EP035	Date :		31/08/07-14h28	
Pression :	$0.5\,bar$	Impacteur :		ALU_500	
CCD Gain :	334	Trigger Delay :	$600\,\mu s$	Pulse Duration :	0.5
Frame Rate :	$101587\,fps$	Flash Delay 1 :	$390\,\mu s$	Charge Voltage :	9
Extended Record : OFF		Vitesse : $a = 12.5124\,ms$		$V = \frac{75\,mm}{a} = 6.0\,m.s^{-1}$	
Issue de la plaque Fig. C.3 page 226					



PMMA 10 mm

Numéro exp :	EP036	Date :		31/08/07-14h50	
Pression :	$5\,bar$	Impacteur :		ALU_500	
CCD Gain :	334	Trigger Delay :	$600\,\mu s$	Pulse Duration :	0.5
Frame Rate :	$101587\,fps$	Flash Delay 1 :	$390\,\mu s$	Charge Voltage :	9
Extended Record : OFF		Vitesse : $a = 2.2445\,ms$		$V = \frac{75\,mm}{a} = 33.4\,m.s^{-1}$	
Issue de la plaque Fig. C.3 page 226					



PMMA 10 mm

C.9 Essais Février 2008 (Partenariat LMS, École Polytechnique).

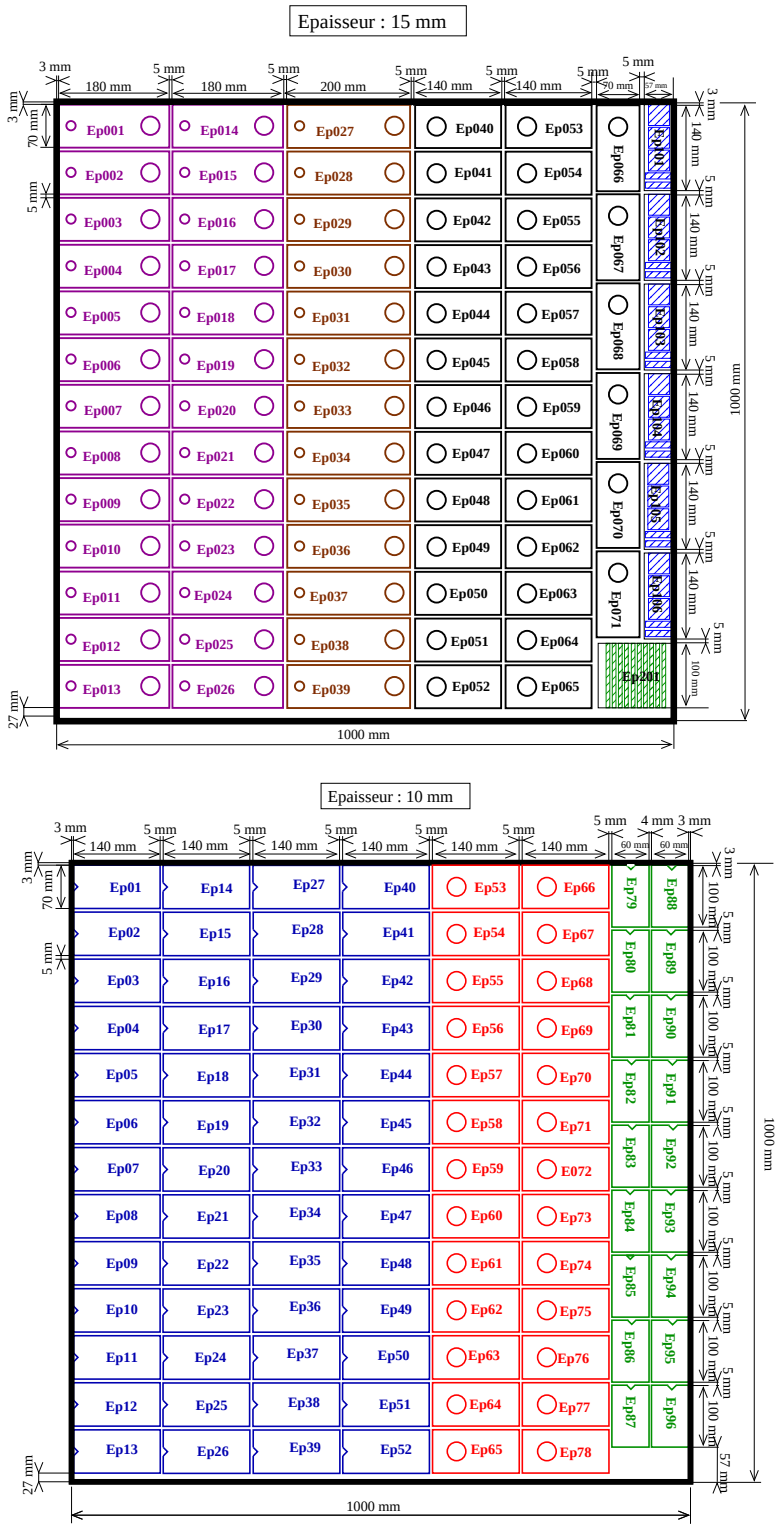


FIG. C.5 – *Février 2008 - Situation des éprouvettes dans les plaques de PMMA*

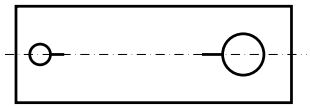
Essai :	EP004	Date :	04/02/08
Impacteur :	Victor	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1\,bar$	Vitesse :	$V = 14.18\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	

PMMA $15\,mm$

Essai :	EP005	Date :	04/02/08
Impacteur :	Victor	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.4\,bar$	Vitesse :	$V = 17\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	

PMMA $15\,mm$

Essai :	EP006	Date :	04/02/08
Impacteur :	Nicolas	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.4\,bar$	Vitesse :	$V = --\ m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	

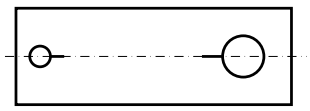


PMMA $15\,mm$

Essai :	EP007	Date :	05/02/08
Impacteur :	Jong	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.4\,bar$	Vitesse :	$V = 24.3\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	
Éprouvette mal usinée			

PMMA $15\,mm$

Essai :	EP008	Date :	05/02/08
Impacteur :	Nicolas	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.6\,bar$	Vitesse :	$V = 23.7\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



PMMA $15\,mm$

Essai :	EP009	Date :	05/02/08
Impacteur :	Nicolas	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.6\,bar$	Vitesse :	$V = 23.1\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	

PMMA $15\,mm$

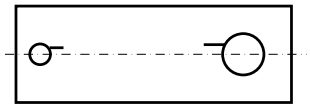
Essai :	EP010	Date :	05/02/08
Impacteur :	Nicolas	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.8\,bar$	Vitesse :	$V = 25.1\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	

PMMA $15\,mm$

Essai :	EP012	Date :	05/02/08
Impacteur :	Nicolas	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.8\,bar$	Vitesse :	$V = 24.6\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	

PMMA $15\,mm$

Essai :	EP013	Date :	05/02/08
Impacteur :	Nicolas	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$2.2\,bar$	Vitesse :	$V = 27.6\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	

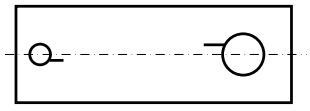


PMMA $15\,mm$

Essai :	EP014	Date :	05/02/08
Impacteur :	Nicolas	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$2.5\,bar$	Vitesse :	$V = 28.8\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	

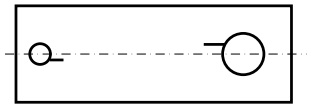
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP017	Date :	05/02/08
Impacteur :	Jong	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$2.4\,bar$	Vitesse :	$V = 30.5\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



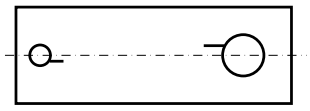
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP019	Date :	07/02/08
Impacteur :	Jong	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$2.8\,bar$	Vitesse :	$V = 30.49\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



PMMA $15\,mm$

Essai :	EP020	Date :	07/02/08
Impacteur :	Jong	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$2.8\,bar$	Vitesse :	$V = 30.8\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	

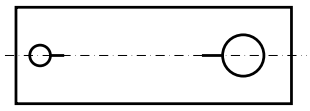


PMMA $15\,mm$

Essai :	EP021	Date :	05/02/08
Impacteur :	Nicolas	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$2\,bar$	Vitesse :	$V = 26.1\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	

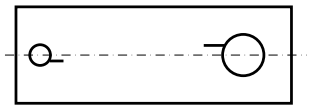
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP031	Date :	07/02/08
Impacteur :	Jong	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$2.8\,bar$	Vitesse :	$V = 31.25\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



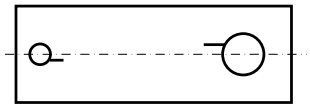
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP032	Date :	07/02/08
Impacteur :	Jong	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$2.8\,bar$	Vitesse :	$V = 30.12\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



PMMA $15\,mm$

Essai :	EP033	Date :	07/02/08
Impacteur :	Jong	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$2.8\,bar$	Vitesse :	$V = 30.49\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	

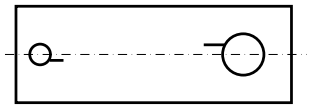


PMMA $15\,mm$

Essai :	EP034	Date :	07/02/08
Impacteur :	Jong	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$2.4\,bar$	Vitesse :	$V = 28.7\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	

PMMA $15\,mm$

Essai :	EP035	Date :	05/02/08
Impacteur :	Jong	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$2.4\,bar$	Vitesse :	$V = 30.2\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	

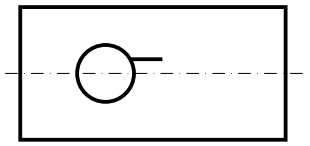


PMMA $15\,mm$

Essai :	EP036	Date :	07/02/08
Impacteur :	Jong	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$2.4\,bar$	Vitesse :	$V = 30\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	

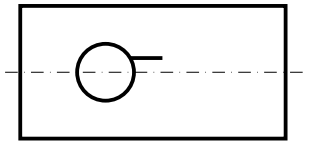
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP040	Date :	06/02/08
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.9\,bar$	Vitesse :	$V = 12.2\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



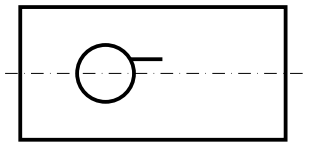
Lame 2/0
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP041	Date :	06/02/08
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1\,bar$	Vitesse :	$V = 13\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



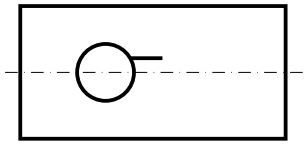
Lame 2/0
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP042	Date :	06/02/08
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.1\,bar$	Vitesse :	$V = 14.2\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



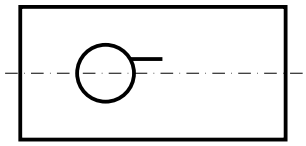
Lame 1
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP043	Date :	06/02/08
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.9\,bar$	Vitesse :	$V = 12.18\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



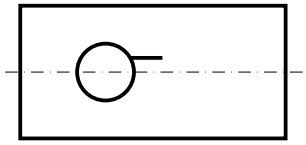
Lame 1
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP044	Date :	06/02/08
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.9\,bar$	Vitesse :	$V = 12.1\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



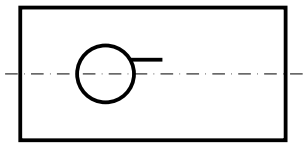
Lame 3
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP045	Date :	06/02/08
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.9\,bar$	Vitesse :	$V = 12.14\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



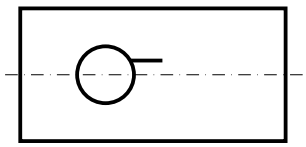
Lame 3
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP046	Date :	06/02/08
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.9\,bar$	Vitesse :	$V = 12\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



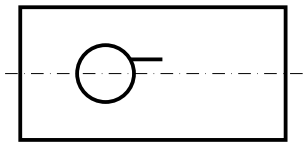
Lame 5
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP048	Date :	06/02/08
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.9\,bar$	Vitesse :	$V = 12.06\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



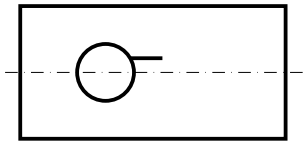
Lame 5
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP049	Date :	06/02/08
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.9\,bar$	Vitesse :	$V = 12.09\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



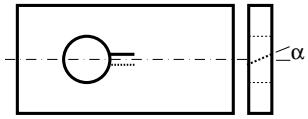
Lame 9
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP070	Date :	06/02/08
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$0.9\,bar$	Vitesse :	$V = 12.17\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



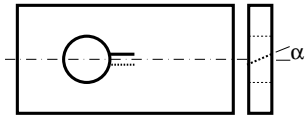
Lame 9
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP050	Date :	06/02/08
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	1.1 bar	Vitesse :	$V = 14.28\, m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



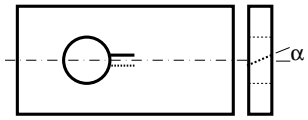
$\alpha = 20^o$
PMMA 15 mm

Essai :	EP051	Date :	06/02/08
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	1.1 bar	Vitesse :	$V = --\ m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



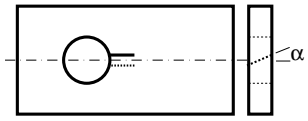
$\alpha = 22^o$
PMMA 15 mm

Essai :	EP052	Date :	06/02/08
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	1.1 bar	Vitesse :	$V = 14\, m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



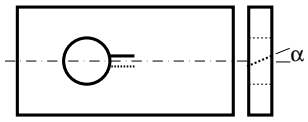
$\alpha = 22^o$
PMMA 15 mm

Essai :	EP053	Date :	06/02/08
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	1.1 bar	Vitesse :	$V = 13.8\, m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



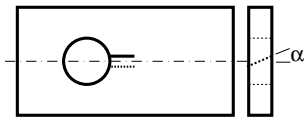
$\alpha = 34^o$
PMMA 15 mm

Essai :	EP054	Date :	07/02/08
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	1.1 bar	Vitesse :	$V = 14.3\, m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



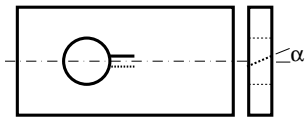
$\alpha = 34^o$
PMMA 15 mm

Essai :	EP055	Date :	07/02/08
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	1.7 bar	Vitesse :	$V = 17.3\, m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



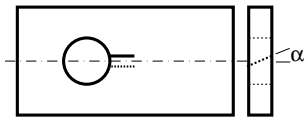
$\alpha = 43^o$
PMMA 15 mm

Essai :	EP056	Date :	07/02/08
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	1.7 bar	Vitesse :	$V = 18\, m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



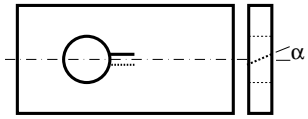
$\alpha = 43^o$
PMMA 15 mm

Essai :	EP057	Date :	06/02/08
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	1.1 bar	Vitesse :	$V = 13.94\, m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



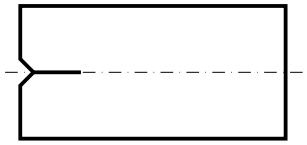
$\alpha = 28^o$
PMMA 15 mm

Essai :	EP058	Date :	06/02/08
Impacteur :	Hubert	Banc :	SHPB - Nylon
Pression :	$1.1\,bar$	Vitesse :	$V = 13.96\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



$\alpha = 28^o$
PMMA $15\,mm$

Essai :	EP19	Date :	07/02/08
Impacteur :	$419\,mm$	Banc :	SHPB - Marval
Pression :	$0.8\,bar$	Vitesse :	$V = 9.14\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	

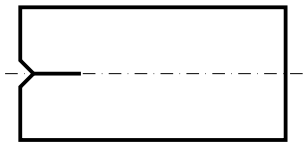


PMMA $10\,mm$

Essai :	EP07	Date :	07/02/08
Impacteur :	$419\,mm$	Banc :	SHPB - Marval
Pression :	$1.2\,bar$	Vitesse :	$V = 12.48\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	

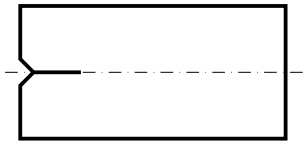
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP18	Date :	07/02/08
Impacteur :	$419\,mm$	Banc :	SHPB - Marval
Pression :	$1.5\,bar$	Vitesse :	$V = 14\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



PMMA $10\,mm$

Essai :	EP20	Date :	07/02/08
Impacteur :	$419\,mm$	Banc :	SHPB - Marval
Pression :	$2\,bar$	Vitesse :	$V = 16.75\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



PMMA $10\,mm$

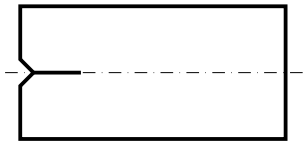
Essai :	EP23	Date :	07/02/08
Impacteur :	$419\,mm$	Banc :	SHPB - Marval
Pression :	$3\,bar$	Vitesse :	$V = 20.9\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	

PMMA $10\,mm$

Essai :	EP25	Date :	07/02/08
Impacteur :	$419\,mm$	Banc :	SHPB - Marval
Pression :	$3\,bar$	Vitesse :	$V = 21.1\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	

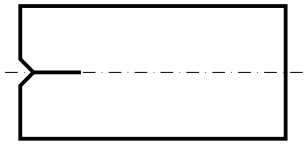
PMMA $10\,mm$

Essai :	EP30	Date :	07/02/08
Impacteur :	$419\,mm$	Banc :	SHPB - Marval
Pression :	$3\,bar$	Vitesse :	$V = 24.8\,m/s$
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



PMMA $10\,mm$

Essai :	EP33	Date :	07/02/08
Impacteur :	$208\ mm$	Banc :	SHPB - Marval
Pression :	$4\ bar$		
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	

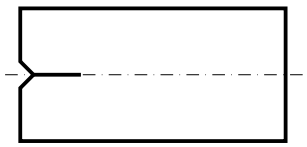


PMMA $10\ mm$

Essai :	EP40	Date :	07/02/08
Impacteur :	$208\ mm$	Banc :	SHPB - Marval
Pression :	$4\ bar$		
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	

PMMA $10\ mm$

Essai :	EP43	Date :	07/02/08
Impacteur :	$208\ mm$	Banc :	SHPB - Marval
Pression :	$4.1\ bar$		
Zimmer 115 (100mm)		Zimmer 116 (20mm)	



PMMA $10\ mm$

FOLIO ADMINISTRATIF

THÈSE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUÉES DE LYON

NOM :	GRÉGOIRE	DATE de SOUTENANCE : 24 octobre 2008	
Prénoms :	David		
TITRE :	Initiation, Propagation, Arrêt et Redémarrage de Fissures sous Impact		
NATURE :	Doctorat	Numéro d'ordre : 2008-ISAL-0076	
École doctorale :	Mécanique, Énergétique, Génie Civil, Acoustique (MEGA)		
Spécialité :	Mécanique - Génie Mécanique - Génie Civil		
Cote B.I.U. - Lyon :	T 50/210/19 / et bis	CLASSE :	

RÉSUMÉ :

Les risques liés à la propagation de fissures sous impact sont encore très difficiles à estimer. La détermination de critères de rupture dynamique uniquement à partir de résultats expérimentaux reste délicate. Ainsi la première étape pour valider des lois de propagation de fissures sous impact passe par le développement d'outils de simulation numérique. Depuis les années 1970, de nombreux codes de calcul mécanique ont été dédiés à l'étude de la propagation de fissures, notamment dans le cas du phénomène de fatigue. La principale difficulté consiste dans la nécessité de suivre la géométrie de la fissure au cours du temps. Ces dernières années, des méthodes alternatives basées sur la partition de l'unité ont permis une description implicite des discontinuités mobiles. C'est le cas de la méthode des éléments finis étendue (X-FEM) qui paraît particulièrement adaptée à la simulation de la propagation dynamique de fissures sous chargement mixte où les trajets de fissures ne sont pas connus *a priori*. Si ces outils numériques permettent maintenant de représenter l'avancée dynamique d'une fissure, les résultats numériques doivent être comparés à des résultats expérimentaux pour s'assurer que les lois introduites sont physiquement fondées. Notre objectif est donc de développer conjointement des techniques expérimentales fiables et un outil de simulation numérique robuste pour l'étude des phénomènes hautement transitoires que sont l'initiation, la propagation, l'arrêt et le redémarrage de fissures sous impact.

Des expériences de rupture dynamique ont donc été réalisées sur du Polyméthacrylate de méthyle (PMMA) durant lesquelles la mixité du chargement varie et des arrêts et redémarrages de fissures se produisent. Deux bancs d'essai différents ont été utilisé, le premier basé sur la technique des barres de Hopkinson (ou barres de Kolsky), le second mettant en jeu un vérin rapide. Le PMMA étant transparent, la position de la fissure au cours de l'essai a été acquise grâce à des caméras rapides mais aussi en utilisant un extensomètre optique (Zimmer), habituellement dédié à la mesure de déplacements macroscopiques d'un contraste noir/blanc. L'utilisation de cet extensomètre pour suivre la fissure au cours de l'essai a permis d'obtenir une localisation très précise de la pointe de la fissure en continu, permettant ainsi l'étude des phases transitoires de propagation. Afin d'étudier le même phénomène dans des matériaux opaques comme les aluminium aéronautiques (Al 7075), des techniques de corrélation d'images numériques ont été employées en mouchetant les éprouvettes impactées. De nouveaux algorithmes ont été développés afin de traiter les images issues d'une caméra ultra-rapide (jusqu'à 400 000 images par seconde).

Plusieurs géométries ont été envisagées afin d'étudier différents cas de propagation dynamique : initiation en mode I pur, initiation en mode mixte, propagation, arrêt, redémarrage, interaction entre deux fissures, influence d'un trou sur le trajet d'une fissure, branchement dynamique de fissures. Ces expériences ont ensuite été reproduites numériquement afin de valider les algorithmes et les critères de rupture choisis.

MOTS-CLÉS : rupture dynamique, mode mixte de rupture, arrêt de fissures, propagation de fissures, interaction entre fissures, branchement dynamique, méthode des éléments finis étendue (X-FEM), barres de Hopkinson, Kolsky, PMMA, localisation de fissures, corrélation d'images numériques, caméra ultra-rapide.

Laboratoire(s) de recherche : **La**boratoire de **M**écanique des **Co**ntacts et des **S**tructures
LaMCoS - INSA de Lyon - CNRS UMR5259
20, avenue Albert Einstein
69621 Villeurbanne Cedex, France

Directeurs de thèse : MM. COMBESCURE Alain MAIGRE Hubert

Président du jury : Pr. LEGUILLON Dominique

Composition du jury : MM. COMBESCURE Alain, LEGUILLON Dominique, DAUDEVILLE Laurent, MAIGRE Hubert, FABIS Jacky, RITTEL Daniel, GARY Gérard, TRUMEL Hervé