



**HAL**  
open science

# Caractérisation de la décohésion dynamique des matériaux composites à matrice organique (CMO)

Bastien Lammens

► **To cite this version:**

Bastien Lammens. Caractérisation de la décohésion dynamique des matériaux composites à matrice organique (CMO). Mécanique des matériaux [physics.class-ph]. École centrale de Nantes, 2024. Français. NNT : 2024ECDN0007 . tel-04674344

**HAL Id: tel-04674344**

**<https://theses.hal.science/tel-04674344v1>**

Submitted on 21 Aug 2024

**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.

# MEMOIRE DE DOCTORAT DE

L'ÉCOLE CENTRALE DE NANTES

ÉCOLE DOCTORALE N° 602

*Sciences de l'Ingénierie et des Systèmes*

Spécialité : Mécanique des Solides, des Matériaux, des structures et des surfaces

Par

**Bastien LAMMENS**

## Caractérisation de la décohésion dynamique des matériaux composites à matrice organique (CMO)

Projet de recherche doctoral présenté et soutenu à l'ONERA LILLE, le 13 Mars 2024

Unité de recherche : UMR 6183, Institut de Recherche en Génie Civil et Mécanique (GeM)

### Rapporteurs avant soutenance :

Jean-Benoît KOPP  
Jean-Charles PASSIEUX

Maître de conférences, HDR, CNRS, Arts et Métiers Bordeaux  
Professeur des Universités, INSA Toulouse

### Composition du Jury :

Président : Franck LAURO

Professeur des Universités, Université Polytechnique Hauts-de-France

Examineurs : Jean-Benoît KOPP  
Jean-Charles PASSIEUX  
Federica DAGHIA  
Patrick ROZYCKI

Maître de conférences, HDR, CNRS, Arts et Métiers Bordeaux  
Professeur des Universités, INSA Toulouse  
Maître de conférences, HDR, ENS Paris-Saclay  
Professeur des Universités, École Centrale Nantes

Directeur de recherches doctorales : Julien RÉTHORÉ Directeur de Recherche, CNRS, École Centrale Nantes

Co-enc. de recherches doctorales : Gérald PORTEMONT  
Rian SEGHIR

Chargé de Recherche, ONERA LILLE  
Chargé de Recherche, CNRS, École Centrale Nantes

# Sommaire

<b>Remerciements</b>	<b>5</b>
<b>Introduction Générale</b>	<b>9</b>
<b>I État de l'art</b>	<b>14</b>
I-1 Composite et délaminage . . . . .	15
I-1.1 Présentation d'un composite . . . . .	15
I-1.2 Impact sur un composite stratifié . . . . .	15
I-1.3 Le délaminage d'un composite stratifié . . . . .	17
I-2 Caractérisation expérimentale de la propagation de fissure dans le milieu inter-laminaire d'un composite stratifié en mode $I$ . . . . .	18
I-2.1 Approche macroscopique à l'échelle du stratifié pour caractériser $G_{IC}$ sous chargement dynamique . . . . .	18
I-2.2 Approche microscopique à l'échelle de la résine pour caractériser $K_{IC}$ sous chargement dynamique . . . . .	29
I-2.3 Les mécanismes pilotant la propagation de fissure dans un polymère . . . . .	31
I-2.4 Utilisation de la mesure de champs pour caractériser $K_{IC}$ . . . . .	37
I-3 Mise en évidence des effets géométriques sur les termes non-singuliers . . . . .	37
I-3.1 Influence de la géométrie sur $K_I$ , $T$ et $B$ . . . . .	38
I-3.2 Utilisation d'autres coefficients : rapport de biaxialité et $C$ . . . . .	39
I-4 Conclusions . . . . .	42
<b>II Mise en place d'une méthode d'identification des paramètres de fissuration</b>	<b>45</b>
II-1 Mise en place de la méthode proposée . . . . .	46
II-1.1 La corrélation d'images numériques . . . . .	46
II-1.2 Utilisation des séries de Williams . . . . .	47
II-2 Validation sur un matériau référence : le poly méthacrylate de méthyle acrylique (PMMA) . . . . .	49
II-2.1 Montage expérimental . . . . .	49
II-2.2 Résultats des essais et discussion . . . . .	50
II-3 Analyse métrologique de la méthode . . . . .	52
II-3.1 Définition . . . . .	52
II-3.2 Cas sans bruit . . . . .	54
II-3.3 Prise en compte des biais expérimentaux . . . . .	57
II-4 Influence des mouvements hors-plan . . . . .	61
II-4.1 Analyse métrologique pour évaluer l'influence des mouvements hors-plan . . . . .	62

## SOMMAIRE

---

II-4.2	Utilisation de la stéréo-corrélation afin d'évaluer les mouvements hors-plan	67
II-4.3	Dilatation apparente et extraction	72
II-5	Conclusions	78
<b>III</b>	<b>Caractérisation expérimentale de la propagation de fissure d'une résine époxy Hexply®M21 sous chargement quasi-statique et dynamique intermédiaire</b>	<b>79</b>
III-1	Développement d'un protocole d'essai en quasi-statique et dynamique intermédiaire	80
III-1.1	Présentation et élaboration des échantillons de résine époxy Hexply®M21	80
III-1.2	Développement d'un montage expérimental pour caractériser $K_{IC}$ sur résine Hexply®M21	86
III-2	Caractérisation globale de la rupture de la résine Hexply®M21	92
III-2.1	Analyse post-mortem des éprouvettes	92
III-2.2	Analyse de la réponse force/déplacement	92
III-3	Caractérisation locale de $K_{IC}$ de la résine Hexply®M21	95
III-3.1	CIN et projection sur les séries de Williams sous chargement quasi-statique	95
III-3.2	Influence de la vitesse (de chargement et de propagation de fissure) sur $K_{IC}$ , $T$ et $B$	103
III-3.3	Valeurs pré ou post-instabilités ?	105
III-4	Lien entre faciès, $K_{IC}$ et vitesse de propagation de fissure	108
III-4.1	Faciès de rupture et phénomène de stick-slip	111
III-4.2	Évolution du faciès de rupture suivant la vitesse de propagation de fissure	112
III-5	Conclusions	114
<b>IV</b>	<b>Étude de la propagation à très grande vitesse de propagation de fissure</b>	<b>115</b>
IV-1	Adaptation du protocole expérimental aux vitesses de propagation de fissure élevées	116
IV-1.1	Définition des géométries d'éprouvette	116
IV-1.2	Montage expérimental au vérin hydraulique	116
IV-2	Caractérisation de $K_{IC}$ à très grande vitesse de propagation de fissure de la résine Hexply®M21	121
IV-2.1	Analyse post-mortem des éprouvettes	121
IV-2.2	Analyse globale : Courbes force/déplacement	122
IV-2.3	Analyse locale : CIN et projection sur les séries de Williams	123
IV-2.4	Analyse locale : Comparaison de $K_{IC}$ , $T$ et $B$ sur l'ensemble des essais réalisés	125
IV-2.5	Premiers pas vers une prise en compte du comportement visco-élastique du matériau	138
IV-3	Lien entre $K_{IC}$ , faciès et vitesse de propagation de fissure	142
IV-3.1	Observation des faciès de rupture au microscope	142
IV-3.2	Comparaison des faciès avec ceux de la première campagne d'essais	145
IV-4	Conclusions	147
	<b>Conclusion Générale</b>	<b>148</b>
	<b>Liste des Figures</b>	<b>161</b>
	<b>Liste des Tableaux</b>	<b>163</b>

<b>Annexes</b>	<b>164</b>
A Éprouvettes . . . . .	164
B Ensemble des résultats d'essais réalisés . . . . .	165
B.1 Identification de $K_{IC}$ . . . . .	165
B.2 Identification de $T$ et $B$ . . . . .	165
C Essai à basse température pour limiter le stick-slip . . . . .	167
D Simulations des effets de confinement dans un composite . . . . .	170
D.1 Comparaison DCB stratifié et TDCB de résine pure . . . . .	170
D.2 Effet des plis voisins de l'interface sur l'identification des paramètres . . .	172
D.3 Tentative de comparaison entre les simulations et les essais : TDCB de résine pure . . . . .	175
E Les différents modèles considérés . . . . .	176
<b>Bibliographie</b>	<b>176</b>

# Remerciements

Pendant plus de trois ans, j'ai pu découvrir ce qu'était un travail de recherche à travers mes travaux de thèse. C'est un parcours sinueux et semé d'embûches mais qui permet de se poser un tas de questions. Ce parcours peut être comparé à un marathon qui dure plus de 3 ans. Des dizaines de kilomètres ont donc été réalisés depuis le début en Décembre 2020 mais cela n'a été possible que grâce à la collaboration de nombreuses personnes. Je souhaite désormais les remercier.

Je souhaiterais tout d'abord remercier les rapporteurs de mes travaux Monsieur Jean-Benoît Kopp et Monsieur Jean-Charles Passieux qui ont accepté de consacrer du temps pour relire et évaluer ce mémoire de thèse. Ensuite, je souhaiterais remercier les examinateurs de ce Jury de thèse, Madame Fédérica Daghia, Monsieur Franck Lauro et enfin Monsieur Patrick Rozycki. Plus généralement, je remercie l'ensemble des membres du Jury pour l'évaluation de ces travaux et la pertinence des différentes questions posées.

Puis, je souhaiterais remercier Rafael Estevez et Patrick Rozycki pour leurs investissements dans le cadre du comité de suivi individuel. Les différents échanges que nous avons pu avoir furent intéressants et constructifs pour faire avancer cette étude.

Je souhaiterais par la suite remercier mes encadrants de thèse et mon directeur de Thèse. Rian, Julien, malgré la distance, vous étiez toujours disponibles pour répondre à mes questions où m'envoyer des messages rassurants quand j'en avais besoin. Si j'ajoute le stage de 3 mois à Nantes à vos côtés, j'ai appris énormément de choses pendant 3 ans et demi. Rian, merci pour les moments passés au CRED, ton côté expérimentateur m'a permis d'apprendre à préparer des essais, à utiliser la Cordin, à comprendre ce qui fonctionnait et ce qui ne fonctionnait pas, je suis très heureux d'avoir fait ta connaissance !

Julien Réthoré, j'étais, je suis et je serai toujours impressionné par ton savoir, ta façon de voir les choses pour trouver des solutions (simples ou complexes) à divers problèmes. Tu ne parles pas souvent mais quand tu t'exprimes c'est toujours pour dire quelque chose de pertinent, la bonne parole en quelque sorte. Je te dis donc merci pour ces 3 ans et demi passés avec toi, maître de stage puis directeur de Thèse. Merci pour ta gentillesse sans faille, pour les bons moments passés ensemble à Lille ou à Nantes, à Centrale ou bien chez toi avec ta famille autour d'une bière (sans alcool :) ) ou après un footing. On se retrouvera sans doute pour encadrer des doctorants ou peut-être sur une course dans

la région ou lors d'une conférence !

Julien Berthe, Gérard, merci à vous deux également pour ces trois ans de thèse. J'ai passé trois superbes années en thèse à l'ONERA et c'est en partie grâce à vous. Julien, je te remercie pour ta disponibilité et ta rapidité pour relire des papiers, répondre à des questions. Merci pour tes cours de latex, j'ai pu apprendre beaucoup de chose à tes côtés, je pense avoir notamment progressé en rédaction et en présentation sur beamer ! Merci également pour tous les bons moments passés en dehors de l'ONERA. Les sorties course à pied en sont un exemple où les petits cailloux du jardin des plantes te donnaient l'envie d'aller plus vite. Je peux également parler de l'Ariane cross où je pensais finir devant toi mais c'était sans compter sur ton état de forme du moment !!

Enfin Gérard, Merci pour tout, merci d'avoir pu trouver une solution pour la réalisation d'un stage de 3 mois (avec Rian et Julien Réthoré), d'avoir cru en moi pour réaliser cette thèse en 3 ans à tes côtés. Au départ, c'est très compliqué pour moi de rédiger un simple compte rendu par exemple, je pense que j'ai bien progressé et je dois en partie cette progression à toi, je te dis donc merci. Je te remercie de m'avoir appris à réaliser un essai, de le critiquer, de le comprendre, d'utiliser les moyens du laboratoire. Merci également pour tous les moments où je passais dans ton bureau pour te poser une question sur un point bloquant, tu étais toujours disponible quand j'en avais besoin, pour discuter boulot ou perso. J'oublie sans doute pas mal de chose mais je souhaite de dire simplement merci pour tout. Plus généralement merci à vous 4 pour ces années passées à vos côtés, je garde et je garderai d'excellents souvenirs !

Il est temps pour moi de remercier l'ensemble des personnes de l'ONERA Lille, DCL, ELV, DMS et évidemment CRD. Merci à l'équipe de DMS de m'avoir permis d'utiliser l'autoclave (Merci Frédéric Ternoy !) pour réaliser mes plaques de résine, merci aux personnes de l'atelier pour avoir usiné certaines pièces lorsque j'en avais besoin. Christophe, Olivier, Guillaume, Julio, Frédéric, Yann, Pierre-Luc, merci à vous ! Je souhaite ici remercier plus particulièrement Patrice Miette qui pendant plusieurs mois m'a appris énormément de chose sur la fabrication/cuisson des composites stratifiés. Si j'ai pu obtenir des plaques de résine c'est essentiellement grâce à toi alors merci pour tout ! Merci également à l'équipe de DCL pour son soutien durant ces trois ans de thèse.

Je souhaite également remercier les fusées de l'ONERA pour les différentes sorties course à pied et plus généralement pour tous les bons moments passés ensemble. L'Ariane Cross 2023 restera un super moment ! Merci à Noémie, Annabelle, Emmanuel, Frédéric, Nicolas, Jacques, Julien, Vianney, Jordan, Dominique et j'en passe.

Enfin merci à toute l'équipe de CRD de m'avoir accueilli pendant 3 ans pour réaliser ces travaux de thèse. Merci aux doctorants, Jordan, Jean-David, Mathieu, Maxime, Quentin, Zakia, Lamia, Eloi, Youssef, Hackim d'avoir pu passer du temps avec vous bien que j'étais plus souvent au laboratoire d'essai. Merci également à Adrien Vinel pour son

## Remerciements

---

aide lors de mon stage et en début de thèse. Merci à Thomas, Bertrand, David, Roland, Nicolas, Julien, Éric, Jérémy, Didier, Bernard, Valentin, Antoine! Merci à la merveilleuse secrétaire Florence Leduc avec qui j'ai pu partager de bons moments pendant ces trois ans! Enfin je souhaite dire merci à l'équipe du laboratoire avec qui j'ai passé de super moments : Alexandre, Romain, Matthieu, Fabien et Gérald merci à vous! En particulier un grand merci à Monsieur Péroche, Monsieur De Conninck et Monsieur Ragonnet qui m'ont aidé lors de la mise en œuvre des différents protocoles expérimentaux mis en œuvre durant la thèse. Je souhaite également dire merci à Fabien Coussa avec qui j'ai pu discuter de tout et de rien pour tenir le cap durant ces trois ans de thèse! Merci à tous!

Merci également à tous mes potes d'école et à l'Assov'yoarde avec qui j'ai pu passer du bon temps pendant ces trois années de thèse. Merci à Antoine, Neuville, Édouard, Jean (Belfast c'était sympa non?), Bruno, Romain, Victor, Perrin, Vinson, Louis, Flavie, Fracasse, Clarisse, Marine, Louane, Baptiste, Thomas, Paul et tous ceux que j'aurais oublié.

Merci au club de Lille Planeurs. Je suis arrivé au club en Juin 2020 et j'ai trouvé dans ce club une très belle et grande famille du planeur, merci beaucoup pour l'accueil, les moments passés ensemble que cela soit en vol, au club, en Été ou bien en Hiver, dans un champ ou à l'aérodrome merci pour tout! Je suis ravi de pouvoir rester dans ce club pendant encore de nombreuses années je l'espère. Merci à Florent, Florence, Régis, Tim, Benoît, Philippe, Thomas, Baptiste, Baudouin, Georges, Georges-Henri, Guillaume, Rémi, Christophe, Michel, Yves, Jean-Pierre et tous les autres!

Pour terminer, je souhaiterais également remercier ma famille. Tout d'abord je souhaiterais remercier le compagnon de ma mère, mon beau-père, Jean-Bernard qui nous a quitté beaucoup trop tôt ce 2 Janvier 2021, un mois après le début de ma thèse des suites d'un Cancer du cerveau. Je sais que là où il est aujourd'hui, il me suit depuis 3 ans et je l'en remercie.

Ensuite, je souhaiterais remercier mon grand-père Paul et sa compagne Martine que je considérais comme ma grand-mère qui sont tous les deux décédés durant ma thèse. Je pense que de là où ils sont, ils me suivent également et je les remercie.

Puis, ma mère Sabine qui m'a toujours soutenu depuis le début de ma thèse et plus généralement depuis le début de mes études. Mon frère Hugo qui malgré la distance était également présent pour discuter de tout et de rien ou pour partager de bons moments. Ma petite sœur, Flavie qui ne cesse de "grandir" d'année en année, merci également à toi pour le soutien.

Enfin, je souhaite remercier Noémie Martel pour ton soutien et pour tous les moments passés ensemble, les bons moments mais aussi ceux plus difficiles, et ce depuis près de deux ans maintenant. Merci également à ta famille de m'avoir accueilli, de m'avoir soutenu et

## *Remerciements*

---

d'avoir été présent le jour de ma soutenance.

# Introduction Générale

De nos jours, notamment dans le secteur des transports, les industriels cherchent à minimiser les coûts de fabrication des différents composants tout en limitant les émissions de gaz à effet de serre afin de répondre aux normes environnementales fixées par les différents gouvernements. Plusieurs possibilités s'offrent à eux, l'une d'entre elles est la réduction de la masse globale des structures. Pour ce faire, les matériaux composites stratifiés à matrice organique sont utilisés en remplacement des matériaux métalliques puisqu'ils sont plus légers que les matériaux métalliques avec des rigidités similaires. Ces matériaux composites sont, dans le domaine de l'aéronautique, utilisés pour la fabrication d'aéronef en particulier dans des éléments structuraux tels que le fuselage ou les voilures. A titre d'exemple, Airbus a conçu la version A350XWD avec plus de 50% de matériaux composites.

Cependant, ce type de matériaux est sensible à l'impact. En effet, lorsqu'un matériau composite stratifié est impacté par une simple chute d'outil ou par un oiseau par exemple, différents mécanismes d'endommagement peuvent apparaître. L'un d'entre eux est le délaminage, c'est un mécanisme de rupture qui se matérialise par une large décohérence du milieu inter-laminaire riche en résine. La propagation de fissure induite par le délaminage du composite stratifié peut conduire à la ruine de la structure. Afin de préserver la sécurité des passagers d'un aéronef, il est nécessaire de prendre en compte ces phénomènes de propagation de fissures lors du dimensionnement des structures. C'est dans ce contexte de fissuration sous sollicitations dynamiques que s'inscrivent les travaux de la thèse. Durant le délaminage, la rupture de la matrice (la résine) peut être cohésive ou adhésive. Ces travaux se focalisent uniquement sur la rupture cohésive.

L'une des grandeurs qui caractérise la résistance inter-laminaire est le taux de restitution d'énergie critique noté  $G_{IC}$  défini par Griffith [49]. Cette grandeur est classiquement identifiée en mode  $I$ , à partir d'un protocole expérimental standardisé en quasi-statique (suivant la norme ISO 15024 :2001(E) [15]) avec une géométrie Double Cantilever Beam (DCB). L'analyse de cet essai s'appuie sur une méthode dite globale à l'échelle du stratifié basée sur une approche énergétique utilisant des mesures de force et de déplacement aux points de sollicitation de l'échantillon. Cependant, lors d'un impact sur un composite le chargement associé n'est pas quasi-statique mais dynamique. Or, dans la littérature, aucune norme n'est définie pour déterminer le taux de restitution d'énergie critique sous chargement dynamique. Néanmoins, des auteurs ont développé des extensions des mé-

thodes globales issues des sollicitations quasi-statiques [18, 19]. Cependant, des disparités sur les résultats ont été mises en évidence selon les auteurs pour un même matériau [85]. Mall *et al.* ont montré les différences de taux de restitution d'énergie critique entre les travaux de Smiley *et al.* et de Aliyu *et al.* sur carbone/époxy (AS4/3501-6). Les premiers montrent une diminution du taux de restitution d'énergie critique pour une gamme de vitesses de déformation de  $10^{-3} \text{ s}^{-1}$  à  $10^{-2} \text{ s}^{-1}$  alors que Aliyu et Daniel montrent une augmentation de cette grandeur dans cette même gamme de vitesses de déformation [3, 114]. Ces disparités peuvent avoir des origines diverses, l'une d'entre elles pouvant être la dissymétrie de chargement, liée aux effets inertiels, lors d'un chargement dynamique en utilisant par exemple une géométrie DCB associée à un vérin hydraulique. Cela conduit à une propagation de fissure en mode mixte  $I$  et  $II$ , plutôt qu'en mode  $I$  pur.

Des montages alternatifs ont donc été développés afin de limiter ces biais expérimentaux. Par exemple, la méthode Wedge Insert Fracture (WIF) est utilisée pour éviter la dissymétrie de chargement [75, 115, 120]. Kusaka *et al.* ont utilisé cette méthode via un montage aux barres d'Hopkinson [13, 75] et ont mis en évidence une diminution du taux de restitution d'énergie critique avec la vitesse de chargement. Cependant, d'autres biais expérimentaux ont été ajoutés comme la force de friction entre le coin et l'éprouvette. Enfin, plus récemment, un montage DCB guidé a été développé dans la thèse de Medina *et al.* [91] mais l'analyse associée n'a pas permis de conclure sur une évolution de  $G_{IC}$  avec la vitesse de propagation de fissure. Ainsi, l'utilisation d'une approche globale sur composites stratifiés pour déterminer  $G_{IC}$  sous chargements dynamiques engendre divers problèmes qui peuvent être liés au montage expérimental ou à l'analyse qui en est faite.

Une autre approche dite locale, c'est à dire à l'échelle de la résine a également été considérée dans la littérature pour déterminer  $K_{IC}$  ou  $G_{IC}$  en se fondant sur les facteurs d'intensité des contraintes ( $K_I$  et  $K_{II}$ ). Kanchanomai *et al.* ont mis en évidence une diminution de  $K_{IC}$  et de  $G_{IC}$  d'une résine époxy non chargée en nodules thermoplastiques avec la vitesse de chargement via un montage de flexion trois points [70]. A l'inverse, dans sa thèse, Vincent Joudon a mis en évidence une augmentation de  $K_{IC}$  d'une résine époxy chargée en nodules thermoplastiques par l'intermédiaire de mesures locales par jauges de déformations proches du trajet de fissure avec un montage expérimental de flexion trois points au vérin hydraulique [67]. Par ailleurs, la relation d'Irwin qui permet de relier  $K_{IC}$  à  $G_{IC}$  peut être étendue aux cas dynamiques sous réserve d'une vitesse de propagation de fissure constante [40, 56]. L'auteur a ainsi mis en évidence une augmentation de  $G_{IC}$  avec l'augmentation de la vitesse de chargement pour ces cas de chargements dynamiques.

Cependant, cette approche purement basée sur  $K_{IC}$  n'est probablement pas suffisante. En effet, dans le cas d'une rupture cohésive lors du délaminage dans un composite stratifié, la propagation de fissure a lieu dans la résine, entre les plis confinés par les fibres donnant lieu à des effets dits de contrainte. Ce terme générique suggère que les champs de contrainte proches de la pointe de fissure ne sont pas entièrement définis par les champs de contrainte associés à  $K_I$ . Ils peuvent être enrichis ou contraints par les effets de bords ou une modification des champs de contrainte induite par des effets de structure. Les

termes non-singuliers sont considérés dans ces travaux pour rendre compte des effets de contrainte dans un composite.

Une approche microscopique plus descriptive peut donc être considérée en utilisant les grandeurs  $K_I$ ,  $T$  et  $B$  issues des champs des contraintes en pointe de fissure ce qui est contraire à la théorie de Griffith qui suppose uniquement que la propagation de fissure a lieu quand  $G_I = G_{IC}$  soit  $K_I = K_{IC}$  par équivalence avec la relation d'Irwin [62].  $T$  et  $B$  sont respectivement les premier et second termes non-singuliers des séries de Williams qui sont une solution analytique des champs de déplacement, des déformations ou des contraintes en pointe de fissure pour un milieu semi-infini en 2D, élastique, isotrope et homogène [124]. Dans la littérature, certains auteurs ont montré que ces deux termes  $T$  et  $B$  ont une influence sur  $K_{IC}$  [9, 26, 27, 29, 74, 105]. Kumar *et al.* ont quant à eux montré une diminution de  $K_{IC}$  dit apparent en fonction de  $B$  et de la géométrie. Une approche plus précise et plus dense en données est la corrélation d'images numériques (CIN). En effet, la CIN associée aux séries de Williams peut être utilisée pour déterminer la position apparente de la pointe de fissure élastique [107, 112], avec une précision sub-pixellique mais également  $K_{IC}$  et les termes d'ordres supérieurs que sont  $T$  et  $B$  [4, 5, 7, 54, 107]. De nos jours, ces techniques de mesures de champs sont couramment utilisées pour capturer toute la complexité du champ de déplacement en pointe de fissure [4, 47, 54, 107, 112, 127]. Cependant, la CIN associée aux séries de Williams n'a pas été utilisée à ce jour pour rendre compte des effets de contraintes et des éventuelles relations entre  $K_I$ ,  $T$  et  $B$ .

Il semble pertinent d'élaborer une approche générique capable de caractériser la propagation de fissure dans la résine sans avoir à la réitérer pour chaque stratifié. **La problématique de la thèse est donc de développer une méthodologie de caractérisation générique (*i.e* indépendante du type de stratification) de la fissuration cohésive dans les composites, basée sur la mesure de champs cinématiques.** Cette dernière devra être capable à la fois d'induire une variété d'états de contraintes dans des échantillons de résine pure et de quantifier la nature des champs, dans une démarche qui repose sur la mécanique linéaire de la rupture via  $T$  et  $B$ , mais aussi sur l'évolution de  $K_{IC}$  avec la vitesse de propagation de fissure. Ceci devra aboutir à l'élaboration d'un protocole, et à l'établissement d'une base de données quantitative permettant de décrire l'évolution de  $K_{IC}$  d'une résine Hexply®M21 pour une large gamme de vitesses de propagation de fissure et pour des états de contraintes s'approchant de ceux observés au sein d'un stratifié.

Dans ce contexte, le chapitre I propose de développer les études bibliographiques présentées ci-dessus. En particulier, les deux grandes méthodes pour caractériser la rupture d'un composite stratifié en mode  $I$  sous sollicitations dynamiques sont présentées. Les différents protocoles expérimentaux pour déterminer soit  $G_{IC}$  d'un composite stratifié ou bien  $K_{IC}$  d'une résine époxy sous chargement dynamique sont étudiés et discutés. La CIN comme nouveau moyen de caractériser une propagation de fissure est introduite.

Enfin, le rôle des termes non-singuliers issus des séries de Williams est discuté à travers différentes études. Finalement, ce chapitre I démontre l'intérêt de considérer uniquement une résine epoxy pour caractériser le délaminage des composites à matrice organique sous sollicitation dynamique. Par ailleurs, l'annexe D explore, par la simulation, les niveaux de  $T$  et  $B$  induit dans un stratifié composite carbone/époxy, ainsi que différents types de géométries de résine pure capables de reproduire ces effets.

Le chapitre II des travaux de thèse se focalise sur la méthode d'analyse utilisée pour déterminer les grandeurs considérées dans cette étude que sont  $K_I$ ,  $T$  et  $B$ . La CIN est présentée puis associée aux séries de Williams pour extraire les paramètres suivants : la position apparente de fissure élastique,  $K_I$ ,  $T$  et  $B$ . Des essais sur polyméthacrylate de méthyle acrylique (PMMA) sous chargement quasi-statique sont alors réalisés en appliquant la méthode numérique présentée. Une analyse de la sensibilité aux bruits de la caméra, de la qualité du mouchetis ainsi qu'aux paramètres de projection est ainsi menée afin d'optimiser les paramètres de projection et de quantifier les incertitudes sur les grandeurs identifiées  $K_I$ ,  $T$  et  $B$ . L'influence des mouvements hors-plan est ensuite étudiée en plusieurs étapes. Tout d'abord, une analyse métrologique est menée pour quantifier les dilations apparentes causées par un mouvement hors-plan imposé. Ensuite, des essais sont effectués en utilisant des mesures de champs par stéréo-corrélation d'images numériques pour évaluer les mouvements hors-plan lors d'essais de fissuration en mode  $I$ . La dernière partie du chapitre se focalise sur l'influence des dilatations apparentes sur la position apparente de la pointe de fissure élastique et les valeurs de  $K_I$ ,  $T$  et  $B$ . Une analyse métrologique est tout d'abord réalisée pour évaluer les biais de mesure sur  $K_I$ ,  $T$  et  $B$  causés par les dilatations apparentes. Enfin, une stratégie pour évaluer puis soustraire ces dilatations apparente est proposée.

Dans le chapitre III,  $K_{IC}$  et les termes non singuliers sont déterminés lors d'essais de fissuration en mode  $I$  au vérin hydraulique sous chargements quasi-statiques et de dynamique intermédiaire sur une résine époxy Hexply®M21. Dans un premier temps, le protocole expérimental développé au vérin hydraulique pour réaliser des essais de fissuration en mode  $I$  est présenté. En particulier, un protocole d'élaboration d'éprouvettes épaisses de résine époxy Hexply®M21 selon les géométries Tapered Double Cantilever Beam (TDCB) et triangulaires est détaillé. Les grandeurs  $K_I$ ,  $T$ ,  $B$  et la vitesse de propagation de fissure  $\dot{a}$  sont obtenues en appliquant la démarche proposée dans le chapitre II. Un modèle bi-paramétrique dépendant de  $T$  et  $B$  est alors proposé pour rendre compte de l'évolution de  $K_{IC}$  sous chargement quasi-statique en fonction de ces grandeurs. L'influence de la vitesse de propagation de la fissure sur  $K_{IC}$  est ensuite étudiée. Enfin, afin d'expliquer les différences de comportement en fissuration suivant les vitesses de propagation de fissure, des micrographies sont réalisées sur le faciès de rupture. Une partie se focalise sur le phénomène de stick-slip mis en évidence sous chargement quasi-statique. Le développement de la plasticité en pointe de fissure et le rôle des nodules thermoplastiques sont étudiés. L'influence de la vitesse de propagation de fissure sur les faciès de rupture est également évaluée.

Le chapitre IV traite de la caractérisation expérimentale de  $K_{IC}$  d'une résine époxy Hexply®M21 pour des vitesses de propagation de fissure élevées. Un nouveau protocole expérimental est développé afin d'augmenter la vitesse de propagation de fissure. Tout d'abord, de nouvelles géométries de type TDCB et triangulaires avec ajout d'une entaille circulaire en pointe de fissure sont présentées. Ce chapitre fait intervenir une caméra ultra-rapide permettant de capturer des vitesses de propagation significativement plus élevées. De manière analogue au chapitre précédent, les grandeurs  $K_I$ ,  $T$  et  $B$  et la vitesse de propagation de fissure  $\dot{a}$  sont évaluées via la démarche numérique proposée dans le chapitre II en prenant en compte les mouvements hors-plan. En complément des données obtenues en régime quasi-statique, et en dynamique intermédiaire, un modèle plus générique est proposé prenant en compte à la fois les effets de structure mais aussi les effets de la vitesse de propagation de fissure. Par la suite, une première tentative de prise en compte du comportement visco-élastique de la résine est proposée. Puis, les faciès de rupture sont étudiés. Une première partie compare les faciès de rupture suivant la vitesse de propagation de fissure  $\dot{a}$  à l'aide de micrographies en se focalisant notamment sur les profils de rugosité. La seconde partie compare les faciès de rupture pour l'ensemble des essais réalisés dans ce mémoire.

Ce mémoire de thèse se termine par une conclusion et des perspectives. La conclusion reprend les principaux résultats présentés dans ces travaux et les perspectives développent différentes pistes de recherche pour améliorer et approfondir les méthodes d'analyse et les différents résultats.

# Chapitre I

## État de l'art

*Ce premier chapitre propose de présenter le contexte général de la thèse avant de développer les études bibliographiques qui se sont intéressées à la caractérisation de  $K_{IC}$  ou  $G_{IC}$  sous chargements dynamiques. Les deux grandes méthodes pour caractériser la rupture d'un composite stratifié en mode I sous sollicitations dynamiques sont présentées. Les différents protocoles expérimentaux pour déterminer soit  $G_{IC}$  d'un composite stratifié ou bien  $K_{IC}$  d'une résine époxy sous chargements dynamiques sont étudiés et discutés. La CIN comme nouveau moyen de caractériser une propagation de fissure est introduite. Enfin, le rôle des termes non-singuliers issus des séries de Williams est discuté à travers différentes études.*

### Sommaire

---

<b>I-1</b>	<b>Composite et délaminage . . . . .</b>	<b>15</b>
<b>I-2</b>	<b>Caractérisation expérimentale de la propagation de fissure dans le milieu inter-laminaire d'un composite stratifié en mode I . . . . .</b>	<b>18</b>
<b>I-3</b>	<b>Mise en évidence des effets géométriques sur les termes non-singuliers . . . . .</b>	<b>37</b>
<b>I-4</b>	<b>Conclusions . . . . .</b>	<b>42</b>

---

## I-1 Composite et délaminage

### I-1.1 Présentation d'un composite

Un matériau composite est constitué d'au moins deux constituants non-miscibles afin de créer un nouveau matériau hétérogène qui possède des propriétés supérieures à celles des matériaux le constituant [12]. Ces matériaux peuvent être constitués de bois, de béton ou bien de polymères associés à des fibres de verre ou de carbone. Les matériaux composites ont été développés afin de réduire la masse des structures avec des rigidité similaires à celles des matériaux métalliques utilisés jusqu'alors. L'avantage est de positionner les fibres uniquement dans les directions des chargements critiques pour réduire la masse des structures. Un exemple de stratifié est présenté sur la Figure I.1. En particulier, dans l'aéronautique les matériaux composites utilisés sont souvent réalisés à partir de fibres de carbone et d'une matrice époxy. Un exemple de ces composites est le T700/M21, il est composé de fibres de carbone T700 et d'une résine époxy M21 enrichie en nodules thermoplastiques [59]. Dans le cadre de cette thèse, les matériaux composites étudiés sont des composites constitués de plis unidirectionnels, empilés avec différents angles définis par une séquence d'empilement ( $[-45/0/45/90]_s$  par exemple). Les plis sont composés de fibres longues assemblées à une matrice. Les fibres constituent le renfort et la matrice permet de joindre les fibres entre-elles.

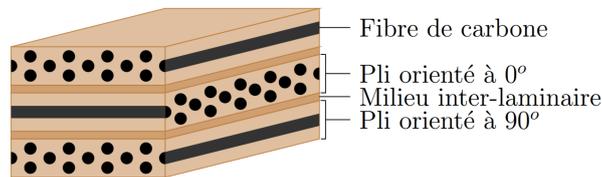


FIGURE I.1 – Exemple d'un stratifié [67]

### I-1.2 Impact sur un composite stratifié

Suivant l'orientation des plis, le matériau est conçu pour résister à un chargement spécifique. Cependant, ces types de matériaux sont très sensibles aux impacts transverses (hors-plan). D'après la littérature, il est courant de classer les impacts en deux catégories : grande vitesse (impact de débris ou de grêlons) et faible vitesse (lourde chute d'outil). Cependant la définition de ces catégories n'est pas universelle. Certains classent les impacts à faible masse dans la catégorie grande vitesse et les impacts à grande masse dans la catégorie faible vitesse [22]. D'après Olsson *et al.* [96], la réponse de la plaque dans des régimes élastiques (avant l'apparition des dommages) dépend uniquement du rapport entre la masse de l'impacteur et celle de la plaque. Olsson *et al.* [97] ont étudié la réponse d'une plaque de composite isotrope transverse soumise à un impact. Selon la masse de l'impacteur, la réponse de la plaque est différente. Elles sont représentées sur la Figure I.2. Dans le cas d'impacteurs très légers, la plaque impactée n'a pas le temps

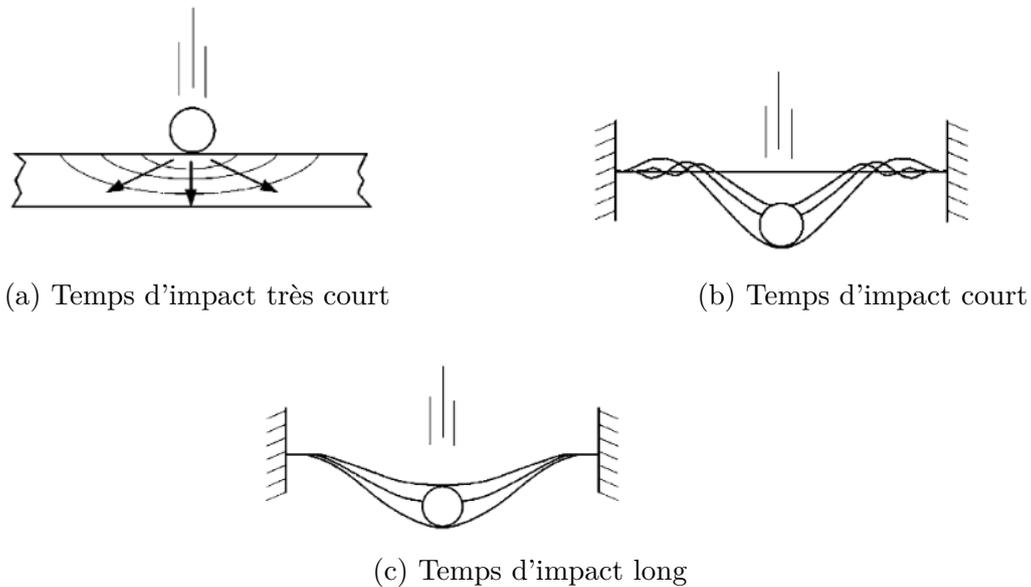


FIGURE I.2 – Evolution de la réponse d'une plaque de composite stratifié suivant le temps d'impact : (a) impact très court, (b) impact court, (c) impact long [97]

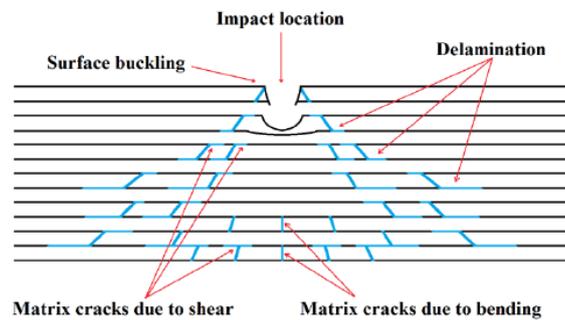


FIGURE I.3 – Les mécanismes d'endommagement lors d'un impact sur stratifié [79]

de dévier l'impacteur, la réponse est dominée par les ondes de dilatation. Le second cas est le type d'impact le plus répandu puisqu'il s'agit d'impact de débris de piste ou de grêlons par exemple. L'impacteur est doté d'une masse supérieure, les temps d'impact sont plus conséquents et la réponse est dominée par des ondes de cisaillement et de flexion transitoires. Enfin, dans le cas d'impacteurs de grandes masses comme une chute d'outil, la réponse est plus longue et peut être assimilée à un chargement quasi-statique.

Dans le cas d'aéronef, les éléments structuraux réalisés en composite stratifiés peuvent être soumis aux sollicitations mentionnées précédemment. Lors d'un impact, le stratifié subit plusieurs mécanismes d'endommagements dont principalement la fissuration matricielle, la rupture de fibres ou le délaminage. Ils sont représentés sur la Figure I.3. Ces endommagements peuvent accroître les défauts déjà présents initialement dans le stratifié et amener la ruine de la structure.

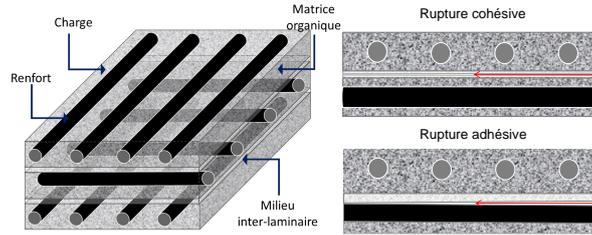


FIGURE I.4 – Les modes de rupture intervenant dans le délaminage [67]

### I-1.3 Le délaminage d'un composite stratifié

Dans un composite stratifié, des défauts peuvent apparaître durant la fabrication et/ou l'utilisation. La fabrication des composites stratifiés se fait en empilant plusieurs plis (dans différentes directions ou non). Cette opération est bien souvent manuelle, pouvant ainsi conduire à l'apparition de porosités comme des bulles d'air. Ces porosités peuvent conduire à l'apparition de microfissures ou à des décohésions locales. Si le chargement vient à augmenter, une augmentation des défauts pourra se matérialiser par une fissuration transverse donnant lieu à une propagation parallèle à la direction des fibres. La création de cavités dans le milieu inter-laminaire causée par la propagation de fissures initie le processus de délaminage dans le stratifié [28, 59, 80]. En effet, le délaminage, large décohésion du milieu inter-laminaire riche en résine, est un mécanisme de rupture qui réduit considérablement la résistance du stratifié et peut entraîner la ruine de la structure. Le dimensionnement des structures doit prendre en compte ce phénomène de délaminage afin d'assurer la fiabilité de l'aéronef et la sécurité des usagers. Ce mécanisme se manifeste par deux types de rupture. Ils sont présentés sur la Figure I.4. La première est la rupture cohésive pour laquelle la propagation de la fissure se fait uniquement dans la matrice. La seconde est une rupture dite adhésive, la propagation de la fissure se fait à l'interface entre les fibres et la matrice.

Dans le cas des matériaux fragiles, la mécanique élastique linéaire de la rupture (MLR) est utilisée pour déterminer  $G_{IC}$  ou  $K_{IC}$ , grandeur qui caractérise la capacité du matériau à résister à la propagation de fissure. Leblond [65] rappelle que Griffith [49] a proposé de considérer la présence de la fissure via un raisonnement énergétique en considérant une évolution quasi-statique du milieu. Le taux de restitution d'énergie noté  $G$  est alors défini par l'équation I.1 où  $E_p$  est l'énergie potentielle,  $a$  la longueur de fissure et  $B$  la largeur de la pièce.

$$G = -\frac{1}{B} \frac{\partial E_p}{\partial a} \quad (\text{I.1})$$

Il suppose l'existence d'une énergie de liaison par unité de surface notée  $\gamma$  comme une propriété du matériau. Au moment de l'amorçage de la fissure  $G = 2\gamma$ . Par la suite, via les deux principes de la thermodynamique, Bui [56] a montré que lorsque la fissure se propage  $G = G_c$ , où  $G_c$  est le taux de restitution d'énergie critique et correspond à l'énergie par unité d'aire dissipée pour la création de nouvelles surfaces lors de la propa-

gation de la fissure. Une autre approche proposée par Irwin [62] pour caractériser  $G_{IC}$  ou  $K_{IC}$ , se fonde sur les champs mécaniques singuliers au voisinage de la pointe de fissure et dans un milieu homogène. L'idée principale est de caractériser la fissure par son degré de criticité via les facteurs d'intensité des contraintes noté  $K_I$ ,  $K_{II}$  et  $K_{III}$  suivant le mode de rupture. En effet, selon Irwin [62], un critère en contrainte ne peut être utilisé pour les matériaux fragiles car selon la MLR, la contrainte est infinie en pointe de fissure.

Comme mentionné précédemment, suivant la masse et la vitesse d'impact sur un composite, sa réponse peut être différente. La caractérisation du délaminage d'un composite suivant la vitesse d'impact est nécessaire pour comprendre et prévenir de possibles endommagements de la structure. Dans la plupart des cas, la rupture provoquée par le délaminage se fait à la fois de manière adhésive et de manière cohésive. La résistance du stratifié provient de l'interaction entre les fibres et la matrice. La caractérisation du délaminage utilise la détermination de  $G_{IC}$  ou  $K_{IC}$  via les deux approches mentionnées ci-dessus. Cependant, sous chargements dynamiques, différents mécanismes peuvent intervenir modifiant les hypothèses de départ.

Au cours de cette thèse, les travaux se focaliseront sur la rupture cohésive de la résine en mode  $I$ . En effet, à l'amorçage du délaminage, la propagation de fissure se fait le plus souvent dans la résine en mode  $I$ , c'est une rupture cohésive. Dans la littérature, de nombreux auteurs ont cherché à caractériser le délaminage des composites stratifiés en mode  $I$  de rupture soumis à des vitesses de chargement diverses allant du quasi-statique à la dynamique afin de déterminer leurs propriétés à rupture. L'objectif est d'améliorer la compréhension des mécanismes lors d'impacts sur composites stratifiées quelle que soit la vitesse d'impact. Le chapitre I s'intéresse d'une part à la caractérisation du délaminage des composites et d'autre part à la caractérisation de fissure dans le cas de joints collés. En effet, bien que les études sur les joints collés impliquent des endommagements différents des composites stratifiés, les montages expérimentaux, les géométries considérées et les méthodes d'analyses développées dans ces études vont permettre d'enrichir l'état de l'art présenté jusqu'alors.

## I-2 Caractérisation expérimentale de la propagation de fissure dans le milieu inter-laminaire d'un composite stratifié en mode $I$

### I-2.1 Approche macroscopique à l'échelle du stratifié pour caractériser $G_{IC}$ sous chargement dynamique

**Taux de restitution d'énergie critique : procédure standardisée en quasi-statique**

En quasi-statique, le délaminage des matériaux composites à matrices organiques est caractérisé suivant la norme ISO 15024 :2001(E) [15]. Cette norme utilise la géométrie

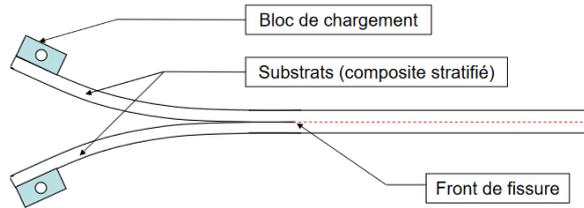


FIGURE I.5 – Géométrie Double Cantilever Beam (DCB) [67]

Double Cantilever Beam (DCB) présentée ci-dessous. Cet essai permet d'évaluer le taux de restitution d'énergie critique en mode  $I$  noté  $G_{IC}$ . Le protocole consiste à créer une fissure à mi-épaisseur pour amorcer le délaminage. Pour ce faire, un insert (un film anti-adhésif) est localisé au centre de l'éprouvette lors de la fabrication pour initier la fissure. L'échantillon est équipé de deux blocs comme présenté sur la Figure I.5 pour introduire un chargement d'ouverture.

Au cours de l'essai, l'effort d'ouverture  $P$ , le déplacement d'ouverture  $\delta$  et la position de la pointe de fissure  $a$  sont mesurés. La mesure de la position de la pointe de la fissure peut être effectuée suivant différentes méthodes. Elles peuvent être le contrôle électrique [50, 118, 119, 121], l'utilisation d'émission acoustique [11, 34, 113], la mesure optique par cinématographie [67, 68] ou encore par mesure de champs cinématiques [112, 127]. La première méthode citée consiste à positionner des fils électriques (lignes conductrices) le long de la fissure supposée. Selon Guo *et al.* et Tsai *et al.* [50, 121], la mesure de la propagation de fissure est obtenue en chronométrant la rupture de chaque fil électrique au moment du passage de la fissure. Ces fils électriques fonctionnent comme un interrupteur (c'est à dire à deux états), coupés ou non. Lorsqu'ils sont coupés la valeur de la tension change et la position de la pointe est connue aux incertitudes près liées à l'espacement entre les fils électriques. La deuxième méthode consiste à placer un capteur sur la surface de l'échantillon. Lorsque l'onde se propage dans l'échantillon suite au chargement, le capteur enregistre le signal. Il est alors possible de déterminer la position de la pointe de la fissure [89]. La mesure par cinématographie consiste à relever visuellement la position de la fissure sur chaque image [67]. Enfin, la mesure de la position de la pointe de fissure par mesure de champs consiste à déterminer les champs de déplacement par CIN et d'en déduire la position de la pointe de fissure [107, 112]. Cependant, dans les deux premiers cas, la précision est suffisante uniquement dans l'étude de grandes structures. L'utilisation de courant électrique ne permet pas d'avoir une valeur précise du taux de restitution d'énergie critique. De plus, l'ouverture peut être relativement faible et le changement dans le signal électrique peut ne pas intervenir. Cette fissure peut être différente suivant la face de l'échantillon puisque le front de fissure n'est pas droit sur la largeur de l'éprouvette, les résultats peuvent donc être différents d'une face à l'autre. La mesure par cinématographie peut être limitée par la résolution spatiale de la caméra utilisée, une erreur de deux pixels a été évaluée par Joudon en utilisant une caméra Photron Fastcam

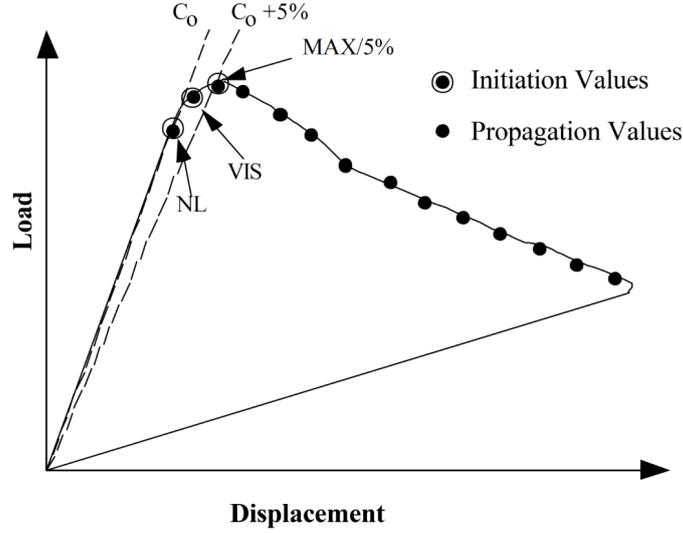


FIGURE I.6 – Force en fonction du déplacement [17]

SA-X avec une résolution de  $512 \times 56$  pixels<sup>2</sup> à  $2 \times 10^5$  Hz [67]. Il sera montré dans le chapitre suivant que cette méthode de localisation de la position de la pointe de fissure a été améliorée par l'utilisation de la mesure de champs par CIN associée aux séries de Williams [107].

La théorie des poutres minces permet d'établir la relation entre la complaisance  $C$ , la longueur de la fissure  $a$ , le module d'Young dans la direction longitudinale noté  $E_{11}$  et le moment quadratique  $I$ . Elle peut être également définie par le déplacement d'ouverture  $\delta$  et l'effort d'ouverture  $P$ . La complaisance est définie via l'équation I.2. Par ailleurs, l'effort d'ouverture critique noté  $P_c$  peut être obtenu suivant trois méthodes différentes. Elles sont représentées sur la Figure I.6. La première notée VIS consiste à relever l'effort lors de la détection visuelle de l'initiation de la fissure. Une autre méthode suppose que l'initiation a lieu lorsque la courbe force/déplacement n'est plus linéaire. Enfin, une dernière consiste à prendre l'intersection entre la droite de pente  $C_0$  augmentée de 5% et la courbe  $P(\delta)$ .

$$C(a) = \frac{a^3}{E_{11}I} = \frac{\delta}{P} \quad (\text{I.2})$$

A partir des différentes grandeurs évaluées, le  $G_{IC}$  est calculé à partir de la théorie des poutres via la méthode de complaisance et l'équation I.3. En utilisant l'équation I.2, l'équation I.3 devient l'équation I.4.

$$G_{IC} = \frac{P_c^2}{2.B} \frac{\partial C}{\partial a} \quad (\text{I.3})$$

$$G_{IC} = \frac{3}{2} \cdot \frac{P_c \delta_c}{B a} \quad (\text{I.4})$$

où  $B$  est la largeur de l'éprouvette et  $\delta_c$  le déplacement d'ouverture critique. Bien que cette expression soit valable en quasi statique, elle nécessite les hypothèses de petites perturbations et petits déplacements. Si ces hypothèses ne sont plus respectées, la norme préconise l'utilisation de facteurs correctifs permettant d'aboutir à une autre expression du taux de restitution d'énergie critique. Il s'agit de la théorie des poutres modifiée. Elle est utilisée par différents auteurs [18, 37] et est définie par :

$$G_{IC} = \frac{3P_c\delta_c}{2B(a + \Delta)} \frac{F_{corr}}{N} \quad (\text{I.5})$$

où  $F_{corr}$  corrige les effets des grands déplacements,  $N$  corrige l'erreur induite par les blocs de chargement et  $\Delta$  est une constante qui prend en compte les effets de rotation en pointe de fissure engendrés par la flexion. Bien que ces termes permettent de corriger certaines erreurs, ils sont purement mathématiques et n'ont pas de sens physique. Ils ne sont donc valables que pour un certain montage avec une géométrie donnée.

Finalement, l'essai normalisé Double Cantilever Beam en quasi-statique soulève des questions expérimentales. Cela peut être la détection du front de fissure, la valeur de la charge critique ou encore le respect des hypothèses de la théorie des poutres minces. L'utilisation de la théorie des poutres modifiée permet d'apporter certaines corrections liées à l'appareillage sur l'éprouvette mais ne rend pas compte du sens physique de l'essai. Dans ce contexte, il est difficile d'imaginer l'utilisation de cette géométrie pour des chargements dynamiques puisque les problèmes mis en avant précédemment sont accrus sous sollicitations dynamiques. Par exemple, des biais sur l'évaluation de l'effort peuvent apparaître à cause de vibrations du montage. L'ensemble de ces points peut conduire à des biais d'analyse ou d'interprétation. Cependant, dans la littérature, de nombreux auteurs ont étudié le délaminage d'un stratifié sous sollicitations dynamiques avec cette géométrie afin d'évaluer le taux de restitution d'énergie critique avec la vitesse de chargement.

### Extension de l'essai Double Cantilever Beam (DCB) à des sollicitations dynamiques

De nombreuses études expérimentales existent dans la littérature pour caractériser  $G_{IC}$  sous chargement dynamique. Blackmann *et al.* [18] ont développé un protocole expérimental utilisant un vérin hydraulique pour différentes vitesses de sollicitation (Figure I.7) comprises entre  $1.67 \times 10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$  et  $15 \text{ m.s}^{-1}$ . Les auteurs ont expliqué qu'à hautes vitesses, les effets dynamiques sont très importants et que l'analyse standardisée n'est plus valide car il y a une dissymétrie du chargement due aux effets d'inertie. Ces difficultés expérimentales peuvent aboutir à des valeurs très différentes sur le taux de restitution d'énergie critique  $G_{IC}$ . Les auteurs ont mis en évidence une quasi invariance du taux de restitution d'énergie critique suivant la vitesse de chargement sur des matériaux composites stratifiés. Les barres d'incertitude ajoutées par les auteurs sont conséquentes. En effet, dans le cas d'un composite epoxy/carbone, les auteurs ont évalué une valeur de  $G_{IC}$  moyenne proche de  $300 \text{ J.m}^{-2}$  avec un incertitude de plus de  $50 \text{ J.m}^{-2}$  soit près de

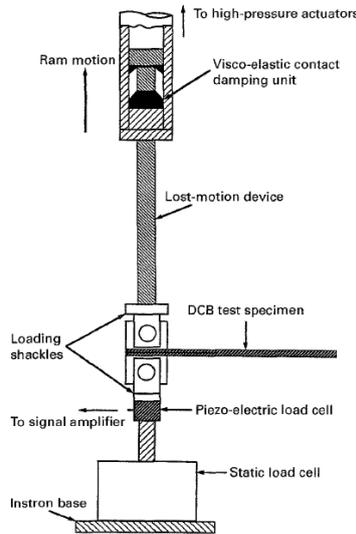


FIGURE I.7 – Montage expérimental en dynamique pour un DCB [18]

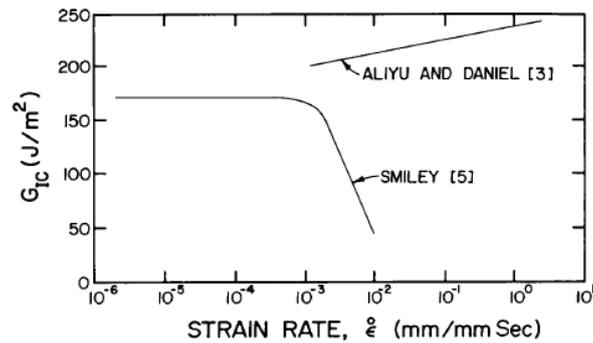


FIGURE I.8 – Taux de restitution d'énergie critique en fonction de la vitesse de déformation pour les études de Smiley et Pipes [114] et Aliyu et Daniel [3] sur le carbone/epoxy (APC-2) [85]

17%.

L'utilisation de ce protocole expérimental peut amener à des contradictions suivant les études. Mall *et al.* [85] ont mis en évidence les disparités pouvant exister entre certaines études pour un matériau carbone/epoxy (AS4/3501-6). En effet, ils ont montré les différences entre les travaux de Smiley et Pipes et de Aliyu et Daniel [3, 114] sur la Figure I.8 (ces deux travaux ont utilisé la géométrie DCB sous chargements dynamiques). Smiley et Pipes [114] relèvent une forte diminution du taux de restitution d'énergie critique pour des vitesses de déformations supérieures à  $5 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$  alors que Aliyu et Daniel [3] constatent une légère augmentation du taux de restitution d'énergie critique dans cette même gamme de vitesses de déformation.

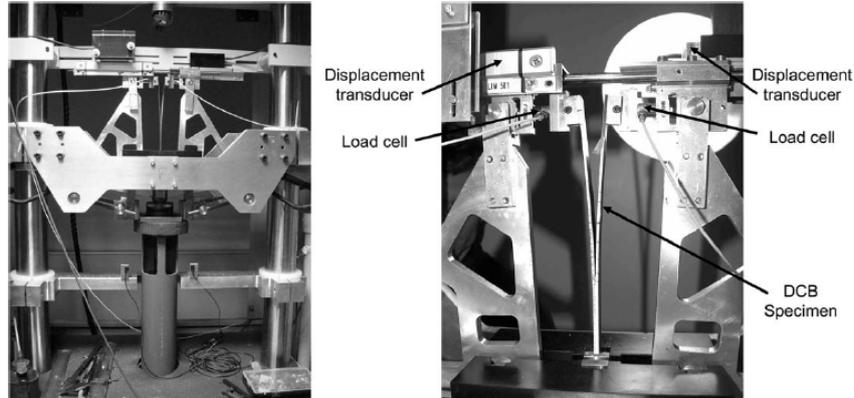


FIGURE I.9 – Le montage expérimental développé par Hug *et al.* [60]

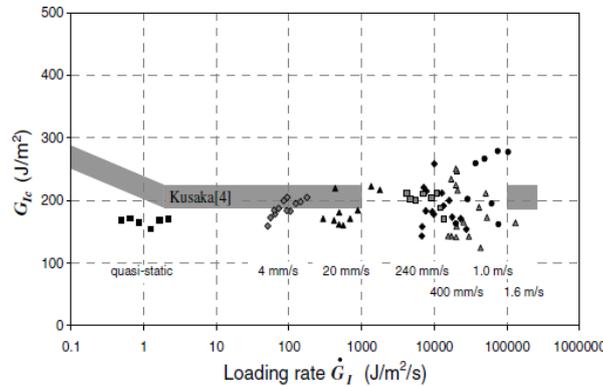


FIGURE I.10 – Le taux de restitution d'énergie critique en fonction de la vitesse du taux de restitution d'énergie critique carbone/epoxy T300/914 [60]

Afin de limiter les phénomènes de vibrations présents dans le montage développé par Blackmann *et al.* [18] conduisant à une perte de symétrie du chargement, Hug *et al.* [60] ont développé un nouveau montage expérimental permettant de garantir la symétrie de chargement durant la totalité de l'essai. Les auteurs ont évalué le taux de restitution d'énergie critique d'un carbone/époxy T300/914 et ont montré une invariance du taux de restitution d'énergie critique avec la vitesse de chargement. Celui-ci diffère des résultats de Kusaka *et al.* [75] qui avaient mis en évidence une diminution du  $G_{IC}$  (Figure I.10). Le montage expérimental est présenté sur la Figure I.9. L'inconvénient majeur du montage de Hug *et al.* est que l'inertie du montage limite ces capacités à des vitesses de chargement comprises entre le quasi-statique et  $1.6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ .

Très récemment, Medina *et al.* [91] ont développé un nouveau montage expérimental qui utilise un guide pour propager une fissure en mode *I* sur une géométrie DCB sous chargements dynamiques (voir Figure I.11). Le système de guidage se caractérise par trois zones distincts. La première est une zone d'accélération où les deux bras sont ensemble, une seconde zone de transition où les deux bras se séparent l'un de l'autre et

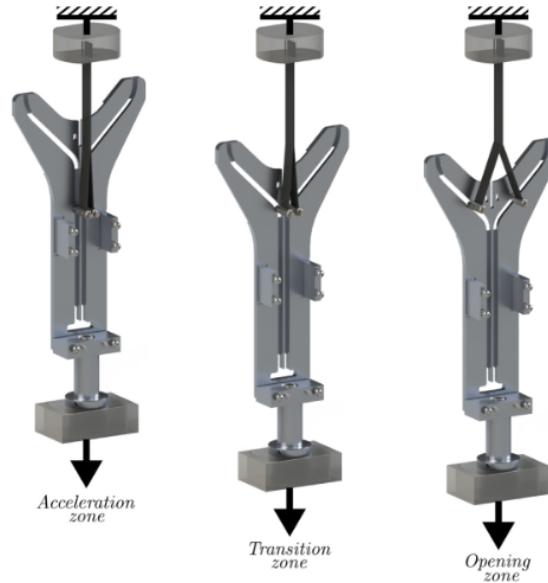


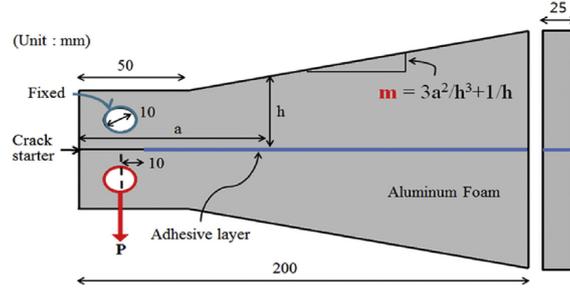
FIGURE I.11 – Le montage expérimental développé par Medina *et al.* [91]

une dernière zone permettant l'ouverture de l'éprouvette en mode *I*. Selon les auteurs, l'intérêt principal de ce montage est d'avoir une symétrie de chargement quelle que soit la vitesse de chargement avec une vitesse d'ouverture constante aux points de chargement. Les auteurs ont utilisé la théorie des poutres et les moments appliqués sur l'éprouvette pour déterminer le taux de restitution d'énergie critique. Un terme d'énergie cinétique a été considéré afin de prendre en compte les effets dynamiques. Ils ont mis en évidence une indépendance du taux de restitution d'énergie critique à la vitesse de chargement pour des vitesses de chargement allant du quasi-statique à  $3 \text{ m.s}^{-1}$ . Au-delà de cette vitesse de chargement ( $10 \text{ m.s}^{-1}$ ), les auteurs constatent une augmentation du taux de restitution d'énergie critique mais ne savent pas si cette évolution provient du matériau ou bien de la méthode d'analyse considérée.

La géométrie DCB est la géométrie la plus utilisée pour caractériser le taux de restitution d'énergie critique en mode *I* sur des matériaux composites. D'autres études ont été menées sur des dispositifs expérimentaux similaires avec une autre géométrie de type Tapered Double Cantilever Beam (TDCB), notamment sur l'étude de joints collés.

### Utilisation de la géométrie TDCB pour déterminer $G_{IC}$ sous chargement dynamique

La géométrie TDCB est largement répandue dans l'étude des joints collés. Cette géométrie développée par Brussat [25] est présentée sur la Figure I.12. Sa conception a été réalisée pour avoir une complaisance linéaire par rapport à la propagation de la fissure [89]. Dans le cas de la géométrie TDCB, l'expression du taux de restitution d'énergie critique est définie ci-dessous [20] :



(b) TDCB specimen

FIGURE I.12 – Géométrie TDCB [78]

$$G_{IC} = \frac{P_c^2}{2.B} \frac{\partial C}{\partial a} \quad (\text{I.6})$$

Contrairement à la géométrie DCB,  $\frac{dC}{da}$  est constant et égale à

$$\frac{dC}{da} = \frac{8}{Eb} \left( \frac{3a^2}{h^3} + \frac{1}{h} \right) \quad (\text{I.7})$$

De ce fait, le terme  $\frac{3a^2}{h^3} + \frac{1}{h} = m$  est constant. Avec cette définition de la complaisance, la mesure de la pointe de fissure n'est plus requise pour déterminer le taux de restitution d'énergie critique contrairement au cas DCB.

Blackman *et al.* [20] se sont intéressés à l'évaluation du taux de restitution d'énergie critique d'une colle Betamate XD4600 avec différents substrats à des vitesses de chargement allant du quasi-statique jusqu'à  $15 \text{ m.s}^{-1}$ . D'après leurs résultats présentés sur la Figure I.13, les auteurs ont mis en évidence une diminution du taux de restitution d'énergie critique en fonction de la vitesse de chargement. Ils expliquent que le taux de restitution d'énergie critique dépend de la vitesse de chargement et de la géométrie de l'éprouvette. En comparant les résultats obtenus sur DCB et ceux sur TDCB, les auteurs ont montré des différences notables. Effectivement, pour une même vitesse de chargement, la vitesse de propagation d'une fissure est beaucoup plus importante pour la géométrie TDCB que pour la géométrie DCB (voir la Figure I.14). Concernant le taux de restitution d'énergie critique, il diminue avec la vitesse de propagation de fissure. Cette diminution est plus importante pour la géométrie DCB que TDCB comme le montre la Figure I.15.

En utilisant des géométries Uniform Double Cantilever Beam (UDCB) et TDCB, Yaniv et Daniel et Daniel *et al.* [52, 61] ont mis en évidence l'influence de la vitesse de chargement sur le taux de restitution d'énergie critique sur des composites. En particulier, ils ont montré une diminution de  $G_{IC}$  avec la vitesse de propagation de fissure dans le cas du T300/F-185 graphite/epoxy et une indépendance de ce taux de restitution d'énergie critique à la vitesse de propagation de fissure dans le cas du AS4/3501-6 graphite/epoxy Figure I.16.

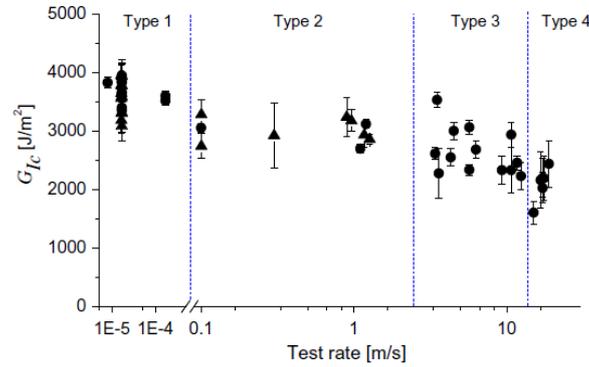


FIGURE I.13 – Taux de restitution d'énergie critique en fonction de la vitesse de chargement pour une colle Betamate XD4600 [20]

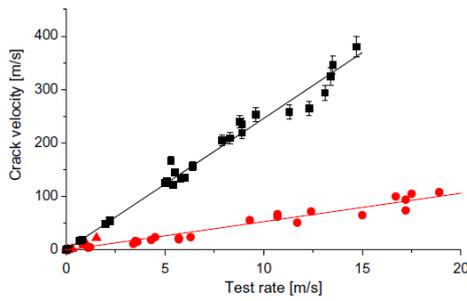


FIGURE I.14 – Vitesse de propagation en fonction de la vitesse de chargement (Noir : TDCB ; Rouge : DCB) [20]

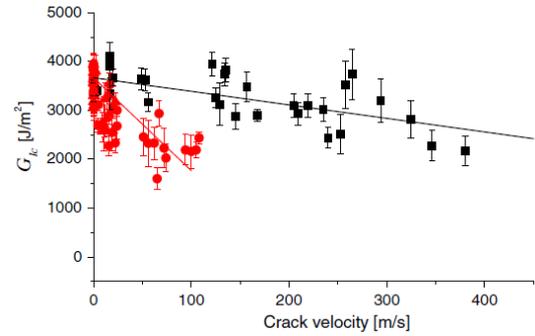


FIGURE I.15 – Taux de restitution d'énergie critique en fonction de la propagation de la fissure (Noir : TDCB ; Rouge : DCB) [20]

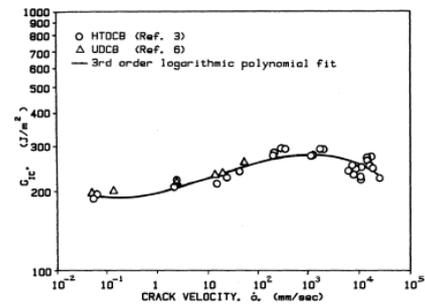
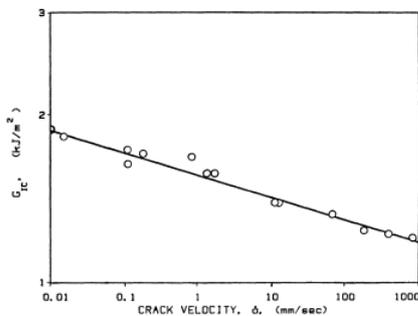


FIGURE I.16 – Taux de restitution d'énergie critique en fonction de la vitesse de propagation pour le matériau T300/F-185 graphite/epoxy à gauche AS4/3501-6 graphite/epoxy à droite [61]

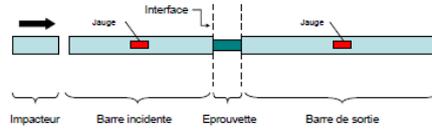


FIGURE I.17 – Montage expérimental aux barres de Hopkinson [67]

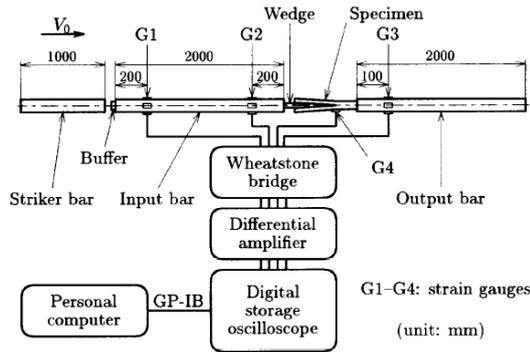


FIGURE I.18 – Le montage avec l'utilisation des barres de Hopkinson [75]

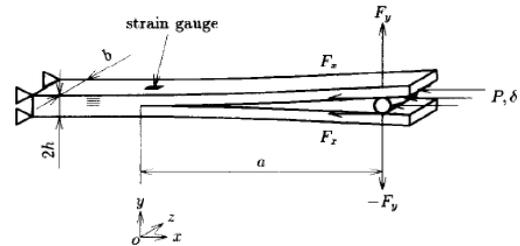


FIGURE I.19 – Éprouvette DCB et méthode WIF [75]

Ainsi dans la littérature, de nombreux montages expérimentaux ont été développés basés sur une géométrie DCB ou bien comme expliqué précédemment sur la géométrie TDCB. Cependant des disparités sur les résultats ont été mis en évidence selon les auteurs. D'autres auteurs ont développé d'autres techniques expérimentales pour déterminer  $G_{IC}$  d'un stratifié sous chargements dynamiques [75, 82, 98, 115, 120].

### Les montages alternatifs en dynamique

L'une des plus anciennes méthodes est la méthode d'insertion Wedge Insert Fracture (WIF). Cette méthode consiste à insérer une pièce dans une géométrie DCB pour propager la fissure sous l'impact d'un projectile (Figure I.19). Cette méthode a été utilisée à la fois sur un vérin hydraulique [120] mais également via les barres d'Hopkinson [13, 75, 115]. Kusaka *et al.* et Sun *et al.* [75, 115] ont développé un montage expérimental aux barres d'Hopkinson pour utiliser cette méthode WIF (voir la Figure I.18). Les barres d'Hopkinson permettent d'avoir une mesure d'effort peu perturbée pour des vitesses de chargement similaires à celles proposées par les vérins hydrauliques. Un exemple de montage expérimental des barres de Hopkinson [13] est présenté sur la Figure I.17. Ainsi, avec la méthode WIF, la barre d'entrée vient impacter le cylindre propageant une fissure dans l'éprouvette.

Ce nouveau procédé expérimental aux barres d'Hopkinson a permis d'avoir des vitesses d'impact de  $\dot{\delta} = 5 \text{ m.s}^{-1}$  à  $\dot{\delta} = 20 \text{ m.s}^{-1}$ . Kusaka *et al.* [75] ont mis en évidence une diminution du taux de restitution d'énergie critique avec la vitesse de chargement (Figure I.20) alors que Sun *et al.* [115] n'ont établi aucune dépendance entre ces deux

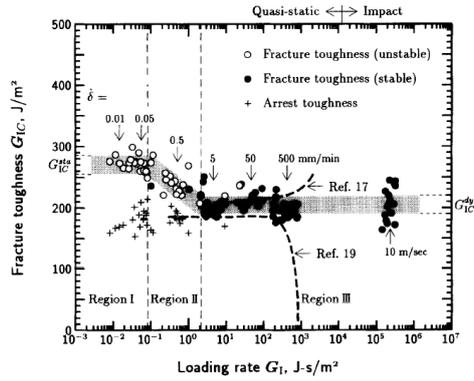


FIGURE I.20 – Le taux de restitution d'énergie critique en fonction de la vitesse du taux de restitution d'énergie critique carbone/epoxy T300/2500 [75]

quantités.

Le principal inconvénient de cette méthode WIF est le problème de friction pouvant exister entre la pièce qui s'insère dans la géométrie DCB et les surfaces de la fissure. Pour palier à ce problème, la méthode WIF a été modifiée : Modified Wedge-Insert Fracture (MWIF) par Xu et Dillard [125] en insérant une pièce non pas dans l'échantillon en lui-même mais sur des axes débouchant de part et d'autre de l'éprouvette. Thorsson *et al.* [120] ont utilisé cette méthode modifiée associée à un vérin hydraulique à faible vitesse de chargement  $< 0.1 \text{ m.s}^{-1}$  et à un puits de chute pour des vitesses de chargement intermédiaire, entre  $0.1 \text{ m.s}^{-1}$  et  $3.6 \text{ m.s}^{-1}$ . Ce montage est illustré sur la Figure I.21. Le vérin permet d'insérer une pièce triangulaire métallique entre les deux bras de l'échantillon en la faisant glisser sur des roulements. Les auteurs ont montré une diminution du taux de restitution d'énergie critique en fonction de la vitesse d'ouverture de la fissure. Bien que ce montage permette de garder un chargement symétrique, une friction subsiste toujours entre les patins et la pièce métallique. De plus, cette méthode introduit une nouvelle force axiale supplémentaire qui doit être prise en compte dans le calcul du taux de restitution d'énergie critique.

Finalement, dans la littérature de nombreux auteurs ont évalué  $G_{IC}$  d'un composite stratifié via divers protocoles expérimentaux. Cependant, des contradictions importantes suivant les études ont pu être mises en évidence. Certains auteurs montrent une augmentation du taux de restitution d'énergie critique avec la vitesse de chargement [91], d'autres montrent une diminution [20, 75] et enfin les derniers montrent une invariance du taux de restitution d'énergie critique [60, 115]. Ces résultats montrent qu'il n'y a pas de protocole standardisé pour déterminer  $G_{IC}$  sous chargement dynamique amenant à des résultats très divers. De plus, suivant les études, le taux de restitution d'énergie critique est représenté soit en fonction de la vitesse de déformation, de la vitesse de chargement, de la vitesse de propagation de fissure ou encore de la vitesse du taux de restitution d'énergie critique. Cela peut induire des biais d'analyse lors de la comparaison du  $G_{IC}$  suivant les études. Ces biais d'analyse peuvent être associés à des effets géométriques.

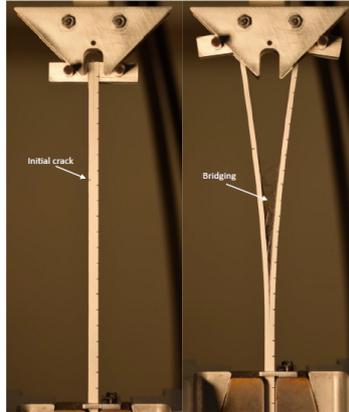


FIGURE I.21 – Le montage modifié par insertion d'une pièce triangulaire (MWIF) [120]

En effet, suivant la géométrie considérée des différences de  $G_{IC}$  ont été soulignées pour une même colle [20]. D'autres auteurs ont utilisé une approche locale à l'échelle de la résine via les facteurs d'intensité des contraintes proposés par Irwin [62] pour déterminer  $K_{IC}$  de la résine sous chargement dynamique en supposant que la rupture est cohésive contrairement aux mesures sur stratifié.

## I-2.2 Approche microscopique à l'échelle de la résine pour caractériser $K_{IC}$ sous chargement dynamique

Une approche à l'échelle locale de la résine a été utilisée dans la littérature pour déterminer la  $K_{IC}$  sous chargement dynamique. Contrairement aux approches sur stratifié qui nécessitent le calcul de  $G_{IC}$  (avec les différents biais mentionnés précédemment), l'approche microscopique se fonde sur le calcul des facteurs d'intensité des contraintes et la localisation, avec un modèle, de la position de la pointe de fissure. Elle permet en outre de découpler les éventuels effets des fibres sur la résine. Kanchanomai *et al.* et Joudon *et al.* [67, 68, 70] ont utilisé l'essai de flexion trois points monté sur vérin hydraulique. Ils ont étudié l'influence de la vitesse de sollicitation sur le taux de restitution d'énergie critique d'une résine epoxy respectivement chargée ou non chargée en nodules thermoplastiques. Kanchanomai *et al.* [70] se sont inspirés de la norme ISO 13586 :2000(F) [16]. Les auteurs ont montré une diminution du taux de restitution d'énergie critique dans une gamme de vitesses de chargement entre  $10^{-1}$  mm.min<sup>-1</sup> et  $10^3$  mm.min<sup>-1</sup>. Cette diminution s'expliquerait par un changement de comportement du matériau avec la vitesse de propagation. A faibles vitesses, la rupture serait ductile alors qu'elle deviendrait fragile à hautes vitesses. Joudon *et al.* [67, 68] ont développé un protocole expérimental présenté sur la Figure I.22. Sur ce dispositif, des jauges de déformation sont placées sur l'échantillon proche de la pointe de fissure afin de mesurer la déformation (voir Figure I.23).

Les jauges de déformation ont permis de calculer les facteurs d'intensité des contraintes puis d'en déduire le taux de restitution d'énergie critique via les formules développées par



FIGURE I.22 – Montage expérimental de flexion 3 points [67]

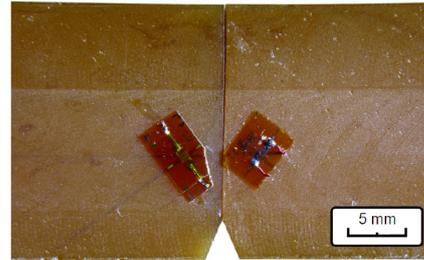


FIGURE I.23 – Utilisation des jauges de déformation [67]

Freund [40]. Les auteurs ont identifié une loi phénoménologique en reprenant les travaux de Zhou *et al.* [128] sur le PMMA et ont montré une croissance du taux de restitution d'énergie critique avec la vitesse de propagation de la fissure (Figure I.24). En comparant les travaux de Kanchanomai *et al.* et de Joudon, des tendances contradictoires sur l'évolution du taux de restitution d'énergie critique avec la vitesse de propagation de fissure ont été mises en évidence (bien que les résines epoxy ne soient pas identiques). L'utilisation de jauges de déformations proches de la pointe de la fissure peut conduire à un manque sur la robustesse de la mesure puisqu'avec une jauge de déformation, c'est une unique valeur qui est obtenue. Différentes hypothèses sont à respecter afin d'avoir des mesures de déformation fiables comme par exemple une propagation de fissure rectiligne le long de la pré-entaille.

Par ailleurs, la déformation dynamique via les jauges de déformation peut être obtenue sous l'hypothèse d'une vitesse de propagation de fissure constante définie par un modèle à trois paramètres [68]. Ce modèle est composé d'une partie singulière, une partie non singulière et un terme indépendant de la position de la pointe de fissure. La partie singulière est la partie de la déformation qui tend vers l'infini alors que la partie non-singulière est nulle très proche de la pointe de fissure. En s'éloignant de la pointe de fissure, la tendance est inversée. Suivant la position de la jauge, l'influence de la partie non singulière de la déformation est dominante ou non. Les auteurs ont tenté d'évaluer une position optimale des jauges de déformation proche du trajet de fissure pour obtenir une déformation dont la partie non-singulière est nulle afin de déterminer  $K_{IC}$ . Cela a été réalisé en définissant une zone de dominance de  $K_I$  via le ratio entre le terme singulier et le second terme non singulier. Cependant, aucune évaluation réelle du second terme

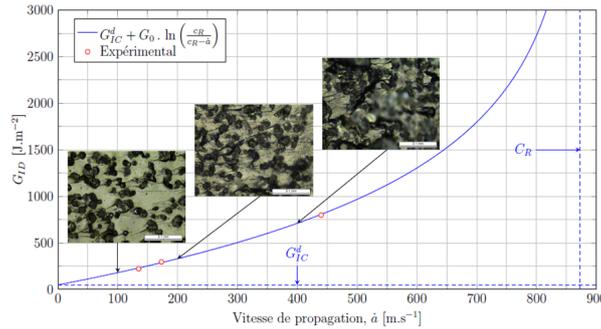


FIGURE I.24 – Taux de restitution d'énergie critique dynamique en fonction de la vitesse de propagation pour la résine pur M21 [67]

non singulier n'a été réalisée. Enfin, la mesure de la vitesse de propagation de fissure fut réalisée à l'aide d'une caméra rapide avec une résolution spatiale trop faible pour observer avec précision la pointe de fissure. Cela a engendré des erreurs pouvant aller jusqu'à  $10 \text{ m.s}^{-1}$  sur des vitesses de propagation de la fissure allant de  $100 \text{ m.s}^{-1}$  à  $300 \text{ m.s}^{-1}$  ce qui représente entre 3% et 10%. Par ailleurs, Grabois *et al.* [47] ont expliqué que la distance utilisable respectant les hypothèses d'analyse (*i.e* vitesse constante sur une petite longueur) pour faire propager la fissure sur une géométrie Single Edge Notched Bending (SENB) est faible, ce qui peut être dommageable lors de l'analyse.

Finalement, certains auteurs ont étudiés à partir d'un essai de flexion l'influence de la vitesse de propagation de fissure sur  $K_{IC}$  d'une résine époxy sous chargement dynamique. De nouvelles contradictions ont été mises en évidence suivant les études. Ainsi, quelle que soit l'approche considérée, il n'y a pas de tendances qui se dégagent sur l'évolution du taux de restitution d'énergie critique en fonction de la vitesse de chargement ou de propagation de fissure. Par ailleurs, la littérature a étudié les différents mécanismes se développant en pointe de fissure et a mis en évidence le phénomène de propagation intermittente ou stick-skip pour tenter d'expliquer les évolutions du taux de restitution d'énergie avec la vitesse de chargement ou la vitesse de propagation de fissure.

### I-2.3 Les mécanismes pilotant la propagation de fissure dans un polymère

Dans ces travaux, les polymères considérés sont des résines epoxy thermodurcissables amorphes renforcées en nodules thermoplastiques. Ces ajouts de nodules thermoplastiques permettent d'améliorer le  $K_{IC}$  du matériau en gardant les mêmes propriétés élastiques [67]. Le PMMA, très utilisé dans la littérature est également considéré dans cette étude comme matériau de comparaison [8, 9, 23, 26, 27, 29, 30, 36, 51, 74, 105], il s'agit d'un polymère thermoplastique amorphe. Ces deux matériaux ont un comportement viscoélastique fragile. D'après la littérature [38, 66, 104], la rupture de ces matériaux est due à une compétition entre le phénomène de *crazing* et l'apparition de bandes de cisaillement.

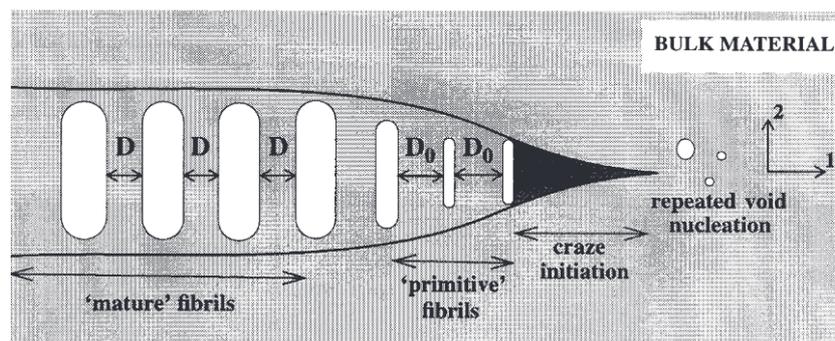


FIGURE I.25 – Schéma du processus de *crazing* menant à la propagation de fissure [38]

Le phénomène de *crazing* peut se définir comme une succession d'étapes d'un processus complexe impliquant la formation et la rupture de fibrilles [38]. Une illustration de ce phénomène est présentée sur la Figure I.25. Ce processus est décrit par trois étapes, l'initiation, la propagation/l'élargissement et la rupture. Kambour *et al.* [69] expliquent que le *crazing* est dominant dans le cas de rupture fragile. C'est la formation de bandes de cisaillement qui devient dominant dans le cas de rupture ductile [55]. Certaines études se sont intéressées au lien entre mécanismes en pointe de fissure et propagation de fissure instable dite intermittente [24, 32, 71, 83, 123].

### Le phénomène de stick-slip

Dans les études présentées précédemment, de nombreux auteurs ont pu observer des propagations de fissure dites intermittentes [18, 19, 21, 91, 126]. Ce phénomène également appelé stick-slip se traduit par une alternance de phases de propagation quasi-statiques et de phases de propagation dynamiques. Sur une courbe force/déplacement, dans le cas de propagation de fissure stable, la force diminue de manière monotone avec le déplacement (Figure I.26a). Dans le cas d'une propagation intermittente, la diminution de l'effort n'est pas monotone mais se traduit par des sauts de la force avec l'augmentation du déplacement (Figure I.26b).

Dans ce second cas, la détermination du taux de restitution d'énergie critique peut s'avérer compliquée puisque la force et la propagation de fissure ne sont pas monotones. Blackman *et al.* [20, 21] expliquent que dans le cas d'une propagation instable, le taux de restitution d'énergie critique est déterminé de la même manière que pour une propagation de fissure stable. Cependant, la vitesse de propagation de fissure est calculée via une moyenne des vitesses de propagation de fissure à l'amorçage. L'effort considéré est l'effort maximum avant le saut de fissure. Gledhill *et al.* [46] distinguent, les phases d'initiation, d'arrêt et de propagation lors de l'étude d'une résine époxy. Ils ont calculé le facteur d'intensité des contraintes  $K_I$  à l'amorçage, à l'arrêt et en propagation afin d'identifier le  $K_{IC}$  du matériau. Des valeurs similaires de  $K_{IC}$  ont été mises en évidence entre les cas de propagations stables et de propagations intermittentes.

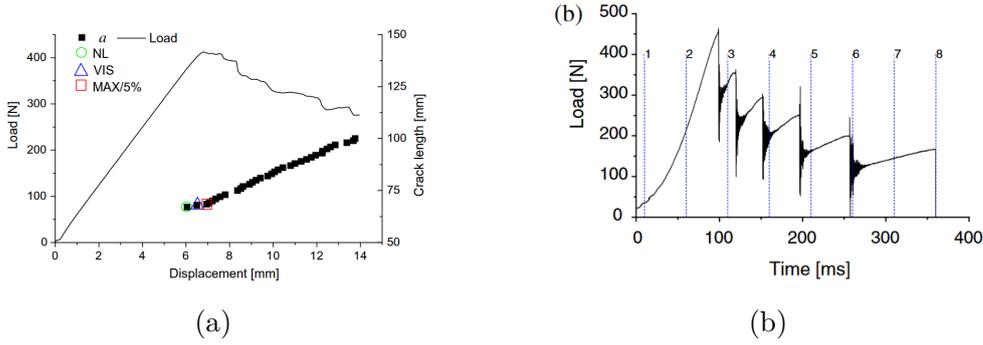


FIGURE I.26 – Courbe force déplacement lors d'un essai de fissuration en mode I : (a) Propagation de fissure stable [20] , (b) propagation de fissure instable [20]

Ce type de propagation de fissure est encore mal compris de nos jours mais de nombreuses études proposent diverses explications pour justifier l'apparition de ce phénomène. Bandyopadhyay a montré dans le cas de résine chargée en nodules de caoutchouc que le pourcentage de nodules a une influence sur le phénomène de stick-slip [10]. A partir, d'un certain pourcentage de nodules, le phénomène disparaît et la propagation de fissure est stable. Dillard *et al.* [32] expliquent que ce phénomène apparaît pour les matériaux qui ont des propriétés mécaniques dépendants du temps (module d'Young par exemple) [71]. Les polymères peuvent être cités, ils sont connus pour être viscoélastiques. Cela se produit lorsque le taux de restitution d'énergie critique diminue avec la vitesse de propagation ( $\frac{\partial G_c}{\partial \dot{a}} < 0$ ). En particulier, le critère de propagation instable est défini par [123] :

$$\frac{\partial G}{\partial \dot{a}} > \frac{\partial G_c}{\partial \dot{a}} \quad (\text{I.8})$$

De nombreux auteurs [24, 32, 83] ont proposé un schéma pour expliquer ce phénomène de stick-slip, l'un d'entre eux est présenté sur la Figure I.27. Sur cette figure,  $G_a$  est le taux de restitution d'énergie d'arrêt de la fissure,  $a_T$  un coefficient lié à la température [39] et les autres grandeurs ont déjà été définies. Cette figure montre la dépendance de l'énergie à rupture à la vitesse de propagation de fissure. Cette dépendance peut être vue comme une superposition entre les dommages liés au comportement viscoélastique du matériau ou dépendant du temps (dans le cas de polymères par exemple) avec la dépendance à la vitesses des fissures. Maugis *et al.* [88] expliquent que la dépendance à la vitesse de la croissance des fissures est associée aux effets d'inertie alors que le comportement viscoélastique est associé à une dépendance temps/température. La contribution de ce comportement viscoélastique devient prédominante lorsque la propagation de fissure se rapproche de la vitesse des ondes de Rayleigh. Ainsi sur ce schéma, la propagation de fissure est stable tant que la vitesse de propagation réduite de fissure ne dépasse pas celle du point A. A ce moment là, le taux de restitution d'énergie devient égale au taux de restitution d'énergie critique, la fissure va alors s'accélérer jusqu'au point B (slip) pour retrouver un état stable. La vitesse de la fissure va ensuite diminuer, lorsqu'elle atteint la vitesse associée au point C, elle va ralentir brusquement pour passer au point D (stick).

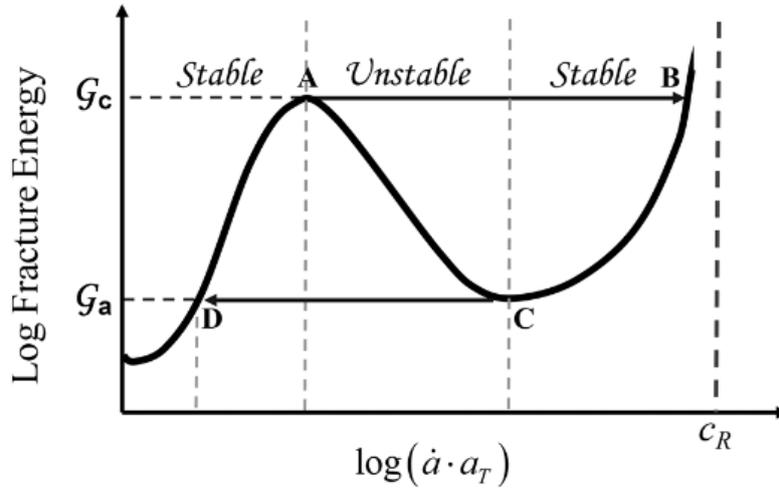


FIGURE I.27 – Évolution de  $G_I$  à rupture en fonction de la vitesse réduite de propagation de fissure pour un matériau viscoélastique [32]

Les vitesses de transition entre les états stables et instables peuvent varier suivant la température et le matériau considéré [72]. Pour Ravi-Chandar *et al.* [103], le stick-slip a pour origine non pas le comportement du matériau mais les conditions de chargement (géométrie d'éprouvette, vitesse de chargement). En particulier, les auteurs ont mis en évidence la présence de ce phénomène sur une géométrie compact tension (CT) mais pas sur une géométrie single edge notched (SEN) sur un même matériau.

Certains auteurs [122, 123] expliquent que l'auto-échauffement en pointe de fissure adoucit le matériau favorisant ainsi la propagation de fissure. En particulier, Vincent-Dospital *et al.* [122] ont montré qu'il était possible de distinguer plusieurs domaines de propagation de fissure comme illustré sur la Figure I.28. Le premier domaine est celui de propagation de fissure stable en quasi-statique, le second donne lieu à des propagations de fissure instables à plus hautes vitesses et enfin le dernier, est caractérisé par des propagations de fissure stables en dynamique. Ces différents domaines avaient également été identifiés par Gledhill et Kinloch [45] pour le PMMA. Sur ce matériau, Vincent-Dospital *et al.* [122] ont défini une zone de propagation de fissure instable pour des vitesses de propagation de fissure comprises entre  $4 \text{ cm.s}^{-1}$  et  $8 \text{ m.s}^{-1}$  environ. Heinzmann *et al.* [57] ont qualifié cette zone de propagation de fissure instable de zone "interdite" puisque les fissures ne peuvent pas atteindre les vitesses de propagation décrites dans cette zone. En effet, sur des essais TDCB de propagation de fissure en mode  $I$  sur du PMMA, ils ont défini une zone dite interdite pour des vitesses allant de  $36 \text{ cm.s}^{-1}$  à  $36 \text{ m.s}^{-1}$ , vitesses qui sont du même ordre de grandeur que celles définies par Vincent-Dospital *et al.* [122].

Dans la seconde zone dite de propagation instable présentée sur la Figure I.28, il y a une augmentation de la température localement en pointe de fissure associée à une augmentation de la vitesse de propagation de fissure. Cette augmentation de température peut selon Gledhill *et al.* [46] entraîner une diminution de la limite d'élasticité du

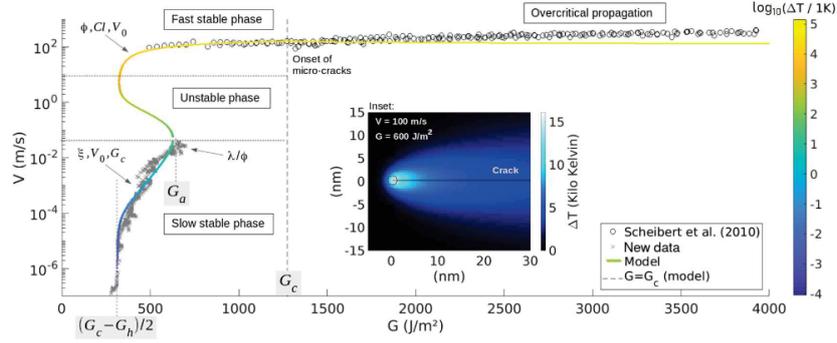


FIGURE I.28 – Évolution de la vitesse de propagation de fissure suivant le taux de restitution d'énergie pour le PMMA [122]

matériau localement favorisant le développement de la zone plastique. Cela amène à un développement important de la plasticité en pointe de fissure conduisant à une propagation de fissure instable se traduisant par le phénomène de stick-slip [45, 46]. Afin de comprendre le phénomène, l'expression analytique suivante correspondant à un critère de rupture a été proposée par [86] :

$$\delta = \frac{K_{IC}^2}{\sigma_y E} \quad (\text{I.9})$$

avec  $\delta$  le déplacement d'ouverture de la fissure,  $E$  le module d'Young et  $\sigma_y$  la limite d'élasticité. Dans le cas de propagation de fissure stable, le déplacement d'ouverture de fissure est constant comme pour le PMMA [33]. Dans le cas de propagation instable, le déplacement d'ouverture de fissure n'est pas constant mais augmente avec la vitesse de propagation de fissure ou la température (Figures I.29a I.29b). L'apparition du phénomène de stick-slip avec l'élévation de température a également été rapportée par Yamini *et al.* [126]. Friedrich et al [41] et Smiley and Pipes [114] expliquent que pour les polymères, l'augmentation de la vitesse de déformation induit une augmentation de la limite d'élasticité donc une diminution du rayon de la zone plastique (car  $r_p \propto \frac{1}{\sigma_y^2}$ ) lorsque la vitesse de chargement est supérieure à une vitesse de chargement qualifiée de critique ( $\dot{\delta} > \dot{\delta}_{cr}$ ). Cela entraîne alors une diminution du taux de restitution d'énergie critique (car  $G_{IC} \propto r_p$ ). Une illustration de ce mécanisme proposé par Friedrich *et al.* [41] est présentée sur la Figure I.30. D'autres auteurs ont montré à très hautes vitesses de chargement que l'auto échauffement peut stabiliser la propagation de fissure [20]. Macon et Anderson [83] ont mis en évidence le phénomène de stick-slip sur des essais TDCB de colle. En particulier, les auteurs ont montré que les pics d'efforts de la première et de la seconde initiation ont suivi des tendances opposées à cause d'effets dynamiques.

Finalement, la littérature a mis en évidence certains mécanismes pouvant se développer en pointe de fissure qui peuvent expliquer les évolutions du taux de restitution d'énergie avec la vitesse de chargement ou de la propagation de fissure. Cependant, aucun

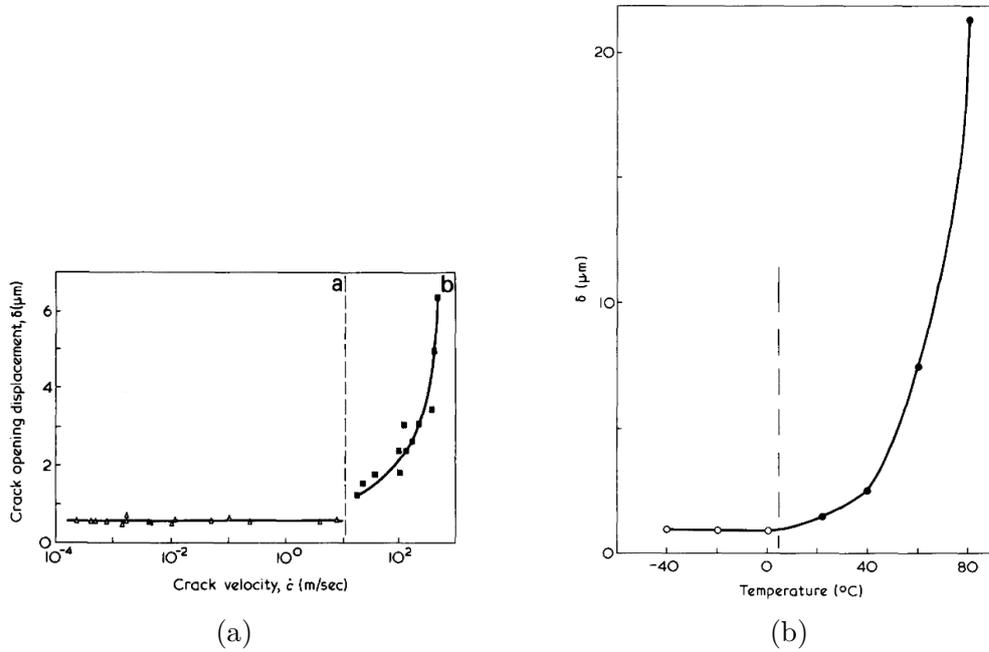


FIGURE I.29 – Évolution du déplacement d'ouverture de fissure en fonction : (a) de la vitesse de propagation de fissure [46] et (b) de la température [46]

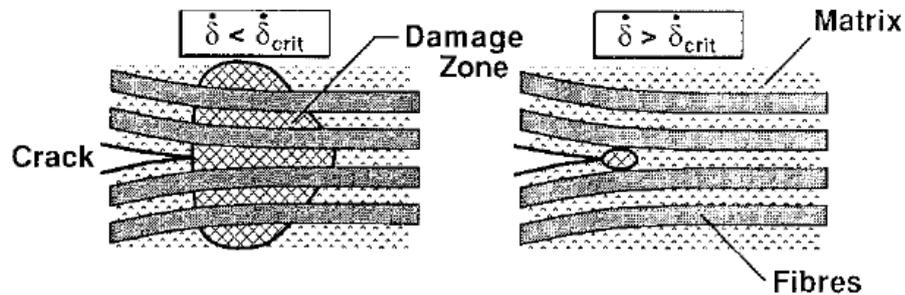


FIGURE I.30 – Influence de la vitesse de chargement sur la zone plastique du composite [41]

mécanisme précis ne se dégage pour expliquer le stick-slip. Récemment, le développement de l'imagerie a permis d'effectuer de l'analyse par mesure de champs proche de la pointe de fissure afin de déterminer les propriétés matériaux tels que  $K_{IC}$ .

### I-2.4 Utilisation de la mesure de champs pour caractériser $K_{IC}$

Ces dernières années, la technique par mesure de champs s'est développée grâce aux développements de nouvelles caméras plus résolues spatialement et/ou temporellement et à la diminution des coûts. Dans le cas d'essais de fissuration, son principal intérêt est de capturer toute la complexité des champs de déplacement proches de la pointe de fissure. De nombreux auteurs ont utilisé la corrélation d'images numériques (CIN ou DIC en anglais) sur des mouchetis de peinture afin d'extraire certains paramètres de fissuration [4, 47, 54, 107, 112, 127]. La CIN est fondée sur l'équation du flot optique et suppose la conservation des niveaux de gris entre une image de référence et une image déformée. Cette méthode peut être locale [116, 117] ou bien globale [14, 110] via un maillage éléments finis par exemple. De nombreux auteurs ont utilisé les séries de Williams associées aux simulations éléments finis [4, 100, 101, 112] où à la CIN pour déterminer les facteurs d'intensité des contraintes [4, 47, 54, 107, 112, 127]. Les séries de Williams représentent les champs analytiques de contrainte ou de déplacement en pointe de fissure [124]. Cette solution analytique est définie dans le cas d'un corps élastique homogène isotrope en deux dimensions avec une fissure semi-infinie. Ces séries ont été utilisées comme base de projection au sens des moindres carrés pour déterminer d'une part la position de la pointe de fissure (uniquement via la mesure de champs) [107, 112] et d'autre part le terme singulier  $K_I$  et/ou les termes qualifiés de non-singuliers à savoir le terme  $T$  ou  $T - stress$  (premier terme non singulier) et le terme  $B$  ou  $B - stress$  (second terme non singulier) [4, 5, 7, 54, 107, 127]. Par exemple, Yates et al [127] ont déterminé  $K_I$  et  $T$  sur une géométrie DCB de 7010 T 7651 aluminium via la CIN. Les auteurs ont montré des résultats similaires entre ceux obtenus par CIN et ceux obtenus par simulations numériques.

Cependant, cette approche par mesure de champs proches du trajet de fissure n'a jamais été utilisée pour évaluer les possibles relations entre les effets géométriques et les termes non singuliers. De plus, aucune analyse métrologique de la méthode proposée pour la détermination de  $K_I$ ,  $T$  et  $B$  n'a été réalisée dans la littérature. En revanche, certains auteurs ont étudié les relations entre  $K_{IC}$ , géométrie et termes non-singuliers en utilisant des méthodes d'analyse combinant simulations numériques et résultats expérimentaux.

## I-3 Mise en évidence des effets géométriques sur les termes non-singuliers

Contrairement à la théorie de Griffith [49] qui explique que la fissure propage dès que  $K_I = K_{IC}$ , une approche plus descriptive prenant en compte les termes d'ordres supérieurs  $T$  et  $B$  peut être considérée pour établir un critère en contrainte et prédire la

rupture du matériau. En effet, la modification de l'éprouvette considérée peut engendrer un changement des champs de contrainte proches de la pointe de fissure conduisant et des variations de  $K_I$ ,  $T$  et  $B$ . Ces deux termes caractérisent les champs de contrainte loin de la fissure.  $T$  met en avant la présence d'une contrainte homogène sur la pointe de fissure orientée selon la fissure alors que  $B$  met en avant la présence d'une contrainte d'ouverture qui peut modifier la forme d'ouverture de la fissure. Sur le comportement de la fissure, Cotterell a mis en évidence que  $T$  contrôle la stabilité en direction de la fissure et que  $B$  contrôle la stabilité en propagation (*i.e.* si la fissure est stable ou instable). Dans la littérature de nombreux auteurs ont utilisé des simulations numériques pilotées par un effort à rupture expérimental pour évaluer les termes d'ordres supérieurs  $T$  et  $B$ .

Un modèle dépendant de  $T$ ,  $B$  et de la vitesse de propagation de fissure est envisagé pour déterminer  $K_{IC}$  en considérant cette approche plus descriptive. Les séries de Williams qui seront définies au chapitre suivant via une expression en déplacement peuvent s'écrire également via une expression en contrainte. Généralement, l'expression de ces contraintes se limite uniquement au terme singulier  $K_I$ . Dans ces travaux, l'objectif est de prendre en compte pour chaque composante du tenseur des contraintes, les termes non-singuliers  $T$  et  $B$ .

### I-3.1 Influence de la géométrie sur $K_I$ , $T$ et $B$

Ghasemi-Ghalebahman *et al.* ont utilisé un critère de rupture modifié de la contrainte tangentielle maximale sur un composite de béton pour déterminer  $K_{IC}$  et les termes d'ordres supérieurs [44]. En particulier, via un montage de flexion trois points sur des disques semi-circulaires (Semi-Circular Bend SCB), les auteurs ont montré une diminution de  $B$  et une augmentation de  $T$  en fonction de l'angle de la propagation de fissure. L'augmentation de la taille de l'échantillon engendre une augmentation de  $B$  et une petite diminution de  $T$ . Matvienko a étudié l'influence de l'épaisseur de l'échantillon sur  $K_{IC}$  en mode mixte noté  $K$  et sur  $T_{xx}$  et  $T_{zz}$ . En utilisant des simulations éléments finis sur des géométries Center-Cracked Circular Disk (CCCD), l'auteur a mis en évidence une très faible diminution de  $K_{IC}$  avec l'augmentation de l'épaisseur donnant lieu à une très légère augmentation de  $T_{xx}$ . L'influence sur  $T_{zz}$  est plus importante, il augmente avec l'augmentation de l'épaisseur [87]. En parallèle, sur des éprouvettes CT, l'auteur a montré une diminution de la taille de la zone plastique avec l'augmentation de l'épaisseur qui se traduit par une augmentation de  $T_{zz}$  qui met en avant les effets de contrainte hors-plan. Une étude similaire via des simulations éléments finis a été menée par Meshii *et al.* [93]. Les auteurs ont également montré une augmentation de  $T_{zz}$  avec l'augmentation de l'épaisseur pour de faibles variations de  $K_{IC}$  et de  $T_{xx}$ .

Chao *et al.* ont évalué  $K_{IC}$  sur des échantillons de PMMA avec une méthode d'analyse combinant simulations numériques et chargement à rupture suivant la norme ASTM E399-92 [2, 26, 27]. A l'aide des champs de contrainte, les auteurs ont déterminé les termes d'ordres supérieurs  $T$  et  $B$ . De plus, en définissant un critère en contrainte et un critère en déformation fonctions de  $K_I$  et  $T$ , les auteurs ont pu prédire le changement ou non de direction de la fissure. Ils ont mis en avant une instabilité en direction de la

fissure pour la géométrie DCB et une stabilité de la fissure dans le cas de la géométrie CT (Figure I.32). Ils ont montré par ailleurs, une augmentation de  $K_{IC}$  en fonction de  $T$  (Figure I.31a). Meliani *et al.* [92] ont montré que des valeurs de  $T$  importantes et positives peuvent conduire à une bifurcation de la fissure. Par ailleurs, d'autres auteurs ont mis en évidence l'influence de  $T$  sur la forme de la zone plastique en pointe de fissure. Par exemple, Nazarali *et al.* et Gao *et al.* [43, 95] montrent qu'en mode  $I$  pur, une dissymétrie du rayon maximal de la zone plastique par rapport à la valeur de  $T$  est observée quel que soit le matériau (avec  $\nu = 0.3$ ). Pour une même valeur absolue de  $T$ , le rayon de la zone plastique est plus important lorsque  $T$  est négatif que lorsqu'il est positif. De plus, ces mêmes auteurs ont montré que la résistance à la rupture du matériau augmente lorsque  $T$  diminue. Cette augmentation est davantage marquée lorsque la rupture est ductile c'est à dire à plus haute température. Enfin, Bouledroua *et al.* [23] ajoutent que la zone plastique est orientée selon l'extension de la fissure pour  $T > 0$  et dans le sens inverse quand  $T < 0$ .

Chao *et al.*, ont mis en évidence une diminution de  $K_{IC}$  en fonction du second terme non singulier (Figure I.31b) [26, 27]. Une approche similaire a été utilisée par Kumar *et al.* sur des éprouvettes de PMMA [74]. Le taux de restitution d'énergie noté  $G_I$  a été évalué en utilisant la méthode des éléments finis et la force à rupture obtenue expérimentalement. Ensuite,  $K_{IC}$  a été obtenue via la formule d'Irwin reliant le taux de restitution d'énergie au facteur d'intensité des contraintes en déformation plane *i.e.*  $G_I = \frac{K_I^2(1 - \nu^2)}{E}$ . Ils ont mis en évidence une dépendance de  $K_{IC}$  à la géométrie d'éprouvette considérée. Enfin, Ayatollahi *et al.* ont étudié l'influence des effets géométriques sur  $K_{IC}$  d'un marbre blanc Iranien en réalisant des essais de compressions sur des éprouvettes (CCCD) [6]. Pour ce faire, ils ont utilisé un critère de rupture modifié de la contrainte tangentielle maximale qui utilise les séries de Williams. Les auteurs ont montré une augmentation  $K_{IC}$  avec l'augmentation de la taille de l'échantillon. Ils ont justifié la dépendance de  $K_{IC}$  à la géométrie via le second terme non-singulier  $B$ . Afin de rendre compte physiquement de l'influence de la géométrie d'éprouvette sur  $T$  et  $B$ , certains auteurs ont étudié des quantités dites dérivées pour caractériser la propagation de fissure et  $K_{IC}$ . Le rapport de biaxialité noté  $B_{ax}$  à la place de  $T$  et le coefficient  $C$  à la place de  $B$ .

### I-3.2 Utilisation d'autres coefficients : rapport de biaxialité et $C$

Ayatollahi *et al.* et Razavi *et al.* [9, 105] ont mis en évidence l'influence de la géométrie sur la stabilité de la propagation de fissure via le rapport de biaxialité. Les auteurs ont montré que ce ratio augmente lorsque la fissure bifurque alors qu'il reste constant si la fissure est rectiligne. Ce rapport est défini par :

$$B_{ax} = \frac{T\sqrt{\pi a}}{K_{eff}} = \frac{T\sqrt{\pi a}}{K_I^2 + K_{II}^2} \quad (I.10)$$

avec  $a$  la longueur de fissure. Les auteurs ont mis en évidence une dépendance à la géométrie de ce ratio et une diminution de  $K_{IC}$  par rapport à  $B_{ax}$ . Cette évolution de

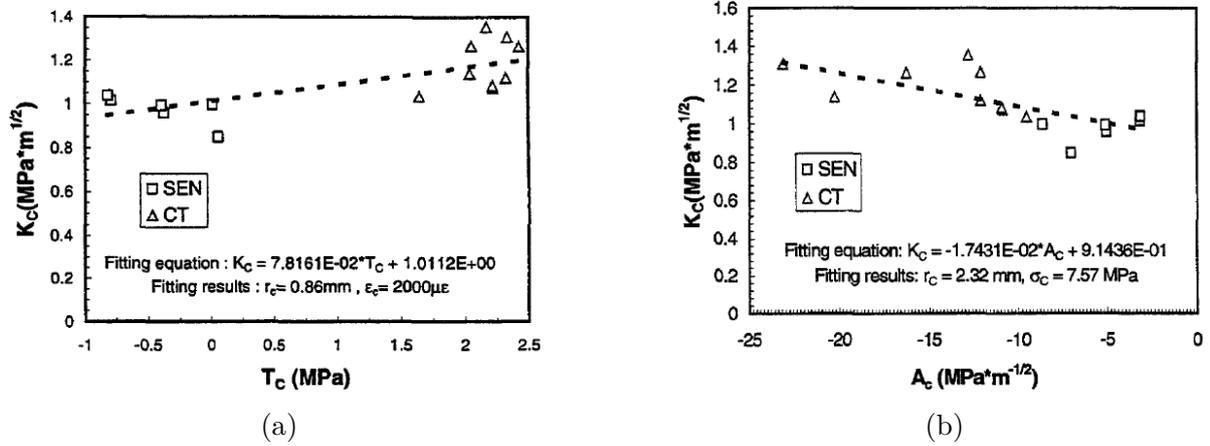


FIGURE I.31 – Évolution de  $K_{IC}$  sur des éprouvettes de PMMA en fonction de : (a) premier terme non-singulier ( $T$ ) [26], (b) second terme non singulier ( $B$ ) [26]

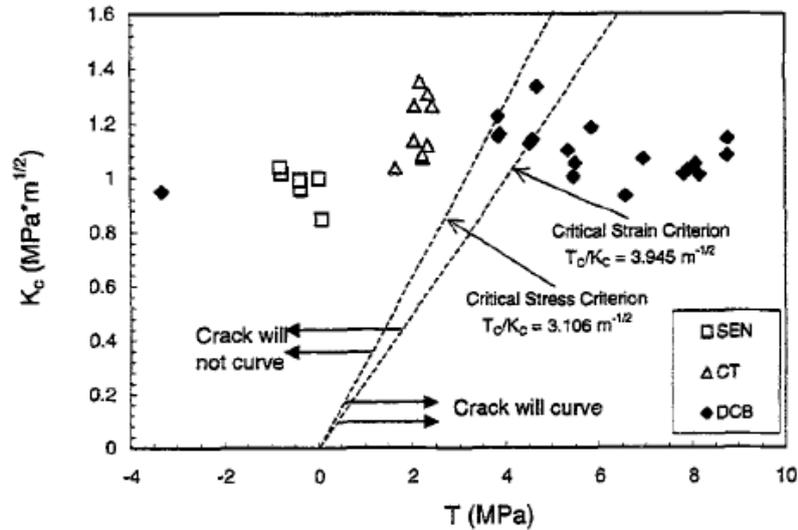
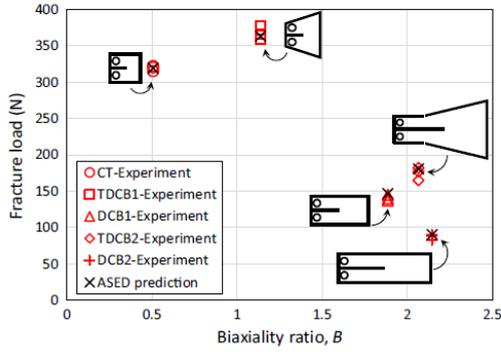
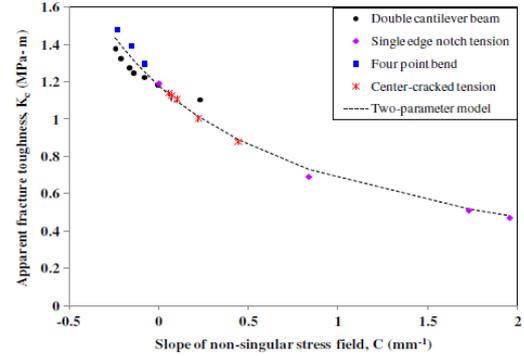


FIGURE I.32 – Evolution de  $K_{IC}$  en fonction de  $T$  : Mise en évidence des critères de stabilité de la fissure [26]



(a) Évolution de l'effort à rupture en fonction de  $B_{ax}$  [105]



(b) Évolution de  $K_{IC}$  en fonction de  $C$  [74]

FIGURE I.33 – Évolution des paramètres de fissurations pour des essais de PMMA : (a)  $B_{ax}$ , (b)  $C$

$K_{IC}$  avec  $B_{ax}$  est contraire à celle de  $K_{IC}$  fonction de  $T$  mis en évidence par Chao *et al.* [26, 27]. En outre, Kumar *et al.* [74] ont défini le coefficient  $C = \frac{3B}{K_I}$  et ont montré une diminution de  $K_{IC}$  avec l'augmentation de  $C$  selon la géométrie considérée (Figure I.33b).

Ainsi, la littérature a mis en évidence les relations possibles entre géométrie,  $K_{IC}$  et termes non singuliers. Les termes non singuliers permettent de rendre compte des effets géométriques ou de structure. Or, dans un matériau composite, la propagation de fissure par délaminage est supposée dans la résine, elle est confinée par les fibres donnant lieu à des effets géométriques. De ce fait, afin de déterminer de manière intrinsèque  $G_{IC}$  d'un composite stratifié, il semble nécessaire de considérer en plus de  $K_I$ , les termes non singuliers  $T$  et  $B$ .

## I-4 Conclusions

Ce premier chapitre a permis d'effectuer une revue bibliographique de ce qui a déjà été étudié sur la caractérisation de  $G_{IC}$  sous chargements quasi-statiques et dynamiques d'un stratifié composite ou de joints collés. Un récapitulatif des résultats des auteurs mentionnés dans ce chapitre est présenté dans les Tableaux I.1, I.2 et I.3. Cette étude a mis en avant les problèmes liés à l'endommagement des matériaux composites stratifiés lors d'un impact. Le délaminage est l'un des principaux mécanismes d'endommagement d'un composite pouvant amener la ruine de la structure. En quasi-statique, la caractérisation du délaminage d'un matériaux composite se fait généralement avec une approche globale. Elle se fonde sur un essai DCB normalisé qui permet la détermination du taux de restitution d'énergie critique. En dynamique, de nombreux auteurs ont développé de nouveaux montages expérimentaux pour déterminer  $G_{IC}$  car il n'existe pas de protocole normalisé pour des hautes vitesses de sollicitation. Cependant, des disparités suivant les études sur l'évolution du taux de restitution d'énergie critique avec la vitesse (chargement ou propagation) ont pu être soulignées. Une seconde approche locale à l'échelle de la résine a été considérée dans d'autres études pour déterminer  $K_{IC}$  d'une résine époxy via les facteurs d'intensité des contraintes. Cependant, ces études n'ont pas explicitement déterminé les termes non singuliers pour caractériser de manière intrinsèque  $K_{IC}$  ou  $G_{IC}$ . Or comme expliqué précédemment, ces termes non singuliers mettent en évidence des effets géométriques, influencent  $K_{IC}$  et rendent compte du confinement de la résine par les fibres. Par ailleurs, la méthode CIN s'est développée ces dernières années ce qui a permis d'avoir des mesures de champs locales et précises en pointe de fissure [112] (précision subpixel de la position de la pointe de fissure). L'utilisation des séries Williams via la projection au sens des moindres carrés s'est déjà avérée être une méthode robuste pour évaluer  $K_I$  et les termes d'ordres supérieurs indépendamment du chargement considéré [7, 107, 112]. En particulier, l'utilisation de cette méthode permet de s'affranchir de l'effort qui peut être difficile à évaluer sous chargement dynamique. Cependant, à la connaissance de l'auteur, cette approche locale par mesure de champs n'a jamais été utilisée pour mettre en évidence les effets géométriques via les termes non singuliers. Ainsi, le manque d'informations dans la littérature sur les dépendances de  $K_{IC}$  à la géométrie, aux termes non singuliers et à la vitesse de propagation d'une résine époxy dans le processus de délaminage motive ces travaux de thèse. Les travaux consistent donc à caractériser expérimentalement  $K_{IC}$  d'une résine epoxy sous chargement dynamique via une approche novatrice combinant mesures de champs et séries de Williams. L'objectif est double, d'une part il s'agit de rendre compte des relations entre les effets géométriques, les termes non singuliers et  $K_{IC}$  d'une résine. D'autre part, il s'agit d'évaluer la dépendance de  $K_{IC}$  à la vitesse de propagation de fissure dans une résine époxy.

C'est ainsi que le chapitre II du présent manuscrit se focalise sur la méthode considérée pour caractériser expérimentalement  $K_{IC}$  d'une résine époxy sous chargement dynamique. Il présente la méthode CIN associée aux séries de Williams. Une analyse métrologique a été réalisée pour montrer la robustesse de la méthode. Le chapitre III se propose de caractériser expérimentalement  $K_{IC}$  d'une résine époxy Hexply®M21 sous des chargements

*quasi-statiques et dynamiques intermédiaire. Une partie de ce chapitre se focalise sur le phénomène de stick-slip mis en évidence à faible vitesse de chargement. Des premiers résultats sur les évolutions de  $K_{IC}$ ,  $T$  et  $B$  suivant la géométrie sont proposés. Enfin, le chapitre IV se focalise sur la détermination de  $K_{IC}$ ,  $T$  et  $B$  à très hautes vitesses de propagation de fissure. Une comparaison globale de tous les essais est réalisée, la dépendance de  $K_{IC}$  à la vitesse de propagation de fissure et aux termes non singuliers sera exploitée à travers la définition de plusieurs modèles.*

Auteurs	Matériaux	Géométries	Vitesses de chargement	Méthode d'analyse	Évolution de $G_{IC}$ ou $K_{IC}$
Blackman <i>et al.</i> [18]	carbone/epoxy et carbone/Peek	DCB	$1.67 \times 10^{-2}$ m.s <sup>-1</sup> à 15 m.s <sup>-1</sup>	BE avec mesure d'effort	$G_{IC}$ constant selon $\dot{U}$
Smiley et Pipes [114]	carbone/epoxy (AS4/3501-6)	DCB	$\dot{\epsilon}$ : Quasi-statique à $10^{-2}$ s <sup>-1</sup>	BE avec mesure d'effort	$G_{IC}$ constant puis diminue pour $\dot{\epsilon} > 10^{-2}$ s <sup>-1</sup>
Aliyu et Daniel [3]	carbone/epoxy (AS4/3501-6)	DCB	$10^{-3}$ s <sup>-1</sup> à $10^{-1}$ s <sup>-1</sup>	BE avec mesure d'effort	$G_{IC}$ augmente selon $\dot{\epsilon}$
Hug <i>et al.</i> [60]	carbone/epoxy (T300/914)	DCB	Quasi-statique à 1.6 m.s <sup>-1</sup>	BE avec mesure d'effort	$G_{IC}$ constant selon $G_{IC}$
Medina <i>et al.</i> [91]	Hexply AS4/8552 CFRP composite	DCB	Quasi-statique à 10 m.s <sup>-1</sup>	Théorie des poutres	$G_{IC}$ constant puis augmente pour $\dot{U} = 10$ m.s <sup>-1</sup>
Blackman <i>et al.</i> [20]	colle Betamate	DCB/TDCB	Quasi-statique à 10 m/s	BE	$G_{IC}$ diminue selon $\dot{U}$ (DCB et TDCB).
Daniel et Yaniv <i>et al.</i> [61]	T300/F-185 graphite epoxy	HTDCB et UTDCB	$7 \times 10^{-3}$ m.s <sup>-1</sup> à $4.6 \times 10^{-1}$ m.s <sup>-1</sup>	BE	$G_{IC}$ diminue selon $\dot{a}$ (DCB et TDCB)
Daniel et Yaniv <i>et al.</i> [52]	AS4/3501-6 graphite epoxy	HTDCB et UTDCB	$7 \times 10^{-3}$ m.s <sup>-1</sup> à $4.6 \times 10^{-1}$ m.s <sup>-1</sup>	BE	$G_{IC}$ constant selon $\dot{a}$
Kanchanomai <i>et al.</i> [70]	Résine epoxy DGEBA	SENB/Flexion 3 points	$1.7 \times 10^{-6}$ m.s <sup>-1</sup> à $1.7 \times 10^{-2}$ m.s <sup>-1</sup>	BE	$G_{IC}$ diminue selon $\dot{U}$
Joudon <i>et al.</i> [67]	Hexply/M21	SENB/Flexion 3 points	1 m.s <sup>-1</sup> à 10 m.s <sup>-1</sup>	Jauges	$G_{IC}$ augmente en fonction de $\dot{a}$

TABLEAU I.1 – Récapitulatif des différentes références utilisant notamment un montage au vérin hydraulique présentées dans ce chapitre (BE : Bilan énergétique)

Auteurs	Matériaux	Géométries	Moyen d'essai	Vitesses de chargement	Méthode d'analyse	Évolution de $G_{IC}$ ou $K_{IC}$
Kusaka <i>et al.</i> [75]	carbone/epoxy (T300/2500)	DCB et méthode WIF	Barre Hopkinson	$5$ m.s <sup>-1</sup> à $10$ m.s <sup>-1</sup>	Théorie des poutres	$G_{IC}$ diminue selon $\dot{G}_{IC}$
Sun <i>et al.</i> [115]	carbone/epoxy (S2/8552) et (IM7/9773)	WLCT et méthode WIF	Barre Hopkinson	$\dot{a}$ jusqu'à 1000 m.s <sup>-1</sup>	EF et effort expérimental	$G_{IC}$ constant selon $\dot{a}$
Thorsson <i>et al.</i> [120]	Polymère matériau composite	DCB et méthode MWIF	Vérin hydraulique/puits de chute	$10^{-5}$ m.s <sup>-1</sup> à $3.6 \times 10^{-1}$ m.s <sup>-1</sup>	BE	$G_{IC}$ diminue selon $\dot{y}$

TABLEAU I.2 – Récapitulatif des références présentées dans ce chapitre utilisant un montage alternatif (BE : Bilan énergétique; EF : Éléments finis;  $\dot{y}$  : déplacement d'ouverture)

Auteurs	Matériaux	Géométries	Vitesses de chargement	Méthode d'analyse	Évolution de $G_{IC}$ ou $K_{IC}$
Ayatollahi <i>et al.</i> [9]	PMMA	DCB/TDCB/CT	Éléments finis avec effort expérimental		Diminution de $K_{IC}$ avec $B_{ax}$
Razavi <i>et al.</i> [104]	PMMA	DCB/TDCB/CT	Éléments finis avec effort expérimental		Diminution de $K_{IC}$ avec $B_{ax}$
Chao <i>et al.</i> [26]	PMMA	SENT/DCB/CT	Éléments finis avec effort expérimental		Diminution de $K_{IC}$ avec $B$ et Augmentation de $K_{IC}$ avec $T$
Kumar <i>et al.</i> [74]	PMMA	DCB/SENT/FPB/CT	Éléments finis avec effort expérimental		Diminution de $K_{IC}$ avec $B$

TABLEAU I.3 – Récapitulatif des références qui ont étudié l'influence de la géométrie sur  $G_{IC}$  ou  $K_{IC}$

# Chapitre II

## Mise en place d'une méthode d'identification des paramètres de fissuration

*A travers ce chapitre II, la méthode d'identification des paramètres de fissuration que sont  $K_I$ ,  $T$  et  $B$  est développée. Elle est fondée sur l'utilisation de la CIN associée aux séries de Williams. Des essais quasi-statiques sur du PMMA sont réalisés pour mettre en œuvre la méthode proposée et sont comparés à la littérature. Puis, une analyse métrologique est menée pour évaluer l'influence des paramètres définissant la zone de projection ainsi que certains biais expérimentaux (variabilité d'un mouchetis aléatoire, bruit du capteur) sur l'extraction des grandeurs  $K_I$ ,  $T$ ,  $B$  et la position de la pointe de fissure. Les travaux se focalisent sur l'influence des mouvements hors-plan sur la mesure de champs et ensuite sur les différentes grandeurs. En effet, un mouvement hors-plan constant induit dans le plan des dilatations homogènes suivant  $x$  et  $y$  qui modifient les champs de déplacement obtenus par CIN. Une seconde analyse métrologique est alors réalisée pour évaluer l'influence des mouvements hors-plan sur les dilatations apparentes. L'évaluation des dilatations apparentes en fonction de l'amplitude des mouvements hors-plan est effectuée pour différentes résolutions de caméra, objectifs (de différentes distances focales) et ouvertures (profondeur de champ). Des essais avec des mesures de champs par stéréo-corrélation d'images numériques sont ensuite proposés pour évaluer les mouvements hors-plan effectifs provoqués par le montage dynamique ou les défauts d'usinage et pour évaluer leurs influences sur les différents termes  $K_I$ ,  $T$  et  $B$ .*

### Sommaire

---

II-1	Mise en place de la méthode proposée . . . . .	46
II-2	Validation sur un matériau référence : le poly méthacrylate de méthyle acrylique (PMMA) . . . . .	49
II-3	Analyse métrologique de la méthode . . . . .	52
II-4	Influence des mouvements hors-plan . . . . .	61
II-5	Conclusions . . . . .	78

---

## II-1 Mise en place de la méthode proposée

### II-1.1 La corrélation d'images numériques

La CIN permet d'obtenir des champs de déplacement qui sont ensuite projetés sur les séries de Williams. Elle est fondée sur l'équation du flot optique. Elle suppose la conservation de la luminance entre une image de référence  $f$  et une image déformée  $g$ . Cette équation est définie par

$$f(\underline{x}) = g(\underline{x} + \underline{u}(\underline{x})) \quad (\text{II.1})$$

où  $\underline{u}(\underline{x})$  est le déplacement recherché. Dans le cadre de ces travaux, la CIN est effectuée avec le logiciel Ufreckles [108] qui utilise une approche globale via un maillage éléments finis. Le déplacement est recherché via la méthode des éléments finis. Seuls les éléments linéaires tels que les quadrangles et triangles sont considérés. Le déplacement peut se mettre sous la forme générique suivante :

$$\underline{u}(\underline{x}) = \sum_{n \in \mathcal{N}_n} N_n(\underline{x}) \underline{U}_n \quad (\text{II.2})$$

où  $N_n$  est la valeur de la fonction de forme au nœud  $n$ ,  $\underline{U}_n$  est le déplacement au nœud  $n$  comprenant deux composantes ( $U_{nx}$  et  $U_{ny}$ ) et  $\mathcal{N}_n$  le nombre de nœud. Afin de résoudre ce problème mal posé et non linéaire, une linéarisation de la dépendance de  $g(\underline{x} + \underline{u})$  à  $\underline{u}$  est faite en considérant  $d\underline{u}$  un petit incrément du déplacement. Le problème (II.1) peut se mettre sous la forme suivante :

$$f(\underline{x}) = g(\underline{x} + \underline{u}(\underline{x})) + \underline{\nabla}g(\underline{x} + \underline{u}(\underline{x})) \cdot d\underline{u} \quad (\text{II.3})$$

avec  $\underline{\nabla}$  l'opérateur nabla pour désigner le gradient de  $g(\underline{x} + \underline{u}(\underline{x}))$ . Cette équation peut s'écrire en chacun des pixels, les précédentes équations peuvent être regroupées et s'écrire sous forme matricielle (II.4).

$$F = G + \underline{\nabla}_x G \odot NdU_x + \underline{\nabla}_y G \odot NdU_y \quad (\text{II.4})$$

où  $N$  est une matrice contenant pour chaque pixel, la valeur de la fonction de forme au nœud  $n$  ( $N_n$ ) sur l'image de référence.  $N$  est donc une matrice avec un nombre de ligne égal au nombre de pixel et un nombre de colonne égal au nombre de nœuds  $\mathcal{N}_n$ .  $\odot$  est le produit vecteur/matrice élément par élément et  $dU_x$  et  $dU_y$ , les vecteurs des composantes de l'incrément de déplacement nodal  $d\underline{U}$ .  $\underline{\nabla}_x G$  et  $\underline{\nabla}_y G$  sont les vecteurs contenant les valeurs des deux composantes du gradient de l'image déformée.  $F$  et  $G$  sont des vecteurs qui ont autant de lignes que de pixels et qui contiennent respectivement les valeurs de  $f$  et  $g(\underline{x} + \underline{u}(\underline{x}))$  à la position  $\underline{x}$ . Finalement, après différentes manipulations et en considérant  $\underline{\nabla}F$  au lieu de  $\underline{\nabla}G$  car à convergence  $f(\underline{x}) = g(\underline{x} + \underline{u}(\underline{x}))$ , le système linéaire surdéterminé (II.5) peut être obtenu.

$$\begin{bmatrix} \nabla_x F \odot N & \nabla_y F \odot N \end{bmatrix} \begin{bmatrix} dU_x \\ dU_y \end{bmatrix} = F - G \quad (\text{II.5})$$

Soit

$$LdU = R \quad (\text{II.6})$$

avec  $L = \begin{bmatrix} \nabla_x F \odot N & \nabla_y F \odot N \end{bmatrix}$  et  $R = F - G$ . Enfin, le système se résout au sens des moindres carrés via l'équation (II.7).

$$(L^T L)dU = L^T R \quad (\text{II.7})$$

## II-1.2 Utilisation des séries de Williams

L'approche proposée dans ces travaux associe la CIN présentée ci-dessus aux séries de Williams. La CIN permet de déterminer les champs de déplacement lors d'essais expérimentaux. Les champs de déplacement obtenus par CIN sont alors projetés sur les séries de Williams au sens des moindres carrés afin d'extraire  $K_I$ ,  $T$  et  $B$ . Dans le cas d'un milieu semi-infini en 2D, élastique, isotrope et homogène, les champs de déplacement complexes notés  $\underline{u}_w$  peuvent être décomposés via les fonctions des séries de Williams par [124] :

$$\underline{u}_w = \sum_{j=I,II} \sum_{n=n_m}^{n_M} a_j^n \phi_j^n(z) \quad (\text{II.8})$$

où  $n_m$  et  $n_M$  définissent la troncature des séries de Williams. Les  $a_j^n$  sont des coefficients réels et les  $\phi_j^n$  sont des fonctions complexes.  $j$  correspond aux modes de rupture dans le plan, mode  $I$  (ouverture) et mode  $II$  (cisaillement). La troncature des séries de Williams est définie pour  $n_m = -3$  et  $n_M = 7$  [53], il y a donc 11 termes par mode soit 22 au total. Les termes pour  $n < 0$  sont qualifiés de super singuliers, les termes pour  $n > 1$  sont qualifiés de non singuliers. Les fonctions élémentaires des séries de Williams en mode  $I$  et en mode  $II$  se présentent sous la forme :

$$\phi_I^n(r, \theta) = r^{n/2} (\kappa e^{in\theta/2} - \frac{n}{2} e^{i(4-n)\theta/2} + (\frac{n}{2} + (-1)^n e^{-in\theta/2})) \quad (\text{II.9})$$

$$\phi_{II}^n(r, \theta) = r^{n/2} (\kappa e^{in\theta/2} + \frac{n}{2} e^{i(4-n)\theta/2} - (\frac{n}{2} - (-1)^n e^{-in\theta/2})) \quad (\text{II.10})$$

où  $i$  est un imaginaire pur,  $r$  la distance à la pointe de fissure et  $\theta$  l'angle par rapport au repère locale (x,y) aligné avec la pointe de la fissure.  $\kappa$  est la constante de Kolossov,  $\kappa = (3 - \nu)/(1 + \nu)$  en contrainte plane et  $\kappa = (3 - 4\nu)$  en déformation plane.  $\nu$  est le coefficient de Poisson. Les éléments finis considérés lors de la projection sont ceux présents sur un domaine noté  $\Omega_K$  compris entre un rayon extérieur  $R_{max}$  et rayon intérieur  $R_{min}$  notés  $r_{tip}$  et  $r_{int}$  sur la Figure II.1. Ils permettent de définir la zone de projection [94, 107]. Le rayon intérieur est utilisé afin de limiter l'impact d'un comportement non linéaire du

matériau en pointe de fissure et les effets tri-dimensionnels sur les résultats de la projection [94]. Le rayon extérieur est utilisé afin de délimiter la zone de projection.

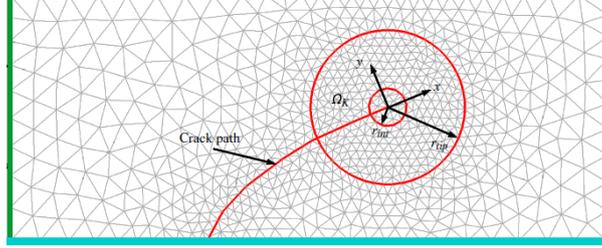


FIGURE II.1 – Représentation du domaine à considérer [107]

En mode  $I$ , le facteur d'intensité des contraintes  $K_I$ , le premier terme non singulier  $T$  et le second terme non singulier  $B$  sont définis par

$$K_I = \frac{E}{1 + \nu} \sqrt{2\pi} a_I^1 = 2\mu \sqrt{2\pi} a_I^1 \quad (\text{II.11})$$

$$T = \frac{4E}{1 + \nu} a_I^2 = 8\mu a_I^2 \quad (\text{II.12})$$

$$B = \frac{E}{1 + \nu} \sqrt{2\pi} a_I^3 = 2\mu \sqrt{2\pi} a_I^3 \quad (\text{II.13})$$

avec  $E$  le module d'Young et  $\mu$  le module de cisaillement dans le cas d'un matériau isotrope. La position de la pointe de fissure peut également être obtenue [107, 109, 111, 112]. En effet, la position de la pointe de fissure dite élastique (compte tenue des hypothèses) est évaluée en définissant manuellement le trajet de la propagation de fissure et ensuite en utilisant les termes pour  $n = -1$  (premier terme super singulier) et  $n = 1$  terme singulier. Ces termes permettent de corriger de manière itérative la première évaluation de la position de la pointe de fissure comme proposé par Hamam *et al.* [53]. Pour ce faire, le facteur correctif  $d$  fonction de  $a_I^{-1}$  et  $a_I^1$  défini ci-dessous est considéré.

$$d = \frac{-2a_I^{-1}}{a_I^1} \quad (\text{II.14})$$

Après convergence, c'est à dire lorsque  $d$  est inférieur à 1 pixel, la valeur optimale des paramètres de la série minimisant l'écart entre la mesure et le modèle élastique est obtenue. Ainsi, cette troncature des séries de Williams permet non seulement d'obtenir  $K_I$  mais également d'obtenir d'autres termes  $T$  et  $B$  caractérisant les champs de contrainte loin de la fissure. Cependant, l'expression des séries de Williams considérée dans ces travaux suppose une fissure qui suit une succession d'états quasi-statiques. Or, une fois la fissure amorcée, une autre expression des séries de Williams existe lors que la fissure propage et ce à vitesse constante (en supposant les effets transitoires négligés) [42, 73, 99]. Néanmoins, Gao *et al.* ont expliqué que les erreurs induites par la solution quasi-statique restent inférieur à 5 % pour une vitesse de propagation de fissure de  $0.3 \times c_2$  où  $c_2$  est la vitesse des ondes cisaillement du matériau considéré [42].

## II-2 Validation sur un matériau référence : le poly méthacrylate de méthyle acrylique (PMMA)

Afin de mettre en application la méthode d'analyse présentée précédemment, des essais quasi-statiques de fissuration en mode  $I$  sur des éprouvettes Tapered Double Cantilever Beam (TDCB) de PMMA sont réalisés (voir Figure II.2).

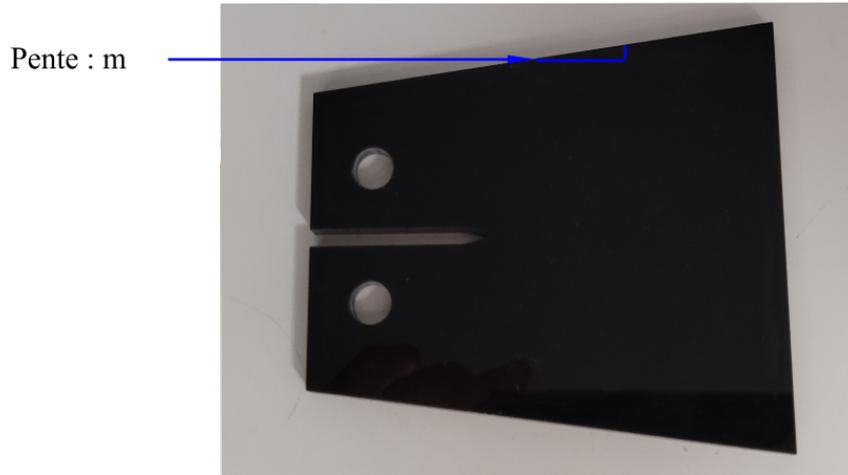


FIGURE II.2 – Éprouvette TDCB de PMMA

### II-2.1 Montage expérimental

La PMMA est un matériau quasi-fragile amorphe très utilisé dans la littérature car il est isotrope homogène, il est facile à usiner et peu coûteux. Son utilisation permet de respecter les hypothèses des séries de Williams. Son utilisation s'avère donc pertinente pour appréhender la méthodologie d'analyse proposée ci-dessus. Des éprouvettes TDCB en PMMA sont considérées pour réaliser des essais de fissuration en mode  $I$ . Comme expliqué dans le premier chapitre, la géométrie TDCB permet d'avoir une propagation de fissure stable [9, 47, 61, 105]. Ces éprouvettes sont usinées à la découpe laser à partir d'une plaque de 5 mm d'épaisseur. Les éprouvettes sont présentées sur la Figure II.2. Une épaisseur de 5 mm est considérée afin de respecter l'hypothèse de déformation plane. La géométrie considérée permet de respecter le terme constant noté  $m = \frac{3a^2}{h^3} + \frac{1}{h}$  et représentant la pente de la géométrie TDCB (associée à la variation de section le long du trajet de fissure, voir Figure II.2) qui vaut  $0.155 \text{ mm}^{-1}$ .

Une machine électromécanique Instron 5967 pilotée en déplacement est utilisée pour réaliser des essais de fissuration à  $1.7 \times 10^{-5} \text{ m.s}^{-1}$  ( $1 \text{ mm.min}^{-1}$ ). Au cours de l'essai, l'effort est mesuré à l'aide de la cellule de force de  $\pm 30 \text{ kN}$  ainsi que le déplacement de la traverse. L'éprouvette est reliée au bâti et à la traverse à l'aide de mors équipés de barres rainurées et d'axes de chargement. Une caméra rapide de type Phantom v2640 est utilisée.

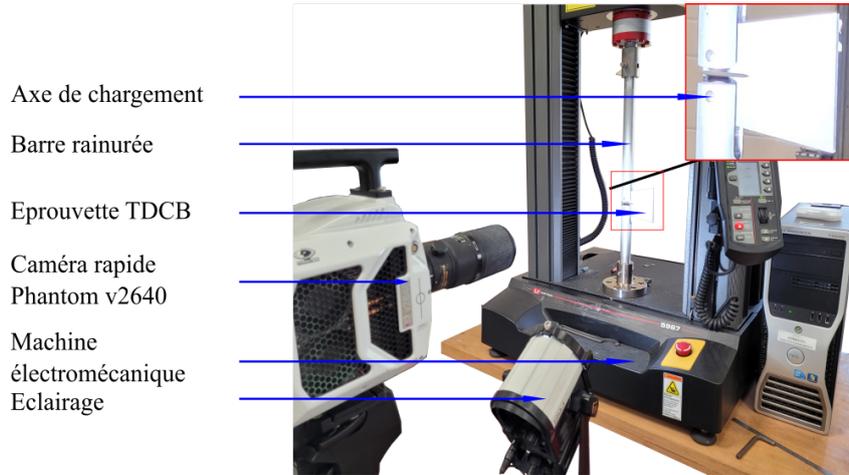


FIGURE II.3 – Montage expérimental à la machine électromécanique pour réaliser des essais de fissuration sur PMMA

Paramètres des images	Géométrie TDCB
Caméra	Phantom v2640
Résolution des images (pixels <sup>2</sup> )	2048 × 800
Dynamique de l'image	12 bits
Fréquence d'acquisition retenue	100 Hz
Objectif	Focal 200 mm Macro
Ouverture	f/8
Champ de vue	71.68 mm × 28 mm
Taille du pixel	35 $\mu\text{m}$
Distance de travail	50 cm
	Mouchetis de peinture noir et blanc

TABLEAU II.1 – Paramètres des images et de la caméra

L'éprouvette est recouverte d'un motif aléatoire de peinture noire et blanche (mouchetis) pour utiliser la technique de CIN. Le trajet de fissure est filmé sur toute la longueur de l'éprouvette à l'aide d'une caméra rapide Phantom v2640 avec une résolution de  $2048 \times 800$  pixels<sup>2</sup>. La taille du pixel est donc de  $35 \mu\text{m}$  (évaluée par le logiciel ImageJ). L'ensemble du montage est présenté sur la Figure II.3. Les différents paramètres considérés sont résumés dans le Tableau II.1 pour les images et la caméra et le Tableau II.2 pour la CIN et la projection sur les séries de Williams.

## II-2.2 Résultats des essais et discussion

La Figure II.4 montre une éprouvette après un essai de fissuration. Pour cette géométrie TDCB considérée, la propagation de fissure est rectiligne et se fait le long de l'axe de symétrie. La méthodologie d'analyse est appliquée sur ces essais afin d'extraire  $K_I$ ,

Logiciel de CIN	Ufreckles
Fonctions de formes	Éléments triangles linéaires non structurés
Taille des éléments	11 pixels
Régularisation	Régularisation de Tikhonov sur 3 éléments
$R_{min}$ de la zone de projection	1 mm
$R_{max}$ de la zone de projection	7 mm

TABLEAU II.2 – Les paramètres pour la CIN



FIGURE II.4 – Epreuve TDCB de PMMA

$T$  et  $B$ . Afin d'avoir une cohérence sur tous les essais réalisés dans tout le mémoire et indépendamment de la géométrie, la distance de propagation de fissure  $a$  est normalisée, définie par le ratio  $\frac{a_t}{w}$ , *i.e.* le rapport entre la distance entre la pointe de la fissure et le centre d'un axe de chargement  $a_t$  et la distance entre le centre d'un axe de chargement et le bord libre droit de l'échantillon  $w$  (bord droit sur la Figure II.4). La Figure 24 et le Tableau 10 en annexe, illustrent cette normalisation conformément à la littérature [9].

Deux essais sont réalisés afin de contrôler la répétabilité et la robustesse des essais. La Figure II.5a montre l'évolution de  $K_I$  en fonction de la longueur de fissure normalisée. Les valeurs de  $K_I$  sont comprises entre 1.2 et 1.5 MPa.m<sup>1/2</sup> quel que soit l'essai considéré. Les valeurs de  $K_I$  sont globalement stables pour  $0.4 < \frac{a_t}{w} < 0.75$  avec une valeur moyenne de  $K_I = 1.38$  MPa.m<sup>1/2</sup>. Pour  $\frac{a_t}{w} > 0.75$ ,  $K_I$  diminue jusque 1.3 MPa.m<sup>1/2</sup> environ. Cette valeur moyenne est cohérente aux résultats de la littérature pour ce type de matériau [9, 26, 27, 74, 105].

La Figure II.5b montre l'évolution de  $T$  en fonction de la longueur de fissure normalisée.  $T$  évolue peu au cours de la propagation de fissure et sa valeur est proche des 3.7 MPa en moyenne. Une diminution de  $T$  est observée pour  $\frac{a_t}{w} < 0.75$  puis augmente

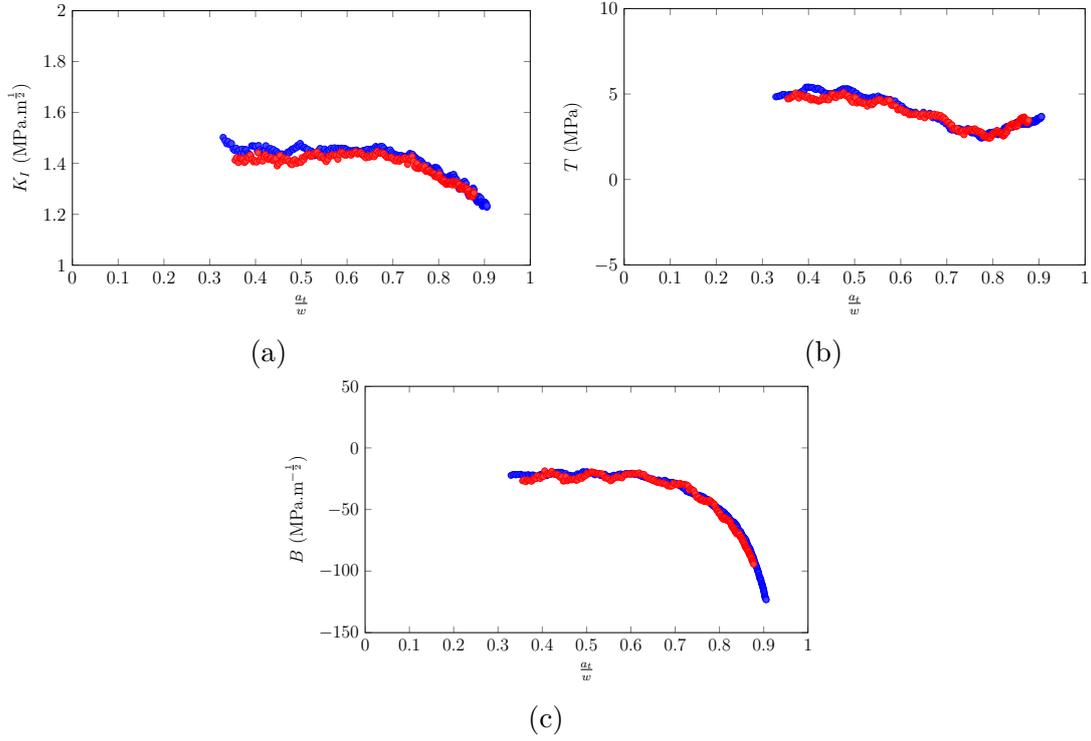


FIGURE II.5 – Évolution des termes des séries de Williams en fonction de la longueur de fissure normalisée pour deux essais (bleu et rouge) : (a) évolution de  $K_I$ , (b)  $T$ , (c)  $B$

progressivement jusqu'à la rupture complète de l'éprouvette. Elles sont proches de zéro et quasi-constantes. Enfin, la Figure II.5c montre l'évolution de  $B$  en fonction de la longueur de fissure normalisée.  $B$  est quasi-constant tant que  $\frac{a_t}{w} < 0.7$  et vaut  $-25 \text{ MPa.m}^{-\frac{1}{2}}$ . Pour  $\frac{a_t}{w} > 0.7$ ,  $B$  diminue fortement jusqu'à atteindre  $-120 \text{ MPa.m}^{-\frac{1}{2}}$ .

Cependant, comme présenté dans la partie II-1.2, l'utilisation des séries de Williams nécessite le choix d'un rayon intérieur  $R_{min}$  et un rayon extérieur  $R_{max}$  qui peuvent entraîner des variations des paramètres identifiés. Par conséquent, la suite des travaux consiste à réaliser une analyse métrologique pour quantifier l'influence des paramètres définissant la zone de projection et pour prendre en compte différents biais expérimentaux.

## II-3 Analyse métrologique de la méthode

### II-3.1 Définition

Une analyse métrologique est menée afin d'évaluer la robustesse de la méthode proposée pour l'extraction de  $K_I$ ,  $T$ ,  $B$  et de la position de la pointe de fissure en prenant en compte à la fois l'influence des paramètres définissant la zone de projection et de certains

$K_I^{ref}$	$T^{ref}$	$B^{ref}$	$a^{ref} (x; y)$
1 MPa m <sup>1/2</sup>	2 MPa	-20 MPa m <sup>-1/2</sup>	(512.5; 200) pixels

TABLEAU II.3 – Les coefficients des séries de Williams définissant les champs de déplacement analytiques

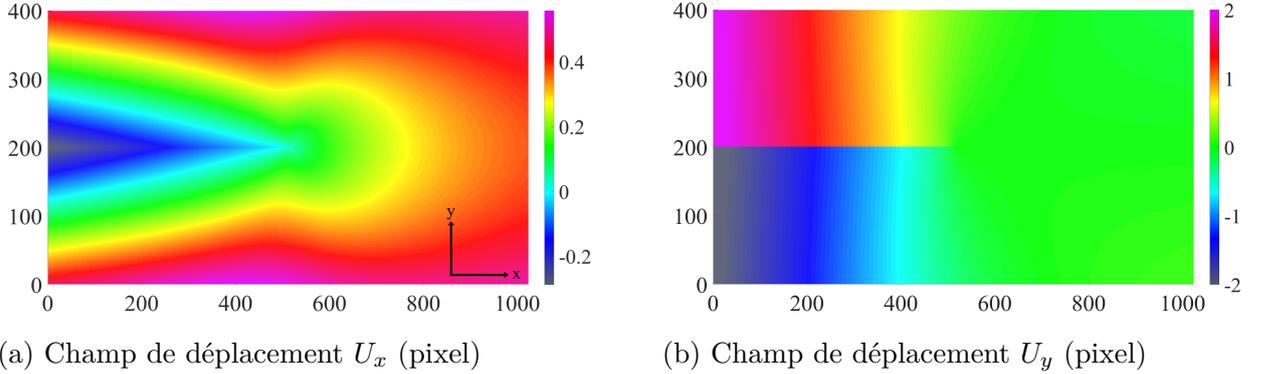


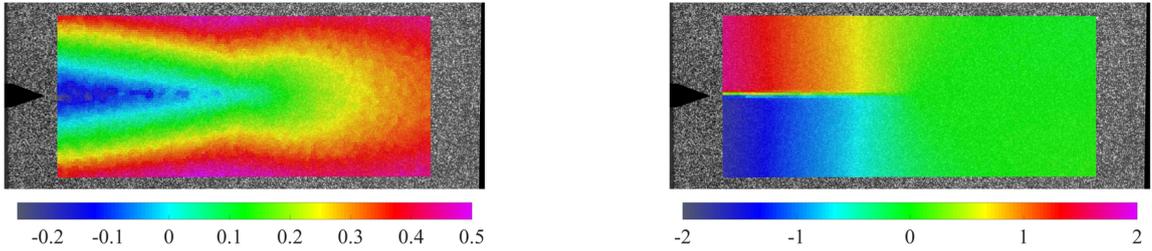
FIGURE II.6 – Champs de déplacement analytiques (pixel)

biais expérimentaux. Cette partie a fait l'objet d'une publication dont le titre est *Determining singular and non-singular Williams' expansion terms from fullfield measurements : consideration of structural effects on fracture behaviour* dans la revue *Theoretical and Applied Fracture Mechanics* [77]. A partir de l'équation II.8 et des valeurs de référence de  $K_I^{ref}$ ,  $T^{ref}$ ,  $B^{ref}$  et de la position de la pointe de fissure (présentées dans le Tableau II.3), les champs de déplacement analytiques sont générés et sont présentés sur les Figures II.6a et II.6b. Les composantes du champ de déplacement  $U_x$  et  $U_y$  correspondent aux champs de déplacement dans les directions  $x$  et  $y$ . Ces champs de déplacement analytiques sont utilisés pour déformer artificiellement de véritables images de mouchetis (issues d'essais expérimentaux réalisés dans cette thèse) à l'aide de fonctions d'interpolation disponibles dans le logiciel Matlab. Les valeurs de référence  $K_I^{ref}$ ,  $T^{ref}$ ,  $B^{ref}$  sont considérées afin d'être en adéquation avec les valeurs obtenues pour une géométrie TDCB et pour le matériau d'étude considéré à savoir une résine époxy Hexply®M21 [26, 67, 68]. La résolution d'images retenue pour cette étude est de  $1000 \times 400$  pixels<sup>2</sup>.

Ces champs analytiques sont discrétisés par un maillage quadrangle structuré de taille 5 pixels, considéré avec des fonctions de formes bilinéaires. La régularisation spatiale de Tikhonov est appliquée en considérant un paramètre de régularisation de longueur 3 éléments (voir Tableau II.4). Les résultats de la CIN sont présentés sur les Figures II.7a et II.7b. Ces champs de déplacement contiennent naturellement des biais d'origines diverses : filtrage passe bas du au maillage considéré, la convergence de l'algorithme de CIN, la régularisation appliquée, l'interpolation utilisée lors de la CIN ou encore la taille du mouchetis utilisée. Les champs de déplacement obtenus sont ensuite projetés sur les séries de Williams au sens des moindres carrés afin d'extraire  $K_I$ ,  $T$ ,  $B$  et la position de

	CIN
Résolution de l'image (pixel)	1024 × 400
Type	tiff 8 bits
Taille du pixel	68 $\mu m$
Type du maillage	quadrangle structuré
Fonctions de formes	bilinéaire
Taille des éléments	5 pixels
Régularisation de Tikhonov	3 éléments

TABLEAU II.4 – Les paramètres pour la CIN



(a) Champ de déplacement  $U_x$  (pixel)

(b) Champ de déplacement  $U_y$  (pixel)

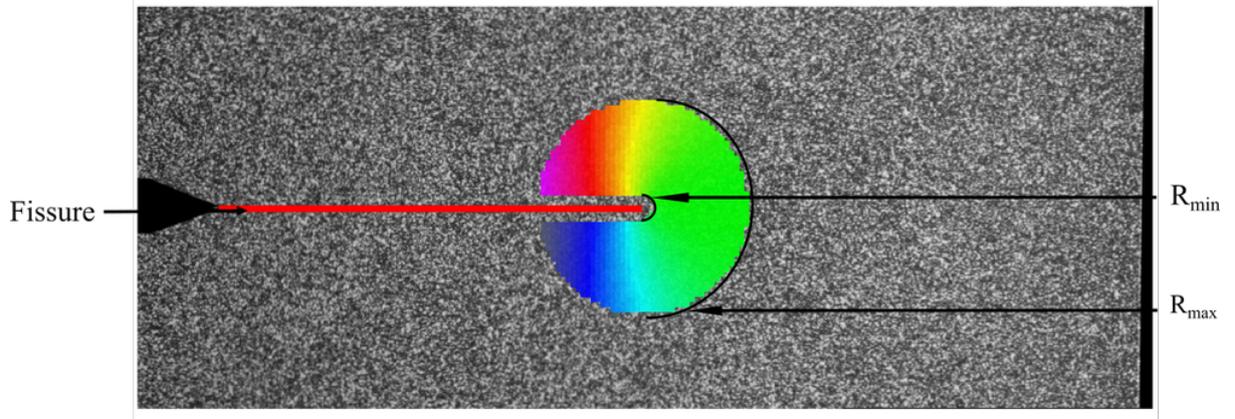
FIGURE II.7 – Champs de déplacement issus de la CIN (maillage quadrangle)

la pointe de fissure. Afin d'évaluer l'influence de  $R_{min}$  et  $R_{max}$  sur l'extraction des différentes grandeurs des séries de Williams, différentes zones de projections sont considérées. Le rayon intérieur varie entre 0.05 mm et 1 mm et le rayon extérieur varie entre 2 mm et 13 mm. La valeur maximale de  $R_{max}$  est définie afin de ne pas dépasser la taille de l'image selon  $y$ . Les éléments dont la distance à la pointe de fissure ou à la ligne définissant la trajectoire de la fissure est inférieure à  $R_{min}$  ne sont pas considérés. Un exemple de projection des champs de déplacement sur les séries de Williams est présenté sur la Figure II.8.

### II-3.2 Cas sans bruit

Afin d'évaluer les variations des grandeurs suivant la zone de projection considérée, l'erreur absolue entre la valeur de référence notée  $^{ref}$  et la valeur obtenue directement par CIN notée  $^o$  pour chaque grandeur est évaluée pour chaque zone de projection via les équations suivantes. Dans un premier temps, ces erreurs absolues sont évaluées dans le cas sans bruit.

$$\epsilon_{K_I} = |K_I^{ref} - K_I^o| \quad (II.15)$$


 FIGURE II.8 – Exemple de zone de projection pour  $R_{max} = 7$  mm et  $R_{min} = 1$  mm

$$\epsilon_T = |T^{ref} - T^o| \quad (\text{II.16})$$

$$\epsilon_B = |B^{ref} - B^o| \quad (\text{II.17})$$

$$\epsilon_a = |a^{ref} - a^o| \quad (\text{II.18})$$

Les Figures II.9a à II.9d montrent les évolutions respectivement de  $\epsilon_{K_I}$ ,  $\epsilon_T$ ,  $\epsilon_B$ ,  $\epsilon_a$  en fonction de  $R_{max}$  et  $R_{min}$ . Tout d'abord pour  $K_I$ ,  $\epsilon_{K_I}$  augmente avec  $R_{min}$  pour de faibles valeurs de  $R_{max}$ . A l'inverse pour des grandes valeurs de  $R_{max}$  ( $R_{max} > 7$  mm),  $\epsilon_{K_I}$  diminue avec l'augmentation de  $R_{min}$ . Ces deux tendances peuvent s'expliquer par respectivement une diminution et une augmentation du nombre de point de mesure considérés dans la zone de projection. Finalement, pour  $R_{max} > 6$  mm et indépendamment de  $R_{min}$ ,  $\epsilon_{K_I}$  est inférieur à  $0.03 \text{ MPa.m}^{\frac{1}{2}}$ . Ensuite pour  $T$ , la tendance est différente. Globalement, une augmentation de  $R_{min}$  ou une augmentation de  $R_{max}$  amène une diminution de  $\epsilon_T$ . En particulier pour  $R_{max} > 6$  mm,  $\epsilon_T$  est inférieur à  $0.5 \text{ MPa}$ . Puis pour  $B$ , l'augmentation de  $R_{max}$  induit une diminution de  $\epsilon_B$  alors que l'influence de  $R_{min}$  semble limitée.  $\epsilon_B$  est supérieur à  $4 \text{ MPa.m}^{-\frac{1}{2}}$  quelle que soit la zone de projection considérée. Enfin concernant la position de la pointe de fissure, une augmentation de  $R_{min}$  entraîne une diminution de  $\epsilon_a$  alors que l'augmentation de  $R_{max}$  donne lieu à une faible augmentation de  $\epsilon_a$ . Il est possible d'ajouter que le signe des erreurs (*i.e* sans les valeurs absolues) sur  $K_I$ ,  $B$ ,  $a$  sont positives quelle que soit  $R_{min}$  ou  $R_{max}$  tout comme sur  $T$  si  $R_{min} < 0.5$  mm. Cela signifie que les valeurs obtenues par CIN associée au séries de Williams sont sous-estimées. Pour  $R_{min} > 0.4$  mm, les erreurs sur  $T$  deviennent négatives, les valeurs identifiées sont donc systématiquement surestimées. Sur ces différentes figures, la croix blanche indique la zone de projection considérée dans la suite des travaux,  $R_{min} = 1$  mm et  $R_{max} = 7$  mm (1402 nœuds).

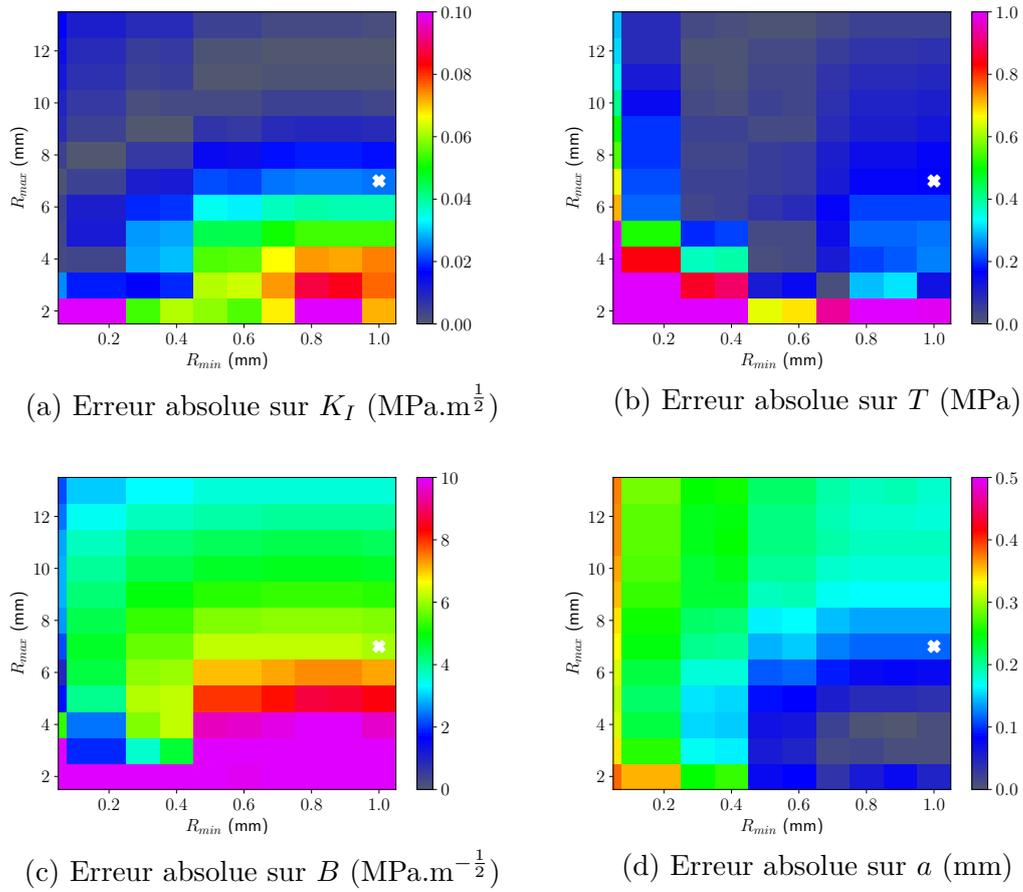


FIGURE II.9 – Évolution des erreurs absolues des termes des séries de Williams avec  $R_{min}$  and  $R_{max}$  dans le cas sans bruit : (a) évolution de  $\epsilon_{K_I}$ , (b)  $\epsilon_T$ , (c)  $\epsilon_B$  et (d)  $\epsilon_a$ .

### II-3.3 Prise en compte des biais expérimentaux

Afin de rendre compte des biais expérimentaux, un bruit de capteur, gaussien à moyenne nulle est ajouté aux différentes images. La procédure utilisée pour obtenir des images bruitées est la suivante : le bruit des niveaux de gris, c'est à dire la variation des niveaux d'un point matériel d'une image à l'autre par rapport au temps est évaluée en déterminant l'écart type de chaque pixel sur toute une série d'images statique. Cet écart type est ensuite normalisé (équation II.19) par les niveaux de gris pour chaque pixel considéré. La représentation de ces résultats correspondant au bruit de la caméra normalisé est illustrée sur la Figure II.10.

$$BCN = \frac{\sigma_{NG}}{NG} \quad (\text{II.19})$$

avec  $BCN$  est le bruit de caméra normalisé,  $\sigma_{NG}$ , l'écart type des valeurs de niveaux de gris de chaque pixel sur toute une série d'images statique et  $NG$  les niveaux de gris pour chaque pixel. Le bruit de la caméra normalisé décroît de 20 % à moins de 2.5 % avec l'augmentation du niveau de gris. Ensuite, un bruit aléatoire suivant une distribution gaussienne et une amplitude dépendant du signal est créé en onze exemplaires à partir de l'écart type déterminé précédemment. Dix copies de ce bruit sont ajoutées à une image déformée et la dernière est ajoutée à l'image de référence. Enfin, cette procédure est réalisée sur 5 mouchetis différents (répartitions aléatoires de peinture noire et blanche qui diffère d'un mouchetis à l'autre) afin de prendre en compte les biais induits par le mouchetis ce qui conduit à un total de 50 images. Ces différents mouchetis sont représentés sur la Figure II.11. La CIN et la projection sur les séries de Williams (avec les mêmes zones de projection) sont utilisées par la suite afin d'extraire les grandeurs  $K_I$ ,  $T$ ,  $B$  et  $a$  en présence de bruit pour toutes les images. Les grandeurs sont alors notées  $K_I^n$ ,  $T^n$ ,  $B^n$  et  $a^n$ .

Pour chaque grandeur, les moyennes et les écarts types sur les 50 images sont considérés par la suite. Les erreurs absolues dans ce cas avec bruit sont notées  $\epsilon_{K_I}^n$ ,  $\epsilon_T^n$ ,  $\epsilon_B^n$ ,  $\epsilon_a^n$  et sont déterminées de la même manière que dans le cas sans bruit. Les écarts types de  $a$ ,  $K_I$ ,  $T$  et  $B$  sur les 50 images déformées sont notés  $\sigma_{K_I^n}$ ,  $\sigma_{T^n}$ ,  $\sigma_{B^n}$  et sont calculés pour chaque zone de projection afin d'évaluer les incertitudes de mesure.

Les Figures II.12a à II.12d montrent les évolutions respectivement de  $\epsilon_{K_I}^n$ ,  $\epsilon_T^n$ ,  $\epsilon_B^n$ ,  $\epsilon_a^n$  en fonction de  $R_{max}$  et  $R_{min}$ . En comparant avec les Figures II.9a à II.9d, les tendances sont les mêmes que celles observées dans le cas sans bruit, seules les valeurs sont un peu différentes. La prise en compte du bruit et des différents mouchetis entraînent une légère augmentation de l'erreur absolue pour chaque terme. Toutefois, ces augmentations sont relativement faibles. Par exemple pour  $B$ , pour  $R_{min} = 1$  mm et  $R_{max} = 7$  mm  $\epsilon_B = 6.1$  MPa.m<sup>-1/2</sup> (cas sans bruit) alors que  $\epsilon_B^n = 6.9$  MPa.m<sup>-1/2</sup> (cas avec bruit).

Les Figures II.13a à II.13d montrent les évolutions des écarts types de  $K_I$ ,  $T$ ,  $B$  et  $a$  suivant  $R_{min}$  et  $R_{max}$  pour toutes les zones de projection considérées. Des tendances similaires sont observées pour chaque cas, une augmentation de  $R_{max}$  entraîne une diminution des écarts types.  $R_{min}$  semble avoir peu d'influence sur ces conditions. Sur la

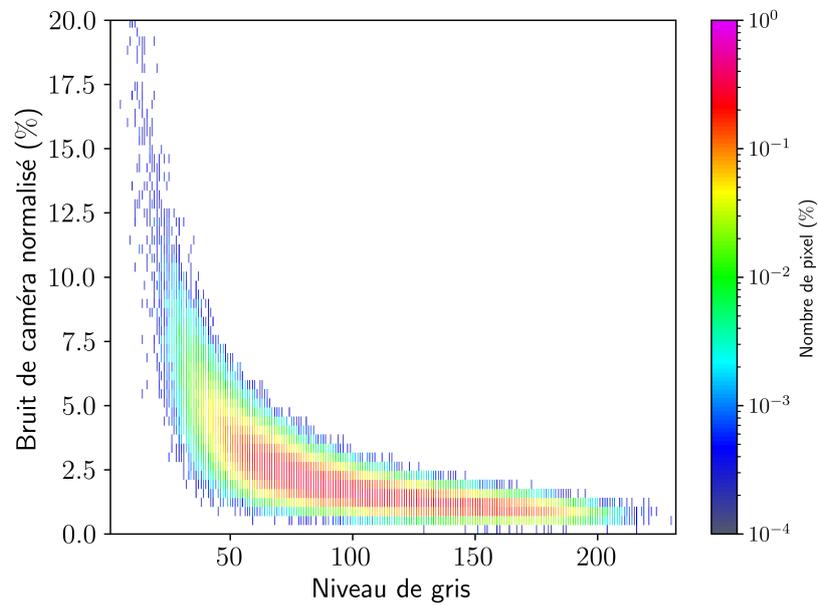


FIGURE II.10 – Évolution du bruit de caméra normalisé suivant le niveau de gris pour une série statique pour un mouchetis considéré (caméra Phantom v2640)

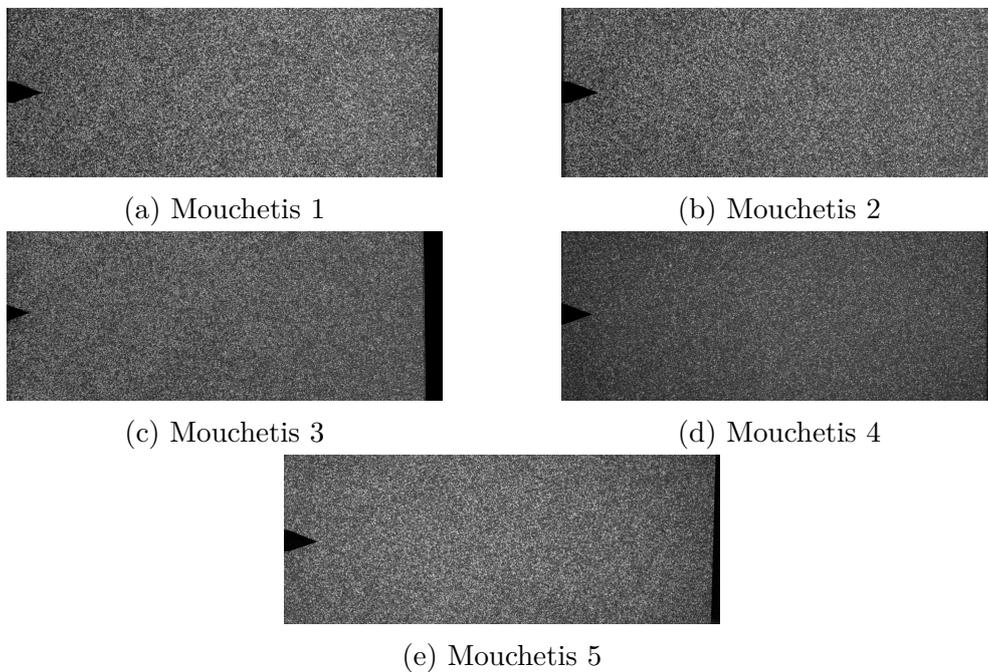


FIGURE II.11 – Les 5 mouchetis mouchetis considérés lors de l'analyse métrologique

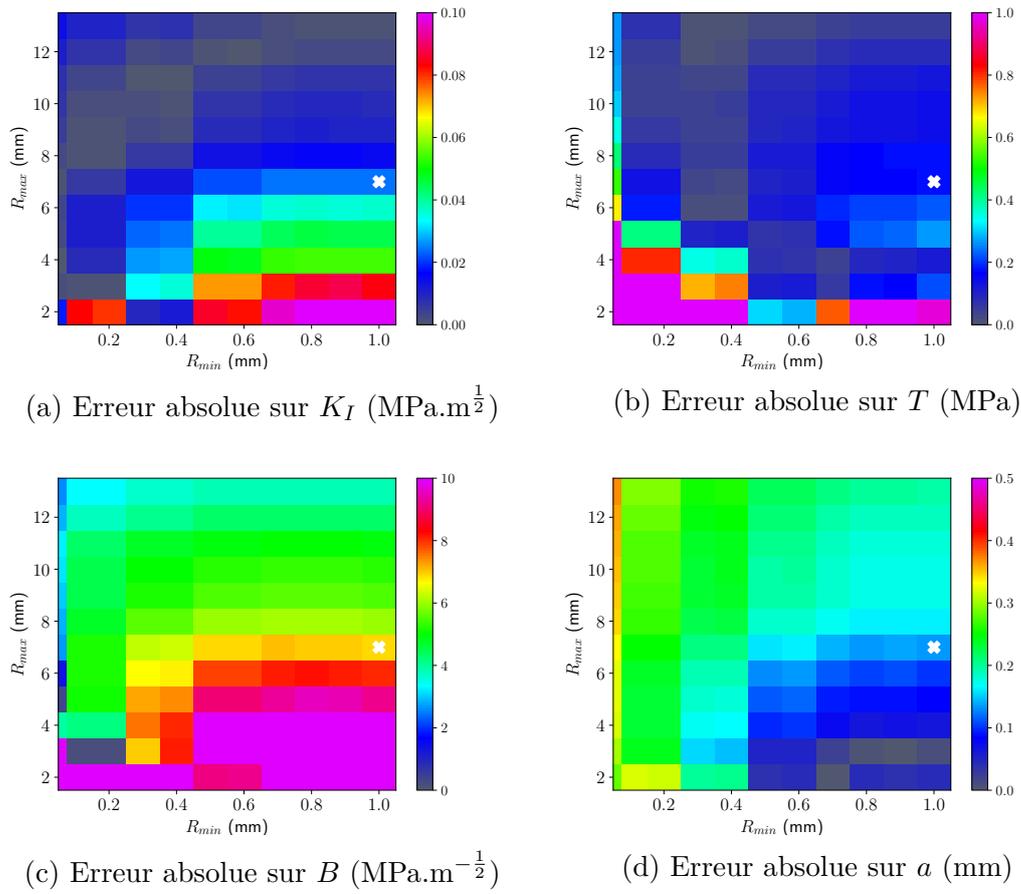


FIGURE II.12 – Évolution des erreurs absolues des termes des séries de Williams avec  $R_{min}$  and  $R_{max}$  pour les 50 images bruitées (prenant en compte les 5 mouchetis) : (a) évolution de  $\epsilon_{K_I}^n$ , (b)  $\epsilon_T^n$ , (c)  $\epsilon_B^n$  et (d)  $\epsilon_a^n$ .

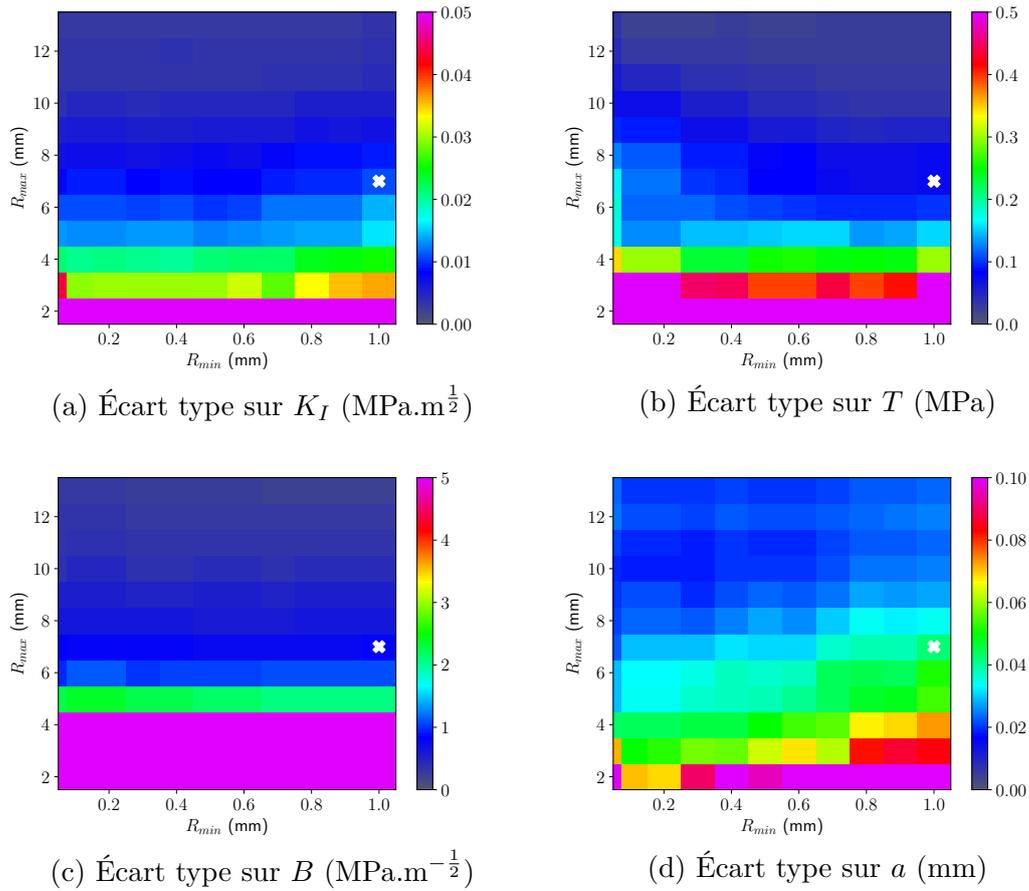


FIGURE II.13 – Évolution de l'écart type des termes des séries de Williams suivant  $R_{min}$  et  $R_{max}$  pour les 50 images bruitées (prenant en compte les 5 mouchetis) : (a) évolution de  $\sigma_{K_I^n}$ , (b)  $\sigma_{T^n}$ , (c)  $\sigma_{B^n}$  et (d)  $\sigma_{a^n}$ .

	$K_I$	$T$	$B$	$a$
Erreur absolue	0.024 MPa m <sup>1/2</sup>	0.18 MPa	6.9 MPa m <sup>-1/2</sup>	140 μm
Écart type	0.011 MPa m <sup>1/2</sup>	0.077 MPa	0.82 MPa m <sup>-1/2</sup>	43 μm

TABLEAU II.5 – Erreur absolue et incertitude pour  $R_{max} = 7$  mm et  $R_{min} = 1$  mm

Figure II.13a  $\sigma_{K_I^n} < 0.01$  MPa.m<sup>1/2</sup> pour  $R_{max} > 7$  mm. Sur la Figure II.13b,  $\sigma_{T^n} < 0.05$  MPa pour  $R_{max} > 9$  mm. Sur la Figure II.13c,  $\sigma_{T^n} < 0.05$  MPa.m<sup>-1/2</sup> pour  $R_{max} > 9$  mm. Enfin, concernant la position de la pointe de fissure, sur la Figure II.13d,  $\sigma_{a^n} < 50$  μm (<1 pixel 68μm) pour  $R_{max} > 5$  mm. Ainsi, comme observé dans le cas sans bruit, l'influence de  $R_{max}$  peut être importante menant à des écarts types importants. En particulier, si  $R_{max} < 5$  mm,  $\sigma_{T^n} > 5$  MPa et  $\sigma_{B^n} > 2$  MPa.m<sup>-1/2</sup>. Par conséquent, une zone de projection permettant de limiter les erreurs est de considérer  $R_{max} > 6$  mm (88 pixels) quelle que soit la valeur de  $R_{min}$ .

Pour conclure sur cette analyse métrologique, l'influence du bruit de caméra et des 5 mouchetis (*i.e* la reproductibilité de la projection de peinture noire et blanche) est négligeable à partir du moment où  $R_{max}$  est suffisamment grand. Par exemple, pour  $K_I$  dans le cas bruité, l'erreur absolue et l'écart type sont inférieurs à respectivement 0.025 MPa m<sup>1/2</sup> et 0.012 MPa m<sup>1/2</sup> pour  $R_{max} > 6$  mm ce qui souligne la robustesse de la méthode proposée. Pour  $R_{min} = 1$  mm et  $R_{max} = 7$  mm, les erreurs absolues et les écarts types dans le cas avec bruit sont résumés dans le tableau II.5. La suite de cette étude métrologique se propose d'étudier l'influence des mouvements hors-plan sur les déformations apparentes évaluées. En effet, lors d'essais de fissurations en mode *I* des mouvements hors-plan peuvent apparaître à cause de différents phénomènes tels que la vibration du montage, des jeux dans le montage ou de la géométrie considérée. L'augmentation de la vitesse de chargement peut accroître ces mouvements hors-plan à cause par exemple, de vibrations du montage plus importantes. Or, ces mouvements hors-plan peuvent être captés par la caméra et induire des erreurs lors de la CIN et sur l'extraction des différentes grandeurs.

## II-4 Influence des mouvements hors-plan

Afin de quantifier l'influence des mouvements hors-plan sur les résultats de la mesure de champs et sur les différentes grandeurs, deux analyses sont réalisées. Dans un premier temps, une analyse métrologique est effectuée afin de quantifier l'influence des mouvements hors-plan sur les déformations apparentes. Ces mouvements hors-plan sont ensuite évalués via des mesures de champs par stéréo-corrélation d'images numériques sous chargement quasi-statique. Dans un second temps, l'influence des dilatations apparentes sur  $K_I$ ,  $T$  et  $B$  est étudiée via une dernière analyse métrologique.

Paramètres des images	Photron Fastcam SA-X	Vieworks VC
Résolution des images (pixel <sup>2</sup> )	1024 × 800	7920 × 2000
Dynamique de l'image	8 bits	
Dimension du capteur (plein format) (mm)	20.48 × 20.48	36.43 × 27.62
Fréquence d'acquisition	50 Hz	10 Hz
Réalisation du modèle	Mouchetis de peinture noir et blanc	

TABLEAU II.6 – Paramètres des images

### II-4.1 Analyse métrologique pour évaluer l'influence des mouvements hors-plan

La première analyse est réalisée en considérant les caractéristiques de deux caméras. Une caméra type Vieworks VC de faible résolution temporelle mais possédant une résolution spatiale importante (50 millions de pixels) et une caméra Photron Fastcam SA-X de plus faible résolution spatiale mais avec une résolution temporelle beaucoup plus importante. L'intérêt de comparer les deux systèmes optiques associés à ces deux caméras est d'évaluer les différences sur la sensibilité au hors-plan entre des caméras de tailles de capteurs différentes. Pour effectuer cette analyse, un mouchetis de peinture est réalisé sur un échantillon placé sur une table micrométrique située à une certaine distance de la caméra considérée. Dans le cas de la caméra Photron Fastcam SA-X, l'échantillon est une éprouvette TDCB alors que c'est une plaque plane pour la caméra Vieworks VC. L'échantillon est déplacé dans la direction hors-plan ( $z$ ) via plusieurs incréments de déplacement, de 0 mm à 10 mm suivant la caméra et l'objectif utilisés. Pour chaque déplacement hors-plan, 10 images sont enregistrées par la caméra. La CIN est réalisée entre une image de référence (*i.e.* sans déplacement hors-plan) et les 10 images déformées. Les caractéristiques des images selon les caméras considérées sont résumées dans le Tableau II.6. Le déplacement hors-plan imposé est constant sur toute la surface de l'échantillon. Les champs de déplacement  $U_x$  et  $U_y$  capturés par la CIN correspondent à des champs de dilatations homogènes. La dilatation apparente notée  $\epsilon_{app}$  est obtenue par addition des déformations dans le plan  $\epsilon_{xx}$  et  $\epsilon_{yy}$  déterminées en projetant au sens des moindres carrés les composantes du déplacement  $U_x$  et  $U_y$  sur une base affine. Afin d'avoir un ordre de grandeur des déformations mesurées à une certaine distance de la pointe de fissure lors de véritables essais, les séries de Williams sont utilisées avec des niveaux de  $K_I$ ,  $T$  et  $B$  issus des essais réalisés au début du chapitre (valeur moyenne). Il sera alors possible d'évaluer le rapport entre les déformations calculées à partir des données d'essais et des séries de Williams et celles évaluées par CIN en présence de mouvements hors-plan. Les déformations calculées sont celles des équations II.20, II.21 et II.22 (en déformation plane, le long de la propagation de fissure  $\theta = 0$ ), les résultats sont présentés dans le tableau II.8.

$$\epsilon_{xxa} = \frac{1}{2\mu} \left[ \frac{(1-2\nu)}{\sqrt{2\pi}} \left( \frac{K_{IC}}{\sqrt{r}} + 3B\sqrt{r} \right) + T \right] \quad (\text{II.20})$$

Objectif	Paramètres des images	Photron Fastcam SA-X	Vieworks VC
105 mm	Distance de travail	50 cm	27.8 cm
	Taille du pixel	50 $\mu\text{m}$	8.5 $\mu\text{m}$
	Champ de vue	51.2 mm $\times$ 40 mm	67.3 mm $\times$ 17 mm
300 mm	Distance de travail		139 cm
	Taille du pixel		20 $\mu\text{m}$
	Champ de vue		158.4 mm $\times$ 40 mm
Télécentrique 4 $\times$	Distance de travail		6 cm
	Taille du pixel		1.1 $\mu\text{m}$
	Champ de vue		8.7 mm $\times$ 2.2 mm
Télécentrique 0.64 $\times$	Distance de travail		15 cm
	Taille du pixel		7.1 $\mu\text{m}$
	Champ de vue		56.2 mm $\times$ 14.2 mm

TABLEAU II.7 – Paramètres des images suivant les objectifs et caméras considérés

$r$	$\epsilon_S$
10 $\mu\text{m}$	$4.8 \times 10^{-2}$
1 mm	$5.2 \times 10^{-3}$
7 mm	$1.4 \times 10^{-3}$

TABLEAU II.8 – Déformations évaluées pour différentes distances à la pointe de fissure en considérant l'équation II.22

$$\epsilon_{yya} = \frac{1}{2\mu} \left[ \frac{(1-2\nu)}{\sqrt{2\pi}} \left( \frac{K_{IC}}{\sqrt{r}} + 3B\sqrt{r} \right) - \nu T \right] \quad (\text{II.21})$$

$$\epsilon_S = \epsilon_{xxa} + \epsilon_{yya} = \frac{2}{2\mu} \left[ \frac{(1-2\nu)}{\sqrt{2\pi}} \left( \frac{K_{IC}}{\sqrt{r}} + 3B\sqrt{r} \right) + \frac{T(1-\nu)}{2} \right] \quad (\text{II.22})$$

où  $r$  est la distance à la pointe de fissure,  $\nu$  le coefficient de Poisson et  $\mu$  le module de cisaillement (dans le cas d'un matériau isotrope). Dans un premier temps, l'analyse est réalisée avec la caméra Photron Fastcam SA-X avec un objectif de focale 105 mm. Les ouvertures 2.8, et 8 sont utilisées. La Figure II.14 montre la dilatation apparente en fonction du déplacement hors-plan imposé pour différentes ouvertures de l'objectif. Les évolutions des dilatations apparentes en fonction des déplacements hors-plan sont croissantes et linéaires quel que soit l'objectif considéré. L'influence de l'ouverture de l'objectif sur les dilatations apparentes est très faible. Pour les deux ouvertures et pour un déplacement hors-plan de 200  $\mu\text{m}$ ,  $\epsilon_{app} \approx 1.2 \times 10^{-3}$ . Les valeurs des dilatations apparentes sont de  $\epsilon_{app} \approx 1.1 \times 10^{-2}$  et  $\epsilon_{app} \approx 1. \times 10^{-2}$  respectivement pour les ouvertures 2.8 et 8 pour un déplacement hors-plan de 2 mm. Dans le cas où les valeurs de  $K_I$ ,  $T$  et  $B$  sont les valeurs moyennes obtenues pour les essais de PMMA au début du chapitre, la déformation est d'environ  $4.8 \times 10^{-2}$  à 10  $\mu\text{m}$  de la pointe de fissure et d'environ  $1.4 \times 10^{-4}$  à 7 mm. Ces résultats montrent que pour cet objectif de focale 105 mm quelle que soit l'ouverture, un mouvement hors-plan de 2 mm donne lieu à un biais sur la déformation de  $10^{-2}$ , déformation obtenue à environ 200  $\mu\text{m}$  de la pointe de fissure. En parallèle, un déplacement hors-plan de 300  $\mu\text{m}$  permet de repousser le biais sur la déformation à environ 7 mm de la pointe de fissure (c'est à dire à la limite de la zone de projection avec  $R_{max} = 7$  mm).

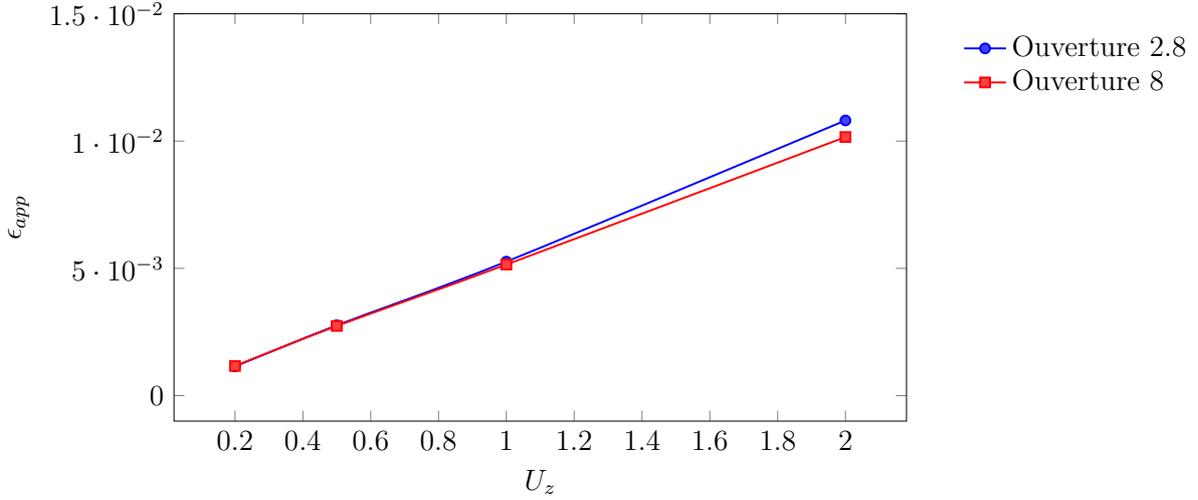


FIGURE II.14 – Déformations apparentes  $\epsilon_{app}$  en fonction du déplacement hors-plan  $U_z$  pour différentes ouvertures pour la caméra Photron Fastcam SA-X

Dans un second temps, la caméra Vieworks VC est considérée avec différents objectifs : un 105 mm focale fixe avec deux ouvertures 2.8 et 11, un 300 mm et deux télécentriques 0.64 $\times$  et 4 $\times$ . Le montage avec cette caméra de très haute résolution spatiale est présenté sur la Figure II.15. Les résultats sont présentés sur la Figure II.16a. Tout d'abord,  $\epsilon_{app}$  évolue de manière quasi-linéaire avec  $U_z$  imposé. Les valeurs de  $\epsilon_{app}$  sont les plus faibles pour l'objectif de 300 mm et le télécentrique 0.64 $\times$ . Pour  $U_z = 3$  mm,  $\epsilon_{app} = 3.6 \times 10^{-3}$  pour l'objectif de 300 mm et  $\epsilon_{app} = 3 \times 10^{-4}$  pour le télécentrique 0.64 $\times$ . A l'inverse l'objectif télécentrique 4 $\times$  donne lieu à une valeur de  $\epsilon_{app}$  plus importante que pour les deux objectifs mentionnés. Enfin pour l'objectif 105 mm, il est constaté que l'ouverture n'a que peu d'influence sur la déformation apparente. Elle est d'environ  $4 \times 10^{-4}$  pour un déplacement hors-plan de 50  $\mu\text{m}$  et d'environ  $1.6 \times 10^{-2}$  pour un déplacement hors-plan de 2 mm.

Dans le début du chapitre, une zone de projection a été considérée et définie par  $R_{min} = 1$  mm et  $R_{max} = 7$  mm pour extraire les différentes grandeurs. Pour que la dilatation apparente soit négligeable, il faut que celle-ci soit inférieure à  $\epsilon_S = 1.4 \times 10^{-3}$  à 7 mm de la pointe de fissure. Or comme démontré ci-dessus, celle-ci peut être supérieure suivant le système optique considéré et le déplacement hors-plan imposé. Le Tableau II.10 donnent les valeurs de déplacement hors-plan limites suivant les objectifs et caméra considérés pour que  $\epsilon_{app} < 1.4 \times 10^{-3}$  à 7 mm et à  $\epsilon_{app} < 5.2 \times 10^{-3}$  à 1 mm de la pointe de fissure. D'après les résultats de ce tableau,  $\epsilon_{app}$  sera toujours inférieur à  $\epsilon_S$  pour les objectifs télécentrique 0.64 $\times$  et 300 mm. Dans le cas de l'objectif 105 mm, les dilatations apparentes peuvent être du même ordre de grandeur que  $\epsilon_S$  si le déplacement hors-plan imposé est supérieur à  $U_z$  maximal loin de la pointe de fissure. En effet, si  $U_z$  est supérieur à environ 270  $\mu\text{m}$  pour le système optique de la caméra Photron Fastcam SA-X et 175  $\mu\text{m}$  pour le système optique de la caméra Vieworks VC pour  $R_{max} = 7$  mm alors  $\epsilon_{app} > \epsilon_S$ .

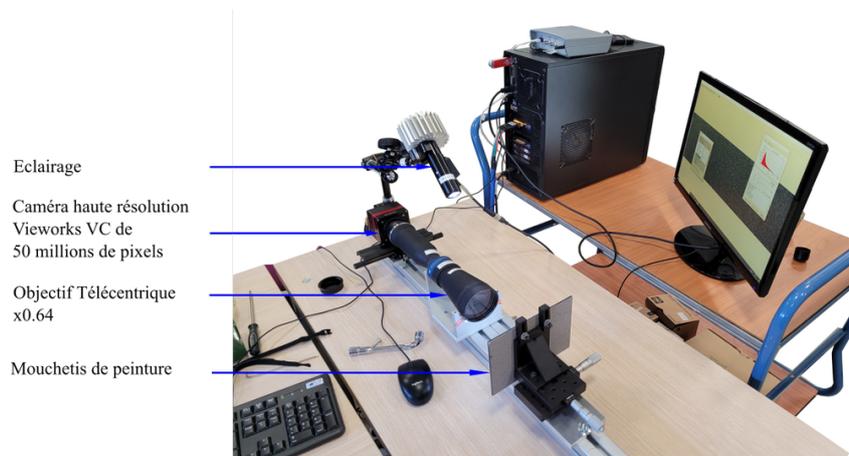


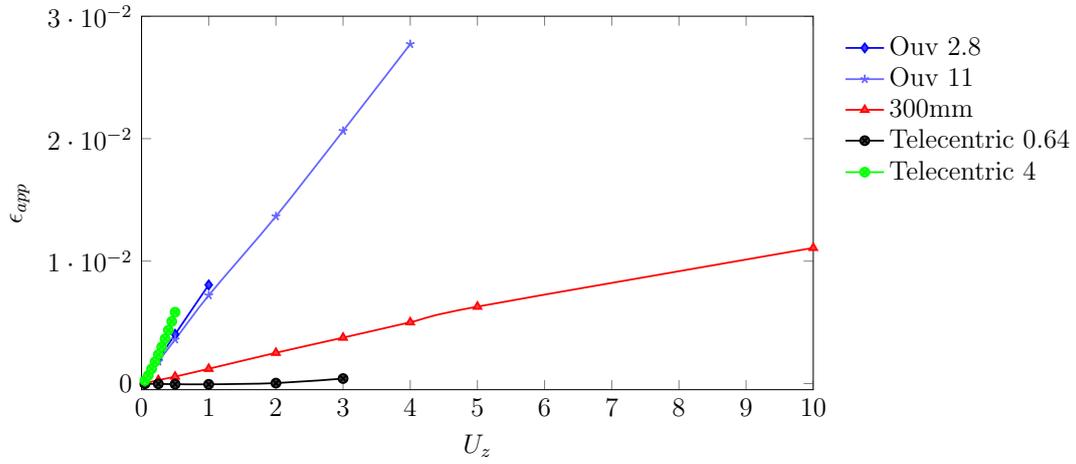
FIGURE II.15 – Montage expérimental avec la caméra Vieworks VC pour évaluer  $\epsilon_{ind}$

Objectif	Photron Fastcam SA-X	Vieworks VC	
	105 mm	105 mm	300 mm
Taille de pixel capteur	20 $\mu\text{m}$	4.6 $\mu\text{m}$	4.6 $\mu\text{m}$
Taille de pixel image	50 $\mu\text{m}$	8.5 $\mu\text{m}$	20 $\mu\text{m}$
Agrandissement ( $A_g$ )	0.4	0.54	0.23

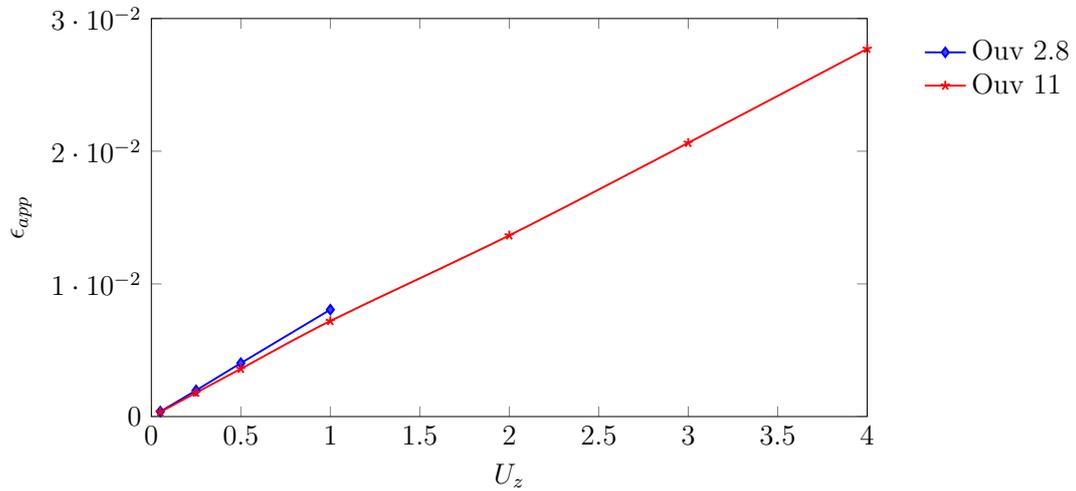
TABLEAU II.9 – Évaluation de l'agrandissement suivant les objectifs et caméras considérés

Ces résultats présentés peuvent être étudiés suivant l'agrandissement du dispositif optique. En effet, la taille des capteurs des caméras et les distances de travail étant différentes, un paramètre est défini pour mieux comprendre les résultats. L'agrandissement noté  $A_g$  est défini comme le ratio entre la taille physique d'un pixel sur le capteur de la caméra et la taille physique d'un pixel sur l'image. Les valeurs obtenues sont présentées dans le Tableau II.9. La Figure II.17 montre l'évolution de la dilatation apparente suivant le déplacement hors-plan imposé suivant différents agrandissements. Plus l'agrandissement est important et plus les dilatations apparentes dues à un mouvement hors-plan sont importantes. Pour un même objectif, le 105 mm, le dispositif optique de la caméra Vieworks VC présente un agrandissement plus important que celui de la caméra Photron Fastcam SA-X quelle que soit l'ouverture induisant des dilatations plus importantes.

Finalement, l'étude métrologique a mis en avant des valeurs seuils de mouvements hors-plan pour garantir des valeurs de dilatations apparentes inférieures aux déformations physiques. Elles sont de 1.17 mm pour un 300 mm montée sur la caméra Vieworks VC, 275  $\mu\text{m}$  pour un 105 mm utilisé avec la caméra Photron Fastcam SA-X et 175  $\mu\text{m}$  avec la caméra Vieworks VC. La suite est donc de déterminer les déplacements hors-plan lors d'essais expérimentaux afin d'en déduire les dilatations apparentes.



(a)  $\epsilon_{app}$  en fonction de  $U_z$



(b)  $\epsilon_{app}$  en fonction de  $U_z$  pour l'objectif 105 mm

FIGURE II.16 –  $\epsilon_{app}$  en fonction de  $U_z$  pour différents objectifs avec la caméra Vieworks VC

Caméra	Objectif et ouverture	$U_z$ maximal à $R_{min} = 1$ mm	$U_z$ maximal à $R_{max} = 7$ mm
Photron Fastcam SA-X	105mm 2.8	$U_z = 965 \mu\text{m}$	$U_z = 270 \mu\text{m}$
Photron Fastcam SA-X	105mm 8	$U_z = 982 \mu\text{m}$	$U_z = 275 \mu\text{m}$
Vieworks VC	105mm 2.8	$U_z = 625 \mu\text{m}$	$U_z = 175 \mu\text{m}$
Vieworks VC	105mm 11	$U_z = 693 \mu\text{m}$	$U_z = 194 \mu\text{m}$
Vieworks VC	300mm	$U_z = 4.18$ mm	$U_z = 1.17$ mm
Vieworks VC	télécentrique 4×	$U_z = 432 \mu\text{m}$	$U_z = 121$ mm
Vieworks VC	télécentrique 0.64×	$U_z = inf$	$U_z = inf$

TABEAU II.10 –  $U_z$  maximal afin d'avoir une dilatation apparente  $\epsilon_{app}$  négligeable à  $R_{max} = 7$  mm et  $R_{min} = 1$  mm suivant la caméra, l'objectif et l'ouverture considérés

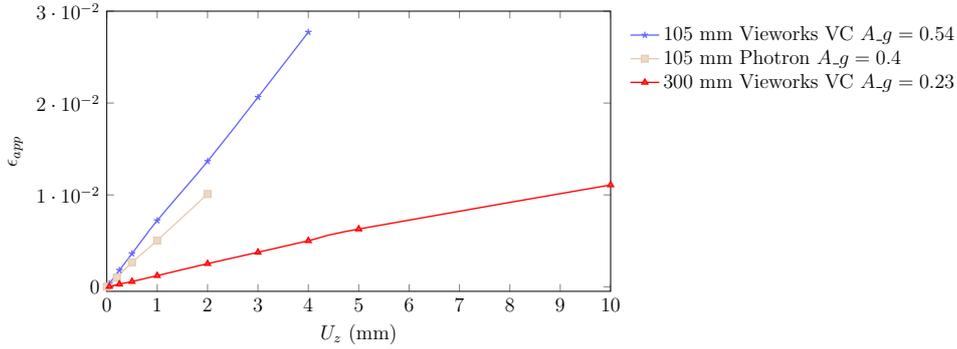


FIGURE II.17 –  $\epsilon_{app}$  en fonction de  $U_z$  pour différents agrandissements impliquant les deux caméras considérées

## II-4.2 Utilisation de la stéréo-corrélation afin d'évaluer les mouvements hors-plan

### Montage expérimental

Afin de déterminer les mouvements hors-plan, un protocole d'essai au vérin hydraulique utilisant la stéréo corrélation est développé. Un vérin hydraulique est utilisé en quasi-statique puisque ce même montage sera utilisé pour caractériser la ténacité en mode  $I$  d'une résine époxy en dynamique. Trois éprouvettes TDCB sont utilisées pour réaliser ces essais via des mesures de champs par stéréo-corrélation d'images numériques. Deux d'entre elles sont usinées par découpe laser et le troisième est usiné par fraisage.

Cette partie a uniquement pour but de déterminer les mouvements hors-plan via la stéréo-corrélation. Un vérin hydraulique VHS d'Instron est utilisé avec une vitesse de chargement de  $10^{-4}$  m.s $^{-1}$ . Les images déformées sont enregistrées à l'aide d'un système de stéréo-corrélation GOM de 5 millions de pixels. L'angle entre les deux caméras est de  $25.2^\circ$ . Deux objectifs de focale 50 mm sont utilisés avec la plus faible ouverture 16.8 pour avoir la plus grande profondeur de champ. Un mouchetis de peinture noir et blanc est réalisé sur les éprouvettes afin d'appliquer la CIN via le logiciel ARAMIS V8 (logiciel utilisé avec le système GOM). La taille des images considérée est de  $2448 \times 2050$  pixels $^2$ . Le tableau II.11 résume les différents paramètres des images considérées.

Contrairement au logiciel Ufreckles [108] qui nécessite un maillage pour appliquer la CIN (CIN globale), le logiciel ARAMIS V8 utilise des facettes composées de pixels espacées de plusieurs pixels pour appliquer la CIN (CIN locale en subset). Dans cette étude, l'analyse est réalisée avec des facettes de 70 pixels espacées de 35 pixels. Les images de références sont les images justes avant le début du chargement, c'est à dire lorsque les échantillons sont correctement positionnés. Le choix des images de référence est réalisé en synchronisant les images avec la mesure d'effort. Ces champs de déplacement sont ensuite projetés sur un maillage éléments finis pour aider à la visualisation et pour déterminer par la suite  $U_z$  dans la zone de projection. Les Figures II.18a, II.18b et II.18c donnent

Paramètres des images	géométrie TDCB
Caméras	Stéréo corrélation GOM
Résolution des images (pixels <sup>2</sup> )	2448 × 2050
Dynamique de l'image	16 bits
fréquence d'acquisition	10 Hz
Angle caméra	25.2 °
Objectif	Focal 50 mm Macro
Ouverture	f/16.8
Champ de vue	70 mm × 60 mm
Réalisation du modèle	Mouchetis de peinture noir et blanc

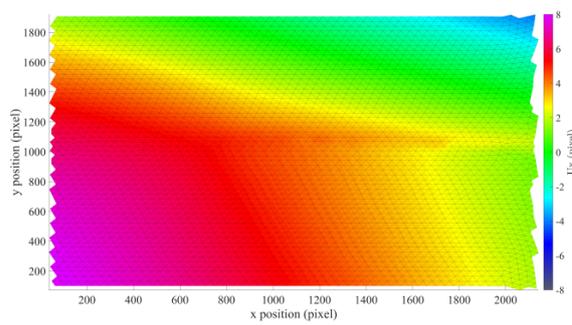
TABLEAU II.11 – Paramètres de l'image

un exemple de ces champs de déplacement obtenus par CIN dans les trois directions de l'espace  $x$ ,  $y$  et  $z$  dans le repère de l'échantillon à la fin de la propagation de fissure. Il faut noter que la fissure monte légèrement pour l'un des essais.

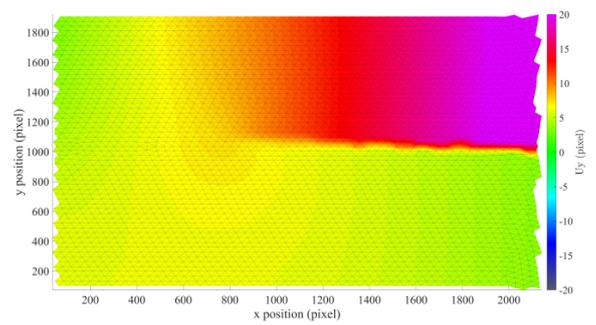
### Résultats des essais et discussion

Dans cette partie, seul le déplacement hors-plan  $U_z$  est étudié. Tout d'abord, les cartographies globales de  $U_z$  au début et à la fin de la propagation de fissure sont considérées pour les deux essais (voir les Figures II.19a à II.19d).

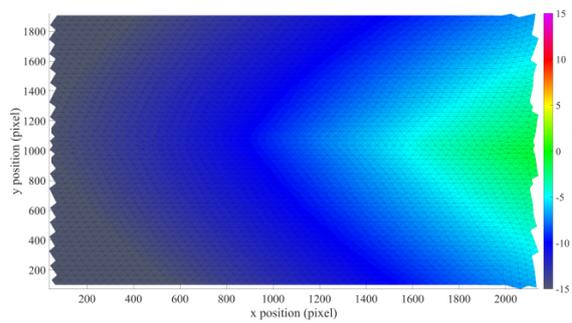
Les Figures II.19b à II.19f mettent en évidence des différences de déplacements hors-plan entre les trois échantillons. Dans le cas des échantillons usinés par découpe laser des différences importantes sont observées suivant l'échantillon considéré. Pour le premier essai,  $U_z$  varie entre  $-20 \mu\text{m}$  et  $160 \mu\text{m}$  alors qu'il varie entre  $-450 \mu\text{m}$  et  $-50 \mu\text{m}$  lors du second essai. La variation de  $U_z$  est plus faible dans le cas de l'éprouvette usinée par fraisage puisqu'il varie entre  $-30 \mu\text{m}$  et  $40 \mu\text{m}$ . Ces essais mettent en évidence une valeur de  $U_z$  non nulle à l'amorçage de la fissure. Cela signifie que le déplacement hors-plan apparaît lors du chargement des échantillons. Ces différences observées peuvent avoir de multiples origines. Tout d'abord dans le cas d'un usinage par découpe laser, les trous ne sont pas tubulaires mais coniques et peuvent entraîner un mauvais alignement des axes lors du chargement. De plus, d'une éprouvette à l'autre, les tolérances d'usinage ne sont pas identiques ce qui donne lieu à des différences de chargement lors des essais. Dans le cas d'usinage par découpe laser, les déplacements hors-plan sont importants. A l'inverse, l'usinage par fraisage étant plus précis, il permet de limiter les déplacements hors-plan lors des essais. Par ailleurs, l'évaluation des grandeurs d'intérêt selon la procédure développée au début du chapitre se fait sur une zone autour de la pointe de fissure. Le déplacement hors-plan le plus pertinent à évaluer est la valeur moyenne de  $U_z$  proche de la pointe de fissure.



(a) Champ de déplacement  $U_x$



(b) Champ de déplacement  $U_y$



(c) Champ de déplacement  $U_z$

FIGURE II.18 – Champs de déplacement dans les trois directions de l'espace en fin de propagation de fissure obtenus par CIN : (a)  $U_x$  , (b)  $U_y$ , (c)  $U_z$

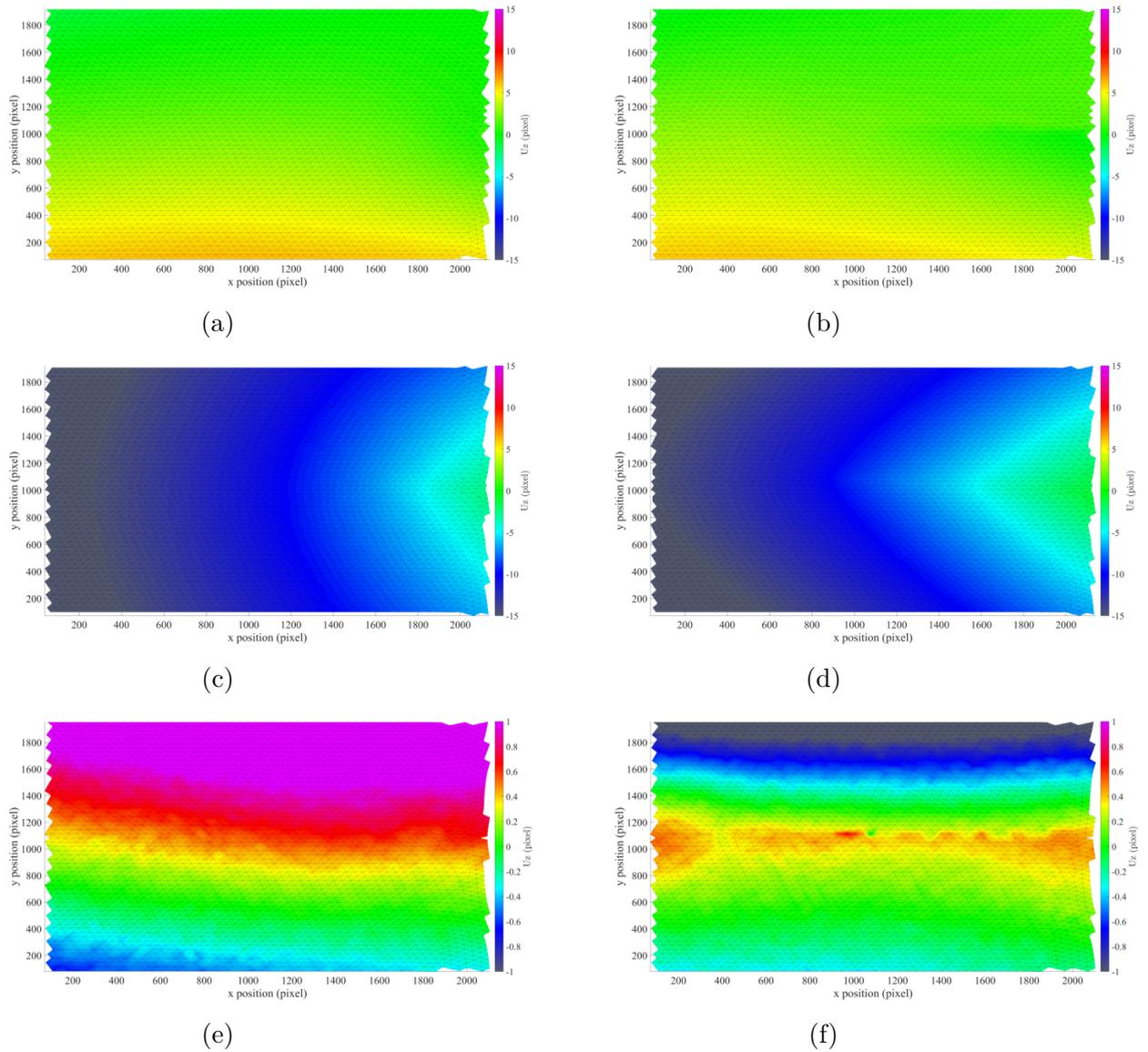


FIGURE II.19 – Cartographies de  $U_z$  pour les trois essais : (a) Première image après l'amorçage de la fissure 1 , (b) fin de propagation essai 1 , (c) Première image après l'amorçage de la fissure 2 , (d) fin de propagation essai 2 ,(e) Première image après l'amorçage de la fissure 3 , (f) fin de propagation essai 3

Ainsi pour chaque avancée de la fissure, un déplacement  $U_z$  moyen noté  $\bar{U}_z$  est évalué en considérant les valeurs de  $U_z$  sur une zone de projection de référence ( $R_{max} = 7$  mm et  $R_{min} = 1$  mm) autour de la pointe de fissure. La Figure II.20 montre l'évolution de  $U_z$  moyen en fonction de la longueur de fissure pour les éprouvettes usinées par découpe laser et celle usinée par fraisage. Dans le premier cas, les résultats montrent qu'au cours de la propagation de fissure,  $\bar{U}_z$  augmente de  $30 \mu\text{m}$  à  $65 \mu\text{m}$  pour le premier essai et diminue de  $-200 \mu\text{m}$  à  $-300 \mu\text{m}$  lors du second essai. Les différences évaluées sur  $\bar{U}_z$  peuvent s'expliquer de la même façon que précédemment.

Dans le cas d'un objectif de 105 mm et ouverture de 2.8, un déplacement hors-plan de  $50 \mu\text{m}$  entraîne une dilatation apparente  $\epsilon_{app} \approx 2.6 \times 10^{-4}$  pour le dispositif optique de la caméra Photron Fastcam SA-X et une dilatation apparente de  $\epsilon_{app} \approx 4 \times 10^{-4}$  pour celui de la caméra Vieworks VC. Ces ordres de grandeurs sont similaires à ceux obtenus à partir de l'équation II.22 (via les séries de Williams) à plus de 15 mm de la pointe de fissure. A l'inverse, un déplacement hors-plan de  $300 \mu\text{m}$  entraîne une dilatation apparente  $\epsilon_{app} \approx 1.5 \times 10^{-3}$  pour le dispositif optique de la caméra Photron Fastcam SA-X et une dilatation apparente de  $\epsilon_{app} \approx 2.2 \times 10^{-3}$  pour le dispositif optique de la caméra Vieworks. Ces valeurs de déformation sont plus importantes que celles calculées à partir de l'équation II.22 (via les séries de Williams) à une distance de 7 mm. Enfin, dans le cas d'usinage par fraisage, la Figure II.20 met en avant de très faibles variations de  $\bar{U}_z$  autour de  $18 \mu\text{m}$  au cours de la propagation de fissure comparées au cas d'usinage par découpe laser. D'après les résultats précédents, un déplacement hors-plan de  $20 \mu\text{m}$  entraîne une dilatation apparente  $\epsilon_{app} \approx \times 10^{-4}$  pour le dispositif optique de la caméra Photron Fastcam SA-X et une dilatation apparente de  $\epsilon_{app} \approx 1.4 \times 10^{-4}$  pour celui de la caméra Vieworks VC. Ces ordres de grandeurs sont plus faibles que ceux obtenus à partir de l'équation II.22 (via les séries de Williams) à plus de 15 mm de la pointe de fissure.

Finalement, ces essais utilisant la mesure de champs par stéréo-corrélation d'images numériques ont permis d'évaluer les déplacements hors-plan lors d'essais au vérin hydraulique en quasi-statique avec des éprouvettes usinées soit par découpe laser soit par fraisage. Dans le cas d'un usinage par découpe laser, les déplacements hors-plan peuvent varier d'un essai à l'autre et atteindre les  $300 \mu\text{m}$ . En effet, les déformations apparentes sont supérieures à celles mesurées à  $R_{max} = 7$  mm, valeur de  $R_{max}$  correspondant à la zone de projection considérée. En revanche, dans le cas d'un usinage par fraisage, la précision d'usinage permet de limiter ces déplacements hors-plan. Pour la suite de ces travaux, les différents échantillons seront usinés par fraisage permettant une mise en position précise et donc limiter les mouvements hors-plan lors de la mise en charge. La dernière partie du chapitre se focalise sur l'influence des mouvements hors-plan évalués dans cette partie sur l'extraction des différentes grandeurs  $K_I$ ,  $T$ ,  $B$  et la position de la pointe de fissure.

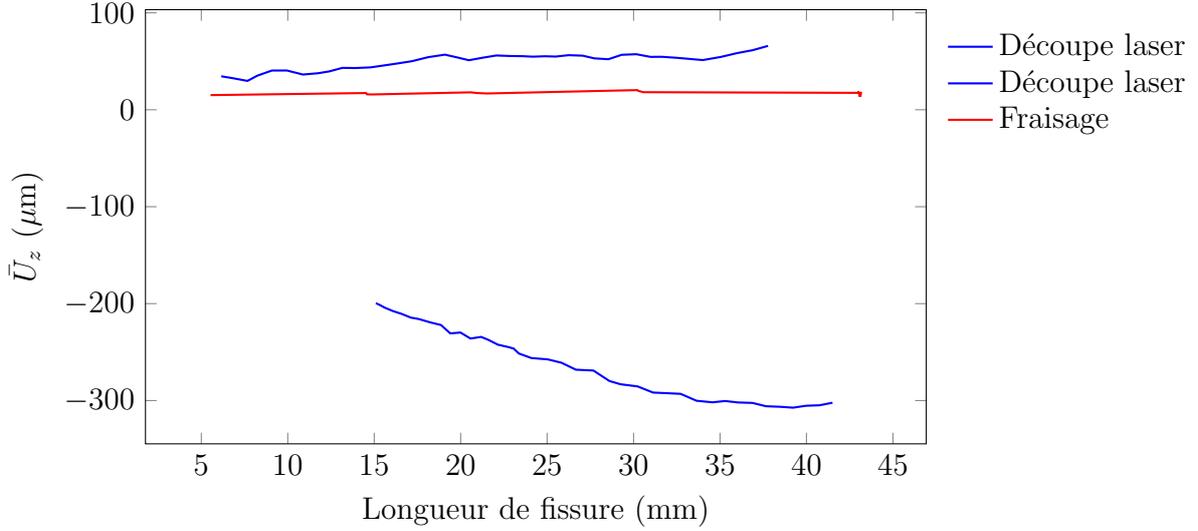


FIGURE II.20 – Évolution du déplacement hors-plan moyen en fonction de la longueur de fissure pour différents usinages

### II-4.3 Dilatation apparente et extraction

Une dernière analyse métrologique est réalisée afin d'évaluer l'influence des mouvements hors-plan sur l'extraction des grandeurs des séries de Williams. Pour ce faire une démarche similaire à celle présentée dans la partie II-3.3 est considérée. Des champs de déplacement analytiques sont considérés pour déformer des images provenant d'une série d'images statique. Cependant, contrairement au cas précédemment étudié, des champs de déplacement correspondant à des dilatations homogènes sont ajoutés à ceux des séries de Williams. Une dilatation homogène  $E_{dilat} = 1.5 \times 10^{-3}$  est considérée. Cette valeur correspond d'après la partie précédente au déplacement hors-plan maximal évalué lors des essais utilisant la stéréo-corrélation d'images numériques afin de se placer dans la situation la plus défavorable (300  $\mu\text{m}$ ). Les champs de déplacement des dilatations sont alors définis par

$$U_{dx} = \frac{E_{dilat}}{2}(x - x_0) \quad (\text{II.23})$$

$$U_{dy} = \frac{E_{dilat}}{2}(y - y_0) \quad (\text{II.24})$$

avec  $x$  et  $y$  les coordonnées en pixel des nœuds du maillage et  $x_0$  et  $y_0$  les coordonnées du point du centre de l'image pour obtenir le point (0,0) au centre de l'image. Ces champs de déplacement sont représentés sur les Figures II.21a et II.21b. Il faut noter que les valeurs de  $U_{dx}$  sont du même ordre de grandeur que celles des champs de déplacement des séries de Williams présentées sur la Figure II.6a.

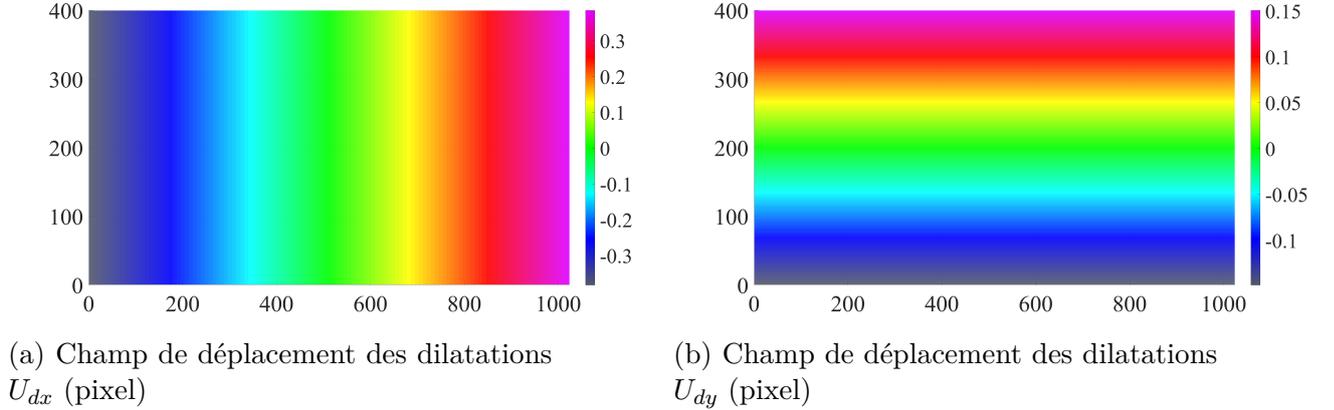


FIGURE II.21 – Champs de déplacement analytiques des dilatations homogènes (pixel)

Une fois que les images sont déformées et bruitées, la CIN est effectuée sur les différentes images déformées avec les mêmes paramètres que dans la partie II-3.3. Enfin, la projection sur les séries de Williams est réalisée avec les mêmes zones de projection qu'en partie II-3 pour extraire  $K_I$ ,  $T$ ,  $B$  et  $a$  en présence de dilatation et de bruit. Les grandeurs sont alors notées  $K_I^{dn}$ ,  $T^{dn}$ ,  $B^{dn}$  et  $a^{dn}$ . Cette analyse est directement réalisée sur les 5 mouchetis considérés précédemment. Les moyennes et écarts types sur les 50 images de ces différentes grandeurs sont considérés par la suite. Les erreurs absolues sont alors notées  $\epsilon_{K_I}^{dn}$ ,  $\epsilon_T^{dn}$ ,  $\epsilon_B^{dn}$ ,  $\epsilon_a^{dn}$  et sont obtenues comme dans la partie II-3.3. Les écarts types pour  $K_I^{dn}$ ,  $T^{dn}$ ,  $B^{dn}$  et  $a^{dn}$  sur les 50 images déformées notés  $\sigma_{K_I^{dn}}$ ,  $\sigma_{T^{dn}}$ ,  $\sigma_{B^{dn}}$  et  $\sigma_{a^{dn}}$  sont calculés afin de déterminer les incertitudes de mesure.

Les Figures II.22a à II.22d montrent les évolutions de  $\epsilon_{K_I}^{dn}$ ,  $\epsilon_T^{dn}$ ,  $\epsilon_B^{dn}$  et  $\epsilon_a^{dn}$  suivant la zone de projection considérée en présence de dilatation et de bruit. Concernant  $K_I$ , la tendance globale est une augmentation de  $\epsilon_{K_I}^{dn}$  avec l'augmentation de  $R_{max}$ . Les erreurs sont importantes,  $\epsilon_{K_I}^{dn}$  est inférieur à  $0.2 \text{ MPa.m}^{\frac{1}{2}}$  pour des valeurs de  $R_{max} < 4 \text{ mm}$  alors qu'il est supérieur à  $0.5 \text{ MPa.m}^{\frac{1}{2}}$  pour des valeurs de  $R_{max} > 7 \text{ mm}$ . L'influence de  $R_{min}$  est limitée. Une tendance inverse peut être observée sur la grandeur  $T$  puisque  $\epsilon_T^{dn}$  diminue avec l'augmentation de  $R_{max}$ . Pour  $R_{max} > 6 \text{ mm}$  les erreurs sont faibles et inférieures à  $0.25 \text{ MPa}$ . Sur  $B$ ,  $\epsilon_B^{dn}$  est également très important quelle que soit la zone de projection considérée. Pour  $R_{max} < 7 \text{ mm}$ ,  $\epsilon_B^{dn} > 40 \text{ MPa.m}^{-\frac{1}{2}}$  alors que  $\epsilon_B^{dn} < 40 \text{ MPa.m}^{-\frac{1}{2}}$  pour  $R_{max} > 7 \text{ mm}$ . Enfin concernant  $a$ ,  $\epsilon_a^{dn}$  augmente avec  $R_{max}$  indépendamment de  $R_{min}$  et est très important quelle que soit la zone de projection considérée.  $\epsilon_a^{dn} > 1 \text{ mm}$  pour  $R_{max} > 7 \text{ mm}$  alors que  $\epsilon_a^{dn} < 250 \text{ }\mu\text{m}$  pour  $R_{max} = 2 \text{ mm}$ . Finalement en présence de dilatations correspondant à un déplacement hors-plan homogène de  $300 \text{ }\mu\text{m}$ , des erreurs très importantes sont faites lors de l'évaluation des différentes grandeurs et ce quelle que soit la zone de projection.

Cependant, d'après la partie précédente et dans le cas d'échantillon usiné par fraisage, les déplacements hors-plan sont plus de vingt fois plus faibles que ceux considérés

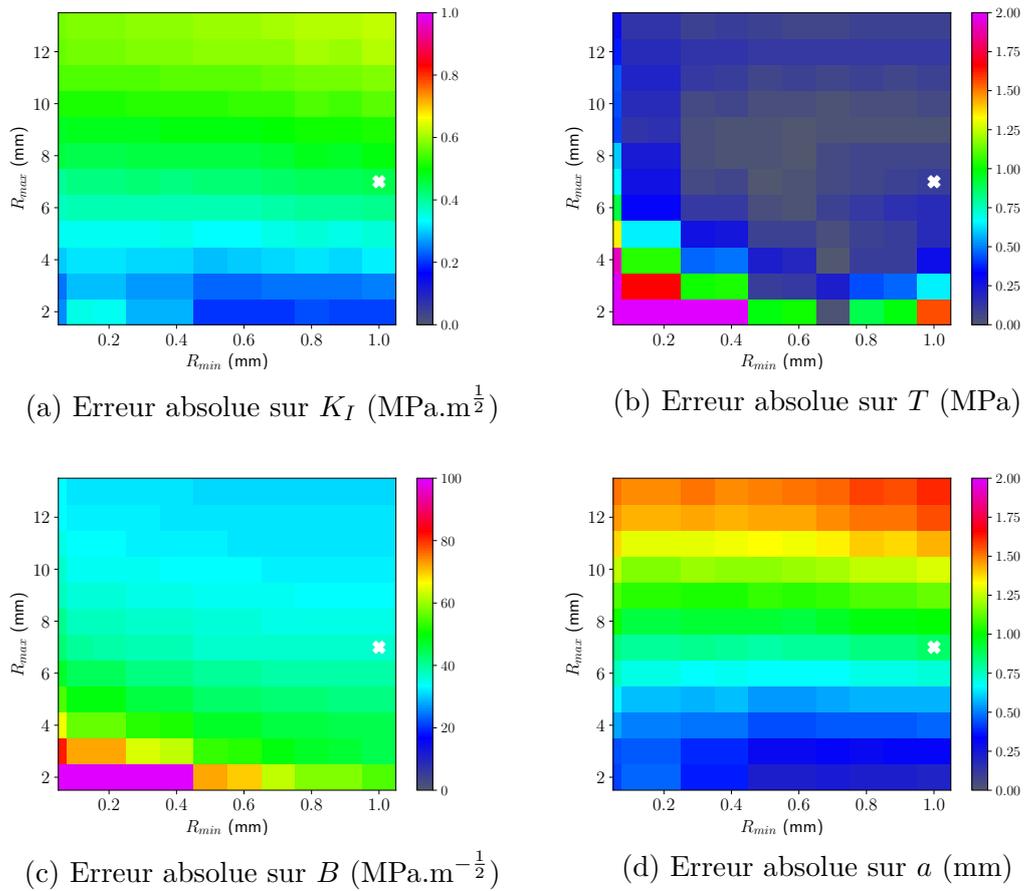


FIGURE II.22 – Évolution des erreurs absolues des termes des séries de Williams avec  $R_{min}$  and  $R_{max}$  pour les 50 images bruitées avec dilatation (prenant en compte les 5 mouchetis) : (a) évolution de  $\epsilon_{K_I}^{dn}$ , (b)  $\epsilon_T^{dn}$ , (c)  $\epsilon_B^{dn}$  et (d)  $\epsilon_a^{dn}$ .

ici. C'est pourquoi, dans la suite de ce mémoire, les déplacements hors-plan ne seront pas considérés lors d'essais sous chargement quasi-statique. En revanche, sous chargement dynamique, des vibrations du montage peuvent apparaître donnant lieu à des déplacements hors-plan plus importants. Cependant, il n'a pas été possible d'évaluer ces déplacements hors-plan sous chargement dynamique à cause de la résolution temporelle limitée du système de stéréo-corrélation. Néanmoins, une méthode décrite ci-dessous est considérée pour prendre en compte les déplacements hors-plan lors de chargements dynamiques.

### Une option pour l'évaluation des dilatations

Afin de prendre en compte les déplacements hors-plan, la base de projection initialement présentée sur les séries de Williams II.8 est modifiée en ajoutant une dilatation homogène ( $U_{dx} = x$  et  $U_{dy} = y$ ) et un cisaillement constant ( $U_{cx} = y$  et  $U_{cy} = x$ ). La nouvelle projection se fait alors en trois étapes avec deux valeurs de  $R_{max}$  notées  $GR_{max}$  et  $R_{max}$ . L'objectif est de soustraire les champs de déplacement qui correspondent à un mouvement hors-plan global aux champs de déplacement issus de la CIN. Les deux premières étapes se font avec une valeur de  $GR_{max}$  correspondant à la moitié de l'image à savoir  $GR_{max} = 512$  pixels soit  $GR_{max} = 35$  mm. La première étape se fait en projetant les champs de déplacement de la CIN uniquement sur les séries de Williams pour initialiser la position de la pointe de fissure. La deuxième étape se fait par projection sur la base modifiée (ce qui permet d'obtenir les champs de déplacement des dilatations homogènes et du cisaillement constant). Ces champs de déplacement sont alors soustraits des champs de déplacement de la CIN. La troisième étape consiste donc à projeter ces nouveaux champs de déplacement sur uniquement la base des séries de Williams en considérant  $R_{max}$  et  $R_{min}$ . Les différentes grandeurs sont alors extraites. Pour ce nouveau cas d'étude, les erreurs absolues sont notées  $\epsilon_{K_I}^{dcn}$ ,  $\epsilon_T^{dcn}$ ,  $\epsilon_B^{dcn}$  et  $\epsilon_a^{dcn}$ .

Les Figures II.23a à II.23d montrent les évolutions de  $\epsilon_{K_I}^{dcn}$ ,  $\epsilon_T^{dcn}$ ,  $\epsilon_B^{dcn}$  et  $\epsilon_a^{dcn}$  suivant la zone de projection considérée. Pour  $K_I$ ,  $\epsilon_{K_I}^{dcn}$  est beaucoup plus faible que dans le cas précédent mais reste supérieur aux valeurs de  $\epsilon_{K_I}^n$  dans la partie II-3.3. De plus,  $\epsilon_{K_I}^{dcn}$  est davantage dépendant de la zone de projection considérée. Pour des valeurs de  $6 \text{ mm} < R_{max} < 8 \text{ mm}$  et  $R_{min} > 0.2 \text{ mm}$ ,  $\epsilon_{K_I}^{dcn}$  est inférieur à  $0.025 \text{ MPa.m}^{\frac{1}{2}}$  alors qu'il est supérieur à  $0.05 \text{ MPa.m}^{\frac{1}{2}}$  pour  $R_{max} < 4 \text{ mm}$  et  $R_{min} > 0.4 \text{ mm}$  et pour  $R_{max} > 11 \text{ mm}$  et  $R_{min} > 0.7 \text{ mm}$ . Concernant  $T$ , l'évolution de  $\epsilon_T^{dcn}$  est similaire de celle du cas précédent. il est inférieur à  $0.3 \text{ MPa}$  pour  $R_{max} > 3 \text{ mm}$  et  $R_{min} > 0.6 \text{ mm}$ . Pour  $B$ ,  $\epsilon_B^{dcn}$  est supérieur à  $5 \text{ MPa.m}^{-\frac{1}{2}}$  pour  $R_{max} < 9 \text{ mm}$ .  $\epsilon_B^{dcn} < 4 \text{ MPa.m}^{-\frac{1}{2}}$  pour  $R_{max} > 10 \text{ mm}$ . Enfin, concernant la position de la pointe de fissure,  $\epsilon_a^{dcn}$  augmente avec l'augmentation de  $R_{max}$  mais reste inférieur à  $400 \mu\text{m}$  quelle que soit la zone de projection. En particulier, pour  $R_{max} < 8 \text{ mm}$ ,  $\epsilon_a^{dcn} < 200 \mu\text{m}$  (rappel sur la taille de pixel :  $68 \mu\text{m}$ ).

Enfin, les Figures II.24a à II.24d montrent l'évolution des écarts types de  $K_I$ ,  $T$ ,  $B$  et  $a$  notés  $\sigma_{K_I}^{dcn}$ ,  $\sigma_T^{dcn}$ ,  $\sigma_B^{dcn}$  et  $\sigma_a^{dcn}$ . Les tendances sont similaires pour les 4 grandeurs, en

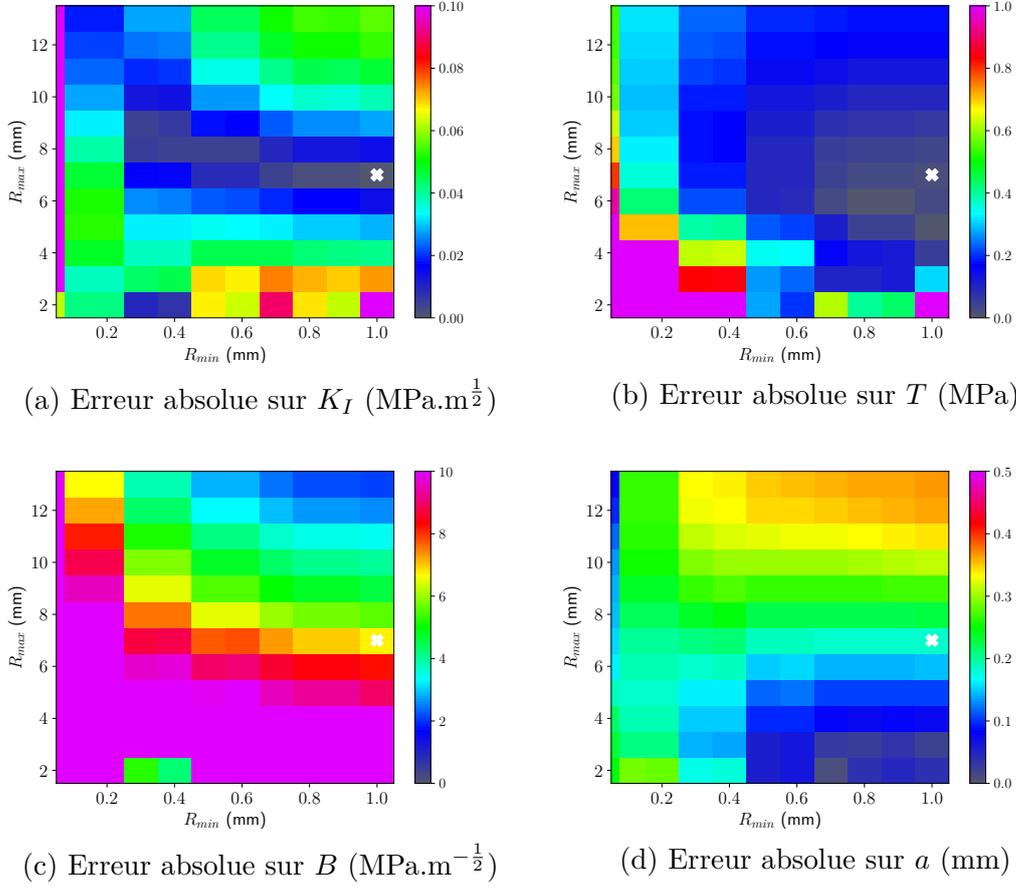


FIGURE II.23 – Évolution des erreurs absolues des termes étudiés des séries de Williams avec  $R_{min}$ ,  $R_{max}$  et  $GR_{max} = 35$  mm pour les 50 images bruitées avec dilatation en projetant les champs de déplacement sur la base modifiée en 3 étapes (prenant en compte les 5 mouchetis) : (a) évolution de  $\epsilon_{K_I}^{dcn}$ , (b)  $\epsilon_T^{dcn}$ , (c)  $\epsilon_B^{dcn}$  et (d)  $\epsilon_a^{dcn}$ .

	$K_I$	$T$	$B$	$a$
Erreur absolue	$0.0003 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{\frac{1}{2}}$	$0.02 \text{ MPa}$	$6.77 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{-\frac{1}{2}}$	$186 \mu\text{m}$
Écart type	$0.011 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{\frac{1}{2}}$	$0.08 \text{ MPa}$	$1.23 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{-\frac{1}{2}}$	$43.5 \mu\text{m}$

TABLEAU II.12 – Erreur absolue et incertitude pour  $R_{max} = 7$  mm et  $R_{min} = 1$  mm avec prise en compte des dilatations et du cisaillement constant dans la procédure de projection

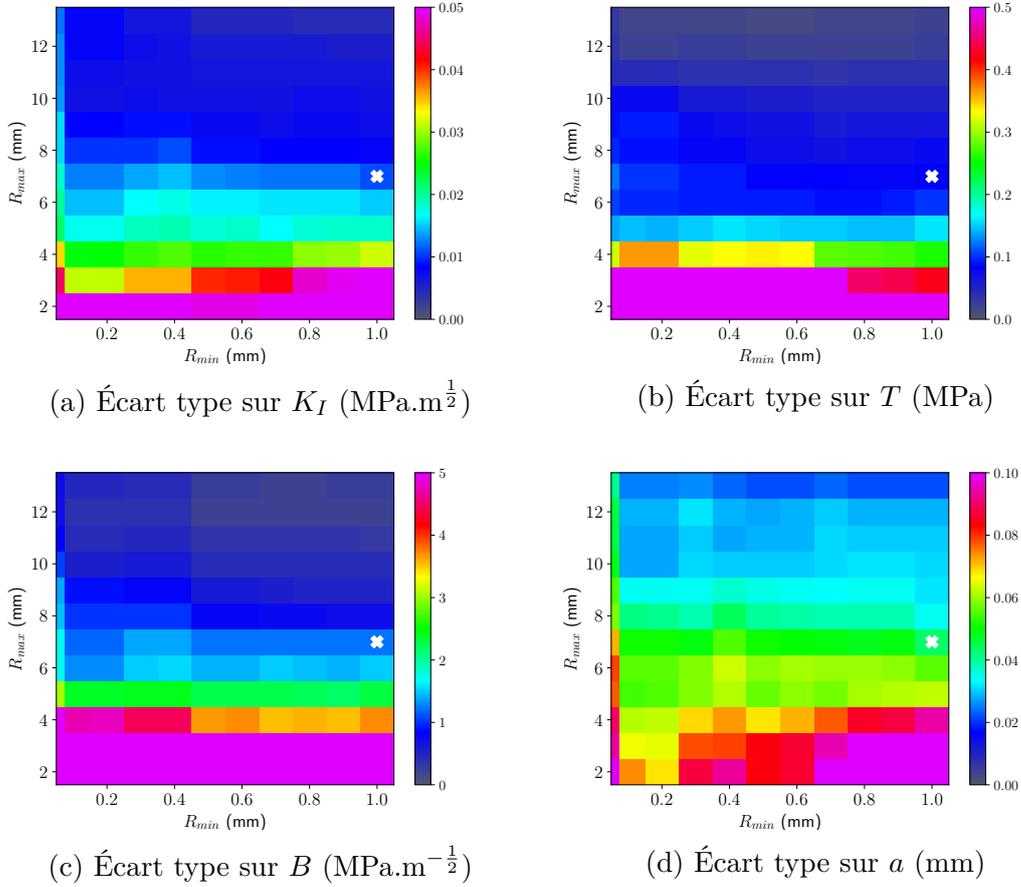


FIGURE II.24 – Évolution de l'écart type des termes étudiés des séries de Williams avec  $R_{min}$ ,  $R_{max}$  et  $GR_{max} = 35$  mm pour les 50 images bruitées avec dilatation en projetant les champs de déplacement en 3 étapes (prenant en compte les 5 mouchetis) : (a) évolution de  $\epsilon_{K_I}^{dcn}$ , (b)  $\epsilon_T^{dcn}$ , (c)  $\epsilon_B^{dcn}$  et (d)  $\epsilon_a^{dcn}$ .

effet,  $\sigma_{K_I}^{dcn}$ ,  $\sigma_T^{dcn}$ ,  $\sigma_B^{dcn}$  et  $\sigma_a^{dcn}$  diminue avec l'augmentation de  $R_{max}$  avec une très faible influence de  $R_{min}$ . Ces tendances sont les mêmes que celles observées dans la partie II.10. Cependant, les écarts types sont plus importants. Pour  $K_I$ ,  $\sigma_{K_I}^{dcn} < 0.3 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{\frac{1}{2}}$  pour  $R_{max} > 4$  mm. Pour  $T$ ,  $\sigma_T^{dcn} < 0.1 \text{ MPa}$  pour  $R_{max} > 5$  mm. Pour  $B$ ,  $\sigma_B^{dcn} < 3 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{-\frac{1}{2}}$  pour  $R_{max} > 4$  mm. Enfin, concernant la position de la pointe de fissure  $a$ ,  $\sigma_a^{dcn} < 50 \mu\text{m}$  pour  $R_{max} > 6$  mm. Le Tableau II.12 permet de résumer les valeurs des erreurs absolues et des écarts types pour la zone de projection définie par  $R_{max} = 7$  mm et  $R_{min} = 1$  mm. Finalement, la prise en compte des dilatations et du cisaillement constant dans la base de projection permet de prendre en compte les différents mouvements hors-plan et ainsi d'améliorer la précision des extractions. Cependant, une variabilité des extractions vis-à-vis des paramètres définissant la zone de projection est plus importante que celle observée dans la partie II-3.3 en l'absence de dilatation.

## II-5 Conclusions

Ce chapitre a permis de présenter la méthodologie d'analyse qui sera utilisée dans la suite de ces travaux pour caractériser la résine époxy considérée. La CIN associée aux séries de Williams a été utilisée sur des essais TDCB de PMMA, des résultats cohérents avec la littérature ont été mis en évidence sur  $K_I$ . Une analyse métrologique a été menée afin d'évaluer l'influence des paramètres définissant la zone de projection et l'influence des biais expérimentaux sur les extractions réalisées. Les résultats ont montré de faibles écarts et incertitudes pour des zones de projection définies par  $R_{max} > 6$  mm concluant à une robustesse de la méthode proposée. De plus, les résultats ont montré une faible sensibilité des grandeurs évaluées au bruit du capteur et aux différents mouchetis considérés. Par la suite, une seconde analyse métrologique a été menée pour quantifier l'influence des mouvements hors-plan sur les dilatations apparentes, capturées lors de la CIN. L'étude réalisée avec deux caméras, différents objectifs et différentes ouvertures a mis en avant une dépendance linéaire du déplacement hors-plan sur les dilatations apparentes. Des valeurs seuils de déplacements hors-plan ont alors été définies pour garantir un ratio entre les déformations mesurées et les dilatations apparentes supérieures à 1. Ces seuils sont par exemple de 1.17 mm pour objectif de 300 mm associé à la caméra Vieworks VC, 275  $\mu\text{m}$  pour un objectif 105 mm utilisé avec la caméra Photron Fastcam SA-X et 175  $\mu\text{m}$  avec la caméra Vieworks VC. Puis, des essais analysés via des mesures de champs par stéréo-corrélation d'images numériques ont été réalisés pour évaluer les déplacements hors-plan en quasi-statique. Les résultats ont montré que les déplacements hors-plan proches de la pointe de fissure dépendent de l'usinage des échantillons. Un usinage à la découpe laser ne garantit pas le respect des différentes tolérances ce qui peut conduire à des déplacements hors-plan importants lors de la mise en charge. A l'inverse, un usinage par fraisage permet une bien meilleure précision de découpe des échantillons ce qui limite les déplacements hors-plan, ce type d'usinage est donc considéré dans la suite de ce mémoire. Par ailleurs, une dernière analyse métrologique a mis en avant des erreurs importantes sur l'évaluation des différentes grandeurs en présence des champs de dilatations homogènes correspondant à un déplacement hors-plan de 300  $\mu\text{m}$ . Ainsi, sous chargement quasi-statique, les déplacements hors-plan seront considérés comme négligeables lors des futurs essais car  $\bar{U}_z$  est de l'ordre de 20  $\mu\text{m}$  proche de la pointe de fissure pour un usinage par fraisage. En revanche, sous chargements dynamiques, différents phénomènes telles que des vibrations peuvent apparaître donnant lieu à des déplacements hors-plan importants. De ce fait, une seconde méthode d'analyse a été proposée en modifiant la base des séries de Williams pour tenir compte d'une dilatation homogène et d'un cisaillement constant qui rendent compte d'un mouvement hors-plan. L'analyse métrologique associée à cette seconde méthode a mis en avant des erreurs proches de celles évaluées sans dilatations homogènes. Finalement, la méthode proposée pour extraire les différentes grandeurs  $K_I$ ,  $T$  et  $B$  peut être appliquée à la résine Hexply®M21 considérée dans ces travaux. Tout d'abord en quasi-statique en considérant les déplacements hors-plan négligeables et ensuite en dynamique en les prenant en compte. L'objectif est d'une part de mettre en évidence la dépendance de  $K_{IC}$  à la vitesse de propagation de fissure et d'autre part la dépendance de  $K_{IC}$  à la géométrie et aux termes d'ordres supérieurs.

# Chapitre III

## Caractérisation expérimentale de la propagation de fissure d'une résine époxy Hexply®M21 sous chargement quasi-statique et dynamique intermédiaire

*Ce chapitre porte sur le développement d'un protocole expérimental pour caractériser  $K_{IC}$  d'une résine époxy Hexply®M21 sous chargement quasi-statique et dynamique intermédiaire. Dans un premier temps, la présentation du matériau étudié et des géométries considérées est réalisée. Ensuite, un protocole de fabrication de plaques de résine épaisses (6 mm) cuites en autoclave est présenté. Par la suite, un dispositif expérimental est mis en œuvre au vérin hydraulique pour réaliser des essais de fissuration en mode I avec des vitesses de chargement notées  $\dot{U}$  allant de  $10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$  à  $1 \text{ m.s}^{-1}$ . Une analyse globale s'appuyant sur des courbes force/déplacement est présentée pour analyser les résultats des essais réalisés. Puis, la méthode d'analyse est utilisée pour extraire  $K_I$  puis  $T$  et  $B$  sous chargement quasi-statique. L'influence de la géométrie sur les termes non singuliers est analysée. Un modèle à deux paramètres en fonction des termes non singuliers pour évaluer  $K_{IC}$  est proposé. Par la suite, la dépendance de  $K_{IC}$  et des termes non-singuliers à la vitesse de propagation de fissure et de chargement est analysée. Enfin, l'observation des faciès de rupture au microscope est réalisée afin de vérifier la cohérence des valeurs de  $K_{IC}$  obtenues et de comprendre les mécanismes à l'origine du phénomène de stick-slip.*

### Sommaire

---

III-1 Développement d'un protocole d'essai en quasi-statique et dynamique intermédiaire . . . . .	80
III-2 Caractérisation globale de la rupture de la résine Hexply®M21	92
III-3 Caractérisation locale de $K_{IC}$ de la résine Hexply®M21 . .	95
III-4 Lien entre faciès, $K_{IC}$ et vitesse de propagation de fissure .	108
III-5 Conclusions . . . . .	114

---

## III-1 Développement d'un protocole d'essai en quasi-statique et dynamique intermédiaire

### III-1.1 Présentation et élaboration des échantillons de résine époxy Hexply®M21

#### Présentation du matériau

Dans le cadre de cette thèse, la résine époxy Hexply®M21 de chez Hexcel est considérée (voir Figure III.1). Elle est choisie puisque c'est une résine utilisée pour des structures composites aéronautiques. Le matériau composite T700/M21 est un exemple de stratifié utilisant cette résine époxy avec des fibres longues de carbone unidirectionnelles. L'intérêt majeur de cette résine thermodurcissable est la présence de nodules thermoplastiques ce qui permet d'augmenter  $K_{IC}$  et donc sa résistance à l'impact. Les propriétés élastiques de la résine considérée sont résumées dans le Tableau III.1. Le module d'Young  $E$  et le coefficient de Poisson  $\nu$  sont évalués via une campagne de caractérisation suivant les normes NF EN ISO 527-1 :2012(F) [63] et NF EN ISO 527-1 :2012(F) [64] réalisée par Joudon [67] lors de ses travaux de thèse. Le module de cisaillement noté  $\mu$  déduit des propriétés précédentes est obtenu via l'équation III.1. Dans la suite de la thèse, le comportement mécanique de la résine est supposé élastique linéaire afin de respecter les hypothèses des séries de Williams présentées dans le chapitre II. Cette hypothèse se justifie par la rupture quasi-fragile du matériau d'étude et des polymères amorphes vitreux de manière générale. Le module d'Young est supposé constant et indépendant de la vitesse de déformation. Cette hypothèse est discutée dans le chapitre suivant en fonction des essais réalisés et des vitesses de déformations obtenues. Enfin, il est également supposé que le développement de la plasticité lors de la propagation de fissure se limite uniquement au voisinage de la pointe de fissure.

$$\mu = \frac{E}{2(1 + \nu)} \quad (\text{III.1})$$

E (GPa)	$\nu$	$\mu$ (GPa)
3.1	0.35	1.15

TABLEAU III.1 – Propriétés mécaniques de la résine Hexply®M21

#### Définition des éprouvettes considérées

L'objectif de ces travaux est de caractériser expérimentalement  $K_{IC}$  sous chargement dynamique de la résine Hexply®M21 en prenant en compte des effets de structure via la mesure de champs cinématiques. Le but est donc d'une part d'évaluer l'influence de la vitesse de propagation de fissure sur  $K_{IC}$  et d'autre part d'évaluer les effets géométriques sur les termes non singuliers et sur  $K_{IC}$  pour rendre compte des effets de structure. Dans

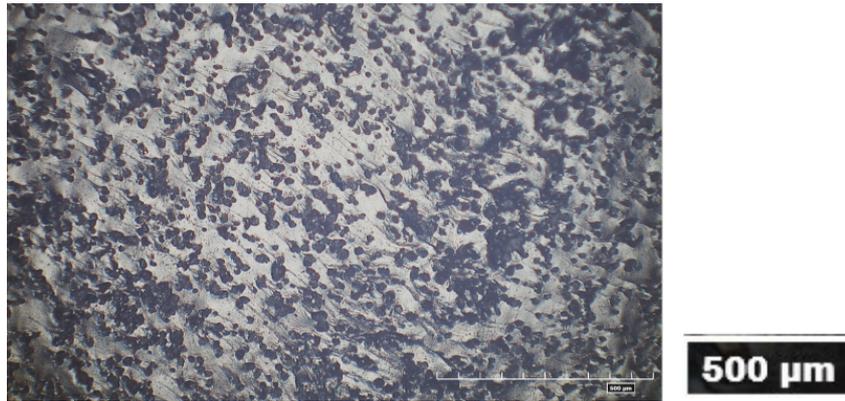
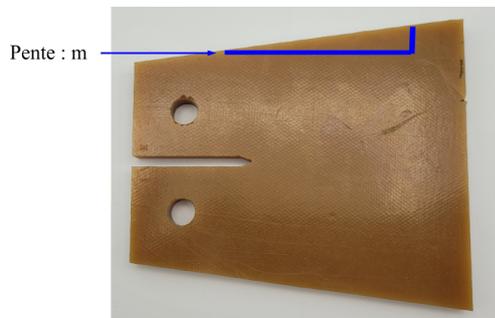


FIGURE III.1 – Faciès de rupture avec une mise en évidence des nodules thermoplastiques inclus dans la résine Hexply®M21 (échelle : 500  $\mu\text{m}$ )

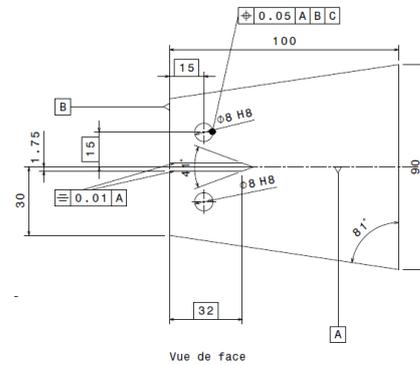
le chapitre I, il a été fait mention de nombreuses géométries utilisées par différents auteurs pour évaluer le  $G_{IC}$  sous chargements dynamiques sur des résines, colles et composites. Il a notamment été vu que la géométrie Tapered Double Cantilever Beam (TDCB) permettait d'avoir une propagation de la fissure stable en propagation et en direction pour différents types de chargement [9, 61, 105]. Cette géométrie TDCB est ainsi considérée et est présentée sur les Figures III.2a et III.2b. Pour cette géométrie, les mêmes dimensions que celles utilisées dans la littérature [47] sont choisies pour avoir une source de comparaison. Comme expliqué dans le chapitre précédent, la pente  $m = \frac{3a^2}{h^3} + \frac{1}{h}$  présentée sur la Figure III.2a est de  $0.155 \text{ mm}^{-1}$ . Une seconde géométrie est considérée pour évaluer les effets géométriques sur les termes non singuliers et sur  $K_{IC}$ , il s'agit d'une géométrie triangulaire qui s'inspire des travaux de Mai *et al.* [84]. Cette géométrie est choisie car elle permet d'avoir des valeurs de  $T$  et  $B$  différentes de celles évaluées sur la géométrie TDCB. Les Figures III.3a et III.3b présentent la géométrie triangulaire considérée dans ces travaux. L'angle de  $90^\circ$  est considéré afin d'avoir une propagation stable sur la majorité du trajet de fissure avant de tourner. Comme développé dans le chapitre II, l'identification de  $K_I$ ,  $T$  et  $B$  est effectuée en s'appuyant sur la mesure de champs cinématiques et la projection sur les séries de Williams. Ces géométries sont usinées à partir de plaques épaisses de 6 mm cuites en autoclave.

### Protocole d'élaboration des plaques de résine épaisses

La résine se présente sous forme de films de résine crue de  $250 \times 400 \text{ mm}^2$  conservés à  $-18^\circ \text{ C}$ . L'épaisseur de ces films est d'environ 0.5 mm. Un protocole de fabrication est développé pour réaliser des plaques épaisses de résine de plus de 5 mm d'épaisseur. A température ambiante ( $T \approx 22^\circ \text{ C}$ ), les films de résine crue se décollent facilement du papier sur lequel ils sont disposés. La méthode proposée est présentée sur les Figures III.4a à III.4d. Elles consistent dans un premier temps à plier en quatre un film de résine afin d'obtenir un film plus épais de  $125 \times 200 \text{ mm}^2$  et d'épaisseur  $\approx 1.6 \text{ mm}$ . Ensuite, le film plié en quatre est empilé avec trois autres films pliés en quatre pour obtenir une

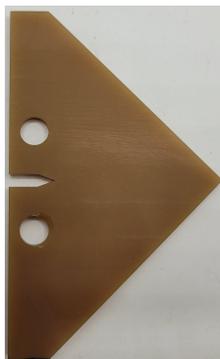


(a) Éprouvette TDCB de résine Hexply®M21

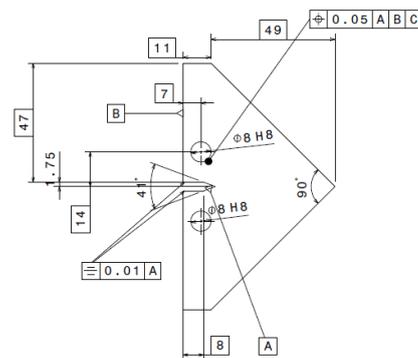


(b) Plan de l'éprouvette TDCB (épaisseur 5 mm)

FIGURE III.2 – Géométrie d'éprouvette TDCB considérée dans ce chapitre : (a) Éprouvette TDCB , (b) Plan de l'éprouvette TDCB



(a) Éprouvette triangulaire de résine Hexply®M21

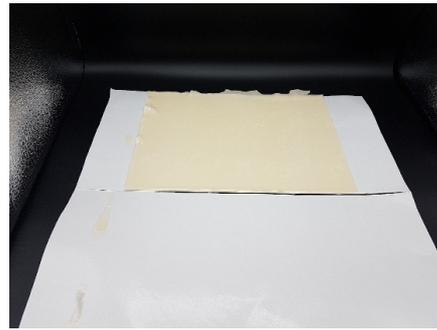


(b) Plan de l'éprouvette triangulaire de résine (épaisseur 5 mm)

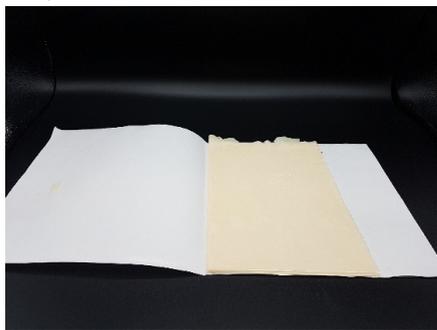
FIGURE III.3 – Géométrie d'éprouvette triangulaire considérée dans ce chapitre : (a) Éprouvette triangulaire , (b) Plan de l'éprouvette triangulaire



(a) Film de résine de  $250 \times 400 \text{ mm}^2$  ( $e \approx 0.4 \text{ mm}$ )



(b) Film de résine plié de  $250 \times 200 \text{ mm}^2$  ( $e \approx 0.8 \text{ mm}$ )



(c) Film de résine plié en quatre de  $125 \times 200 \text{ mm}^2$  ( $e \approx 1.6 \text{ mm}$ )



(d) Plaque de résine regroupant quatre films de résine pliés en 4 de  $125 \times 200 \text{ mm}^2$  ( $e \approx 6.4 \text{ mm}$ )

FIGURE III.4 – Les différentes étapes d'empilement des films de résine crue

plaque épaisse de plus de 6 mm. Cette plaque épaisse est alors coupée en deux dans le sens de la largeur pour faciliter la cuisson, ce qui permet d'obtenir deux plaques épaisses de  $130 \times 100 \text{ mm}^2$ , dimensions sensiblement proches des tailles des éprouvettes mentionnées précédemment.

Enfin, avant la cuisson en autoclave, les plaques épaisses de résine crue doivent subir une dernière étape dite de pré-cuisson. Effectivement, une cuisson directe des plaques de résine crue fait apparaître des bulles en surface et dans l'épaisseur de la plaque. L'étape de pré-cuisson consiste à dégazer manuellement la résine pour supprimer les bulles dans toute la plaque. Selon les courbes de viscosité et de temps de gel de la résine Hexply®M21 (Figures IV-2.5 et III.6), un maintien de la résine à  $110^\circ \text{ C}$  diminue la viscosité de la résine en l'amenant proche de sa viscosité minimale. A cette température, le temps de gel est extrêmement long, le maintien à cette température peut donc être important sans risquer de cuire la résine. Après plusieurs tentatives pour trouver le meilleur moyen de dégazer la résine Hexply®M21, un cycle de pré-cuisson est retenu, il est présenté dans le Tableau III.2. Une fois que les plaques de résine sont disposées sur une plaque d'aluminium recouverte d'un film téflon, du mastic est placé tout autour de chaque plaque. Cela permet d'éviter que la résine ne s'échappe lorsque celle-ci devient liquide avec l'augmentation de

**Typical Autoclave Cure Monolithic Par <15mm (0.6") thick**

1°C/min (2°F/min) heat-up rate

3°C/min (5°F/min) heat-up rate

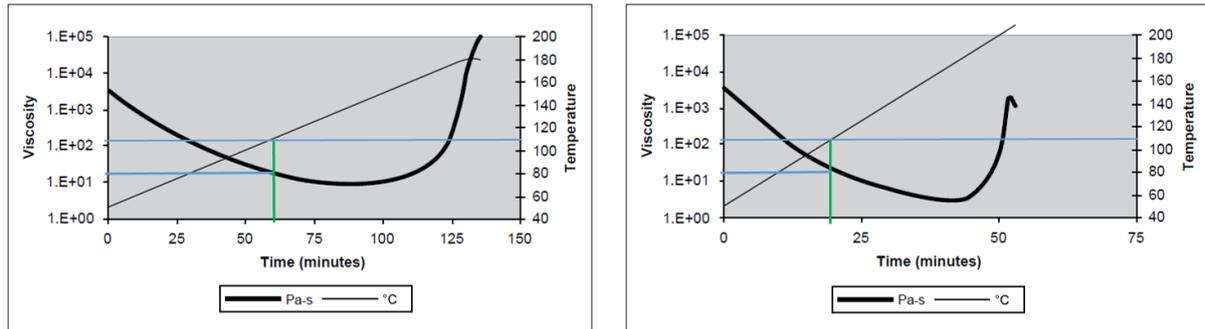


FIGURE III.5 – Viscosité de la résine Hexply®M21 selon le temps et la température

**Gel Time**

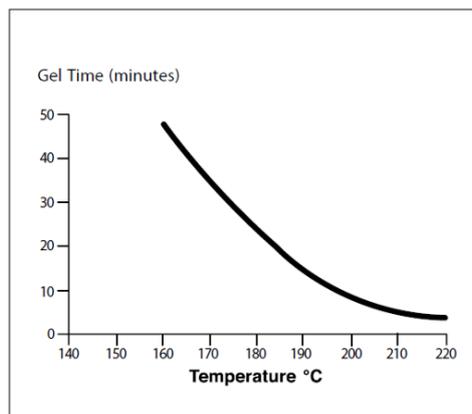


FIGURE III.6 – Temps nécessaire à la polymérisation de la résine Hexply®M21 en fonction de la température

la température. Un maintien de la résine à 110° C pendant une durée définie est effectué à plusieurs reprises pour faire remonter les bulles à la surface, ces bulles sont ensuite supprimées manuellement en les perçant avec une aiguille. Une illustration de ce cycle de dégazage est présentée sur les Figures III.7 et III.8.

A la suite de ce cycle de pré-cuisson, les plaques de résine sont débarrassées de leurs porosités et sont cuites en autoclave. Pour ce faire, les plaques sont tout d'abord laissées à température ambiante pour que la résine redevienne solide (augmentation de la viscosité en refroidissant). Une fois à température ambiante, les plaques sont placées dans un sac à vide puis cuites en autoclave pour réticuler la résine. Cependant, il n'existe pas de sac à vide ni de cycle de cuisson spécifique pour cuire de la résine pure. Après plusieurs itérations, un sac à vide présenté sur les Figures III.9 et III.10 est considéré pour obtenir la meilleure plaque possible.

Concernant le cycle de cuisson, le fabricant Hexcel propose trois cycles de cuisson,

Étape	Temps	Température	Action
1	1 h	110°C	Faire remonter la majorité des bulles
2			Dégazage manuel des bulles
3	30 min	110°C	Faire remonter d'autres bulles
4			Dégazage manuel des bulles
5	30 min	110°C	Faire remonter les dernières bulles
6			Dégazage manuel des bulles

TABLEAU III.2 – Cycle de pré-cuisson pour dégazer manuellement la résine



FIGURE III.7 – Plaque de résine Hexply®M21 après la première étape de dégazage manuel



FIGURE III.8 – Plaque de résine Hexply®M21 avant cuisson

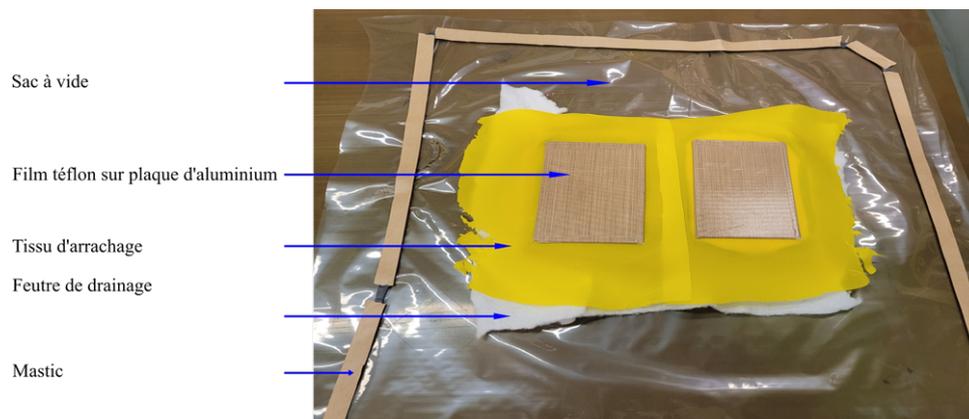


FIGURE III.9 – Illustration du sac à vide utilisé dans cette thèse lors de la cuisson des plaques de résine

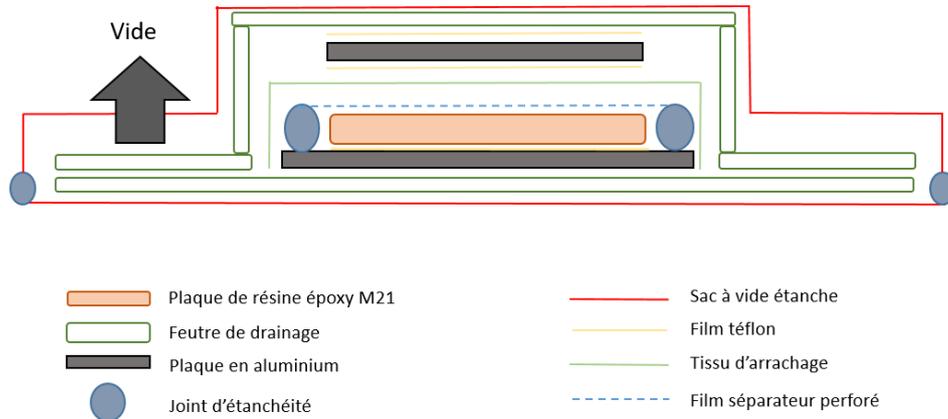


FIGURE III.10 – Schéma du sac à vide utilisé lors de la cuisson des plaques de résine

deux d'entre eux permettent de cuire des pièces composites plus ou moins épaisses, le dernier cycle est conçu pour les structures sandwich. Le cycle de cuisson retenu est celui considéré dans les travaux de thèse de Joudon [67], il est optimisé pour la cuisson de pièce composites épaisses contenant de la résine époxy Hexply®M21. Le cycle présente trois paliers de température, un à 110° C pour fluidifier la résine, un second à 135° C et enfin un dernier à 180° C pour la cuire entièrement. Les rampes de montée en température sont de 1° C.min<sup>-1</sup> entre chaque palier (afin d'avoir une viscosité faible le plus longtemps possible). Le refroidissement après cuisson est effectué avec une pente de 3° C.min<sup>-1</sup>. La pression est de 5 bars à partir de la montée à 135° C jusqu'à la descente à 40° C.

Les plaques obtenues après cuisson sont présentées sur la Figure III.12. Sur cette figure, les points jaunes correspondent aux marques induites par le film séparateur perforé lors de la cuisson, ils sont supprimés lors de l'usinage des plaques. Pour s'assurer de l'absence de porosités en surface et dans l'épaisseur des différentes plaques, une observation au microscope est réalisée. Pour ce faire, les différentes plaques sont découpées en quatre morceaux dans le sens de la largeur pour que l'épaisseur des plaques soit observable. Après polissage, ces différents morceaux sont observés au microscope. Cette observation au microscope est présentée sur la Figure III.13 et met en évidence l'absence de porosité dans la plaque. Ces plaques sont alors usinées pour obtenir les géométries décrites précédemment afin de réaliser des essais de fissuration en mode *I*.

### III-1.2 Développement d'un montage expérimental pour caractériser $K_{IC}$ sur résine Hexply®M21

#### Montage expérimental pour pré-entailler les éprouvettes

Afin de propager une fissure à faible vitesse de propagation, les éprouvettes présentées précédemment sont pré-entaillées. Un système spécifique est développé afin de s'assurer de la répétabilité d'un échantillon à un autre. Pour ce faire, une machine électromécanique Instron 5945 est utilisée en compression avec une vitesse de déplacement de la traverse de

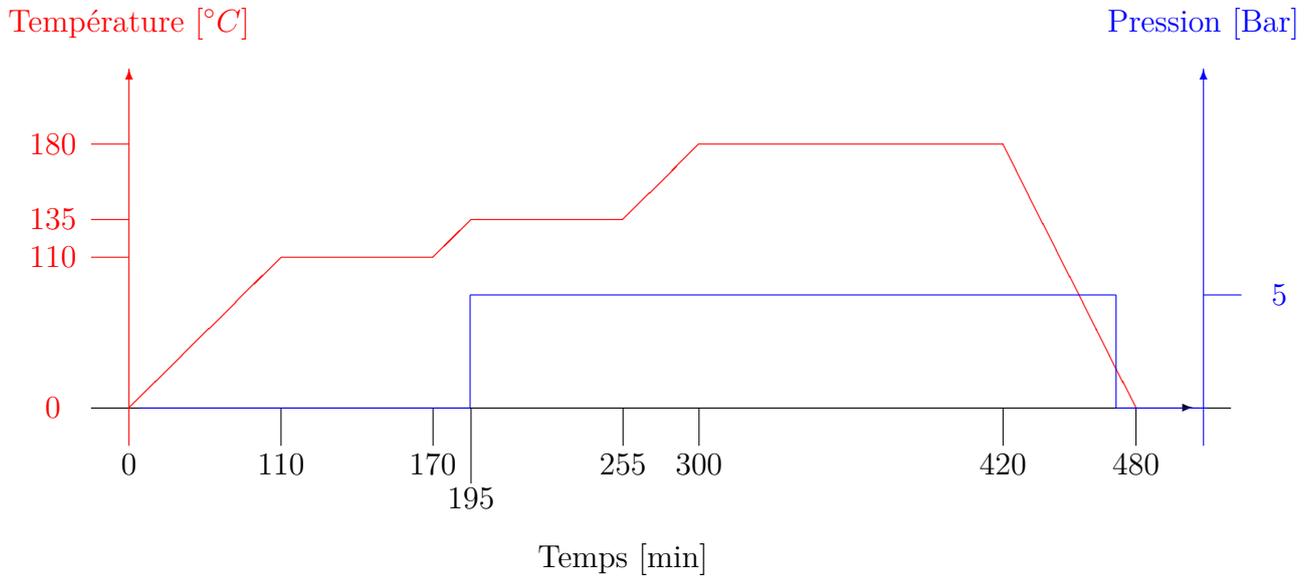


FIGURE III.11 – Cycle de pré-cuisson utilisé dans cette thèse pour cuire les plaques de résine



FIGURE III.12 – Plaque de résine Hexply®M21 après cuisson

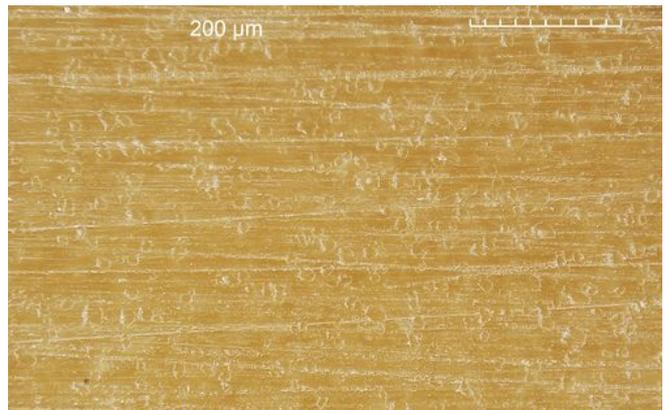


FIGURE III.13 – Analyse de l'épaisseur au microscope

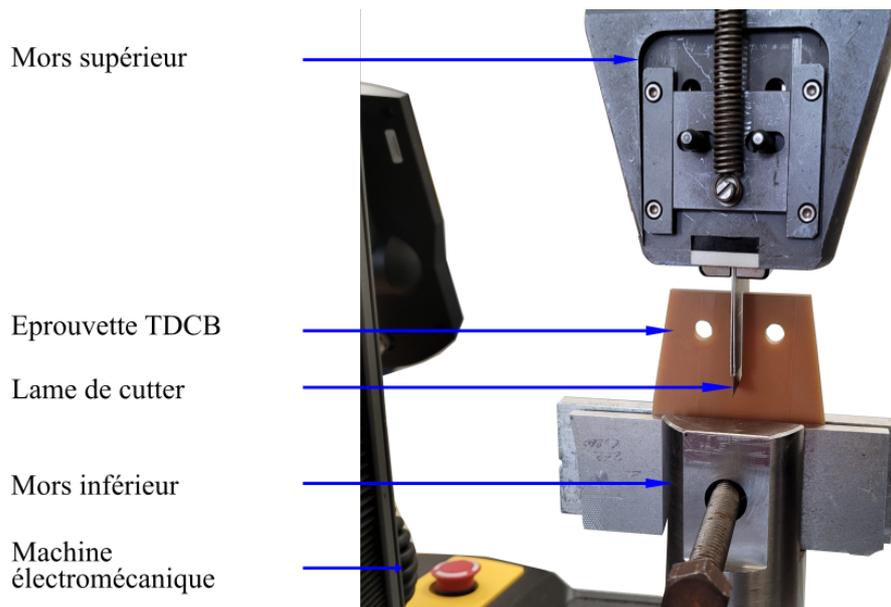


FIGURE III.14 – Montage expérimental permettant de pré-entailler les différentes éprouvettes

$3.3 \times 10^{-6} \text{ m.s}^{-1}$ . Une lame de cutter est fixée au mors supérieur alors que l'éprouvette est fixée dans le mors inférieur. Des pré-fissures de quelques millimètres sont obtenues sur les différents échantillons. Ce montage expérimental est présenté sur la Figure III.14.

### Montage expérimental au vérin hydraulique allant du quasi-statique à $1 \text{ m.s}^{-1}$ pour caractériser $K_{IC}$ d'une résine Hexply®M21

Pour réaliser des essais de fissuration en mode  $I$  sur la résine Hexply®M21, un vérin hydraulique est utilisé avec des vitesses de chargement imposées ( $\dot{U}$ ) allant de  $10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$  à  $1 \text{ m.s}^{-1}$ . L'éprouvette est placée entre les deux manchons, des axes de chargement permettent de fixer l'éprouvette (voir le Figure III.15). L'effort est mesuré à l'aide d'une cellule d'effort piézoélectrique de 60 kN alors que le déplacement du coulisseau est obtenu grâce à un capteur de déplacement optique de type Rudolph. En effet, celui-ci mesure le déplacement d'une cible contrastée noire et blanche éclairée mise sur le coulisseau. Les images des échantillons déformés durant les essais sont enregistrées à l'aide d'une caméra rapide type Phantom v2640. Un mouchetis de peinture noir et blanc est réalisé sur les éprouvettes afin d'appliquer la CIN.

Les Tableaux III.3 et III.4 résument les différents paramètres considérés de la caméra et des images associés respectivement dans le cas d'un chargement quasi-statique à  $10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$  et dans le cas de vitesses de chargement plus importantes à  $10^{-1} \text{ m.s}^{-1}$  et  $1 \text{ m.s}^{-1}$ . Dans le cas TDCB, la taille des images est de  $1024 \times 400 \text{ pixels}^2$  et de  $768 \times 304 \text{ pixels}^2$  pour les éprouvettes triangulaires qui sont plus petites. La taille du pixel est de  $68 \mu\text{m}$  pour tous les essais. En quasi-statique, la fréquence d'acquisition est plus importante pour la géométrie triangulaire afin d'avoir le même nombre d'image que pour la géométrie

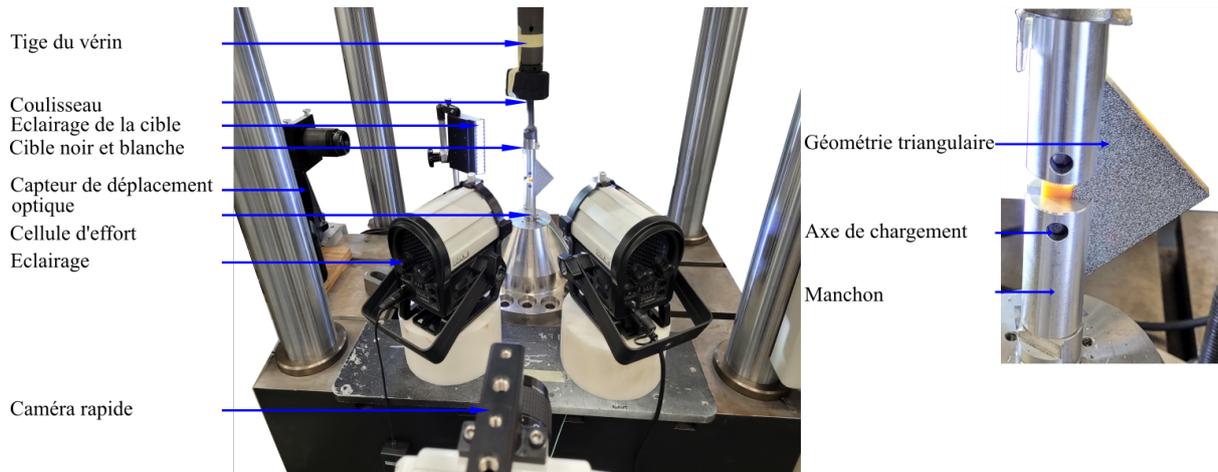


FIGURE III.15 – Montage expérimental au vérin hydraulique

Paramètres des images	géométrie TDCB	géométrie triangulaire
Caméra	Phantom v2640	
Résolution des images (pixel <sup>2</sup> )	1024 × 400	768 × 304
Dynamique de l'image	8 bits	
Fréquence d'acquisition	1000 Hz	2000 Hz
Objectif	Focal 105 mm Macro	
Ouverture	f/8	
Champ de vue	69.6 mm × 27.2 mm	52.2 mm × 20.7 mm
Taille du pixel	68 $\mu m$	
Distance de travail	70 cm	
Réalisation du modèle	Mouchetis de peinture noir et blanc	

TABLEAU III.3 – Paramètres de la caméra et des images associées

TDCB (car la longueur de propagation de fissure est plus faible). A plus hautes vitesses de chargement, les fréquences d'acquisition maximales permettant de garder cette même résolution spatiale sont considérées.

Concernant, la CIN et la projection sur les séries de Williams, les paramètres sont résumés dans le Tableau III.5. Les Figures III.16a et III.16b donnent un exemple respectivement du champ de déplacement  $U_y$  et de sa projection sur les séries de Williams. Il faut noter l'image de référence considérée est l'image juste après que l'échantillon soit bien positionné dans le montage, lorsque celui-ci subit de pré-charge de quelques  $N$ . Ce choix se fait par synchronisation des efforts avec les images enregistrées. En quasi-statique, deux éprouvettes TDCB et deux éprouvettes triangulaires sont considérées, le déplacement hors-plan n'est pas considéré. A plus hautes vitesses de chargement, trois éprouvettes TDCB par vitesse et deux éprouvettes triangulaires par vitesse sont considérées avec une prise en compte des mouvements hors-plan. Un récapitulatif de ces essais est présenté dans le Tableau III.6. Pour les courbes force/déplacement présentées dans

Paramètres des images	géométrie TDCB	géométrie triangulaire
Caméra	Phantom v2640	
Fréquence d'acquisition	33000 Hz	43000 Hz

TABLEAU III.4 – Paramètres de la caméra et des images associées : Augmentation de la fréquence d'acquisition à plus hautes vitesses de chargement (les autres paramètres étant similaires à ceux du Tableau III.3)

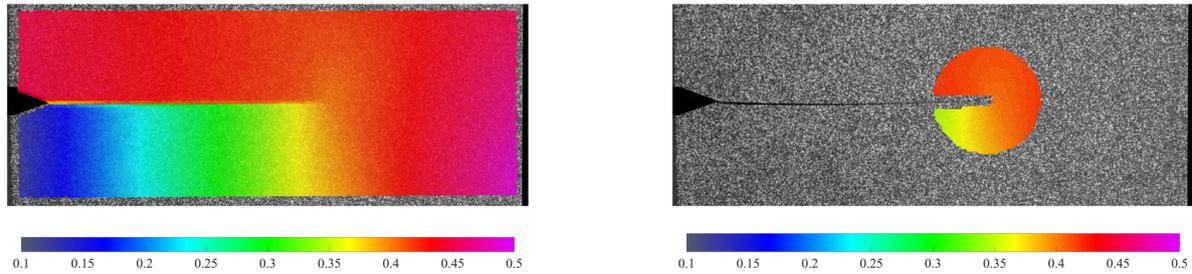
Logiciel de DIC	Ufreckles
Fonctions de formes	Éléments linéaires triangles non réguliers
Taille de l'élément	5 pixels
Régularisation	U : Tikhonov régularisation sur 3 éléments
$R_{min}$	1 mm
$R_{max}$	7 mm
$GR_{max}$ (TDCB)	65 mm
$GR_{max}$ (triangulaire)	53 mm

TABLEAU III.5 – Paramètres de la CIN

la partie III-2.2, tous les essais sont présentés. Pour les autres graphiques et afin de les alléger, seuls les résultats des essais des éprouvettes avec les noms en gras dans le tableau III.6 sont considérés. De ce fait, un seul essai par vitesse et par géométrie est considéré pour les représentations graphiques. Dans le cas de trois répétitions, il s'agit de l'essai qui présente des valeurs de  $K_I$  proches des valeurs moyennes sur les trois essais. Dans le cas de deux essais, il s'agit du premier réalisé. L'ensemble des résultats de  $K_I$ ,  $T$  et  $B$  des essais réalisés est néanmoins présenté en annexes B.

**Remarque :** *Le choix du premier essai dans le cas de deux répétitions est arbitraire.*

**Remarque :** *La nomenclature utilisée pour nommer les différents échantillons est particulière et provient de la cuisson réalisée. En effet, un nombre important de cuisson a été réalisé allant de 1 à 16 ce qui explique le premier chiffre ou les deux premiers chiffres (s'il y en a trois). Ensuite, chaque cuisson est réalisée avec un nombre limité de plaque pouvant aller de 1 à 4. Ce chiffre correspond au dernier chiffre du nom de l'échantillon. En plus, pour les essais avec une géométrie triangulaire, il était possible d'usiner deux échantillons par plaque d'où les numéros supplémentaires avec un "-". Ainsi pour donner un exemple, l'échantillon PV112 correspond à la plaque numéro 2 de la 11<sup>ème</sup> cuisson réalisée. Cette différenciation par cuisson permet de garder une traçabilité et éventuellement de justifier certaines différences dans les résultats.*



(a) Champ de déplacement  $U_y$  obtenu par CIN (mm)

(b) Champ de déplacement  $U_y$  obtenu par projection sur les séries de Williams (mm)

FIGURE III.16 – Illustration des champs de déplacement obtenus expérimentalement et de sa projection sur les séries de Williams [108].

Nom	Géométrie	$\dot{U}$	$\dot{a}$
<b>PV112</b>	TDCB	$10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$	Quelques dizaines de $\mu\text{m.s}^{-1}$ à Quelques dizaines de $\text{cm.s}^{-1}$
PV71	TDCB	$10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$	Quelques dizaines de $\mu\text{m.s}^{-1}$ à Quelques dizaines de $\text{cm.s}^{-1}$
<b>PV91-1</b>	Triangulaire	$10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$	Quelques dizaines de $\mu\text{m.s}^{-1}$ à Quelques dizaines de $\text{cm.s}^{-1}$
PV91-2	Triangulaire	$10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$	Quelques dizaines de $\mu\text{m.s}^{-1}$ à Quelques dizaines de $\text{cm.s}^{-1}$
PV101	TDCB	$10^{-1} \text{ m.s}^{-1}$	Quelques dizaines de $\text{cm.s}^{-1}$ à Quelques dizaines de $\text{m.s}^{-1}$
<b>PV121</b>	TDCB	$10^{-1} \text{ m.s}^{-1}$	Quelques dizaines de $\text{cm.s}^{-1}$ à Quelques dizaines de $\text{m.s}^{-1}$
PV122	TDCB	$10^{-1} \text{ m.s}^{-1}$	Quelques dizaines de $\text{cm.s}^{-1}$ à Quelques dizaines de $\text{m.s}^{-1}$
<b>PV101-1</b>	Triangulaire	$10^{-1} \text{ m.s}^{-1}$	Quelques dizaines de $\text{cm.s}^{-1}$ à Quelques dizaines de $\text{m.s}^{-1}$
PV101-2	Triangulaire	$10^{-1} \text{ m.s}^{-1}$	Quelques dizaines de $\text{cm.s}^{-1}$ à Quelques dizaines de $\text{m.s}^{-1}$
PV131	TDCB	$1 \text{ m.s}^{-1}$	Quelques dizaines de $\text{m.s}^{-1}$ à $150 \text{ m.s}^{-1}$
PV132	TDCB	$1 \text{ m.s}^{-1}$	Quelques dizaines de $\text{m.s}^{-1}$ à $150 \text{ m.s}^{-1}$
<b>PV133</b>	TDCB	$1 \text{ m.s}^{-1}$	Quelques dizaines de $\text{m.s}^{-1}$ à $150 \text{ m.s}^{-1}$
<b>PV111-1</b>	Triangulaire	$1 \text{ m.s}^{-1}$	Quelques dizaines de $\text{m.s}^{-1}$ à $200 \text{ m.s}^{-1}$
PV111-2	Triangulaire	$1 \text{ m.s}^{-1}$	Quelques dizaines de $\text{m.s}^{-1}$ à $200 \text{ m.s}^{-1}$

TABLEAU III.6 – Récapitulatif des essais réalisés. Seuls les noms des essais en gras sont ceux représentés dans la suite pour alléger les graphiques

## III-2 Caractérisation globale de la rupture de la résine Hexply®M21

### III-2.1 Analyse post-mortem des éprouvettes

Les Figures notées III.17a à III.17f montrent les échantillons post-mortem après les essais réalisés. Tout d'abord concernant les éprouvettes TDCB, il est observé que sous chargement quasi-statique (voir la Figure III.17a), la propagation de fissure reste droite durant tout le trajet de chargement. En revanche, pour des vitesses de chargement plus importantes, le trajet de fissure est modifié. Pour  $\dot{U} = 10^{-1} \text{ m.s}^{-1}$  (voir la Figure III.17c), la fissure monte légèrement avant de se remettre perpendiculaire à la direction de chargement. L'inertie de la pièce lors de l'essai peut expliquer cette modification du trajet de fissure. Enfin, lors des essais à  $1 \text{ m.s}^{-1}$ , la fissure oscille légèrement tout en montant (voir la Figure III.17e). Concernant la géométrie triangulaire, les résultats sont différents. Effectivement, dans chaque situation la fissure tourne en fin de propagation lorsque celle-ci se rapproche des bords. Cette tendance était attendue compte tenu de la forme de la géométrie. De plus, avec l'augmentation de la vitesse de chargement, la rotation de la fissure se fait pour une distance de fissure de plus en plus faible. A  $1 \text{ m.s}^{-1}$ , la fissure monte également avant de tourner brusquement.

### III-2.2 Analyse de la réponse force/déplacement

Les Figures III.18a et III.18b montrent les évolutions de la force avec le déplacement du coulisseau pour respectivement les géométries TDCB et triangulaires pour les vitesses de chargement de  $10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$  et de  $10^{-1} \text{ m.s}^{-1}$ . La Figure III.19, montre l'évolution de la force en fonction du temps pour un essai réalisé à une vitesse de chargement imposée de  $1 \text{ m.s}^{-1}$ . A cette vitesse, la mesure de la force n'est pas exploitable en propagation. En effet, pour des vitesses importantes et compte tenu du faible effort évalué lors de ces essais, les valeurs d'effort enregistrées lors de la propagation de fissure correspondent davantage à la vibration du montage qu'à un effort réel. Ces efforts évalués pour  $\dot{U} = 1 \text{ m.s}^{-1}$  ne seront donc pas exploités par la suite. Un filtre de type Savitzky-Golay avec une fenêtre de 101 points est donc utilisé pour lisser le bruit présent sur les signaux du déplacement. Par ailleurs, la vitesse de déplacement dite réelle (*i.e.* la vitesse de déplacement du coulisseau calculée à partir de la mesure du déplacement du coulisseau obtenue par le capteur de déplacement optique) est également évaluée pour s'assurer du respect de la consigne de vitesse. Les Figures III.20a et III.20b montrent l'évolution de la vitesse de déplacement du coulisseau en fonction du déplacement du coulisseau. En moyenne, la vitesse de déplacement imposée est identique à celle calculée à partir du déplacement du coulisseau mesuré par le capteur de déplacement optique.

Pour les basses vitesses de chargement, le phénomène de stick-slip est présent pour les deux géométries (voir Figures III.18a et III.18b). En effet, la chute de l'effort avec le déplacement n'est pas monotone, il y a des sauts de la force avec l'augmentation du déplacement. Il y a une alternance entre phases de propagation quasi-statiques et phases

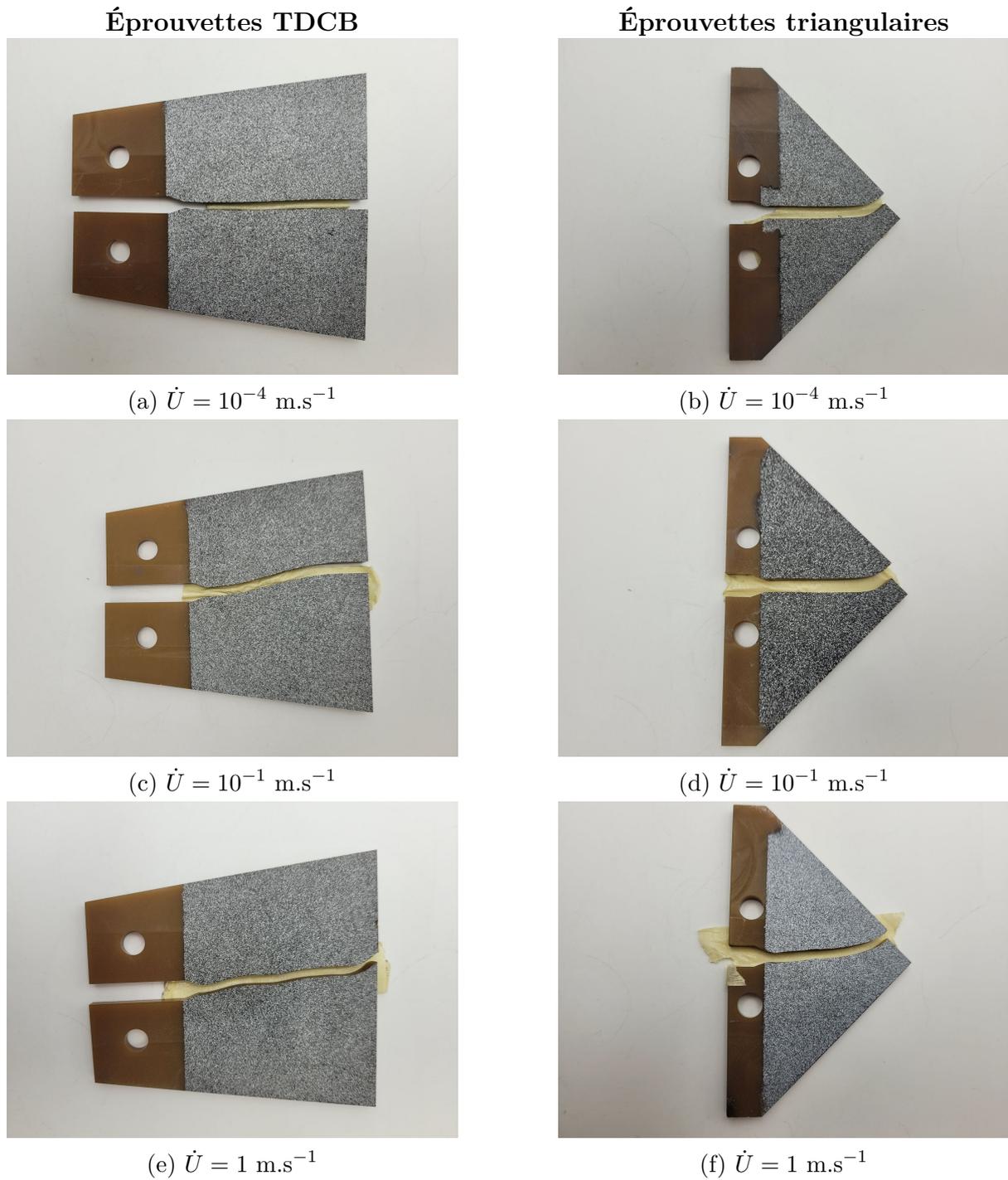


FIGURE III.17 – Éprouvettes post-mortem après essais de fissuration selon la vitesse de chargement  $\dot{U}$

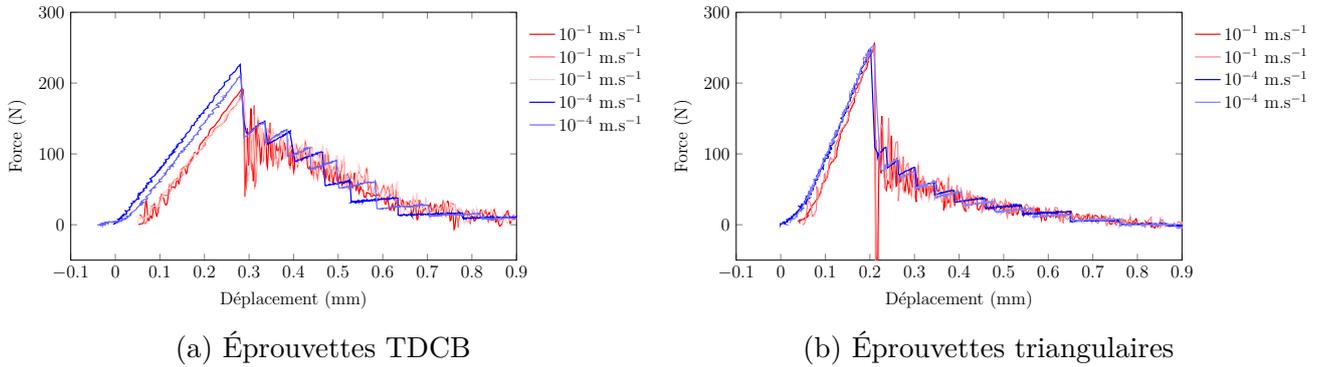


FIGURE III.18 – Courbes force/déplacement lors des essais de fissuration en mode I

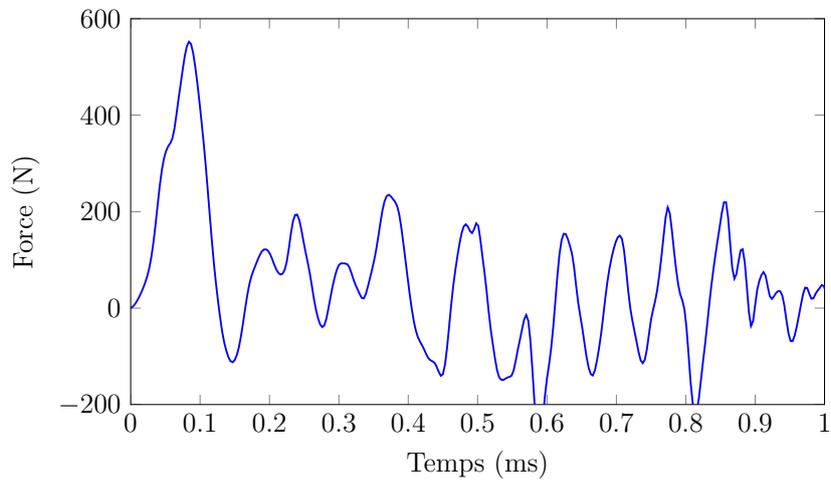


FIGURE III.19 – Évolution de l'effort en fonction du temps pour un essai TDCB avec une vitesse de chargement imposée de  $\dot{U} = 1 \text{ m.s}^{-1}$

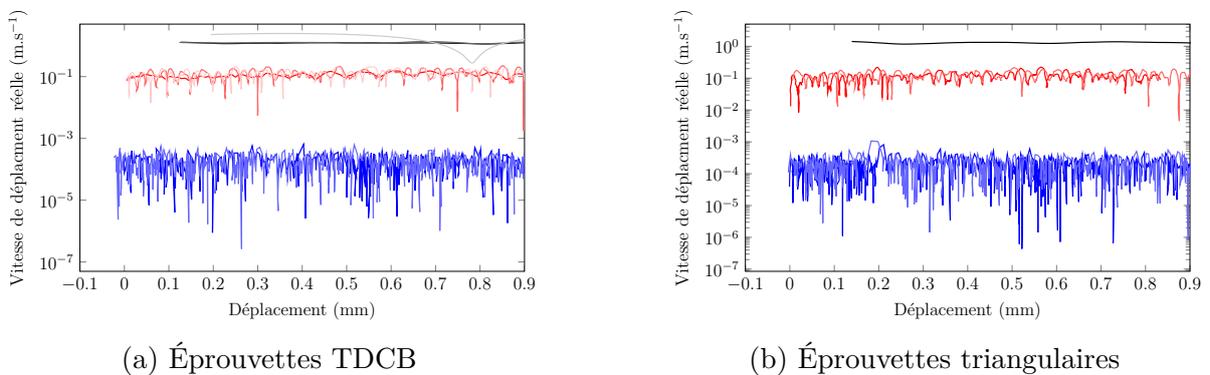


FIGURE III.20 – Évolution de la vitesse de déplacement du coulisseau dite "réelle" lors des essais de fissuration en mode I :  $10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$ ,  $10^{-1} \text{ m.s}^{-1}$  et  $1 \text{ m.s}^{-1}$

de propagation dynamiques. Avec l'augmentation de la vitesse de chargement, le phénomène s'atténue à  $10^{-1} \text{ m.s}^{-1}$  et disparaît à  $1 \text{ m.s}^{-1}$  (voir Partie III-4). Du point de vue de l'effort, l'augmentation de la vitesse de chargement entraîne une diminution du pic d'effort avant l'amorçage et au début de la propagation de fissure. Sur la Figure III.18a, pour le cas TDCB, une faible dispersion des résultats d'essais est observée. Dans le cas de la géométrie triangulaire (Figure III.18b), le phénomène de stick-slip est atténué par rapport au cas TDCB. Les sauts de la force avec le déplacement sont plus faibles. Les pics d'efforts sont légèrement supérieurs dans le cas de la géométrie triangulaire (proches des 250 N) que dans le cas TDCB (globalement inférieur à 200 N). Par ailleurs, contrairement au cas TDCB, il n'y a pas d'influence de la vitesse de chargement sur le pic d'effort ou sur l'effort en début de propagation de fissure et cela n'a pas pu être expliqué. Néanmoins, il faut noter que les comportements à l'amorçage sont différents entre les deux géométries, la première chute d'effort est plus importante dans le cas triangulaire ( $\approx 150 \text{ N}$ ) que dans le cas TDCB ( $\approx 100 \text{ N}$ ). La suite de l'analyse consiste donc à extraire  $K_I$ ,  $T$  et  $B$  puis d'en déduire  $K_{IC}$  pour évaluer tout d'abord l'influence de la géométrie sur les termes non singuliers en quasi-statique puis d'analyser l'influence de la vitesse de la propagation de fissure sur  $K_{IC}$ .

### III-3 Caractérisation locale de $K_{IC}$ de la résine Hexply®M21

#### III-3.1 CIN et projection sur les séries de Williams sous chargement quasi-statique

##### Identification de $K_{IC}$

A partir des champs de déplacement obtenus lors des essais différents, la projection sur les séries de Williams est effectuée pour extraire tout d'abord  $K_I$ . Les dilations dues aux mouvements hors-plan sont supposées négligeables en quasi-statique et ne sont donc pas considérées. La Figure III.21a montre l'évolution de  $K_I$  sous chargement quasi-statique  $\dot{U} = 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$  pour les deux géométries en fonction de la distance de propagation de fissure normalisée. Le stick-slip est présent et est matérialisé ici par une augmentation de  $K_I$  pour une propagation de fissure de plusieurs centaines de microns uniquement. Durant chaque phase dite quasi-statique,  $K_I$  augmente de 0.8 à 1.2  $\text{MPa.m}^{\frac{1}{2}}$  pour les deux géométries avant de diminuer brusquement lors des phases de propagation dites dynamiques.

Afin de considérer uniquement les phases quasi-statiques, c'est à dire lorsque la fissure se propage à très faible vitesse, seules certaines valeurs de  $K_I$  avant les phases dynamiques sont considérées. Dans la littérature, il n'y a pas de consensus pour le calcul de  $K_{IC}$  ou  $G_{IC}$  en présence de stick-slip. Dans le cas de composite stratifié, différents auteurs ont calculé une valeur moyenne de  $G_{IC}$  à partir des efforts pré et post-instabilités [58]. D'autres auteurs ont considéré à la fois les valeurs pré-instabilité et post-instabilités en les quali-

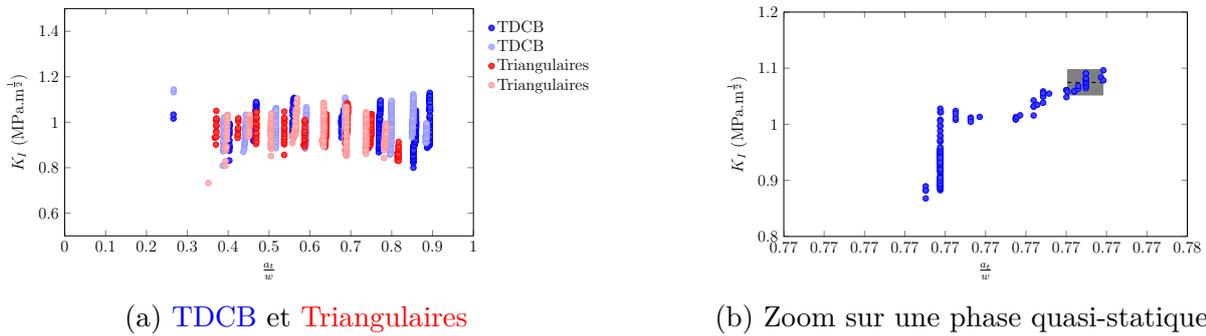


FIGURE III.21 – Évolution de  $K_I$  en fonction de la longueur normalisée de fissure pour  $\dot{U} = 10^{-4} \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$

fiant de valeurs d'amorçage et d'arrêt [18, 45, 46]. D'autres ont déterminé la valeur de  $G_{IC}$  à l'amorçage et à la propagation [76, 90]. Daghia *et al.* ont mis en évidence que la détermination de  $G_{IC}$  à partir des pics d'effort uniquement (pré-instabilité), donnait lieu à des valeurs plus importantes qu'en considérant également les chutes d'efforts [31]. Bandyopadhyay [10] explique quant à lui qu'en présence de stick-slip, les valeurs de  $K_I$  juste avant les phases dynamiques surestiment la valeur de  $K_{IC}$  à cause du développement important de la plasticité en pointe de fissure qui nécessite davantage d'énergie. Selon l'auteur, les valeurs de  $K_{IC}$  correspondent aux valeurs de  $K_I$  justes après les phases dynamiques. Dans un premier temps, les valeurs dites à l'amorçage sont considérées. Le cas des valeurs dites à l'arrêt est également présenté pour comparer les deux choix (voir Section III-3.3). A partir de la dernière valeur avant chaque propagation dynamique, le nombre de données considéré est augmenté (dans le sens inverse de la propagation de fissure) jusqu'à atteindre un écart type sur l'ensemble des données considérées égal à deux fois  $\sigma_{K_I^n}$ . En effet, l'écart type  $\sigma_{K_I^n}$  obtenu en absence de dilatation est choisi comme paramètre pour sélectionner les valeurs de  $K_I$ ,  $T$  et  $B$  se situant dans les phases dites quasi-statiques. Cette procédure est illustrée sur la Figure III.21b sur une phase quasi-statique. Par la suite, seules les points de données conservés par la procédure seront représentés. Les résultats obtenus suite à l'application de cette procédure permettent de déterminer  $K_{IC}$  et sont représentés sur la Figure III.22. En comparant avec les études mentionnées dans le premier chapitre, les grandeurs conservées par la procédure utilisée peuvent être assimilées à la phase d'initiation de la propagation de fissure mentionnée par Gledhill *et al.* [45, 46]. En considérant que le critère de Griffith est toujours valable en présence d'effets de structure, il est supposé dans la suite que la fissure se propage quand  $G_I = G_{IC}$  soit  $K_I = K_{IC}$  par équivalence avec la relation d'Irwin [62].

**Remarque :** *Il faut noter que le choix des valeurs considérées pour déterminer  $K_{IC}$  en présence de stick-slip aura une influence sur les futures descriptions des tendances des différentes grandeurs en fonction de la vitesse de propagation de fissure et/ou de chargement (où le stick-slip disparaît avec l'augmentation de vitesse et où des effets de vitesses peuvent apparaître).*

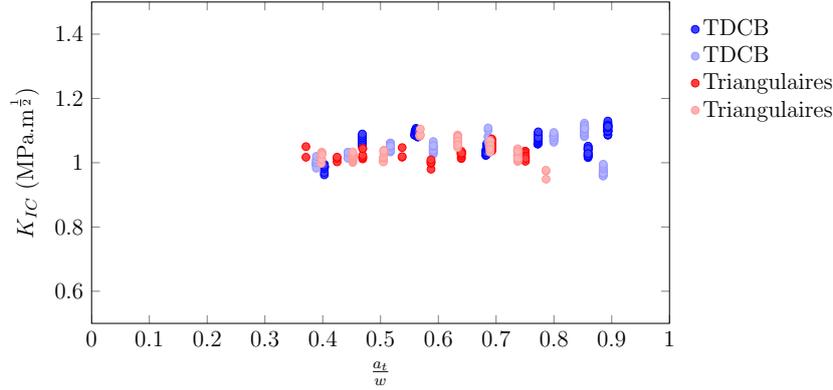


FIGURE III.22 – Évolution de  $K_{IC}$  en fonction de la longueur normalisée de fissure pour  $\dot{U} = 10^{-4} \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  (avec les données conservées) : TDCB et Triangulaires

### Identification de $T$ et $B$

Pour aller plus loin dans l'analyse, les grandeurs  $T$  et  $B$  sont considérées en fonction de la longueur de fissure normalisée. Les mêmes données que précédemment sont conservées pour ne garder que les phases de propagation stables dites quasi-statiques. La Figure III.23a montre l'évolution de  $T$  en fonction de la longueur de fissure normalisée. Deux tendances globales sont observées. Pour les essais TDCB,  $T$  est globalement constant avec une valeur moyenne de 2 MPa. Pour la géométrie triangulaire,  $T$  augmente durant la propagation de fissure. Il est négatif au début de la propagation de fissure  $T < -1$  MPa et augmente progressivement pour atteindre une valeur supérieure à 5 MPa à la fin de la propagation de fissure. Ces résultats sont en accord avec la littérature. En effet, certains auteurs ont expliqué que la géométrie TDCB permet d'avoir une stabilité en direction de la fissure [47, 61]. D'autres auteurs ont montré que la direction de la fissure est impactée par  $T$  [9, 23, 51, 92, 105]. Les valeurs de  $T$  sont positives mais relativement proches de 0 ce qui permettent d'avoir une stabilité en direction de la fissure pour la géométrie TDCB. Dans le cas de la géométrie triangulaire, une augmentation de  $T$  est observée avec l'avancée de la fissure conduisant une rotation de celle-ci en fin de propagation. Cette observation est en adéquation avec les travaux de Méliani *et al.* [92] qui ont expliqué qu'une valeur de  $T$  négative stabilise la fissure alors qu'une valeur de  $T$  positive peut amener à une bifurcation de celle-ci comme observé sur la géométrie triangulaire.

Enfin, la Figure III.23b montre l'évolution de  $B$  en fonction de la longueur de fissure normalisée. Comme pour  $T$ , deux tendances sont mises en évidence selon la géométrie considérée. Dans le cas de la géométrie TDCB, les valeurs restent proches des  $-9 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{-\frac{1}{2}}$  pour  $\frac{a_t}{w} < 0.7$ . Pour  $\frac{a_t}{w} > 0.7$ ,  $B$  diminue jusqu'à atteindre  $-70 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{-\frac{1}{2}}$  environ. Dans le cas de la géométrie triangulaire,  $B$  diminue davantage et ce, dès le début de la propagation de fissure contrairement au cas TDCB. Il évolue entre  $-10 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{-\frac{1}{2}}$  et  $-115 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{-\frac{1}{2}}$ .

D'après ce qui a été vu dans la littérature du chapitre I, les valeurs de  $T$  et  $B$  modifient

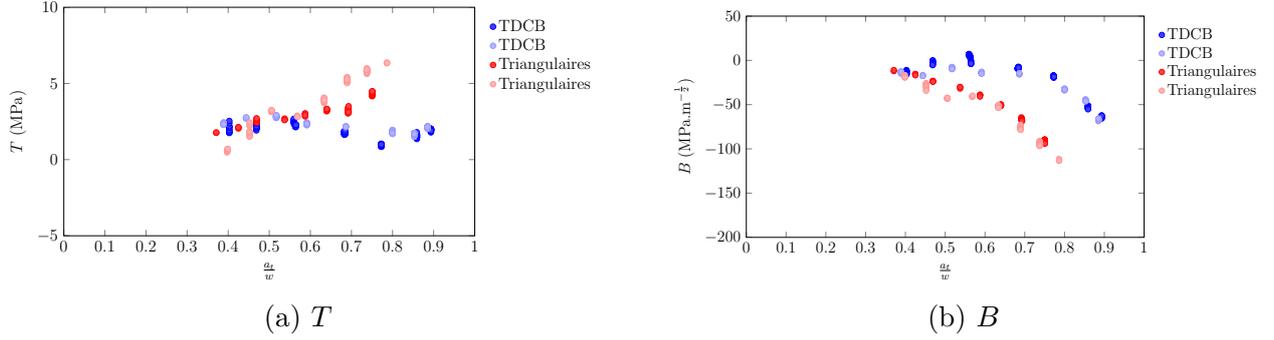


FIGURE III.23 – Évolution des termes non singuliers en fonction de la longueur normalisée de fissure pour les deux géométries TDCB et Triangulaires

les champs de contrainte en pointe de fissure. Pour développer ce constat, l'expression et la forme des champs de contrainte en pointe de fissure sont discutés. Tout d'abord, l'expression des contraintes issue des séries de Williams (équation III.2) est considérée en prenant en compte les termes d'ordres supérieurs  $T$  et  $B$ . Par ailleurs dans ces travaux, les valeurs de  $K_{II}$ , ne sont pas considérées ni discutées car proches de 0 et très faibles par rapport à  $K_I$ . Or, lorsque la fissure tourne légèrement,  $K_{II}$  est certes inférieur à  $K_I$  (ratio d'au moins 10) mais a une influence sur les champs de contrainte en pointe de fissure. Ainsi, le terme des champs de contrainte associé à  $K_{II}$  est ajouté dans l'expression initiale (équation III.3). En prenant cette expression des contraintes, la forme des champs de la contrainte de Von Mises en pointe de fissure est représentée sur les Figures III.24a à III.24f pour différentes positions de la fissure en considérant les données de l'essai PV91-2. Effectivement, l'augmentation de  $T$  induit une modification des champs de contrainte en pointe de fissure alors que l'augmentation de  $K_{II}$  entraîne une rotation des iso-contraintes par rapport à la pointe de fissure. La dépendance des champs de contrainte à la géométrie est ainsi observée à travers les termes non singuliers que sont  $T$  et  $B$ . Ces grandeurs peuvent donc être mises en relation avec  $K_{IC}$  pour en déduire une relation bi-paramétrique.

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{xy} \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{4} \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} [3\cos(\frac{\theta}{2}) + \cos(\frac{5\theta}{2})] + T + \frac{3}{4} \frac{B\sqrt{r}}{\sqrt{2\pi}} [5\cos(\frac{\theta}{2}) - \cos(\frac{3\theta}{2})] \\ \frac{1}{4} \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} [5\cos(\frac{\theta}{2}) - \cos(\frac{5\theta}{2})] + \frac{3}{4} \frac{B\sqrt{r}}{\sqrt{2\pi}} [3\cos(\frac{\theta}{2}) + \cos(\frac{3\theta}{2})] \\ \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) = \nu[\frac{1}{4} \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} + \frac{3}{4} \frac{B\sqrt{r}}{\sqrt{2\pi}}](8\cos(\frac{\theta}{2})) + T \\ \frac{1}{4} \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} [\sin(\frac{5\theta}{2}) - \sin(\frac{\theta}{2})] - \frac{3}{4} \frac{B\sqrt{r}}{\sqrt{2\pi}} [\sin(\frac{3\theta}{2}) + \sin(\frac{\theta}{2})] \end{array} \right\} \quad (\text{III.2})$$

	$K_I$	$T$	$B$
Incertitudes	0.011 MPa m <sup>1/2</sup>	0.077 MPa	0.82 MPa m <sup>-1/2</sup>

TABLEAU III.7 – Incertitude pour  $R_{max} = 7$  mm et  $R_{min} = 1$  mm

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{xy} \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{4} \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} [3\cos(\frac{\theta}{2}) + \cos(\frac{5\theta}{2})] + T + \frac{3}{4} \frac{B\sqrt{r}}{\sqrt{2\pi}} [5\cos(\frac{\theta}{2}) - \cos(\frac{3\theta}{2})] + \frac{1}{4} \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} [7\sin(\frac{\theta}{2}) + \sin(\frac{5\theta}{2})] \\ \frac{1}{4} \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} [5\cos(\frac{\theta}{2}) - \cos(\frac{5\theta}{2})] + \frac{3}{4} \frac{B\sqrt{r}}{\sqrt{2\pi}} [3\cos(\frac{\theta}{2}) + \cos(\frac{3\theta}{2})] + \frac{1}{4} \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} [\sin(\frac{\theta}{2}) - \sin(\frac{5\theta}{2})] \\ \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) = \nu \left[ \left( \frac{1}{4} \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} + \frac{3}{4} \frac{B\sqrt{r}}{\sqrt{2\pi}} \right) (8\cos(\frac{\theta}{2})) + \frac{1}{4} \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} (8\sin(\frac{\theta}{2})) + T \right] \\ \frac{1}{4} \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} [\sin(\frac{5\theta}{2}) - \sin(\frac{\theta}{2})] - \frac{3}{4} \frac{B\sqrt{r}}{\sqrt{2\pi}} [\sin(\frac{3\theta}{2}) + \sin(\frac{\theta}{2})] + \frac{1}{4} \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} [3\cos(\frac{\theta}{2}) + \cos(\frac{5\theta}{2})] \end{array} \right. \quad (III.3)$$

### Définition d'un modèle bi-paramétrique prenant en compte les termes non singuliers pour évaluer $K_{IC}$

Dans un premier temps, les évolutions de  $K_{IC}$  en fonction de  $T$  et  $B$  sont considérées en utilisant une approche mono-paramétrique comme cela a été fait dans la littérature [26, 27, 74]. Les Figures III.25a et III.25b représentent les évolutions de  $K_{IC}$  en fonction respectivement de  $T$  et de  $B$  sous chargement quasi-statique. Contrairement aux auteurs déjà mentionnés, l'utilisation de la méthode proposée dans ces travaux permet d'avoir un grand nombre de données par essai. Dans les deux cas, une régression linéaire et les incertitudes obtenues dans le chapitre précédent sont ajoutées aux données expérimentales afin de discuter des différents résultats et des tendances sur l'évolution de  $K_{IC}$  avec  $T$  ou  $B$ . Les incertitudes correspondent à  $\pm$  l'écart type obtenu dans le chapitre II en absence de dilatation pour  $K_I$ ,  $T$  et  $B$  et sont rappelés dans le Tableau III.7. Les équations des régressions linéaires et la valeur du paramètre  $\chi_r^2$  (*i.e.* la valeur moyenne du ratio entre les résidus au carré entre le modèle et les mesures et les incertitudes types aux carrées associées à chaque donnée expérimentale) sont ajoutées aux Figures III.25a et III.25b. Ce paramètre est un critère quantitatif pour dire si les données les incertitudes associées sont en accord avec une loi linéaire.

Tout d'abord concernant l'évolution de  $K_{IC}$  en fonction de  $T$ , la régression linéaire met en avant une faible diminution de  $K_{IC}$  avec  $T$ . La pente identifiée est faible d'environ  $-6.80^{\pm 0.8} \times 10^{-3} \text{ m}^{1/2}$  avec des variations de  $K_{IC}$  sur la gamme étudiée de  $0.05 \text{ MPa.m}^{1/2}$ . Néanmoins, cet écart est environ 5 fois plus grand que l'incertitude métrologique estimée et l'intervalle de confiance à 95% est d'environ 12 %.  $\chi_r^2 = 11.29 \gg 1$  montrent que la dispersion expérimentale est beaucoup plus grande que l'incertitude métrologique estimée. Ainsi, soit le modèle linéaire est une simplification ou alors les incertitudes sont sous estimées. Par ailleurs, la méthode proposée pour filtrer les résultats des essais où le phénomène de stick-slip est présent (section III-3.1) n'est peut-être pas optimale pour considérer les valeurs de  $K_{IC}$ . En effet, même si les valeurs de  $K_{IC}$  considérées sont celles dans le domaine de propagation de fissure stable avant les propagations dynamiques, l'in-

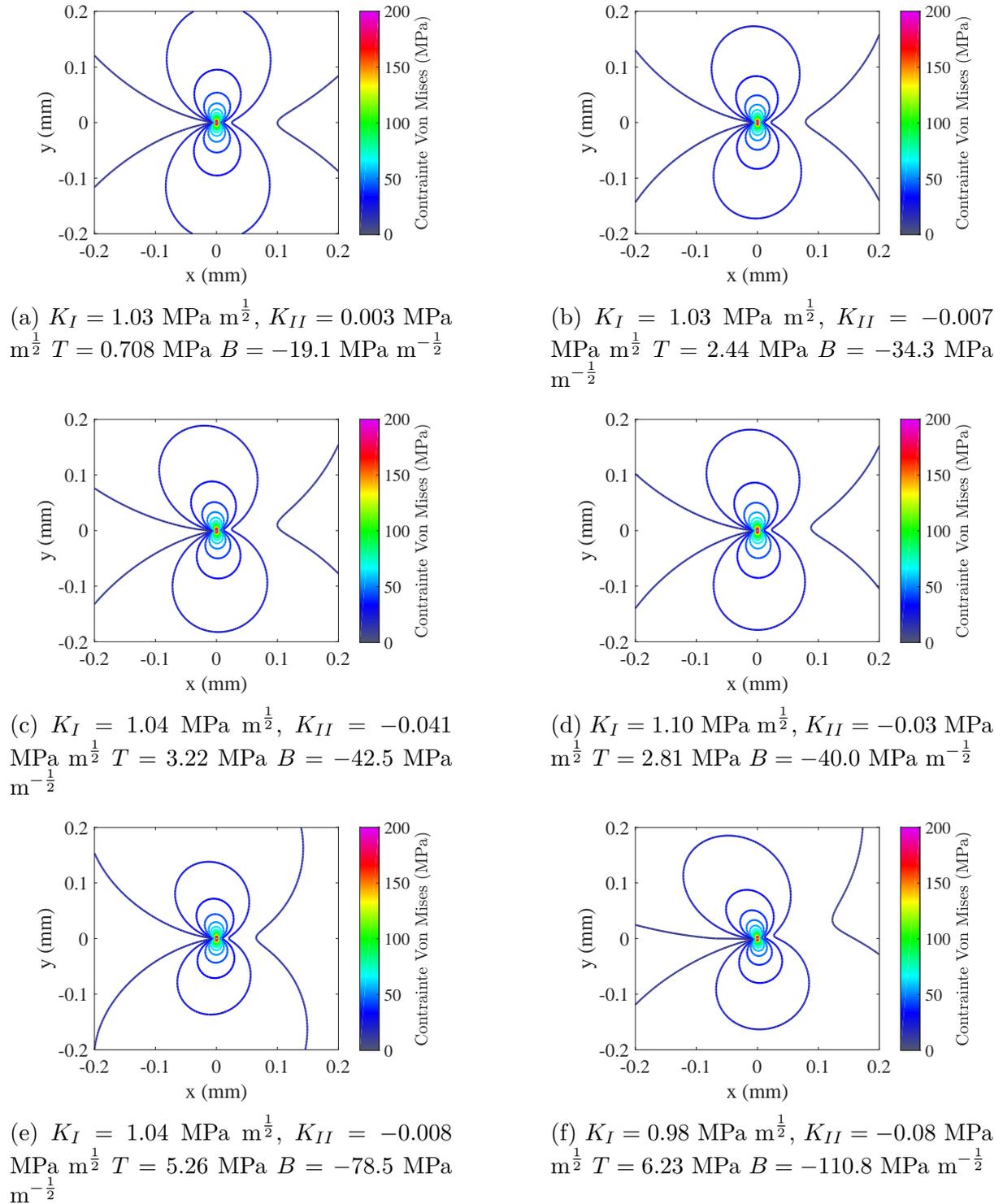
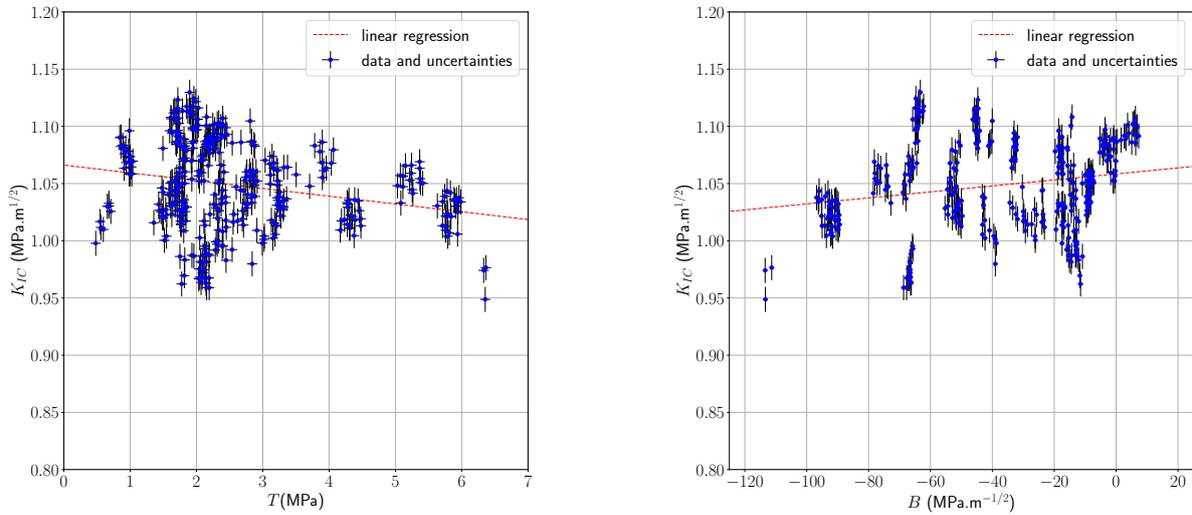


FIGURE III.24 – Contrainte de Von Mises à partir des champs analytiques de contrainte (à partir de l'équation III.3) pour les résultats de l'essai triangle (PV91-2) pour différentes positions de la fissure  $\frac{a_t}{w} =$  : (a) 0.4, (b) 0.45, (c) 0.51, (d) 0.57, (e) 0.69 et (f) 0.79



(a)  $K_{IC} = -6.80^{\pm 0.8} \times 10^{-3} T + 1.07^{\pm 0.00}$  ;  
 $\chi_r^2 = 11.29$

(b)  $K_{IC} = 0.26^{\pm 0.04} \times 10^{-3} B + 1.06^{\pm 0.00}$  ;  
 $\chi_r^2 = 11.40$

FIGURE III.25 – Évolution de  $K_{IC}$  en fonction des termes non singuliers en quasi-statique : (a)  $K_{IC}$  fonction de  $T$ , (b)  $K_{IC}$  fonction de  $B$

fluence du stick-slip sur ces valeurs n'est pas quantitativement connue. Bandyopadhyay explique par exemple que lors du phénomène de stick-slip, la valeur de  $K_{IC}$  à l'amorçage de la fissure peut être supérieure à celle obtenue dans le cas de propagation de fissure stable [10]. Les instabilités représentent la source de dispersion la plus probable mais ne permettent d'expliquer la pente obtenue. Sur la Figure III.25b, il y a une évolution de  $B$  entre  $-10 \text{ MPa.m}^{-\frac{1}{2}}$  et  $-120 \text{ MPa.m}^{-\frac{1}{2}}$ . Une faible augmentation de  $K_{IC}$  est observée par rapport à  $B$ . La pente est de  $0.26^{\pm 0.04} \times 10^{-3} \text{ m}$  avec une variation de  $K_{IC}$  de  $0.06 \text{ MPa.m}^{-\frac{1}{2}}$ . De manière similaire à  $T$ , les valeurs sont faibles mais restent plus grandes que l'incertitude métrologique évaluée. L'intervalle de confiance à 95% sur la pente est d'environ 15 % ce qui est moins bon que pour la relation précédente. Enfin comme pour  $T$ ,  $\chi_r^2 = 11.4 \gg 1$  donnant lieu à des conclusions similaires que précédemment.

Ainsi d'après les dernières Figures III.25a et III.25b,  $T$  et  $B$  ont une influence sur  $K_{IC}$  de la résine Hexply®M21 dans la gamme de  $T$  et  $B$  considérée. Cependant, d'après les incertitudes, aucune relation ne peut être établie entre ces grandeurs. Pour les deux géométries, les valeurs de  $T$  et  $B$  varient au cours de la propagation de fissure. Dans ce sens, afin de découpler l'influence de chaque terme non singulier, une représentation 3D de  $K_{IC}$  fonction de  $T$  et  $B$  semble plus adaptée. Ce graphique 3D est présenté sur la Figure III.26. Comme sur les Figures précédentes, une régression est réalisée sur les données. Il s'agit dans le cas de cette représentation bi-paramétrique d'une régression bilinéaire présentée via l'équation III.4. En analysant les coefficients de cette équation, il

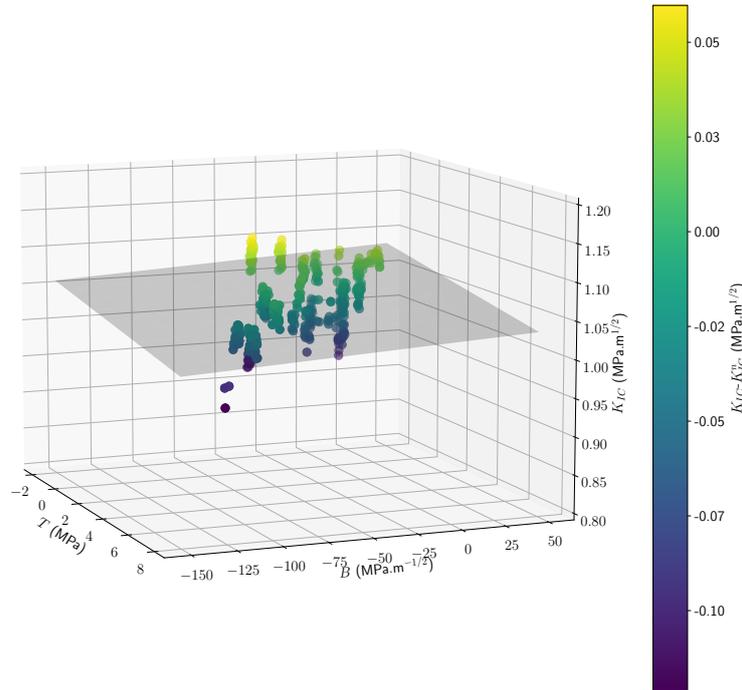


FIGURE III.26 – Évolution de  $K_{IC}$  en fonction de  $T$  et  $B$  sous chargement quasi-statique

est intéressant de constater que les pentes associées aux relations  $K_{IC}$  en fonction de  $B$  et  $K_{IC}$  en fonction de  $T$  sont assez proches de celles observées sur les Figures III.25a et III.25b. Néanmoins, ces pentes sont dans les deux cas inférieures en valeur absolue aux cas des relations mono-paramétriques. Enfin, la valeur nominale est obtenue en considérant  $T$  et  $B$  nuls. D'après les Figures III.25a, III.25b et III.26, la valeur nominale est de  $1.07 \text{ MPa.m}^{\frac{1}{2}}$ .

$$K_{IC}(T, B) = -4.84^{\pm 0.6} \times 10^{-3} T + 0.12^{\pm 0.02} \times 10^{-3} B + 1.07^{\pm 0.00}; \chi_r^2 = 11.26 \quad (\text{III.4})$$

Finalement, les essais en quasi-statique ont montré une dépendance des termes non singuliers à la géométrie considérée. Les relations  $K_{IC}$  en fonction de  $T$  et de  $B$  ont mis en évidence de légères dépendances de  $K_{IC}$  aux termes non singuliers. Le modèle bi-paramétrique semble plus adapté dans la mesure où il n'est pas possible de faire varier expérimentalement les termes non singuliers de manière indépendantes. Cependant, à la lecture des incertitudes, l'utilisation d'un modèle linéaire est sans doute discutable mais reste en première approche, le moyen le plus simple pour établir une relation entre  $K_{IC}$  et les termes non singuliers. Ce modèle et les données considérées sont discutés dans la partie III-3.3. La suite des travaux se focalise sur l'influence de la vitesse de chargement ou de propagation de fissure sur les différentes grandeurs discutées précédemment.

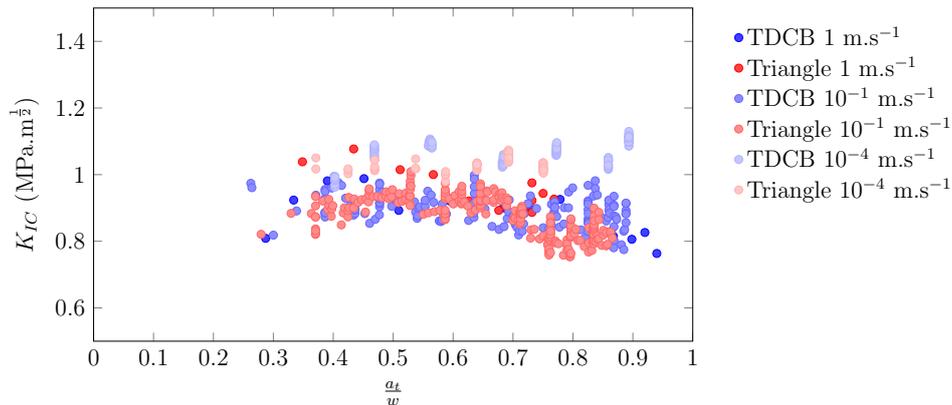


FIGURE III.27 – Évolution de  $K_{IC}$  en fonction de la longueur normalisée de fissure pour les éprouvettes TDCB et triangulaires

### III-3.2 Influence de la vitesse (de chargement et de propagation de fissure) sur $K_{IC}$ , $T$ et $B$

Dans le cas de chargements dynamiques, des mouvements hors-plan peuvent apparaître causés par des vibrations du montage expérimental par exemple. Dans la suite des travaux, les mouvements hors-plan sont estimés puis soustraits via la méthode proposée à la fin du chapitre précédent.

#### Influence de la vitesse de chargement et de la propagation de fissure sur $K_{IC}$

Dans un premier temps, l'analyse se focalisera sur la dépendance de  $K_{IC}$  à la vitesse de chargement ou de propagation de fissure. Afin d'alléger les graphiques, un essai dit moyen par vitesse et par géométrie est considéré (sauf dans le cas de deux répétabilités par vitesse et par géométrie où le premier essai réalisé est considéré) (essais mentionnés, en gras dans le tableau III.6). Néanmoins, l'ensemble des essais est présenté en annexe B. La Figure III.27 représente l'évolution de  $K_{IC}$  en fonction de la longueur de fissure normalisée pour les 6 essais considérés. A  $10^{-4} \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ , les valeurs de  $K_{IC}$  sont relativement proches dans chaque phase et pour chaque essai avec une valeur moyenne de  $K_{IC} = 1.05 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{1/2}$  comme observé dans la partie précédente.

A  $10^{-1} \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ , le stick-slip est encore légèrement présent mais celui-ci est difficilement identifiable sur la Figure III.27. Pour le cas TDCB,  $K_{IC}$  est globalement constant avec une valeur moyenne de  $K_{IC} = 0.90 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{-1/2}$  (de  $K_{IC} = 0.88 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{-1/2}$  si les trois essais TDCB sont considérés). Pour le cas des géométries triangulaires,  $K_{IC}$  est globalement constant pour  $\frac{a_t}{w} < 0.7$  puis diminue légèrement pour  $\frac{a_t}{w} > 0.7$  avec une valeur moyenne de  $K_{IC} = 0.87 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{-1/2}$  (de  $K_{IC} = 0.87 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{-1/2}$  si les deux essais triangulaires sont considérés). Une faible différence entre les deux géométries est donc constatée sur les valeurs de  $K_{IC}$  à cette vitesse de chargement, les valeurs de  $K_{IC}$  pour la géométrie triangulaire étant légèrement plus faibles que pour la géométrie TDCB.

Enfin à  $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ , les tendances pour les deux géométries sont similaires à celles obser-

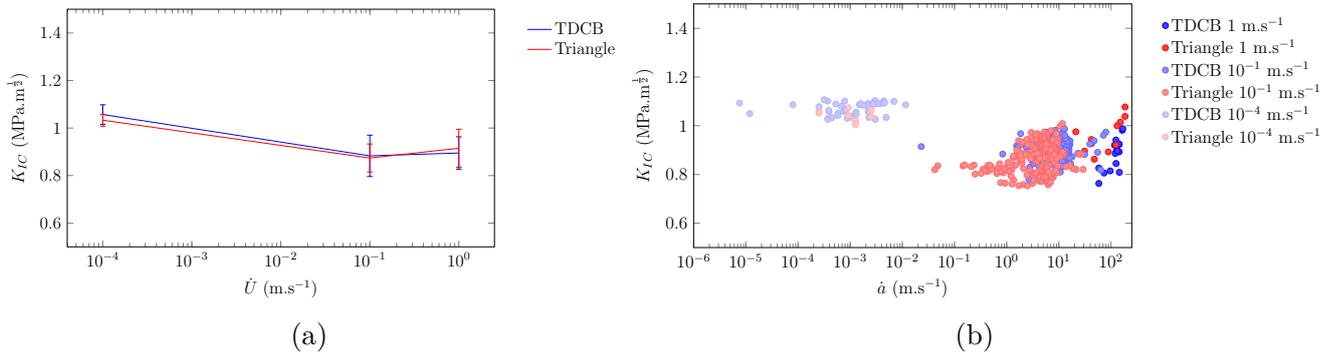


FIGURE III.28 – Évolution de  $K_{IC}$  en fonction de : (a)  $\dot{U}$ , (b)  $\dot{a}$  en considérant en quasi-statique, les valeurs de  $K_I$  juste avant les phases dynamiques

vées à la vitesse inférieure. Pour le cas TDCB, la valeur moyenne de  $K_{IC} = 0.88 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{-\frac{1}{2}}$  (de  $K_{IC} = 0.89 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{-\frac{1}{2}}$  en considérant les trois essais). Pour le cas des géométries triangulaires, la valeur moyenne est de  $K_{IC} = 0.95 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{-\frac{1}{2}}$  (de  $K_{IC} = 0.91 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{-\frac{1}{2}}$  en considérant les deux essais). Les différences entre les deux géométries sont extrêmement faibles.

L'influence de la vitesse de chargement sur  $K_{IC}$  peut se résumer sur la Figure III.28a en représentant une valeur moyenne de  $K_{IC}$  en fonction de la vitesse de chargement. Chaque valeur de  $K_{IC}$  correspond à la valeur moyenne prise sur tous les essais réalisés pour une vitesse de chargement et pour une géométrie donnée. Les barres d'erreurs ajoutées sur ce graphique correspondent  $\pm$  les écarts types évalués expérimentalement sur l'ensemble des essais à iso-vitesse/-géométrie.

**Remarque :** Concernant les essais sous chargement quasi-statique, lors des phases quasi-statiques, la variation de la position de la fissure entre deux pas de temps peut être négative (i.e. la fissure "recule") étant donnés les très faibles valeurs d'avancées de fissures. Pour éviter cet artefact dû à la manière de déterminer  $a$ , il a été décidé que la variation de la position de la fissure entre deux pas de temps ne peut pas être négative et vaut 0 si c'est le cas. Autrement dit, des valeurs identiques de longueur de fissure sont obtenues sur certains phases quasi-statiques, ce qui donnent lieu à des vitesses de propagation de fissure nulles (non représentées sur les Figures III.28b et III.31b).

D'après la Figure III.28a, dans la gamme de vitesse de chargement étudiée,  $K_{IC}$  diminue légèrement avec l'augmentation de  $\dot{U}$  quelle que soit la géométrie considérée. Cependant, d'après les écarts types qui mettent en avant les incertitudes de mesure, les variations de  $K_{IC}$  par rapport à  $\dot{U}$  sont très légèrement supérieures à la variabilité expérimentale estimée et semblent saturer au-delà de  $10^{-1} \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Cette gamme de vitesses de chargement donne des vitesses de propagation de fissures représentées avec  $K_{IC}$  sur la Figure III.28b. Le calcul de la vitesse de propagation de fissure est réalisé en utilisant un filtre de type Savitzky-Golay avec une fenêtre de 5. Les vitesses de propagation de

fissure sont comprises entre quelques dizaines de  $\mu\text{m.s}^{-1}$  à plus de  $200 \text{ m.s}^{-1}$ . Comme expliqué précédemment dans la Remarque III-3.1, cette tendance à la baisse de  $K_{IC}$  en fonction de la vitesse de propagation de fissure est faible au regard des incertitudes. Il faut par ailleurs noter qu'une légère augmentation de  $K_{IC}$  est visible pour les vitesses de propagation de fissure les plus importantes. La suite s'intéresse à l'évolution des termes non singuliers suivant les différentes vitesses de chargement considérées.

### Identification de $T$ et de $B$

Tout d'abord, les grandeurs  $T$  et  $B$  sont représentées en fonction de la longueur de fissure normalisée. La Figure III.29a montre l'évolution de  $T$  en fonction de la longueur de fissure normalisée. Comme sous chargement quasi-statique, deux tendances sont observées. Pour les essais TDCB,  $T$  est globalement constant avec une valeur moyenne de  $2.6 \text{ MPa}$  pour les trois essais représentés. De manière analogue au cas quasi-statique,  $T$  augmente durant la propagation de fissure pour la géométrie triangulaire. Il est négatif au début de la propagation de fissure  $T < -1 \text{ MPa}$  et augmente progressivement pour atteindre environ  $5 \text{ MPa}$  à la fin de la propagation. Ces deux tendances sont observées indépendamment de la vitesse de chargement. La Figure III.29b montre l'évolution de  $B$  en fonction de la longueur fissure normalisée. Comme en quasi-statique, deux tendances sont mises en évidence selon la géométrie considérée. Dans le cas de la géométrie TDCB, les valeurs restent proches des  $-9 \text{ MPa m}^{-\frac{1}{2}}$  pour  $\frac{a_t}{w} < 0.7$ . Pour  $\frac{a_t}{w} > 0.7$ ,  $B$  diminue jusqu'à atteindre  $-90 \text{ MPa.m}^{-\frac{1}{2}}$  environ. Dans le cas de la géométrie triangulaire,  $B$  diminue davantage et ce, dès le début de la propagation de fissure contrairement au cas TDCB. Il évolue entre  $-10 \text{ MPa.m}^{-\frac{1}{2}}$  et  $-150 \text{ MPa.m}^{-\frac{1}{2}}$ . Il faut noter que les valeurs de  $B$  les plus faibles sont obtenues pour une vitesse de chargement de  $10^{-1} \text{ m.s}^{-1}$ . Cependant, ces valeurs les plus faibles correspondent aux valeurs de longueur de fissure normalisée les plus importantes. Ainsi, les variations de  $B$  sont indépendantes de la vitesse de chargement sur la gamme de vitesses étudiée et ne dépendent que de la position de la pointe de fissure, comme dans le cas quasi-statique. Finalement, à la lecture de ces résultats, les termes non singuliers sont indépendants de la vitesse de chargement imposée. Ils ne dépendent que de la géométrie considérée et de la longueur de fissure normalisée.

### III-3.3 Valeurs pré ou post-instabilités ?

Il n'existe pas de consensus, au sein de la littérature sur la manière d'évaluer rigoureusement  $K_{IC}$  ou  $G_{IC}$  en présence de stick-slip (voir III-3.1) [10, 18, 31, 45, 46, 58, 76, 90]. Jusqu'à présent les valeurs pré-instabilités ont été considérées via l'utilisation de l'écart type métrologique pour choisir les données à conserver. Cela a donné lieu en quasi-statique à l'équation III.4 mettant en évidence une diminution de  $K_{IC}$  par rapport à  $T$  et une augmentation de  $K_{IC}$  par rapport à  $B$ . En dynamique intermédiaire, les résultats via la Figure III.28a ont mis en évidence une légère diminution de  $K_{IC}$  entre  $\dot{U} = 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$  et  $\dot{U} = 10^{-1} \text{ m.s}^{-1}$  quelle que soit la géométrie considérée.

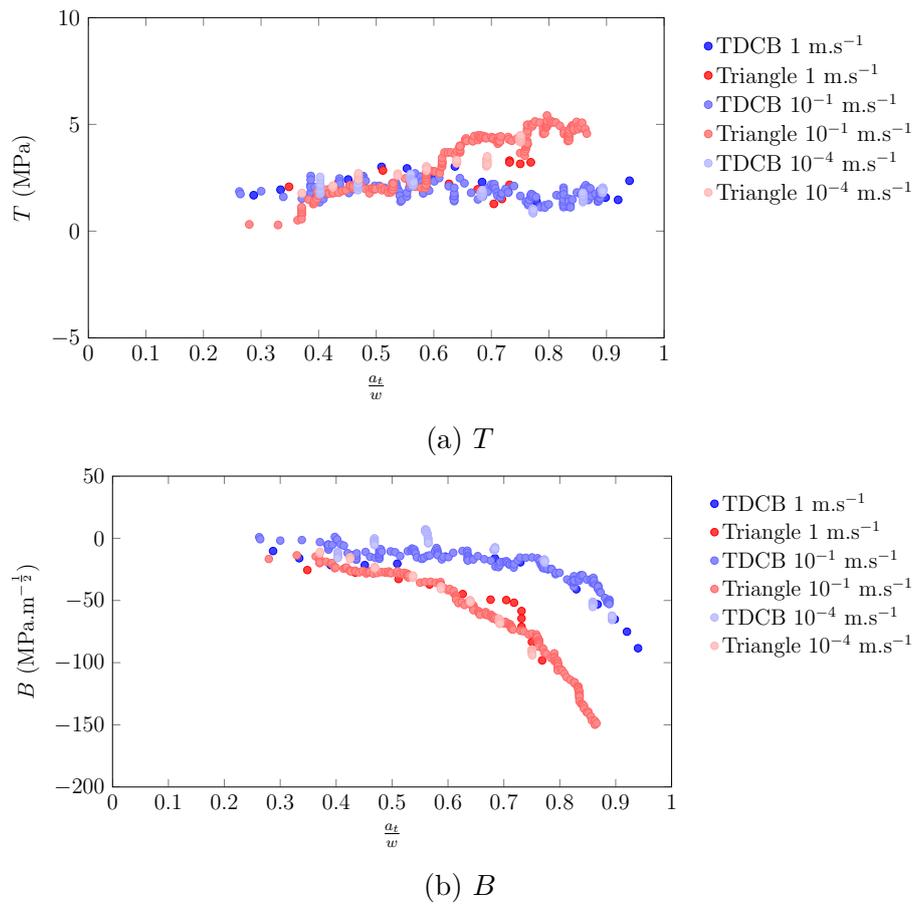


FIGURE III.29 – Évolution des termes non singuliers en fonction de la longueur normalisée de fissure

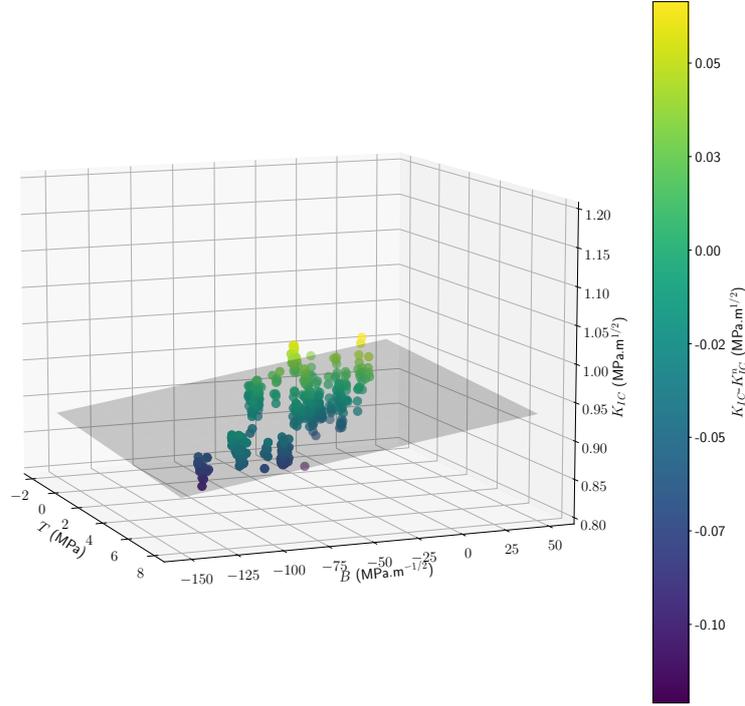


FIGURE III.30 – Évolution de  $K_{IC}$  en fonction de  $T$  et  $B$  sous chargement quasi-statique (données post-instabilités)

Un autre choix peut être réalisé, consistant à considérer les données dites post-instabilités. De la même manière que dans le cas des données pré-instabilités, l'écart type  $\sigma_{K_I^n}$  présenté dans le chapitre précédent en absence de dilatation est choisi comme paramètre pour sélectionner les points de données. A partir du premier point de mesure après chaque propagation dynamique, le nombre de données considéré est augmenté jusqu'à atteindre un écart type égal à deux fois  $\sigma_{K_I^n}$ . En considérant ces valeurs post-instabilités, un second modèle bi-linéaire peut être défini via l'équation III.5 et est représenté sur la Figure III.30. La pente associée à  $T$  est plus faible (en valeur absolue) dans ce modèle ( $-1.9^{\pm 0.6} \times 10^{-3} \text{ m}^{\frac{1}{2}}$ ) que dans le modèle précédent ( $-4.84^{\pm 0.6} \times 10^{-3} \text{ m}^{\frac{1}{2}}$ ) alors que la pente associée à  $B$  ( $0.4^{\pm 0.03} \times 10^{-3} \text{ m}$ ) est plus importante dans ce modèle que dans le modèle précédent ( $0.12^{\pm 0.02} \times 10^{-3} \text{ m}$ ). La valeur de  $K_{IC}^n = 0.93 \text{ MPa.m}^{\frac{1}{2}}$  est plus faible que celle évaluée dans le modèle pré-instabilité  $K_{IC}^n = 1.07 \text{ MPa.m}^{\frac{1}{2}}$  (diminution de près de  $0.15 \text{ MPa.m}^{\frac{1}{2}}$ ) ce qui est cohérent car les valeurs post-instabilités correspondent aux valeurs après les sauts dynamiques ce qui se matérialise par une chute de  $K_{IC}$ . Enfin,  $\chi_r^2$  est plus faible dans ce modèle ( $\chi_r^2 = 7.36$ ) que dans celui avec les valeurs pré-instabilités ( $\chi_r^2 = 11.26$ ) ce qui traduit une meilleure cohérence des données avec un modèle bi-linéaire dans le cas post-instabilités.

$$K_{IC}(T, B) = -1.9^{\pm 0.6} \times 10^{-3} T + 0.4^{\pm 0.03} \times 10^{-3} B + 0.93^{\pm 0.00}; \chi_r^2 = 7.36 \quad (\text{III.5})$$

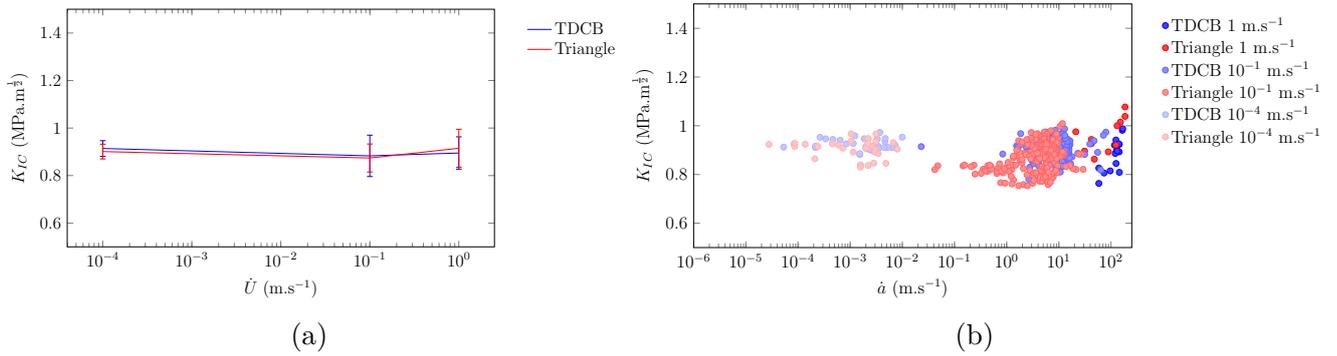


FIGURE III.31 – Évolution de  $K_{IC}$  en fonction de : (a)  $\dot{U}$ , (b)  $\dot{a}$  en considérant en quasi-statique, les valeurs de  $K_I$  juste après les phases dynamiques

Par ailleurs, une autre tendance que celle présentée sur la Figure III.28a est mise en évidence lors de l'étude de l'influence de la vitesse de chargement et de la vitesse propagation de fissure sur  $K_{IC}$ . Les Figures III.31a et III.31b montrent l'évolution de  $K_{IC}$  en fonction de respectivement la vitesse de chargement et la vitesse de propagation de fissure dans le cas des données post-instabilités. Ces Figures mettent en évidence de faibles variations de  $K_{IC}$  observées par rapport à la vitesse de chargement  $\dot{U}$  ou de propagation de fissure  $\dot{a}$  qui sont inférieures aux incertitudes de mesures. Dans ce cas, aucune tendance ne peut être établie.

Ainsi le choix des valeurs pré ou post-instabilités induit d'une part des différences sur les paramètres du modèle à considérer pour déterminer  $K_{IC}$  et d'autre part une évolution différente de  $K_{IC}$  par rapport à la vitesse de chargement et/ou de propagation de fissure. Avec les données présentées dans ce chapitre, aucun des deux modèles ne peut être rejeté même si l'utilisation d'un modèle linéaire est sans doute discutable. Il reste néanmoins en première approche, le moyen le plus simple pour établir une relation entre  $K_{IC}$  et les termes non singuliers. Ces modèles seront rediscutés dans le dernier chapitre en considérant une gamme de vitesse de propagation de fissure beaucoup plus grande. La suite des travaux se propose d'étudier les faciès de rupture afin de comprendre les éventuels liens entre  $K_{IC}$ , la vitesse de propagation de fissure et les faciès de rupture.

### III-4 Lien entre faciès, $K_{IC}$ et vitesse de propagation de fissure

L'analyse des faciès de rupture est un moyen pour comprendre les mécanismes à l'œuvre derrière la dépendance de  $K_{IC}$  à la vitesse de propagation de fissure. Les observations au microscope Hirox RH-2000 sont faites sur les éprouvettes TDCB considérées dans ce chapitre pour les trois vitesses de chargement, à savoir  $10^{-4} \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  (PV112),  $10^{-1} \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  (PV121),  $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  (PV133) et sur la géométrie triangle à  $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  (PV111-1).

Les Figures III.32a, III.32b, III.33a et III.33c montrent respectivement le phénomène de stick-slip et les évolutions des faciès de rupture suivant l'évolution de la vitesse de

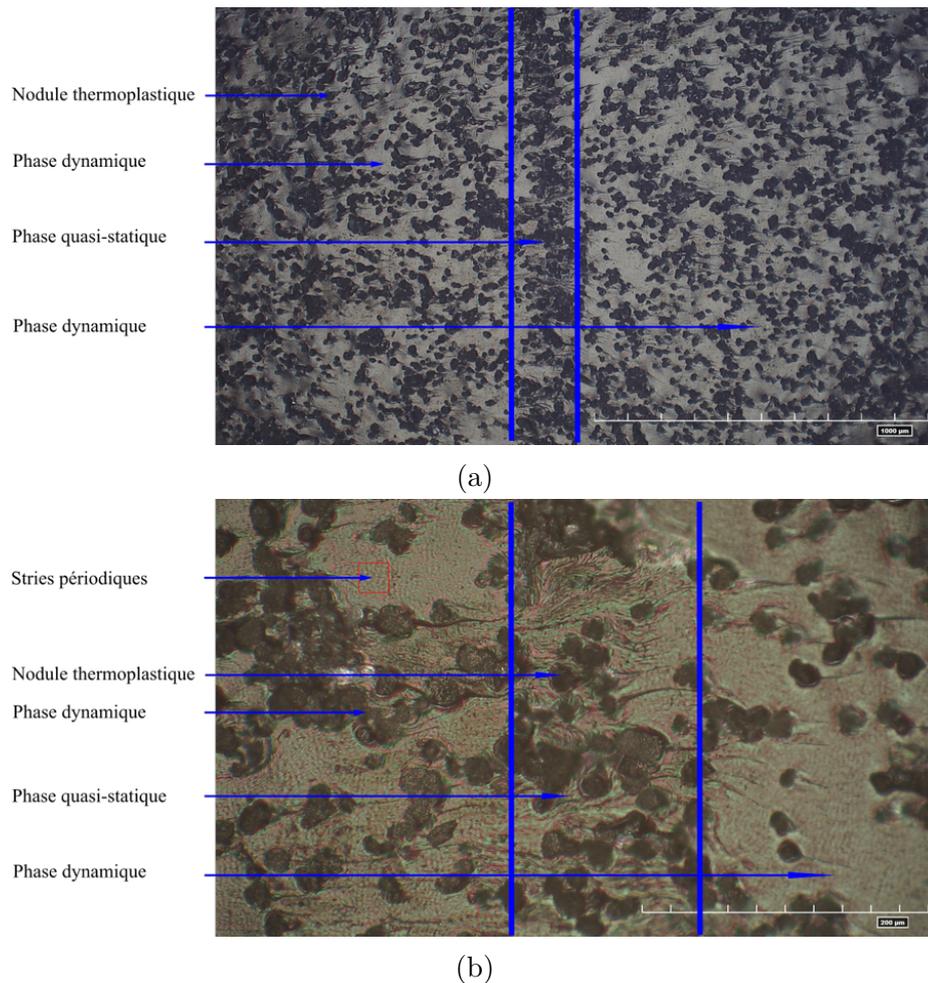


FIGURE III.32 – Faciès de rupture d'une éprouvette TDCB en quasi-statique pour une longueur de fissure normalisé de 0.57 : (a) Phase Quasi-statique au centre et dynamique sur les cotés (échelle 1000  $\mu\text{m}$ ), (b) Zoom sur la phase quasi-statique (échelle 200  $\mu\text{m}$ )

propagation de fissure. Les nodules thermoplastiques se distinguent clairement sur ces images et jouent un rôle important dans la résistance à la fissuration. Pearson et Yee [102] ont mis en évidence l'influence de l'ajout de nodules thermoplastiques sur  $K_{IC}$  de la résine. Les auteurs ont présenté différents mécanismes de déformation plastique résumés sur la Figure III.34 qui peuvent expliquer l'influence des nodules thermoplastiques sur  $K_{IC}$  puisqu'ils dissipent une quantité d'énergie importante. Par ailleurs, le phénomène *crazing* présenté dans le chapitre I peut également se développer. D'après Joudon *et al.* [67], la présence de *crazing* et la propagation de fissure oscillante peuvent expliquer les stries périodiques observées sur les faciès des Figures III.32b, III.33a et III.33c.

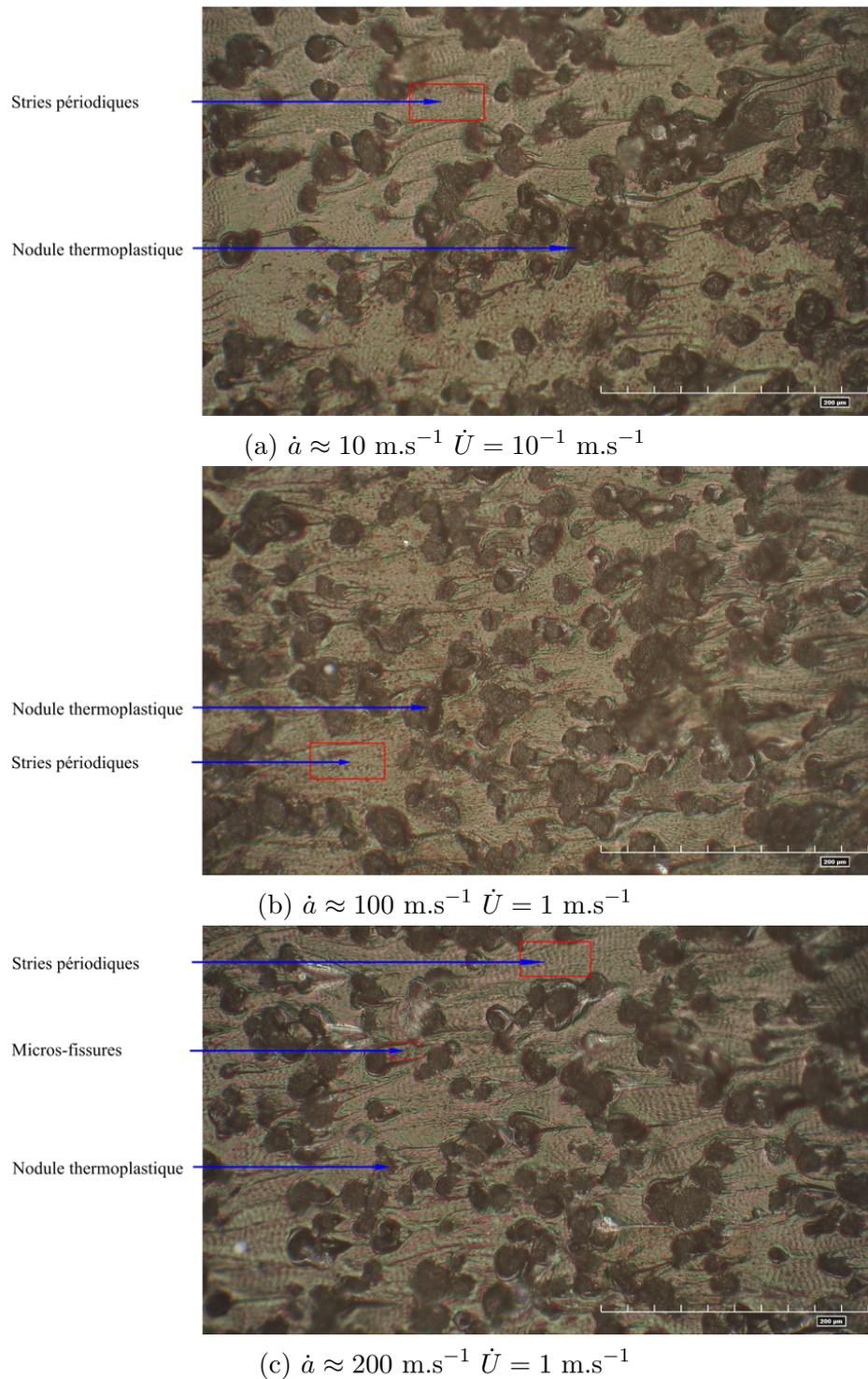


FIGURE III.33 – Faciès des éprouvettes après les essais de fissuration selon la vitesse de chargement  $\dot{U}$  et de propagation  $\dot{a}$  pour les éprouvettes TDCB. La fissure évolue de la gauche vers la droite. L'échelle est de  $200 \mu\text{m}$ . La longueur de fissure normalisée est de 0.74 pour le faciès (a), de 0.82 mm pour le faciès (b) et de 0.35 mm environ pour le faciès (c).

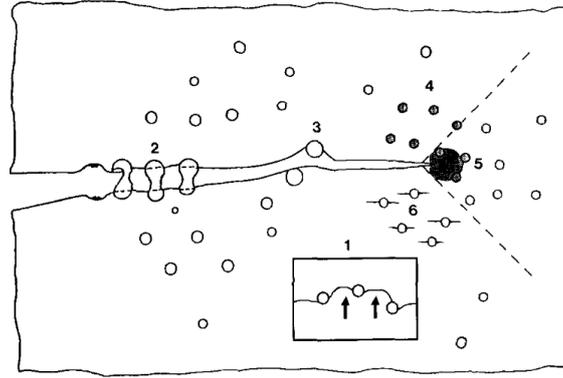


FIGURE III.34 – Les mécanismes qui peuvent expliquer l'influence des nodules thermo-plastiques sur  $K_{IC}$  d'une résine epoxy : (1) *crack pinning* (2) les ponts de fissure, (3) la déviation de fissure, (4) (5) les bandes de cisaillement et (6) les microfissures [102]

### III-4.1 Faciès de rupture et phénomène de stick-slip

Sous chargement quasi-statique, les évolutions de la force avec le déplacement ou de  $K_I$  avec la propagation de fissure normalisée mettent en évidence le phénomène de propagation intermittente dit stick-slip qui a déjà été mentionné dans la partie III-3.1, dans le chapitre I et dans la littérature [10, 24, 32, 45, 46, 71, 83, 122, 123].

Les Figures III.32a et III.32b mettent en évidence le phénomène de stick-slip sur les faciès d'un échantillon quasi-statique. Le phénomène se matérialise par l'alternance entre bandes sombres et bandes plus claires sur la Figure III.32a. Les premières traduisent les phases de propagation quasi-statiques alors que les secondes montrent les phases de propagation dynamiques. Lorsque la propagation de fissure est dynamique (saut d'effort sur les Figures III.18a et III.18b ou de  $K_{IC}$  sur la Figure III.27), les faciès sont lisses alors qu'ils sont plus rugueux lors des phases quasi-statiques avec des vitesses de propagation extrêmement faibles, de l'ordre de la dizaine de micromètre par seconde. Des formes paraboliques se forment à partir des nodules et s'étendent dans le sens de la propagation de fissure. Ces formes coniques ou paraboliques ont été observées sur du PMMA [48, 128]. En particulier, Grégoire *et al.* [48] ont expliqué que ces formes paraboliques proviennent de l'intersection entre une fissure principale et une micro fissure de forme sphérique qui se croisent dans un plan incliné. Ces microfissures se forment à partir de micro cavités issues de défauts à l'échelle nanométrique. Les Figures III.32a et III.32b mettent en avant les nodules dans les cas de propagations quasi-statiques et dynamiques. Dans le premier cas, les nodules semblent très serrés les uns contre les autres comme un agglomérat, ils sont accumulés sur une petite surface. Cela peut correspondre à un surdéveloppement de la plasticité en pointe de fissure conduisant au phénomène de stick-slip [10, 45, 46]. Ce développement important de la plasticité en pointe de fissure peut conduire à une surestimation de  $K_{IC}$  [10]. Dans le second cas, les nodules sont beaucoup plus espacés et étirés. Finalement, le comportement du matériau dépendant des nodules thermoplastiques est peut-être à l'origine du phénomène de stick-slip. D'après Bandyopadhyay [10],

il se peut qu'une augmentation du pourcentage de nodules thermoplastiques dans la résine permette de stabiliser la fissure. Des travaux complémentaires sur ce type de résine doivent être réalisés afin de mieux appréhender le phénomène.

### III-4.2 Évolution du faciès de rupture suivant la vitesse de propagation de fissure

Par la suite, l'influence de la vitesse de propagation de fissure sur les faciès est discutée via les essais PV121, PV133 et PV111-1. Il faut noter que pour les essais à  $1 \text{ m.s}^{-1}$  (PV133 et PV111-1), les vitesses de propagation de fissure ne sont pas constantes. Ici, pour voir l'évolution en fonction de la vitesse de propagation de fissure, différents échantillons (donc différentes vitesses de chargement) mais aussi différentes positions de fissure (donc différentes vitesses de propagation de fissure) sont mixés afin de décrire l'évolution du faciès à  $1 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $100 \text{ m.s}^{-1}$  et  $200 \text{ m.s}^{-1}$ . Les Figures III.33a à III.33c montrent les évolutions des faciès de rupture suivant l'évolution de la vitesse de propagation de fissure. Tout d'abord, pour les Figures III.33a et III.33b, bien que les vitesses de propagation de fissure évoluent entre quelques  $\text{m.s}^{-1}$  et  $100 \text{ m.s}^{-1}$  environ, les nodules ont le même aspect que lors des phases dynamiques des Figures III.32a et III.32b. En dynamique, sous régime de propagation de fissure stable, les faciès sont lisses. Sur les deux essais (Figures III.33a et III.33b), les stries périodiques synonymes de *crazing* sont présentes aussi bien à  $10 \text{ m.s}^{-1}$  qu'à  $100 \text{ m.s}^{-1}$ . Dans les deux cas, les faciès présentent un aspect fragile et contiennent un nombre limité de fines lèvres de cisaillement. A  $200 \text{ m.s}^{-1}$ , sur la Figure III.33c, de légères différences sont observées. En effet, dans le sillage des nodules, le nombre de microfissure et de lèvres de cisaillement est plus important qu'à plus basses vitesses de propagation de fissure.

Finalement, des différences sur les faciès sont observées entre les cas quasi-statiques avec la présence du stick-slip et les cas à plus hautes vitesses de propagation de fissure. Le développement de la pointe de fissure est en cohérence avec des valeurs de  $K_{IC}$  pré-instabilités plus importantes en quasi-statique (en présence de stick-slip) qu'à plus hautes vitesses de propagation de fissure. Pour des vitesses de propagation de fissure entre quelques  $\text{m.s}^{-1}$  et  $100 \text{ m.s}^{-1}$ , associées à des faciès similaires (Figures III.33a et III.33b), les valeurs de  $K_{IC}$  sont identiques. Par ailleurs, un pic de  $K_{IC} = 1.08 \text{ MPa m}^{\frac{1}{2}}$  au début de la propagation de fissure pour la géométrie triangle à  $1 \text{ m.s}^{-1}$  (derniers points sur la Figure III.28b) coïncide avec la vitesse de propagation de  $200 \text{ m.s}^{-1}$  et les légères différences sur les faciès observés. Cependant la résolution temporelle de la caméra à cette vitesse de chargement ne permet pas d'avoir un nombre de données conséquent pour confirmer cette observation. Ainsi, afin d'augmenter la vitesse de propagation de fissure et le nombre de données par essai, une modification du protocole expérimental est proposée dans le chapitre suivant. L'objectif est d'enrichir la base de données sur les valeurs de  $K_{IC}$ ,  $T$  et  $B$  et  $\dot{a}$  afin de pouvoir définir une tendance entre ces différents paramètres.

**Remarque** Cette légère augmentation de  $K_{IC}$  pour les vitesses de propagation de fissure les plus importantes en accord avec une évolution du faciès semble avoir plus de sens dans un contexte de valeurs quasi-statiques plus basses.

### III-5 Conclusions

Ce chapitre a mis en avant le développement d'un protocole expérimental au vérin hydraulique allant du quasi-statique à  $1 \text{ m.s}^{-1}$  afin de caractériser  $K_{IC}$  d'une résine époxy Hexply®M21. Dans un premier temps, les géométries d'éprouvettes considérées dans ces travaux, TDCB et triangulaires, ont été présentées. Un protocole expérimental d'élaboration des plaques épaisses de résine a été développé. Une fois usinées, ces éprouvettes ont été utilisées sur un montage expérimental au vérin hydraulique avec trois vitesses de chargement  $10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$ ,  $10^{-1} \text{ m.s}^{-1}$ ,  $1 \text{ m.s}^{-1}$  pour réaliser des essais de fissuration en mode I. La méthode présentée dans le chapitre précédent a été appliquée en considérant ou non les mouvements hors-plan grâce à l'utilisation d'une caméra Phantom v2640 dotée d'une résolution temporelle élevée permettant d'extraire  $K_I$ ,  $T$  et  $B$  de manière consistante sur toute la gamme de vitesses. Les résultats ont mis en évidence le phénomène de propagation intermittente à faible vitesse de chargement communément appelé *stick-slip* qui se traduit par des sauts de la force avec l'augmentation du déplacement sur l'analyse globale ou des sauts de  $K_I$  avec la longueur de fissure normalisée lors de l'analyse locale. Un premier choix a été réalisé en considérant les valeurs dites pré-instabilités pour déterminer les valeurs de  $K_{IC}$ , de faibles différences ont été identifiées entre les deux géométries. Par ailleurs, l'identification de  $T$  et  $B$  a été réalisée et l'influence des géométries sur les termes non-singuliers a été mise en évidence, la propagation de fissure étant moins stable pour la géométrie triangulaire. Enfin, un premier modèle en quasi-statique à deux paramètres a été identifié afin de prendre en compte les termes non-singuliers pour l'évaluation de  $K_{IC}$ . Par la suite, l'analyse locale a montré une légère décroissance de  $K_{IC}$  entre les vitesses de chargement de  $10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$  et  $10^{-1} \text{ m.s}^{-1}$  et une indépendance des termes non singuliers à la vitesse de chargement et/ou de propagation de fissure. Un second choix sur la détermination de  $K_{IC}$  a été proposé par la suite en considérant les valeurs post-instabilités. Des valeurs de  $K_{IC}$  plus faibles ont alors été identifiées ce qui a donné lieu à une évolution monotone légèrement croissante de  $K_{IC}$  avec la vitesse de chargement ou de propagation de fissure. Les faciès de rupture ont permis d'améliorer la compréhension des mécanismes influençant d'une part le phénomène de *stick-slip* et d'autre part les valeurs de  $K_{IC}$  suivant la vitesse de propagation de fissure. Ils ont notamment mis en avant le rôle des nodules thermoplastiques sur le phénomène de *stick-slip*. Hormis la remarque faite ci-dessus III-4.2 sur les valeurs de  $K_{IC}$  en quasi-statique, les faciès sont en accord avec les valeurs de  $K_{IC}$  pour la gamme de vitesses de propagation considérée. A partir de  $200 \text{ m.s}^{-1}$ , une très légère modification du faciès a été observée, associée à une légère augmentation de  $K_{IC}$ . Afin d'augmenter la vitesse de propagation de fissure pour étudier l'influence de la vitesse de propagation de fissure sur  $K_{IC}$ , une modification du protocole existant est nécessaire. Ce nouveau protocole expérimental ainsi que les résultats obtenus font l'objet du dernier chapitre.

# Chapitre IV

## Étude de la propagation à très grande vitesse de propagation de fissure

*L'objectif de ce chapitre est de caractériser la propagation de fissure dans la résine Hexply®M21 pour des vitesses de propagation supérieures à  $200 \text{ m.s}^{-1}$ . Pour ce faire, une adaptation du protocole d'essai développé dans le chapitre précédent est proposée. Tout d'abord, les nouvelles géométries d'éprouvette permettant d'atteindre ces vitesses de propagation de fissure sont présentées. Ensuite, le protocole expérimental est présenté et les essais sont réalisés. L'analyse des essais est menée tout d'abord via une approche globale en utilisant les courbes force/déplacement et ensuite via une approche locale en utilisant les séries de Williams en prenant en compte les mouvements hors-plan. L'influence de la vitesse de propagation de fissure sur  $K_{IC}$  et sur les termes non-singuliers est ensuite mise en évidence. Dans le but de comprendre l'influence de  $T$  et  $B$  sur les champs de contrainte lors d'essais à très grandes vitesses de propagation de fissure, des iso-contours de la contrainte de Von Mises sont ensuite représentés. L'ensemble de ces résultats est alors comparé à ceux de la première campagne d'essais. Une discussion est alors proposée pour identifier un modèle afin d'évaluer  $K_{IC}$  en fonction de la vitesse de propagation de fissure et des termes non singuliers. Ensuite, un modèle est proposé pour prendre en compte le comportement viscoélastique de la résine. Enfin, une observation des faciès de rupture est effectuée en s'intéressant en particulier à la rugosité de ceux-ci.*

### Sommaire

---

IV-1 Adaptation du protocole expérimental aux vitesses de propagation de fissure élevées . . . . .	116
IV-2 Caractérisation de $K_{IC}$ à très grande vitesse de propagation de fissure de la résine Hexply®M21 . . . . .	121
IV-3 Lien entre $K_{IC}$ , faciès et vitesse de propagation de fissure .	142
IV-4 Conclusions . . . . .	147

---

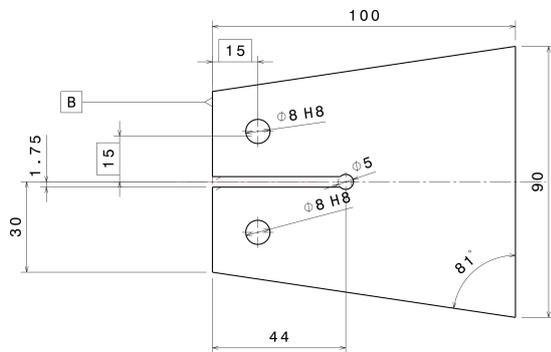
## IV-1 Adaptation du protocole expérimental aux vitesses de propagation de fissure élevées

### IV-1.1 Définition des géométries d'éprouvette

Lors des essais à plus faibles vitesses, l'augmentation de la vitesse de propagation était liée à l'augmentation de la vitesse de chargement. Cependant, même pour une vitesse de chargement de  $1 \text{ m.s}^{-1}$ , les vitesses de propagation de fissure n'ont pas dépassé  $200 \text{ m.s}^{-1}$ . Par ailleurs, les effets inertiels introduits par le mouvement rapide du montage à plus hautes vitesses de chargement génèrent des biais sur la propagation de fissure, celle-ci n'est plus stable en direction et les essais ne peuvent pas être analysés. Dans ce cadre, une autre stratégie est ici envisagée : elle consiste à accumuler de l'énergie avant l'amorçage, en augmentant significativement le rayon de l'entaille, et ainsi produire des fissures qui se propagent dynamiquement tout en conservant un chargement quasi-statique. Dans la suite, la vitesse de chargement utilisée est  $\dot{U} = 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$  et les vitesses de fissure oscilleront entre  $200 \text{ m.s}^{-1}$  et près de  $600 \text{ m.s}^{-1}$ . Un premier diamètre de l'entaille circulaire noté  $\Phi$  de 5 mm est déterminé de manière empirique en réalisant des essais tests sur du PMMA. Les essais non présentés ici ont mis en avant une propagation de fissure stable avec des vitesses de plus de  $400 \text{ m.s}^{-1}$ . Ainsi, une première géométrie TDCB est réalisée avec une entaille circulaire de diamètre 5 mm (voir Figure IV.1a). Cependant, l'essai réalisé avec cette géométrie a mis en évidence une fissure instable dans la résine Hexply®M21 avec de multiples branchements comme illustré sur la Figure IV.1b. L'ajout de l'entaille circulaire conduit à un surcroît d'énergie qui ne peut pas être dissipé par une seule fissure. Le PMMA et la résine Hexply®M21 ont des caractéristiques différentes qui peuvent expliquer cette différence de comportement en fissuration dynamique. Une entaille circulaire de 5 mm a cependant été réalisée sur l'ensemble des éprouvettes. Ainsi, pour avoir une propagation de fissure stable, une seconde entaille circulaire de 1 mm (correspondant au diamètre le plus faible qu'il était possible d'usiner) est ajoutée au fond de l'entaille de 5 mm (voir Figure IV.2).

### IV-1.2 Montage expérimental au vérin hydraulique

Le montage considéré dans ce chapitre diffère en quatre points de celui du chapitre précédent. La première est la géométrie avec une entaille circulaire de diamètre 1 mm. La deuxième est que la vitesse de chargement est très faible et vaut  $10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$ . La troisième est l'utilisation d'une caméra ultra rapide de type HyperVision HPV-X2 de marque Shimadzu pour enregistrer les images déformées durant les essais. Enfin, la dernière est l'utilisation d'un système Nicolet Multipro (voir Figure IV.4) pour déclencher la prise d'images de la caméra ultra rapide. Le montage expérimental est présenté sur la Figure IV.3. L'ensemble des paramètres liés aux images et à la caméra est résumé dans le Tableau IV.1. La fréquence d'acquisition de la caméra est de 1 MHz. La résolution des images est de  $450 \times 200 \text{ pixels}^2$ , résolution spatiale maximale de la caméra. Enfin, contrairement à la caméra Phantom v2640 qui est à mémoire tournante permettant d'enregistrer un



(a) Plan éprouvette TDCB, entaille circulaire de diamètre 5 mm

(b) Entaille circulaire de diamètre 5 mm : plusieurs branchements

FIGURE IV.1 – Comparaison du mode de propagation dynamique en fonction du rayon d'entaille

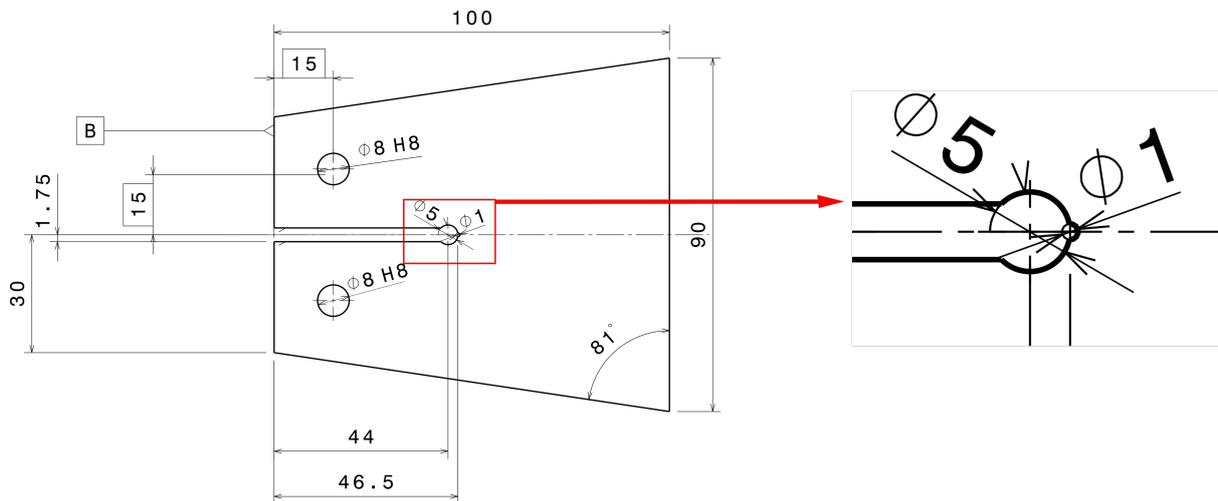


FIGURE IV.2 – Plan éprouvette TDCB, entaille circulaire de diamètre 1 mm (ajoutée au fond de l'entaille de 5 mm)

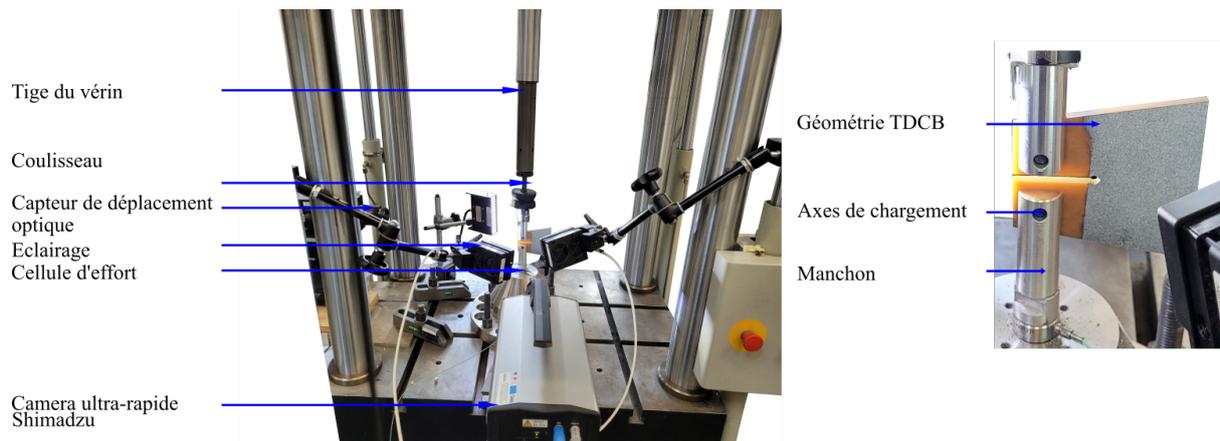


FIGURE IV.3 – Montage expérimental au vérin hydraulique lors des essais à hautes vitesses de propagation de fissure

très grand nombre d'images, la caméra Shimadzu ne permet que l'enregistrement de 128 images. Le champ de vue de la caméra ne capture que les premiers 25 mm de propagation de fissure à partir de l'entaille circulaire afin de garder une taille de pixel proche de celle des essais à plus faibles vitesses, cette taille de pixel est de  $75 \mu\text{m}$ . Les paramètres de la CIN et de la projection sur les séries de Williams sont résumés dans le Tableau IV.2. Les mouvements hors-plan sont pris en compte pour analyser les essais de cette seconde campagne. Un exemple des champs de déplacement et leurs projections sur les séries de Williams sont présentés sur les Figures IV.5a et IV.5b. Il faut noter que les essais présentés ici sont réalisés en deux temps pour effectuer la CIN. En effet, le nombre d'images étant limité et le déplacement du coulisseau avant le début de la propagation de fissure étant important, il n'était pas possible de capturer toute la propagation de fissure avec une acquisition de 128 images à 1 MHz. Dans un premier temps, l'éprouvette est pré-chargée à environ 10 N afin qu'elle soit bien positionnée. Une première série d'images dite statique est alors capturée. Dans un second temps, la consigne du vérin est envoyée et l'essai est réalisé. Une seconde série d'images est capturée lors de la propagation de fissure grâce au signal TTL envoyé par le Nicolet Multipro à la caméra, lorsque l'effort chute brusquement au début de la propagation de fissure. Un pré-trigger de  $50 \mu\text{s}$  est appliqué lors de l'acquisition de la seconde série d'images avec la caméra Shimadzu afin de capturer les dernières images de la mise en charge. L'image de référence considérée est la moyenne des images de la série dite statique. Les signaux d'effort et de déplacement sont enregistrés grâce à un système d'acquisition à une fréquence de 10 MHz. Un essai sur éprouvette TDCB et deux essais sur éprouvettes triangulaires sont considérés. Le Tableau IV.3 donne un récapitulatif des essais réalisés, la nomenclature est identique de celle présentée dans le chapitre III.



FIGURE IV.4 – Système Nicolet Multipro pour trigger la caméra ultra rapide Shimadzu

Paramètres des images	géométrie TDCB	géométrie triangulaire
Caméra	Shimadzu HyperVision HPV-X2	
Résolution des images (pixels <sup>2</sup> )	400 × 250	
Dynamique de l'image	8 bits	
Fréquence d'acquisition	1 MHz	
Objectif	Focal 105 mm Macro	
Ouverture	f/8	
Champ de vue	30 mm × 18.75 mm	
Taille du pixel	75 μm	
Distance de travail	40 cm	
Réalisation du modèle	Mouchetis de peinture noir et blanc	

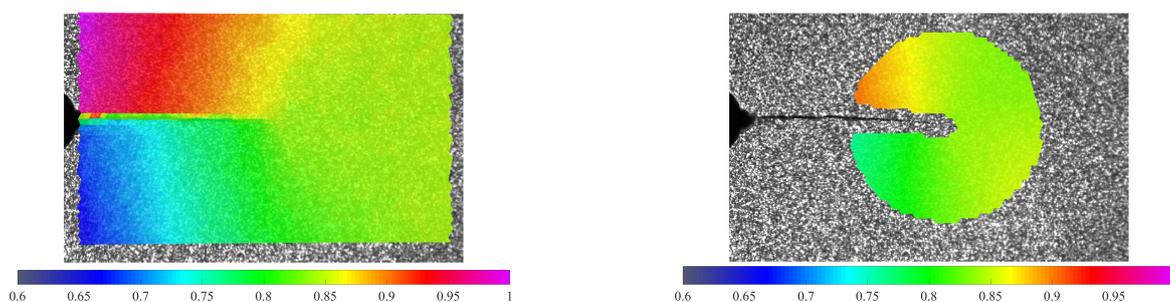
TABLEAU IV.1 – Paramètres de la caméra et des images associées

Logiciel de DIC	Ufreckles
Fonctions de forme	Éléments linéaires triangles non réguliers
Taille de l'élément	5 pixels
Régularisation	U : Tikhonov régularisation sur 3 éléments
$R_{min}$	1 mm
$R_{max}$	7 mm
$GR_{max}$	28 mm

TABLEAU IV.2 – Paramètres de la CIN et de la projection sur les séries de Williams

Nom	Géométrie	$\dot{U}$	$\dot{a}$
PV163	TDCB	$10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$	300 à près de 600 $\text{m.s}^{-1}$
PV151-1	Triangulaire	$10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$	250 à 500 $\text{m.s}^{-1}$
PV151-2	Triangulaire	$10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$	200 à 500 $\text{m.s}^{-1}$

TABLEAU IV.3 – Récapitulatif des essais réalisés à hautes vitesses de propagation de fissure



(a) Champ de déplacement  $U_y$  obtenu par CIN (mm)

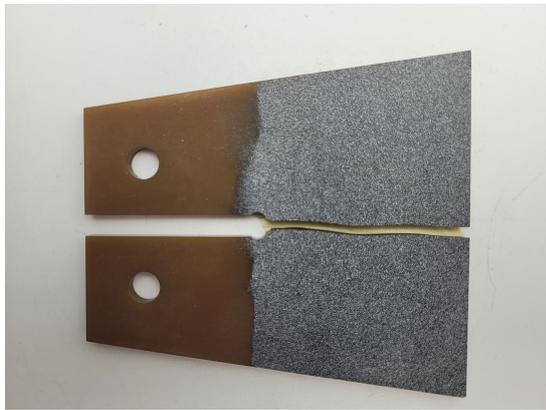
(b) Champ de déplacement  $U_y$  obtenu par projection sur les séries de Williams (mm)

FIGURE IV.5 – Exemple des champs de déplacement et de leurs projections sur les séries de Williams [108]

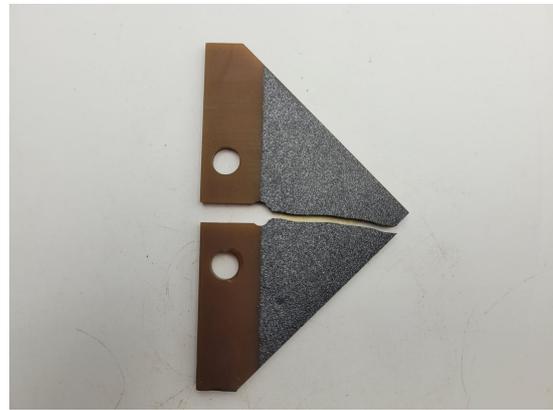
## IV-2 Caractérisation de $K_{IC}$ à très grande vitesse de propagation de fissure de la résine Hexply®M21

### IV-2.1 Analyse post-mortem des éprouvettes

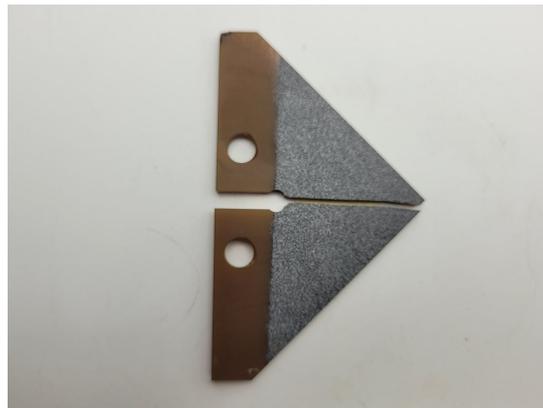
Les Figures IV.6a à IV.6c présentent les éprouvettes post-mortem. Des différences sont observées sur le trajet de propagation de fissure sur la géométrie triangulaire entre les deux campagnes d'essais. En effet, la propagation de fissure est stable en direction durant toute la propagation de la fissure pour ces essais alors qu'elle tournait en fin de propagation lors des essais en dynamique intermédiaire. Cette différence peut s'expliquer par la modification de la géométrie. La propagation de fissure était dynamique, stable et pilotée par la vitesse de chargement dans le cas des essais du chapitre III alors que la propagation de fissure est ici dynamique "instable" car pilotée par l'entaille circulaire.



(a) TDCB



(b) Triangulaire (PV151-1)



(c) Triangulaire (PV151-2)

FIGURE IV.6 – Éprouvettes post-mortem après réalisation des essais avec une entaille circulaire de  $\Phi = 1$  mm

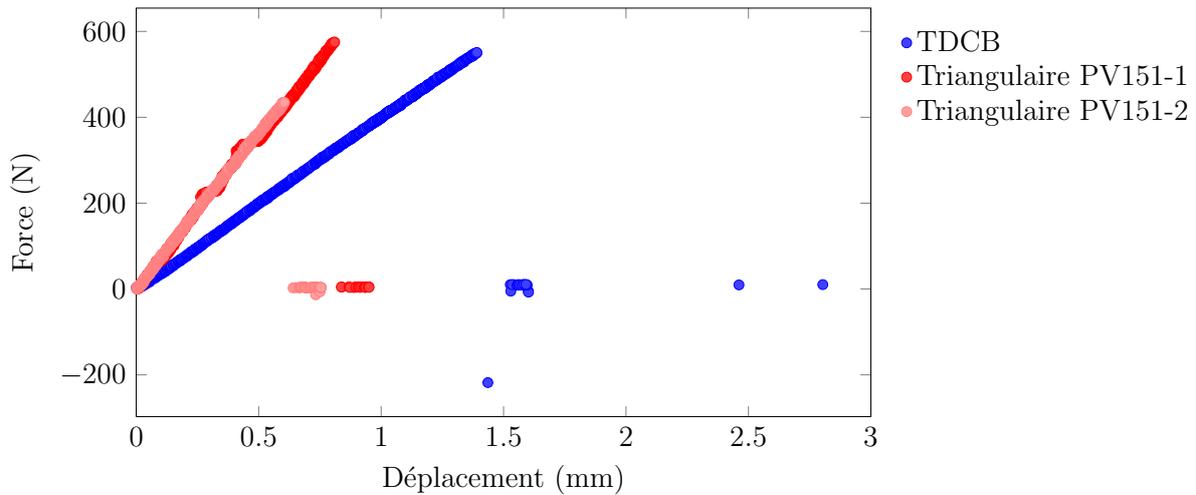


FIGURE IV.7 – Évolution de la force avec le déplacement pour les essais à hautes vitesses de propagation de fissure

## IV-2.2 Analyse globale : Courbes force/déplacement

La suite de l'analyse se focalise sur les courbes force/déplacement de ces essais. Il faut noter que seule la montée en charge et la force à rupture sont exploitables. En effet, la vitesse de propagation de fissure étant très élevée, la mesure de la force durant la propagation de fissure n'est pas exploitable comme c'était déjà le cas lors des essais à  $1 \text{ m.s}^{-1}$ . La Figure IV.7 décrit l'évolution de la force en fonction du déplacement pour les trois essais mentionnés précédemment. La pente des courbes force/déplacement des deux essais sur géométrie triangulaire est plus importante que celle de l'essai TDCB. La force à l'amorçage est de 552 N pour l'essai TDCB, de 615 N pour le premier essai avec l'échantillon triangulaire et enfin de 485 N pour le second essai avec l'échantillon triangulaire. Ces efforts sont nettement supérieurs à ceux mis en avant lors des essais à plus faibles vitesses ( $< 300 \text{ N}$  pour les essais à  $10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$  et à  $10^{-1} \text{ m.s}^{-1}$ ) comme souhaité avec l'ajout de l'entaille circulaire. Les essais à  $1 \text{ m.s}^{-1}$  présentaient en revanche des efforts similaires à ceux présentés ici (voir Figure III.19). Enfin, le déplacement à l'amorçage est plus important pour la géométrie TDCB ( $U = 1.39 \text{ mm}$ ) que pour les éprouvettes triangulaires ( $U = 0.82 \text{ mm}$  et  $U = 0.61 \text{ mm}$ ). Comme pour les efforts, les déplacements à l'amorçage sont nettement supérieurs à ceux évalués dans le chapitre III ( $< 0.5 \text{ mm}$ ). Il faut noter que pour le premier essai avec l'éprouvette triangulaire, des sauts de déplacements ont été captés lors de l'essai sans raison apparente et sont observés sur la Figure IV.7. Finalement, ces courbes force/déplacement mettent en évidence une augmentation de l'effort et du déplacement à rupture par rapport aux valeurs des essais en dynamique intermédiaire.

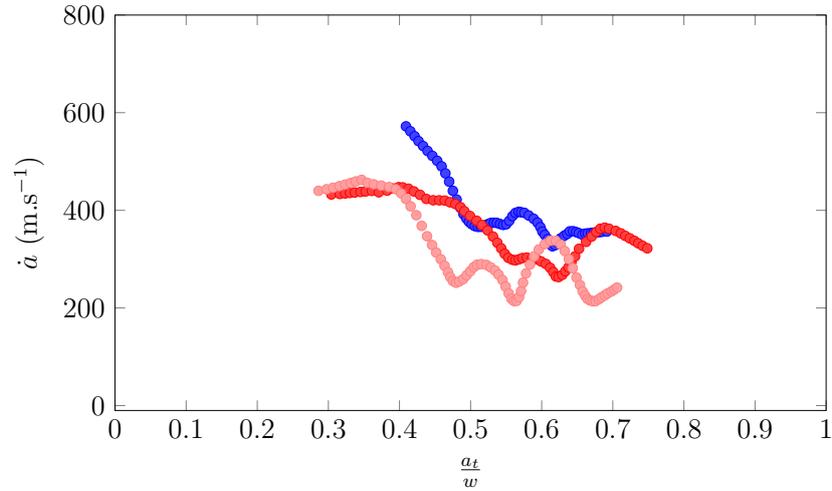


FIGURE IV.8 – Évolution de  $\dot{a}$  en fonction de  $\frac{a_t}{w}$  (TDCB et Triangulaires, (rouge foncée PV151-1 et rouge clair PV151-2))

### IV-2.3 Analyse locale : CIN et projection sur les séries de Williams

Par la suite, la CIN est réalisée sur les images déformées pour ensuite projeter les champs de déplacement sur les séries de Williams afin d'extraire  $K_I$ ,  $T$  et  $B$  et d'en déduire  $K_{IC}$ . Il est rappelé que la projection sur les séries de Williams se fait en considérant les mouvements hors-plan avec la méthode proposée dans le Chapitre II. Tout d'abord, l'analyse porte sur la vitesse de propagation de fissure. La Figure IV.8 montre l'évolution de  $\dot{a}$  en fonction de la longueur de fissure normalisée. Il faut noter que la vitesse de propagation de fissure est calculée en utilisant un filtre de type Savitzky-Golay sur la propagation de fissure avec une fenêtre de 15 points. Globalement, les vitesses de propagation de fissure évoluent entre 200 m.s<sup>-1</sup> et près de 600 m.s<sup>-1</sup>, avec une diminution de  $\dot{a}$  au cours de la propagation. Le second essai avec une géométrie triangulaire présente des valeurs de  $\dot{a}$  légèrement inférieures aux deux autres essais pour  $\frac{a_t}{w} > 0.4$ . Ce constat est cohérent avec les mesures d'effort présentées ci-dessus puisque l'effort à rupture est le plus faible des trois essais considérés. En considérant que le critère de Griffith est toujours valable en présence d'effets de structure, il est supposé que la propagation de fissure a lieu pour  $G_I = G_{IC}$  soit  $K_I = K_{IC}$  par équivalence avec la relation d'Irwin [62].

Ensuite, l'analyse se focalise sur  $K_{IC}$ . La Figure IV.9a montre l'évolution de  $K_{IC}$  en fonction de la longueur de fissure normalisée. D'après cette figure,  $K_{IC}$  diminue durant la propagation de fissure pour les trois essais réalisés.  $K_{IC}$  évolue entre environ 2.87 MPa.m<sup>1/2</sup> et 0.89 MPa.m<sup>1/2</sup> en fin de propagation de fissure. Les tendances de  $K_{IC}$  et de  $\dot{a}$  sont cohérentes compte tenu de la géométrie. En effet, l'entaille circulaire permet d'emmagasiner beaucoup d'énergie, puis cette énergie est ensuite dissipée au cours de la propagation de fissure. Cependant la vitesse de chargement étant faible, l'énergie emmagasinée au départ diminue progressivement conduisant à une diminution de  $K_{IC}$  et de  $\dot{a}$ . En comparant les

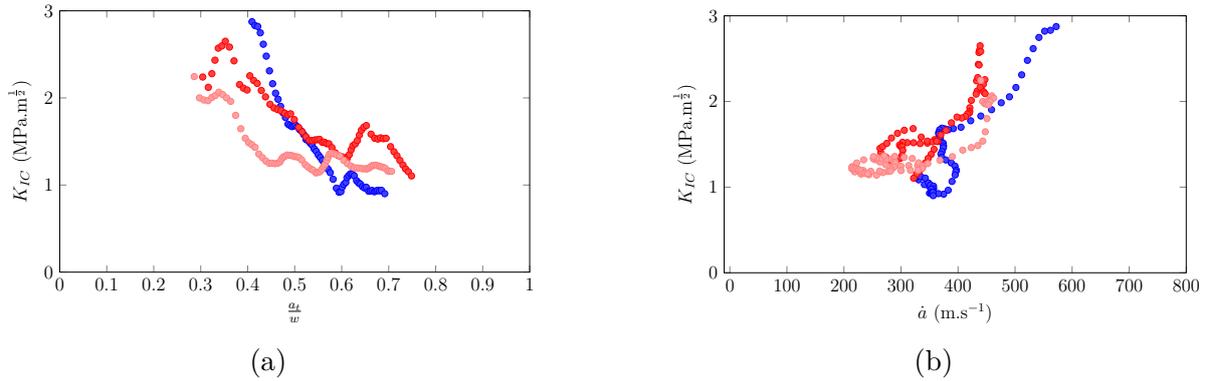


FIGURE IV.9 – Évolution de  $K_{IC}$  respectivement en fonction de  $\frac{a_t}{w}$  et  $\dot{a}$  pour les géométries TDCB et Triangulaires, (rouge foncée PV151-1 et rouge clair PV151-2)

deux géométries,  $K_{IC}$  diminue beaucoup plus rapidement dans le cas de la géométrie TDCB que pour les géométries triangulaires tout en ayant des vitesses de propagation de fissure supérieures à  $300 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ .

La Figure IV.9b montre l'évolution de  $K_{IC}$  en fonction de la vitesse de propagation de fissure. La tendance globale est en accord avec les deux figures précédentes puisque  $K_{IC}$  augmente avec la vitesse de propagation de fissure.  $K_{IC}$  n'augmente que très peu pour  $\dot{a} < 350 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ , au-delà de cette valeur  $K_{IC}$  augmente fortement. Comme mentionné ci-dessus, les valeurs les plus faibles de  $K_{IC}$  sont pour la géométrie TDCB bien que les vitesses de propagation de fissure ne soient pas les plus faibles.

**Remarque :** *Il faut rappeler que l'analyse considérée ici prend en compte les mouvements hors-plan avec la méthode proposé au Chapitre II. Cette méthode en trois étapes se fonde sur la détermination des dilatations et cisaillement d'un constant sur l'image avec une grande valeur de  $R_{max}$ . Cependant, dans la cadre de ces essais à hautes vitesses de propagation de fissure, la résolution spatiale de la caméra utilisée est bien plus faible que celle du chapitre précédent. Les images enregistrées correspondent uniquement à une petite partie de l'échantillon. Des déformations locales de l'échantillon en pointe de fissure sont peut-être captées par erreur dans l'évaluation des dilatations dites globales de l'échantillon, ce qui peut induire une erreur sur l'estimation de ces dilatations et de  $K_{IC}$ .*

Ensuite, les termes non singuliers sont étudiés. Les Figures IV.10a et IV.10b montrent les évolutions de  $T$  et de  $B$  en fonction de la longueur de fissure normalisée. Tout d'abord sur  $T$ , les évolutions sont similaires pour les trois essais.  $T$  augmente en début de propagation jusque  $\frac{a_t}{w} \approx 0.4$  pour la géométrie TDCB et  $\frac{a_t}{w} \approx 0.45$  pour les géométries triangulaires. Il diminue ensuite jusqu'à la fin de la propagation de fissure. Les valeurs de  $T$  sont comprises entre 0 et plus de 15 MPa suivant l'essai considéré. Les valeurs de  $T$  les plus faibles correspondent au second essai triangulaire qui présente les vitesses de propagation de fissure et les valeurs de  $K_{IC}$  les plus faibles (en moyenne). Par ailleurs, il n'y a pas de différences significatives sur les valeurs de  $T$  pour les deux géométries.

Il faut noter que malgré ces valeurs importantes de  $T$  la fissure est stable en direction. Ces essais réalisés sont probablement aux limites de l'instabilité (comme le montre l'augmentation du rayon d'entaille sur la Figure IV.1b). Dans la littérature, les travaux de Elie Eid *et al.* [36] ont permis d'identifier, sur du PMMA, une relation entre condition de branchement, vitesse de propagation de fissure et niveau de  $T$ . Dans le cadre de vitesse de fissure entre 0.4 et 0.6  $c_r$ , le niveau critique de  $T$  était compris entre 10 MPa et 15 MPa.

En ce qui concerne  $B$ , il évolue de manière similaire pour les trois essais. Il est négatif et très élevé en valeur absolue, entre environ  $-100$  et moins de  $-210$  MPa.m<sup>- $\frac{1}{2}$</sup>  suivant les essais au début de la propagation de fissure et augmente progressivement durant la propagation de fissure. En fin de propagation de fissure  $B$  est compris entre environ  $-85$  et  $-125$  MPa.m<sup>- $\frac{1}{2}$</sup> . Comme pour  $T$ , il n'y a pas de différences particulières sur  $B$  entre les résultats obtenus avec la géométrie TDCB et ceux obtenus avec la géométrie triangulaire.

Les valeurs similaires de  $T$  et  $B$  d'une géométrie à l'autre peuvent s'expliquer par l'ajout de l'entaille circulaire. En effet, dans le cas des essais à plus faibles vitesses, la vitesse de chargement pilotait la propagation de fissure qui était donc stable (mise à part le phénomène de stick-slip). Pour ces essais à hautes vitesses, la propagation de fissure est dynamique "instable" car pilotée par l'entaille circulaire. Autrement dit, la vitesse de chargement n'est pas assez importante pour piloter la propagation de fissure ce qui se traduit par une propagation de fissure dans l'éprouvette telle qu'elle était chargée au moment de l'amorçage dynamique instable.

Les iso-valeurs des champs de contrainte obtenues à partir des séries de Williams (en considérant les valeurs de  $K_{II}$  qui sont nettement inférieures à  $K_I$  mais non nulles) sont représentées sur les Figures IV.11a à IV.11f avec les données du premier essai triangulaire (PV151-1) à très hautes vitesses de propagation de fissure pour différentes valeurs de longueur de fissure normalisée. Ces résultats montrent que la contrainte de Von Mises diminue autour de la pointe de fissure avec l'augmentation de la longueur de fissure normalisée. Les valeurs importantes de  $T$  et  $B$  modifient la forme des champs de contrainte en pointe de fissure comme expliqué dans la littérature [23, 95].

**Remarque :** Ces iso-valeurs sont déterminées avec le module d'Young considéré en quasi-statique  $E = 3.1$  GPa.

## IV-2.4 Analyse locale : Comparaison de $K_{IC}$ , $T$ et $B$ sur l'ensemble des essais réalisés

### Extraction de $K_{IC}$ , $T$ et $B$

Les résultats présentés précédemment ont mis en évidence des différences sur  $K_{IC}$  et sur les termes non singuliers, il paraît pertinent de comparer ces résultats à ceux du chapitre précédent. La Figure IV.12a montre pour toutes les vitesses de chargement, l'évolution de  $K_{IC}$  en fonction de la longueur de fissure normalisée pour les six essais présentés (en considérant les valeurs pré-instabilités en quasi-statique). Deux tendances différentes sont observées, la première est que  $K_{IC}$  est globalement constant et compris

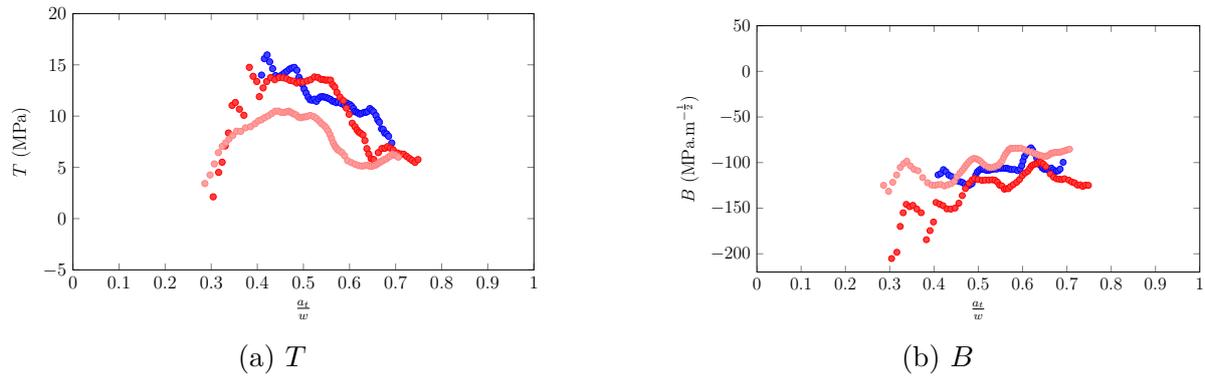


FIGURE IV.10 – Évolution des termes non singuliers en fonction de la longueur normalisée de fissure pour les géométries TDCB et Triangulaires (rouge foncée PV151-1 et rouge clair PV151-2)

entre  $0.8$  à  $1.2 \text{ MPa.m}^{\frac{1}{2}}$  avec une valeur moyenne de  $K_{IC} = 0.93 \text{ MPa.m}^{\frac{1}{2}}$  qui correspond à l'ensemble des essais en dynamique intermédiaire, la seconde est une évolution décroissante de  $K_{IC}$  comme décrite ci-dessus. Pour ces essais à hautes vitesses, les valeurs de  $K_{IC}$  sont plus importantes (ratio de plus de 2) par rapport à celles des essais à plus faibles vitesses en début de propagation de fissure. En revanche, en fin de propagation de fissure, les vitesses de propagation de fissure étant plus faibles qu'en début de propagation de fissure, les valeurs de  $K_{IC}$  sont similaires à celles obtenues à plus faibles vitesses.

La Figure IV.12b montre l'évolution de  $K_{IC}$  en fonction de la vitesse de propagation de fissure. D'une manière globale, les résultats montrent une augmentation de  $K_{IC}$  avec la vitesse de propagation de fissure. De plus, les données des essais à hautes vitesses de propagation de fissure permettent de compléter la gamme de valeurs déjà existante. Un recouvrement des données avec les résultats des essais des deux campagnes est observé. Une faible augmentation de  $K_{IC}$  est observée par rapport au cas quasi-statique pour  $\dot{a} < 350 \text{ m.s}^{-1}$ . Au-delà de cette vitesse, la gamme de valeurs de  $K_{IC}$  est beaucoup plus large mais avec une tendance globale à l'augmentation. Cette évolution de  $K_{IC}$  avec  $\dot{a}$  paraît cohérente avec celle évaluée par Vincent Joudon dans le cadre de sa thèse [67].

Ensuite, les termes non singuliers sont comparés entre les deux séries d'essais. Les Figures IV.13a et IV.13b montrent les évolutions de  $T$  et de  $B$  en fonction de la longueur de fissure normalisée. Concernant  $T$ , trois tendances se dégagent, une diminution de  $T$  est observée dans le cas des essais à hautes vitesses de propagation de fissure pour  $\frac{a_t}{w} > 0.45$ . Concernant  $B$ , il augmente durant la propagation de fissure lors des essais à hautes vitesses de propagation de fissure (indépendamment de la géométrie) alors qu'il diminue lors des essais à plus faibles vitesses.

La modification des champs de contrainte dans les éprouvettes entre les deux campagnes d'essais se visualise sur les Figures IV.14a à IV.14f. En effet, les iso-valeurs de contrainte de Von Mises sont comparées entre les deux essais triangulaires PV91-2 (quasi-statique) et PV151-1 (essai à hautes vitesses) pour différentes valeurs de longueur de

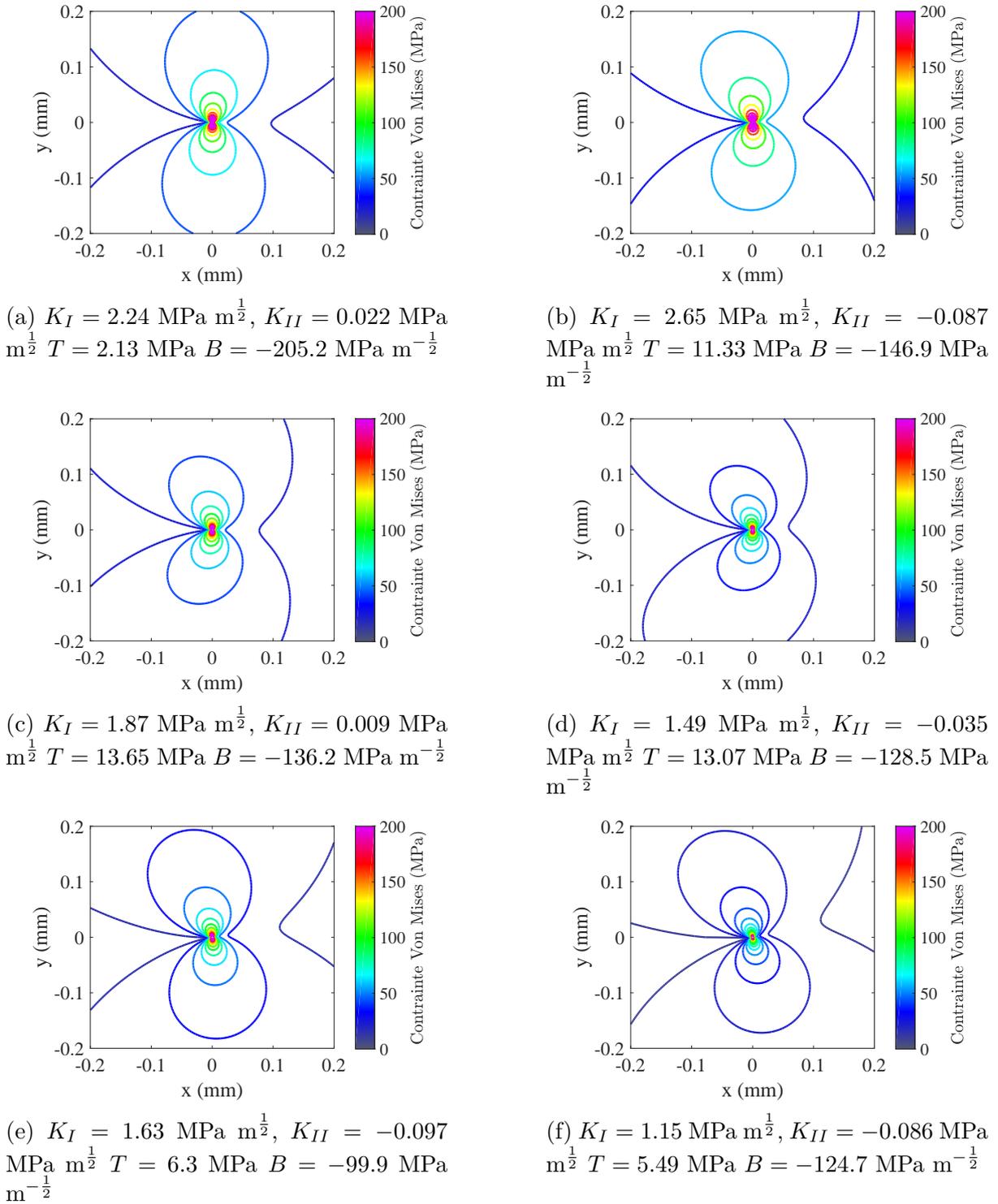
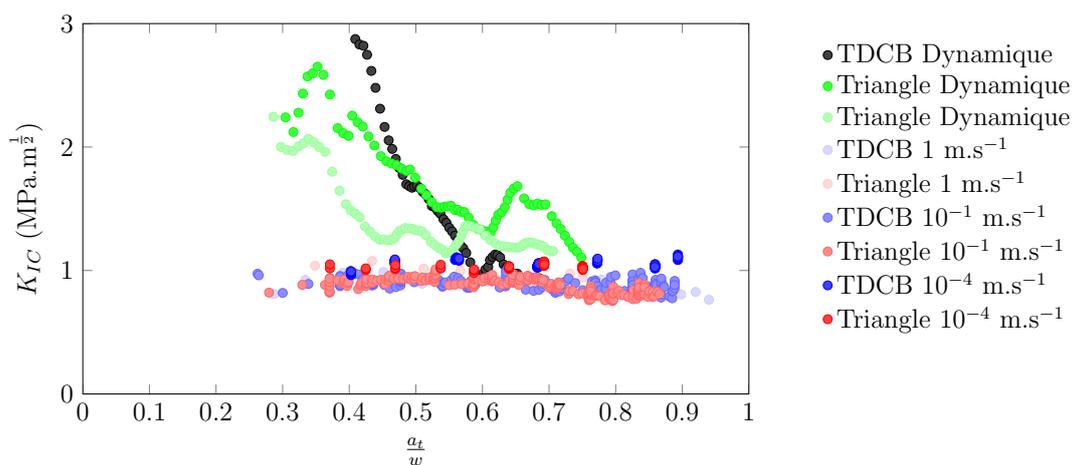
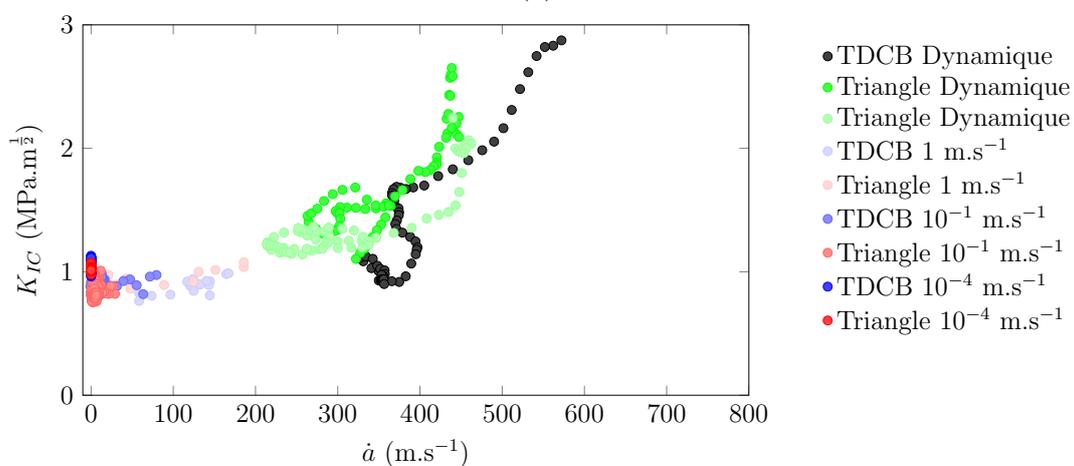


FIGURE IV.11 – Contrainte de Von Mises à partir des champs analytiques de contrainte pour l'essai sur éprouvette triangulaire (PV151-1) pour différentes positions de la fissure  $\frac{a_t}{w} =$  : (a) 0.3, (b) 0.35, (c) 0.46, (d) 0.56, (e) 0.64 et (f) 0.74



(a)



(b)

FIGURE IV.12 – Évolution de  $K_{IC}$  en fonction de respectivement  $\frac{a_t}{w}$  et  $\dot{a}$

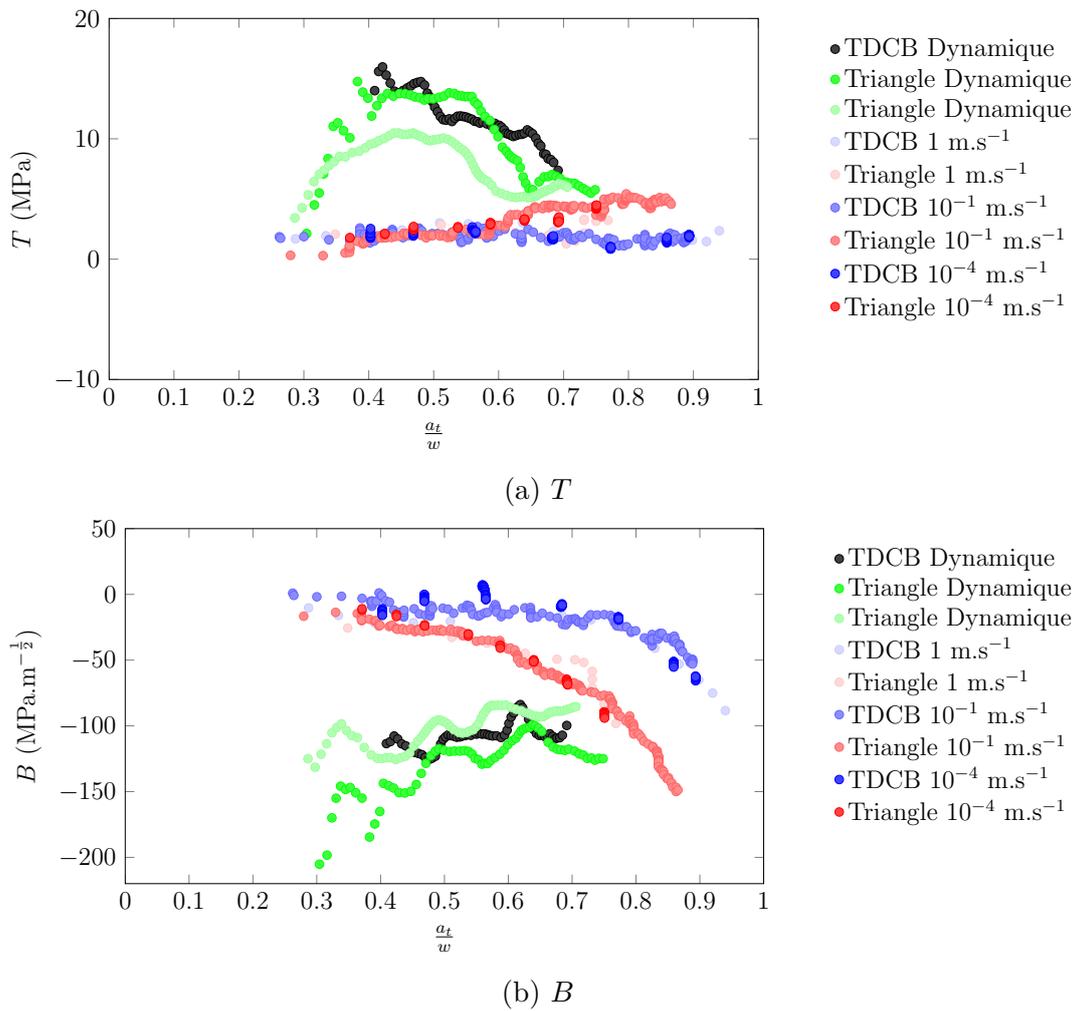


FIGURE IV.13 – Évolution des termes non singuliers en fonction de la longueur normalisée de fissure

fissure normalisée. La forme des iso-contours est différente entre les deux essais ce qui illustre l'effet de  $B$  et  $T$ . La suite se propose de définir et de discuter de différents modèles permettant d'évaluer  $K_{IC}$  en fonction de  $\dot{a}$ ,  $T$  et  $B$ .

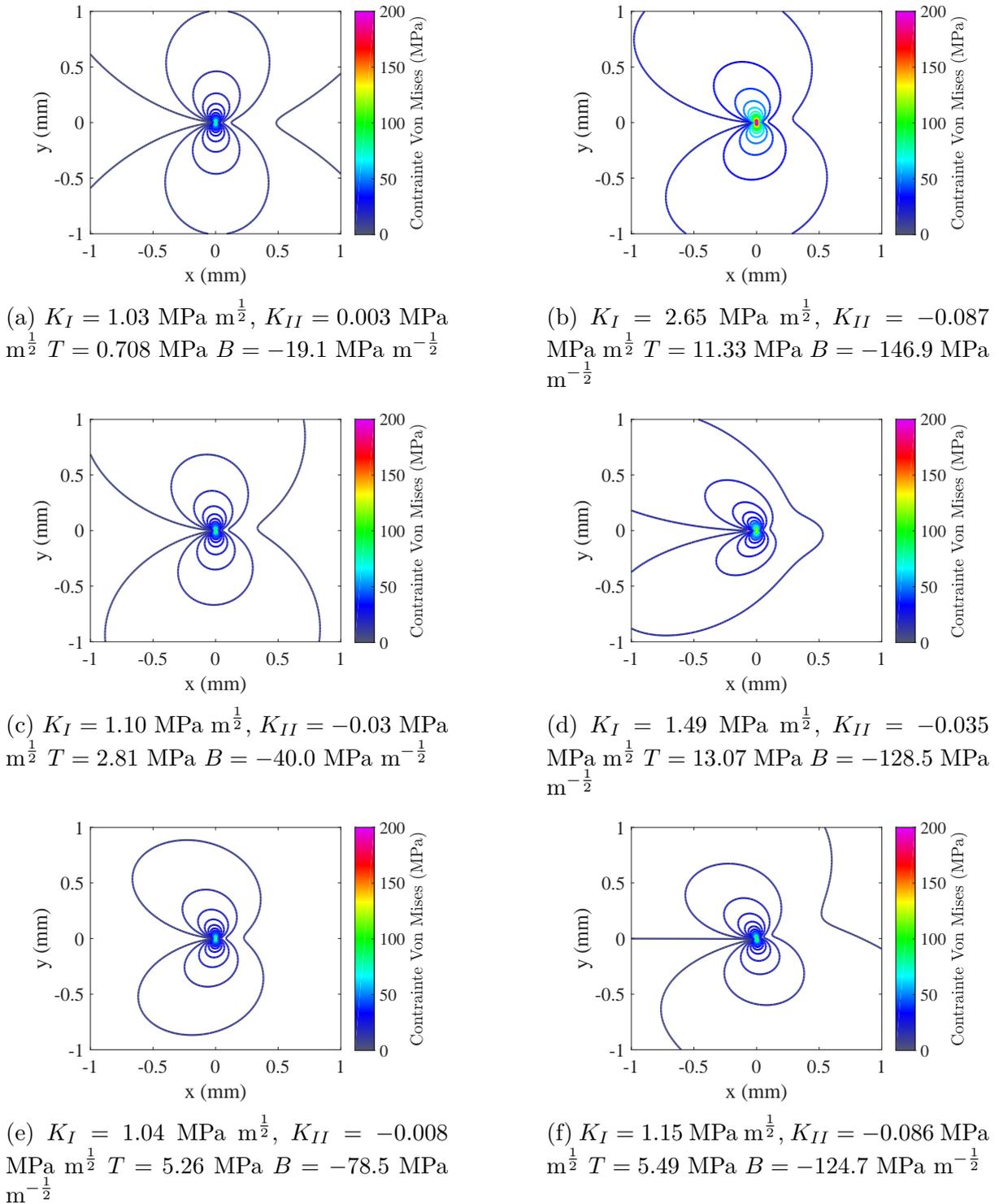


FIGURE IV.14 – Comparaison des iso-valeurs de contrainte de Von Mises pour deux essais (PV91-2) (a), (c) et (e) et PV151-1 (b), (d) et (f) pour différentes positions de la fissure  $\frac{a_t}{w} =$  : (a) 0.4 (c) 0.57, (e) 0.7, (b) 0.35, (d) 0.56 et (f) 0.65

**Définition d'un modèle de  $K_{IC}$  en fonction  $\dot{a}$ ,  $T$  et  $B$**

Avant de définir un modèle, il faut noter que lors d'un chargement quasi-statique, l'intensité de la singularité en déformation et la même que celle en contrainte [62, 106]. Cette affirmation n'est plus vrai lors d'une propagation de fissure dynamique [56]. Une distinction est alors faite entre le facteur d'intensité des contraintes noté  $K_m^{dyn}$  et le facteur d'intensité des déformations noté  $K_m^{cin}$  pour chaque mode  $m$  de sollicitation.  $K_m^{cin}$  caractérise l'intensité de la discontinuité du champ de déplacement en pointe de fissure (voir [106]). Ces deux quantités sont reliées par des fonctions universelles  $f_i$  via l'équation IV.1 d'après Bui [56].

$$K_i^{cin} = f_i(\dot{a})K_m^{dyn} \quad (IV.1)$$

avec

$$f_i(\dot{a}) = \frac{4\alpha_i(1 - \alpha_j^2)}{(\kappa + 1)D(\dot{a})}, (i, j) \in (1, 2) \quad (IV.2)$$

$$\alpha_i = \sqrt{1 - \left(\frac{\dot{a}}{c_i}\right)^2} \quad (IV.3)$$

$$D(\dot{a}) = 4\alpha_1\alpha_2 - (1 + 2\alpha_2^2)^2 \quad (IV.4)$$

où  $\kappa$  est une constante matériau ( $\kappa = 3 - 4\nu$  en déformations planes et  $\kappa = (3 - \nu)/(1 + \nu)$  en contraintes planes).  $c_1$  et  $c_2$  sont respectivement la célérité des ondes de compression et de cisaillement (voir [67] pour le matériau étudié).  $D$  est la fonction qui permet de déterminer la célérité des ondes de Rayleigh  $c_r$ .

Dans le cadre de ces travaux de thèse,  $K_{IC}$  est évalué à partir d'un facteur d'intensité des déformations  $K_I^{cin}$  par l'intermédiaire de mesures de champs. Le passage de  $K_I^{cin}$  à  $K_I^{dyn}$  est donc possible connaissant les différents paramètres matériau et la vitesse de propagation de fissure.

A travers ces travaux de thèse, différents essais (avec une entaille circulaire ou non) à différentes vitesses de chargement et/ou de propagation de fissure ont été réalisés et sont résumés dans le Tableau IV.4. L'objectif est de pouvoir définir un modèle permettant de déterminer  $K_{IC}$  en considérant l'influence de la vitesse de propagation de fissure  $\dot{a}$  et celle des termes non singuliers  $T$  et  $B$ . Lors des essais à plus faibles vitesses, les valeurs de  $K_{IC}$  sous chargement quasi-statique ont été déterminées soit en considérant les valeurs dites de pré-instabilités, soit en considérant les valeurs dites de post-instabilités, ce qui a donné lieu à des évolutions différentes de  $K_{IC}$  en fonction de la vitesse de propagation de fissure. Par ailleurs, dans la littérature, plusieurs modèles ont été utilisés pour établir la dépendance de  $K_{IC}$  ou de  $G_{IC}$  à la vitesse de propagation de fissure [35, 67, 71, 128]. Dans la suite, un modèle de Kanninen *et al.* [71] défini via l'équation IV.5 est considéré pour modéliser la dépendance de  $K_{IC}$  à  $\dot{a}$  où  $K_{IC}^n$  est la valeur de  $K_{IC}$  dite nominale et  $p$  un paramètre de la loi.  $c_r$  est la vitesse des ondes de Rayleigh, sa valeur est celle considérée dans la thèse de Joudon [67],  $c_r = 873 \text{ m.s}^{-1}$ . Enfin, une dépendance bi-linéaire de

Nombre d'essais	$\dot{U}$	Type de propagation de fissure
2 TDCB et 2 triangulaires	$10^{-4}$ m.s <sup>-1</sup>	Essais quasi-statiques
3 TDCB et 2 triangulaires	$10^{-1}$ m.s <sup>-1</sup>	Essais dynamiques intermédiaires
3 TDCB et 2 triangulaires	1 m.s <sup>-1</sup>	Essais dynamiques intermédiaires
1 TDCB et 2 triangulaires	$10^{-4}$ m.s <sup>-1</sup>	(entaille circulaire) Essais à hautes vitesses de propagation de fissure

TABLEAU IV.4 – Récapitulatif des essais réalisés dans ce mémoire

Modèles		Pré-instabilités	Post-instabilités
a ( $\times 10^{-3}$ m <sup>1/2</sup> )		$-4.8^{\pm 0.6}$	$-1.9^{\pm 0.6}$
b ( $\times 10^{-3}$ m)		$0.12^{\pm 0.02}$	$0.4^{\pm 0.03}$
$K_{IC}^n$ (MPa.m <sup>1/2</sup> )		$1.07^{\pm 0.00}$	$0.93^{\pm 0.00}$
1 : $a \times T + b \times B + \frac{K_{IC}^n}{(1 - (\frac{\dot{a}}{c_r})^p)}$	$p$	$1.31^{\pm 0.02}$	$1.02^{\pm 0.01}$
2 : $\frac{a \times T + b \times B + K_{IC}^n}{(1 - (\frac{\dot{a}}{c_r})^p)}$	$p$	$1.27^{\pm 0.02}$	$0.98^{\pm 0.01}$

TABLEAU IV.5 – Récapitulatif des modèles considérés dans ce mémoire

$K_{IC}$  aux termes non singuliers similaire à celle utilisée pour la définition d'un modèle en quasi-statique est considérée.

$$K_{IC} = \frac{K_{IC}^n}{(1 - (\frac{\dot{a}}{c_r})^p)} \quad (IV.5)$$

Deux modèles sont proposés, un premier où les termes non singuliers sont couplés à la vitesse de propagation de fissure (voir équation IV.6) et un second où ils sont découplés de la vitesse de propagation de fissure (voir équation IV.7). Chaque modèle est considéré avec soit les valeurs quasi-statiques dites de pré-instabilités ou soit celles dites de post-instabilités.

$$K_{IC}(T, B, \dot{a}) = \frac{a \times T + b \times B + K_{IC}^n}{(1 - (\frac{\dot{a}}{c_r})^p)} \quad (IV.6)$$

$$K_{IC}(T, B, \dot{a}) = a \times T + b \times B + \frac{K_{IC}^n}{(1 - (\frac{\dot{a}}{c_r})^p)} \quad (IV.7)$$

Les coefficients  $a$ ,  $b$  et  $K_{IC}^n$  sont ceux identifiés sous chargement quasi-statique dans le cas pré-instabilités ou post-instabilités (voir équation III.4 et III.5), le paramètre  $p$  est identifié (via la fonction `curve_fit` codée en python issue de la librairie `scipy.optimize`) à partir des essais en dynamique intermédiaire et à hautes vitesses. Ce choix d'identification des différents paramètres permet d'avoir une cohérence entre les données en quasi-statiques et celles obtenues à hautes vitesses de propagation de fissure. L'ensemble des paramètres de ces différents modèles est proposé dans le Tableau IV.5.

Dans un premier temps, les résidus entre les modèles et les données expérimentales sont calculés via l'équation IV.8 (*i.e.*, un résidu positif montre que le modèle sous-estime

Modèle	Quasi-statique	Moyenne	Écart types
1 (annexes)	Pré-instabilités	$-0.12 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{\frac{1}{2}}$	$0.15 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{\frac{1}{2}}$
1	Post-instabilités	$-0.027 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{\frac{1}{2}}$	$0.12 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{\frac{1}{2}}$
2 (annexes)	Pré-instabilités	$-0.12 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{\frac{1}{2}}$	$0.15 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{\frac{1}{2}}$
2 (annexes)	Post-instabilités	$-0.028 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{\frac{1}{2}}$	$0.12 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{\frac{1}{2}}$

TABLEAU IV.6 – Données statistiques du résidu selon les modèles

les données expérimentales alors qu'un résidu négatif montre que le modèle surestime les données expérimentales).  $K_{IC}$  est la valeur de  $K_{IC}$  dans le cas expérimental et  $K_{IC_{modèle}}(T, B, \dot{a})$  la valeur de  $K_{IC}$  dans le cas du modèle considéré. La distribution du résidu peut être assimilable à une distribution normale, dans ce cas l'intervalle de confiance à 95% (*i.e* 95% des valeurs de résidu) est défini par la moyenne du résidu  $\pm 2\sigma_{res}$  où  $\sigma_{res}$  est l'écart type du résidu. Pour chaque cas, la moyenne du résidu et  $2\sigma_{res}$  sont représentés sur la Figure IV.15 et la moyenne du résidu et l'écart type sont représentés dans le Tableau IV.6. Cette figure et ce tableau permettent de comparer les résidus suivant les différents cas. Par exemple, dans le cas du modèle découplé avec les valeurs post-instabilités,  $\sigma_{res} = 0.12 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{\frac{1}{2}}$ , résidu le plus faible des cas étudiés. Cet écart-type peut malgré tout être considéré comme important dans la mesure où  $0.12 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{\frac{1}{2}}$  correspond à plus de 13% de la valeur nominale  $K_{IC}^n = 0.93 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{\frac{1}{2}}$ . Il faut cependant noter que certains biais expérimentaux (mouvements hors-plan, différentes caméras utilisées, CIN) peuvent également induire des écarts sur les données expérimentales et expliquer cet écart-type.

$$Residu = K_{IC} - K_{IC_{modèle}}(T, B, \dot{a}) \quad (IV.8)$$

Sur l'ensemble des cas, l'écart type et l'intervalle de confiance à 95 % sont plus importants dans le cas des valeurs pré-instabilités ( $\sigma_{res} \approx 0.15 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{\frac{1}{2}}$ ) par rapport aux cas des valeurs post-instabilités ( $\sigma_{res} \approx 0.12 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{\frac{1}{2}}$ ). Cela met en avant des écarts plus importants entre les modèles et les données expérimentales dans le cas des valeurs pré-instabilités. Cette tendance est confirmée par la valeur moyenne du résidu qui est plus proche de 0 dans le cas des valeurs post-instabilités (voir IV.6). Enfin, de faibles différences sont observées d'un modèle à l'autre (*i.e* entre les cas couplés et découplés). Le modèle couplé suppose une dépendance de  $K_{IC}^n$  à la vitesse de propagation de fissure pour  $T$  et  $B$  fixés alors que dans le cas du modèle découplé  $K_{IC}^n$  est uniquement dépendant de la vitesse de propagation de fissure. Le second modèle est susceptible de tenir compte des différences sur les mécanismes de fissuration entre les propagations de fissure très lentes et celles très rapides. En considérant la base de données présentée, aucun des deux modèles se révèle plus pertinent que l'autre.

Dans un second temps, l'analyse explore l'évolution de  $K_{IC}$  pour différents paramètres de chargement ou de vitesse pour chaque cas. Afin de ne pas surcharger cette partie, seules les figures du cas choisi sont considérées dans cette partie, les autres cas sont détaillés en annexe E et seront néanmoins discutés par la suite. Le cas choisi est celui présentant

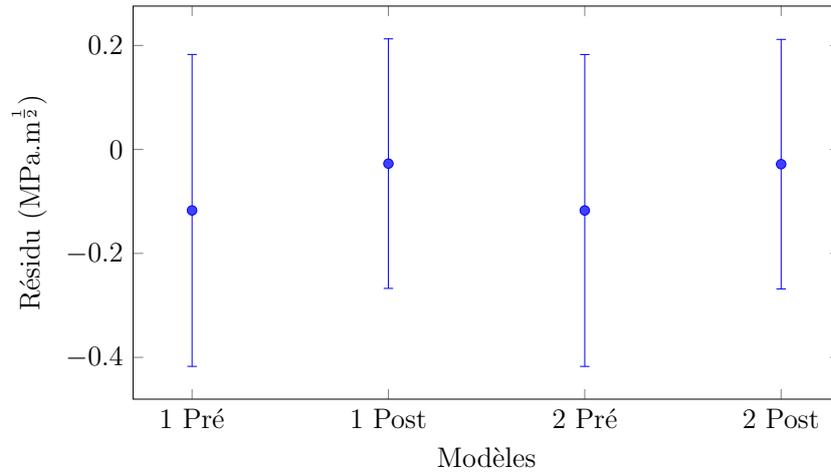


FIGURE IV.15 – Évolution de la moyenne et de l'intervalle de confiance à 95% pour les différents cas

résidu le plus faible, à savoir le modèle 1 (les termes non-singuliers découplés de la vitesse de propagation de fissure) avec les valeurs post-instabilités (voir les Tableaux IV.5 et IV.6). Le modèle est défini via l'équation IV.9 et met en évidence une augmentation de  $K_{IC}$  avec la vitesse de propagation de fissure et avec  $B$  alors qu'il montre une diminution de  $K_{IC}$  avec  $T$ . Le paramètre  $p$  est identifié et vaut  $1.02^{\pm 0.01}$ , la valeur de  $K_{IC}^n$  est de  $0.93^{\pm 0.00}$  MPa.m<sup>1/2</sup>.

$$K_{IC}(T, B, \dot{a}) = -1.9^{\pm 0.6} \times 10^{-3} T + 0.4^{\pm 0.03} \times 10^{-3} B + \frac{0.93^{\pm 0.00}}{(1 - (\frac{\dot{a}}{c_r})^{1.02^{\pm 0.01}})} \quad (\text{IV.9})$$

Afin de vérifier l'adéquation entre le modèle et les données, des tranches du modèle sont considérées en fixant une ou plusieurs variables. Le modèle présente  $K_{IC}$  en fonction de différents paramètres. Pour chaque cas, les courbes représentent le modèle et les nuages de points, les points expérimentaux dans la gamme considérée. Arbitrairement les Figures IV.16 et IV.17 présentent l'évolution de  $K_{IC}$  en fonction : IV.16a de  $\dot{a}$  à  $B$  constant et  $T$  nul, IV.16b de  $B$  à  $\dot{a}$  constant et  $T$  nul, IV.17a de  $T$  à  $B$  constant et  $\dot{a}$  nul et enfin IV.17b de  $B$  et  $\dot{a}$  à  $T$  nul.

Sur ces figures, chaque courbe de couleur différente correspond à une prédiction du modèle pour un paramètre fixé dite valeur cible,  $B = 0$  MPa.m<sup>-1/2</sup> par exemple. Une couleur est également affectée à chaque point de mesure afin d'être cohérent avec celle utilisée pour le modèle. Cependant, ces points de mesure étant insuffisantes, ceux considérés sont ceux compris entre la valeur cible et  $\pm X$  où  $X$  est choisi arbitrairement pour chaque paramètre. Il vaut 40 MPa.m<sup>-1/2</sup> pour  $B$ , 7 MPa pour  $T$  et de  $\frac{\dot{a}_{modele}}{4}$  pour  $\dot{a}$ . Par exemple pour  $B = 0$  MPa.m<sup>-1/2</sup>, les données expérimentales considérées sont comprises entre  $0 - 40 = -40$  MPa.m<sup>-1/2</sup> et  $0 + 40 = 40$  MPa.m<sup>-1/2</sup>. Par ailleurs, en lien avec l'annexe

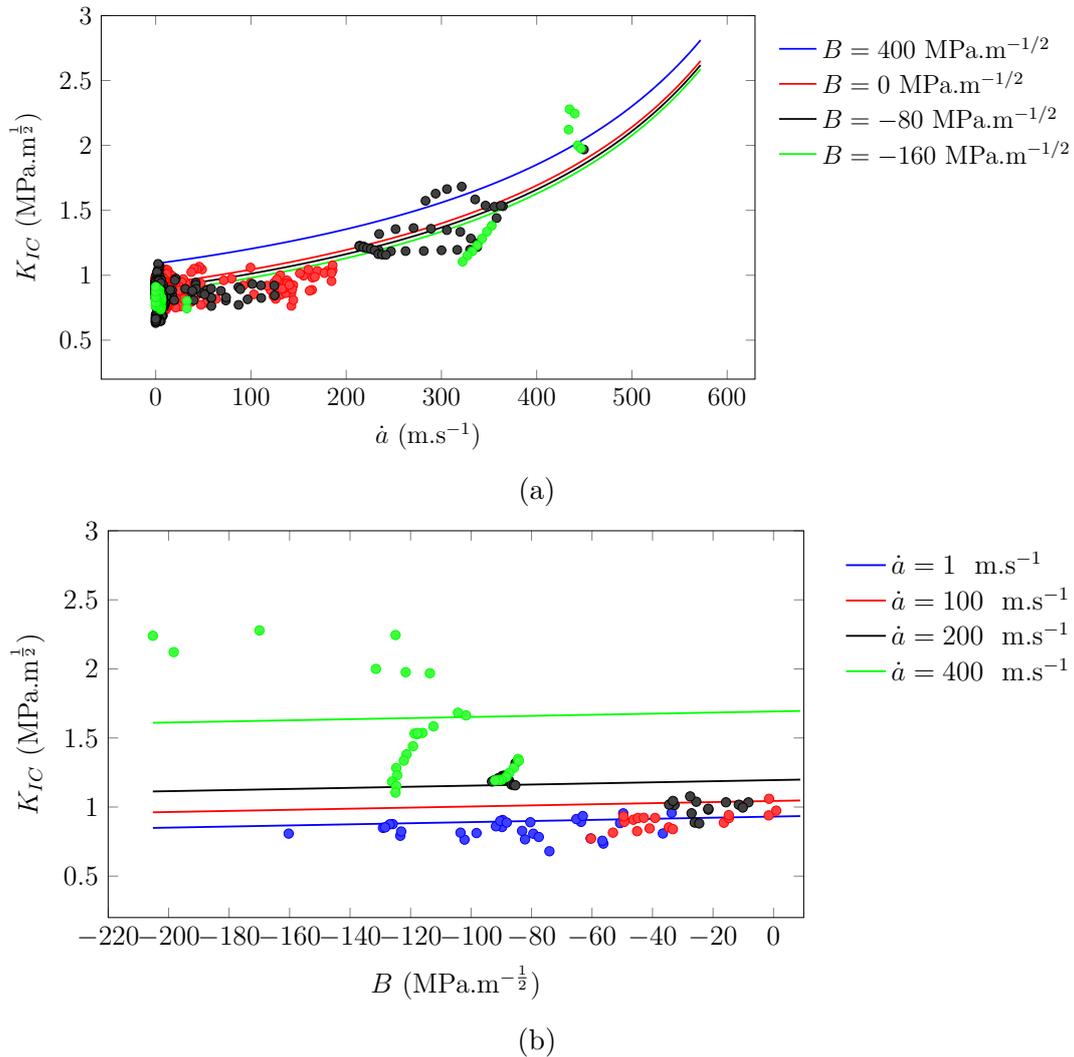
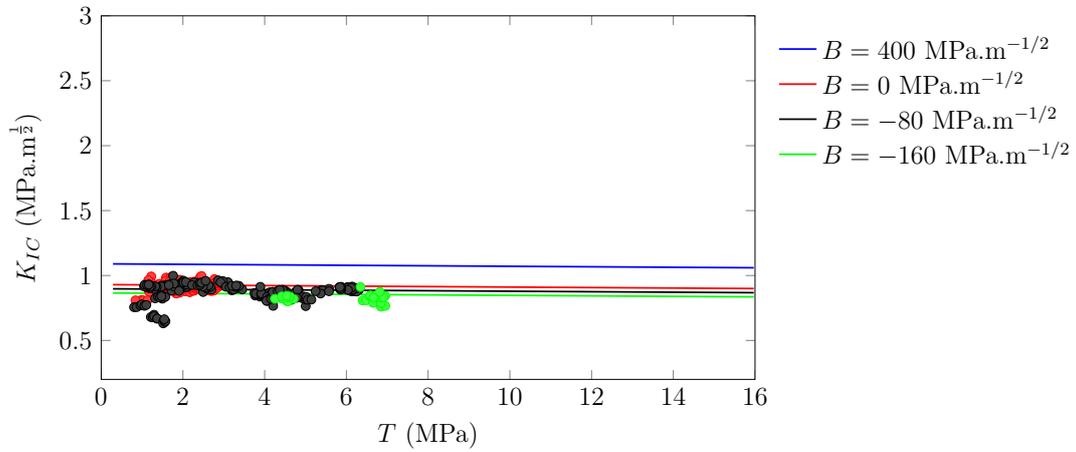


FIGURE IV.16 – Évolution de  $K_{IC}$  en fonction de respectivement  $\dot{a}$  et  $B$  à  $T$  nul ( $T \in [0 - 7]$  MPa pour les données expérimentales)

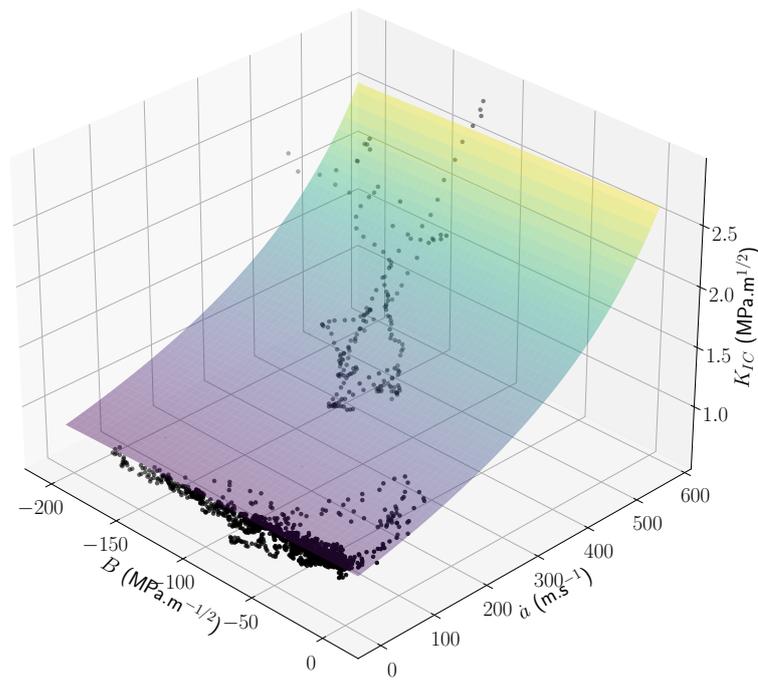
D sur l'étude du composite, les figures présentent les tendances à  $B = 400$  MPa.m<sup>-1/2</sup>, *i.e.* des niveaux de  $B$  non capturés expérimentalement mais attendues au sein d'un composite tel que défini dans l'annexe D.

D'après la Figure IV.16a,  $K_{IC}$  augmente avec la vitesse de propagation de fissure d'autant plus que  $B$  augmente. La dispersion des données expérimentales autour du modèle identifié est plus grande pour les hautes vitesses. Cela peut s'expliquer par la différence du nombre de données entre les faibles (beaucoup de données) et hautes (peu de données) vitesses de propagation de fissure.

Ensuite, la Figure IV.16b montre les mêmes tendances que celles évaluées précédemment à savoir que  $K_{IC}$  augmente légèrement en fonction de  $B$ . Une nouvelle fois, cette



(a) Évolution de  $K_{IC}$  en fonction de  $T$  à  $\dot{a}$  nul ( $\dot{a} < 1 \text{ m.s}^{-1}$  pour les données expérimentales)



(b) Évolution de  $K_{IC}$  en fonction de  $\dot{a}$  et  $B$  à  $T$  nul ( $T \in [0 - 7] \text{ MPa}$  pour les données expérimentales)

FIGURE IV.17 – Évolution de  $K_{IC}$  suivant les différentes grandeurs

figure met en évidence les écarts entre le modèle et les données expérimentales pour les hautes vitesses de propagation de fissure.

Puis, la Figure IV.17a montre que  $K_{IC}$  diminue très légèrement en fonction de  $T$  et ce, d'autant plus que  $B$  diminue. Cette tendance semble être en accord avec les données expérimentales. Enfin, sur la représentation 3D de la Figure IV.17b, il y a une cohérence entre le modèle et les données expérimentales aux faibles vitesses alors qu'au plus hautes vitesses les écarts sont plus importants.

Les autres cas définis dans le Tableau IV.5 sont étudiés. Pour le second cas, le paramètre  $p$  est identifié à  $0.95^{\pm 0.02}$  et  $K_{IC}^n$  à  $0.93^{\pm 0.01}$  MPa.m<sup>½</sup>. Les différentes évolutions considérées sont représentées en annexe E sur les Figures 37a à 38b. Les tendances sont les mêmes que celles observées dans le premier cas, *i.e.*, une augmentation de  $K_{IC}$  avec  $\dot{a}$  et ce d'autant plus que  $B$  augmente. L'influence de  $T$  sur la gamme considérée est de nouveau très faible. Pour les hautes vitesses de propagation de fissure, il y a des écarts entre le modèle et les données expérimentales.

Concernant le troisième cas, le paramètre  $p$  est identifié à  $1.26^{\pm 0.01}$  et  $K_{IC}^n$  à  $1.07^{\pm 0.00}$  MPa.m<sup>½</sup>. La valeur importante de  $K_{IC}^n$  associée à une valeur importante de  $p$  donne lieu à une surestimation des données expérimentales par le modèle. Ce dernier point est confirmé via le résidu qui est à moyenne négative ( $-0.122$  MPa.m<sup>½</sup>). Les tendances observées restent néanmoins les mêmes que pour les précédents cas.

Enfin, pour ce dernier cas,  $K_{IC}^n = 1.07^{\pm 0.00}$  MPa.m<sup>½</sup> alors que le paramètre  $p = 1.21^{\pm 0.03}$  est légèrement plus faible que dans le cas précédent. Il n'y a quasiment aucune différence avec le cas précédent. La valeur importante de  $K_{IC}^n$  associée à une valeur importante de  $p$  donne lieu à une surestimation des données expérimentales par le modèle. Ce dernier point est confirmé via le résidu qui est à moyenne négative ( $-0.123$  MPa.m<sup>½</sup>) comme pour le troisième cas.

Le Tableau IV.7 met en évidence certaines valeurs caractéristiques de  $K_{IC}$  pour chaque cas considéré.  $T = 3$  MPa correspond à la valeur qu'il est possible d'obtenir dans le cas de résine pure ou de géométrie composite stratifié (voir Annexe D).  $B = -20$  MPa.m<sup>-½</sup> est une valeur obtenue dans le cas d'une géométrie TDCB (de résine pure ou de PMMA) alors que  $B = 400$  MPa.m<sup>-½</sup> est une valeur qu'il est possible d'obtenir dans le cas de composite stratifié (voir Annexe D). Le but est d'estimer les valeurs de  $K_{IC}$  pour un cas avec une éprouvette DCB stratifié comme définie en annexe D en extrapolant le modèle. Les résultats mettent en évidence des différences importantes de  $K_{IC}$  suivant les paramètres du modèle considéré. Par exemple, pour  $K_{IC}$  ( $T = 3$  MPa,  $B = 400$  MPa.m<sup>-½</sup>,  $\dot{a} = 0$  m.s<sup>-1</sup>), il n'y a que de faibles différences entre les quatre modèles alors que pour  $K_{IC}$  ( $T = 3$  MPa,  $B = 400$  MPa.m<sup>-½</sup>,  $\dot{a} = 600$  m.s<sup>-1</sup>),  $K_{IC}$  évolue entre  $2.79$  MPa.m<sup>-½</sup> et  $3.54$  MPa.m<sup>-½</sup> suivant le modèle ce qui représente une augmentation de plus de 25 %. Compte tenu de ces résultats, des données supplémentaires dans des gammes différentes de  $B$  semblent nécessaires pour discriminer les différents modèles.

Valeur	Modèle 1 (pré)	Modèle 1 (post)	Modèle 2 (pré)	Modèle 2 (post)
$K_{IC}^n$	1.07 MPa.m <sup>1/2</sup>	0.93 MPa.m <sup>1/2</sup>	1.07 MPa.m <sup>1/2</sup>	0.93 MPa.m <sup>1/2</sup>
$K_{IC}(T = 3, B = -20, \dot{a} = 0)$	1.05 MPa.m <sup>1/2</sup>	0.92 MPa.m <sup>1/2</sup>	1.05 MPa.m <sup>1/2</sup>	0.92 MPa.m <sup>1/2</sup>
$K_{IC}(T = 3, B = -20, \dot{a} = 600)$	2.74 MPa.m <sup>1/2</sup>	2.91 MPa.m <sup>1/2</sup>	2.78 MPa.m <sup>1/2</sup>	2.99 MPa.m <sup>1/2</sup>
$K_{IC}(T = 3, B = 400, \dot{a} = 0)$	1.10 MPa.m <sup>1/2</sup>	1.08 MPa.m <sup>1/2</sup>	1.10 MPa.m <sup>1/2</sup>	1.08 MPa.m <sup>1/2</sup>
$K_{IC}(T = 3, B = 400, \dot{a} = 600)$	2.79 MPa.m <sup>1/2</sup>	3.08 MPa.m <sup>1/2</sup>	2.92 MPa.m <sup>1/2</sup>	3.54 MPa.m <sup>1/2</sup>

TABLEAU IV.7 – Valeurs caractéristiques de  $K_{IC}$  pour les quatre cas considérés

Finalement d’après l’ensemble de ces résultats, les valeurs post-instabilités considérées en quasi-statique semblent plus cohérentes pour déterminer un modèle de  $K_{IC}$  dépendant de  $T$ ,  $B$  et  $\dot{a}$ . En effet, le modèle de Kanninen considéré suggère une évolution monotone de  $K_{IC}$  avec l’augmentation de la vitesse de propagation de fissure. Ce type d’évolution a été obtenu uniquement dans le cas des valeurs post-instabilités en quasi-statique. Cependant, l’intervalle de confiance à 95% traduit des erreurs de plus de 10 % par rapport à la valeur nominale de  $K_{IC}^n$ . Par ailleurs, le choix d’une dépendance linéaire de  $K_{IC}$  à  $T$  et  $B$  est discutable. Néanmoins, compte tenu des incertitudes sur l’identification des différents paramètres qui sont liées à la méthodologie d’analyse et aux biais expérimentaux (*e.g.* mouvements hors-plan), la dépendance la plus simple semble la plus pertinente dans ces travaux de thèse. Il permet de dégager une tendance globale qualitative de cette évolution à savoir une augmentation de  $K_{IC}$  vis-à-vis de la vitesse de propagation de fissure et de  $B$  et une diminution de  $K_{IC}$  avec l’augmentation de  $T$ .

## IV-2.5 Premiers pas vers une prise en compte du comportement visco-élastique du matériau

Dans ces travaux, une hypothèse majeure qui a été faite au départ est de dire que la résine est supposée élastique linéaire ce qui se traduit par un module d’Young  $E$  constant. Or la résine Hexply®M21 a un comportement visco-élastique. La vitesse de propagation de fissure évolue entre  $10^{-6} < \dot{a} < 600$  m.s<sup>-1</sup>, les vitesses de déformation associées varient donc également. La norme de Von Mises du tenseur des vitesses de déformation (équation IV.10) est calculée analytiquement en utilisant  $K_I$ ,  $B$ , et  $T$  identifiés et les expressions des déformations (en déformation plane le long de la propagation de fissure ( $\theta = 0$ )) issues des champs de contrainte en pointe de fissure. Il faut noter que ces déformations ne dépendent pas du module d’Young. En effet, d’après les expressions de  $K_I$ ,  $T$  et  $B$ , les expressions dites normalisées de  $\frac{K_I}{\mu}$ ,  $\frac{T}{\mu}$  et  $\frac{B}{\mu}$  (voir Tableau IV.8, avec  $\mu$  le module de cisaillement) peuvent être considérées. En considérant l’expression du champ de déplacement des séries de Williams, ces expressions représentent les amplitudes des modes de Williams obtenues par projection. Celles-ci ne dépendent plus de  $E$ , ce qui permet d’obtenir les équations IV.13 et IV.14.

$$\dot{\epsilon}_{VM} = \sqrt{\dot{\epsilon}_{xx}^2 + \dot{\epsilon}_{yy}^2} \quad (\text{IV.10})$$

Terme	Expression	Expression normalisée
Terme singulier	$K_I = \frac{E}{1+\nu} \sqrt{2\pi} a_I^1 = 2\mu \sqrt{2\pi} a_I^1$	$\frac{K_I}{\mu} = 2\sqrt{2\pi} a_I^1$
Premier terme non-singulier	$T = \frac{4E}{1+\nu} a_I^2 = 8\mu a_I^2$	$\frac{T}{\mu} = 8a_I^2$
Deuxième terme non-singulier	$B = \frac{E}{1+\nu} \sqrt{2\pi} a_I^3 = 2\mu \sqrt{2\pi} a_I^3$	$\frac{B}{\mu} = 2\sqrt{2\pi} a_I^3$

TABLEAU IV.8 – Définitions des termes des séries de Williams

En utilisant la loi de Hooke, les déformations sont obtenues par :

$$\epsilon_{xx} = \frac{1}{2\mu} \left[ \frac{(1-2\nu)}{\sqrt{2\pi}} \left( \frac{K_I}{\sqrt{r}} + 3B\sqrt{r} \right) + T \right] \quad (\text{IV.11})$$

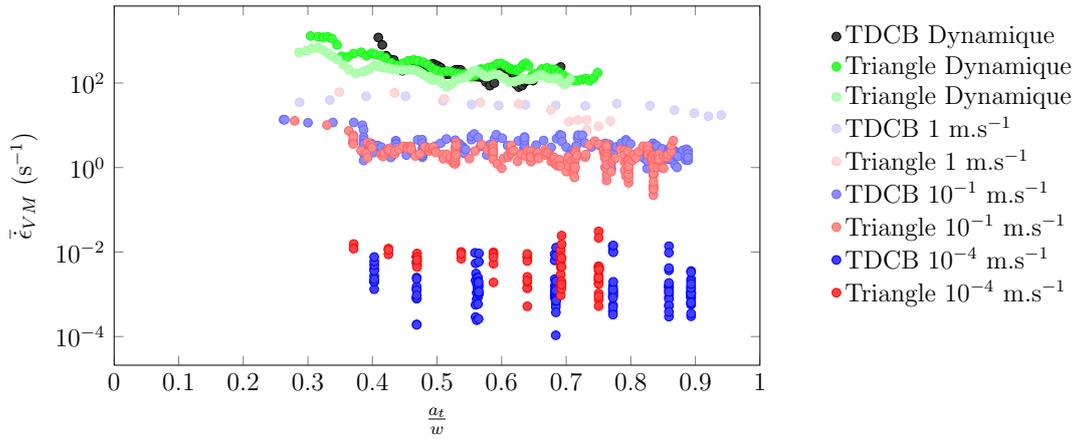
$$\epsilon_{yy} = \frac{1}{2\mu} \left[ \frac{(1-2\nu)}{\sqrt{2\pi}} \left( \frac{K_I}{\sqrt{r}} + 3B\sqrt{r} \right) - \nu T \right] \quad (\text{IV.12})$$

$$\epsilon_{xx} = (1-2\nu) \left( \frac{a_I^1}{\sqrt{r}} + 3a_I^3 \sqrt{r} \right) + 4a_I^2 \quad (\text{IV.13})$$

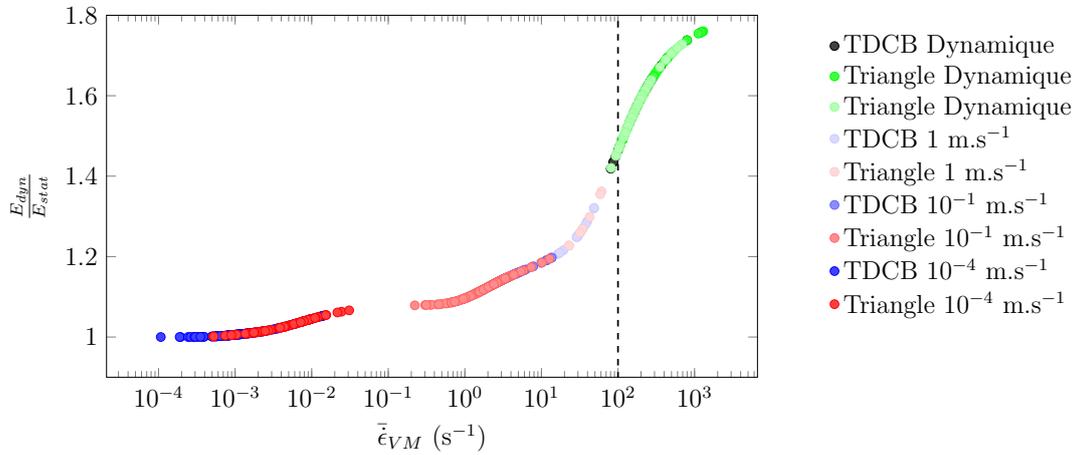
$$\epsilon_{yy} = (1-2\nu) \left( \frac{a_I^1}{\sqrt{r}} + 3a_I^3 \sqrt{r} \right) - \nu 4a_I^2 \quad (\text{IV.14})$$

Une moyenne spatiale de la norme des vitesses de déformation notée  $\bar{\dot{\epsilon}}_{VM}$  pour chaque position de la pointe de fissure est réalisée afin de considérer une unique valeur par pas de temps ou par position de la pointe de fissure. La moyenne est réalisée autour de la pointe de fissure, sur la même zone où est réalisée la projection des champs de déplacement de la CIN sur les séries de Williams, c'est à dire pour  $R_{max} = 7$  mm et  $R_{min} = 1$  mm. L'objectif est de corriger les estimations de  $K_{IC}$ ,  $T$  et  $B$  (qui dépendent de  $\mu$  et donc de  $E$  (voir Tableau IV.8)) en tenant compte d'une dépendance de  $E$  à la vitesse de déformation (en moyenne sur la zone de projection). Les différentes grandeurs  $K_{IC}$ ,  $T$ ,  $B$ ,  $a$ ,  $\dot{a}$ ,  $\dot{K}_{IC}$  étant connues,  $\bar{\dot{\epsilon}}_{VM}$  est déterminée via l'équation IV.10.

La Figure IV.18a représente  $\bar{\dot{\epsilon}}_{VM}$  en fonction de la longueur de fissure normalisée pour différents essais. Les résultats de l'ensemble des essais permettent de balayer une gamme  $\bar{\dot{\epsilon}}_{VM}$  comprise entre  $10^{-4} \text{ s}^{-1}$  et plus de  $10^3 \text{ s}^{-1}$ . Dans la thèse de Vincent Joudon [67], une série de Prony (voir Tableau IV.9) a été définie afin de déterminer l'évolution du module d'Young avec la vitesse de déformation pour des vitesses de déformation allant de  $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  à  $\dot{\epsilon} = 10^2 \text{ s}^{-1}$ . Cette série de Prony est utilisée avec les valeurs de norme de vitesses de déformation évaluées précédemment. La Figure IV.18b montre l'évolution du rapport  $\frac{E_{dyn}}{E_{stat}}$  avec  $\bar{\dot{\epsilon}}_{VM}$ .  $E_{dyn}$  correspond au module d'Young dépendant de la vitesse de déformation et  $E_{stat}$  le module d'Young en quasi-statique utilisé dans ces travaux ( $E_{stat} = 3.1$  GPa). Les résultats montrent une augmentation progressive du module d'Young avec l'évolution de la vitesse de déformation. Une augmentation brutale est observée pour  $\dot{\epsilon}_{VM} > 10^1 \text{ s}^{-1}$ , les ratios des modules dépassent alors les 1.5. Cependant, il faut lire ces résultats avec certaines précautions. En effet, au-delà de  $\dot{\epsilon}_{VM} = 10^2 \text{ s}^{-1}$  (voir droite verticale sur la Figure IV.18b), la série de Prony extrapole les valeurs de  $E_{dyn}$  qui



(a) Évolution de  $\bar{\epsilon}_{VM}$  en fonction de  $\frac{a_t}{w}$



(b) Évolution de  $\frac{E_{dyn}}{E_{stat}}$  en fonction de  $\bar{\epsilon}_{VM}$

FIGURE IV.18 – Prise en compte du comportement visco-élastique de la résine

sont donc sujettes à caution dans cette gamme de norme de vitesses de déformation.

Jusqu'à présent, la sensibilité à la vitesse de déformation des paramètres élastiques est supposée inexistante, une raison est qu'il est difficile d'évaluer proprement comment évolue la vitesse de déformation autour de la pointe de fissure. Sur la Figure IV.12a, le module d'Young est considéré constant et égal à  $E = 3.1$  GPa, le caractère viscoélastique de la résine a donc été négligé. Si, la vitesse de déformation  $\bar{\epsilon}_{VM}$  est évaluée autour de la pointe de fissure en se basant sur les caractéristiques de la résine, il est possible d'avoir une estimation des variations de  $E$  avec la vitesse de déformation. Dans ce cadre-là, il est possible d'estimer des nouvelles valeurs de  $K_{IC}$ ,  $T$  et  $B$  notées  $\tilde{K}_{IC}$ ,  $\tilde{T}$  et  $\tilde{B}$  en prenant en compte des valeurs de  $E$  dépendantes de la vitesse de déformation, en considérant ici uniquement le ratio des modules  $\frac{E_{dyn}}{E_{stat}}$  (ce qui peut être sujet à caution). D'après la

$i$	$E_i/E_{stat}$	$\dot{\epsilon}_i$ ( $s^{-1}$ )
1	0.024	$1.46 \times 10^{-3}$
2	0.057	$8.47 \times 10^{-2}$
3	0.118	$2.02 \times 10^0$
4	0.091	$2.93 \times 10^1$
5	0.508	$9.50 \times 10^1$

TABLEAU IV.9 – Coefficients de la série de Prony identifiée dans la thèse de Joudon [67]

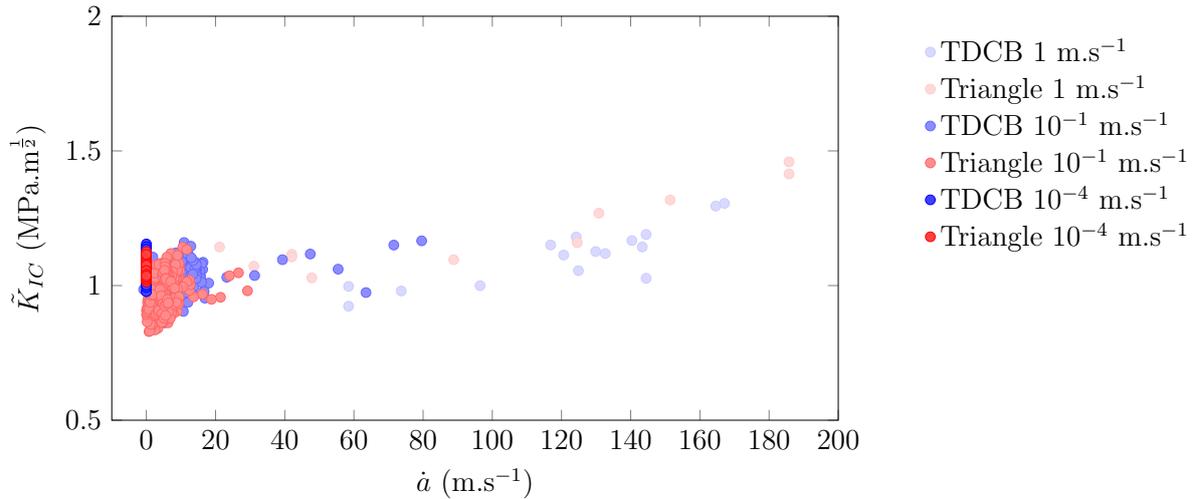


FIGURE IV.19 – Évolution de  $\tilde{K}_{IC}$  en fonction de  $\dot{a}$

Figure IV.18b, une augmentation (en valeur absolue) des différentes grandeurs  $\tilde{K}_{IC}$ ,  $\tilde{T}$  et  $\tilde{B}$  peuvent être identifiées par rapports aux valeurs de  $K_{IC}$ ,  $T$  et  $B$ . En particulier, dans la gamme de vitesses de déformation de  $10^{-4} s^{-1}$  à  $10^2 s^{-1}$ , une augmentation de près de 30 % peut être identifiée pour  $\tilde{K}_{IC}$  sur la Figure IV.19 par rapport aux valeurs de la Figure IV.12a.

Ainsi la dépendance de  $K_{IC}$  à la vitesse de propagation de fissure dans la Figure IV.12a est sans doute sous-estimée, il y a probablement un biais d'analyse dû à la non prise en compte de la viscoélasticité. La suite des travaux se propose d'observer l'évolution des faciès de rupture selon la vitesse de propagation de fissure et de  $K_{IC}$  calculé dans le cas d'essais à hautes vitesses de propagation de fissure et de comparer les résultats à ceux de la première campagne d'essais.

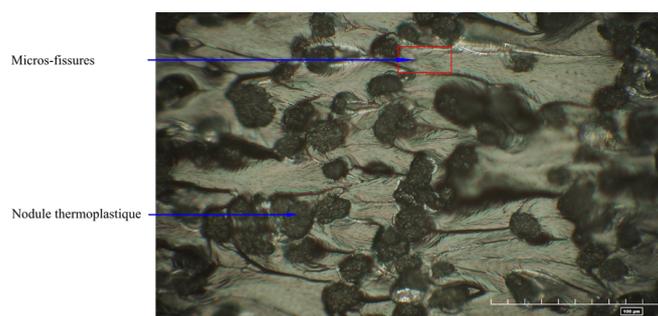
## IV-3 Lien entre $K_{IC}$ , faciès et vitesse de propagation de fissure

### IV-3.1 Observation des faciès de rupture au microscope

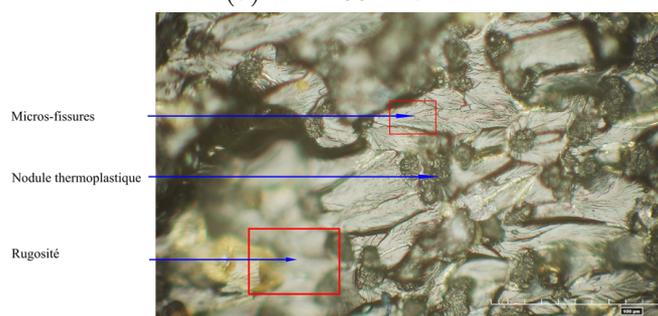
Les faciès de rupture sont observés au microscope pour comprendre les différents mécanismes à l'œuvre expliquant la dépendance de  $K_{IC}$  à la vitesse de propagation de fissure. Les observations réalisées au microscope Hirox RH-2000 sont menées sur les éprouvettes PV163 et PV151-2 afin d'observer l'évolution des faciès de rupture suivant la vitesse de propagation de fissure. Les Figures IV.20a à IV.20d montrent les faciès de rupture pour différentes vitesses de propagation de fissure. Différents échantillons à différentes positions de fissure sont considérés pour décrire l'évolution du faciès à  $200 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $300 \text{ m.s}^{-1}$  et  $400 \text{ m.s}^{-1}$  et  $600 \text{ m.s}^{-1}$ .

Tout d'abord, les images des faciès présentent des zones floues de plus en plus importantes avec l'augmentation de la vitesse de propagation de fissure. A  $200 \text{ m.s}^{-1}$ , l'image est quasiment nette alors qu'il y a un nombre important de zones floues à  $600 \text{ m.s}^{-1}$ . Ces zones floues sont liées à la différence de hauteur sur le trajet de fissure. Les Figures IV.21a à IV.21d représentent les relevés topographiques sur une zone de plus de 2 mm suivant  $x$  par plus 1 mm suivant  $y$  à la même position de fissure que celles des faciès observés. En moyenne, les relevés topographiques augmentent avec l'augmentation de la vitesse de propagation de fissure. La différence de hauteur passe d'environ  $30 \mu\text{m}$  pour  $\dot{a} = 200 \text{ m.s}^{-1}$  à  $160 \mu\text{m}$  pour  $\dot{a} = 600 \text{ m.s}^{-1}$ . En considérant  $y = \frac{y_{max}}{2}$ , des tendances similaires sont observées sur les profils de rugosité d'après la Figure IV.22, la différence de hauteur sur le trajet de fissure augmente avec l'augmentation de la vitesse de propagation de fissure, elle est synonyme de rugosité.

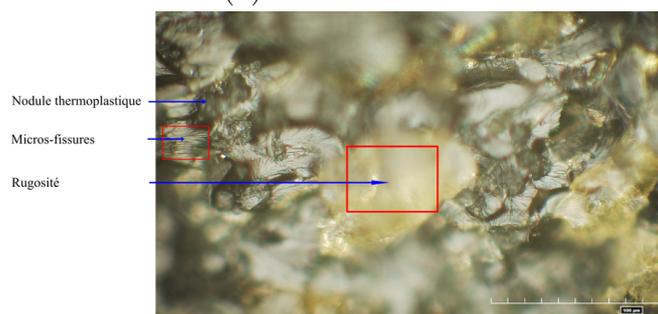
Ainsi, les faciès deviennent de plus en plus rugueux avec l'augmentation de la vitesse de propagation de fissure, ils sont quasiment lisses à  $200 \text{ m.s}^{-1}$ . A cette vitesse de propagation de fissure, les nodules sont étirés dans le sens de la propagation de fissure. A  $600 \text{ m.s}^{-1}$ , la Figure IV.20d, montre que l'agencement des nodules est aléatoire et ne suit pas le sens de la propagation de fissure. Certaines zones sont marquées par une couleur jaune-orangée qui est synonyme de rugosité et de vitesses de propagation de fissure très importantes. Sur l'ensemble des images, la diminution de la vitesse de propagation de fissure avec la longueur de fissure normalisée se traduit sur les faciès de rupture par une diminution de la densité de microfissures dans le sillage des nodules thermoplastiques.



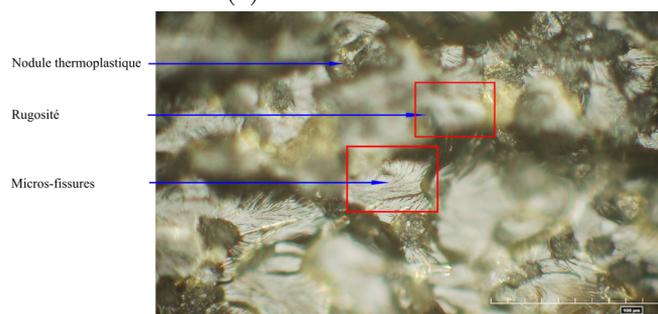
(a)  $\dot{a} \approx 200 \text{ m.s}^{-1}$



(b)  $\dot{a} \approx 300 \text{ m.s}^{-1}$



(c)  $\dot{a} \approx 400 \text{ m.s}^{-1}$



(d)  $\dot{a} \approx 600 \text{ m.s}^{-1}$

FIGURE IV.20 – Faciès des éprouvettes après les essais de fissuration selon la vitesse de propagation de fissure  $\dot{a}$  pour deux éprouvettes considérées en dynamique (PV163 faciès (b) à (d) et PV151-2 faciès (a)). La fissure évolue de la gauche vers la droite. L'échelle est de  $100 \mu\text{m}$  pour tous les faciès. La longueur de fissure normalisée est de 0.72 pour le faciès (a), de 0.68 pour le faciès (b), de 0.54 pour le faciès (c) et de 0.44 pour les faciès (d).

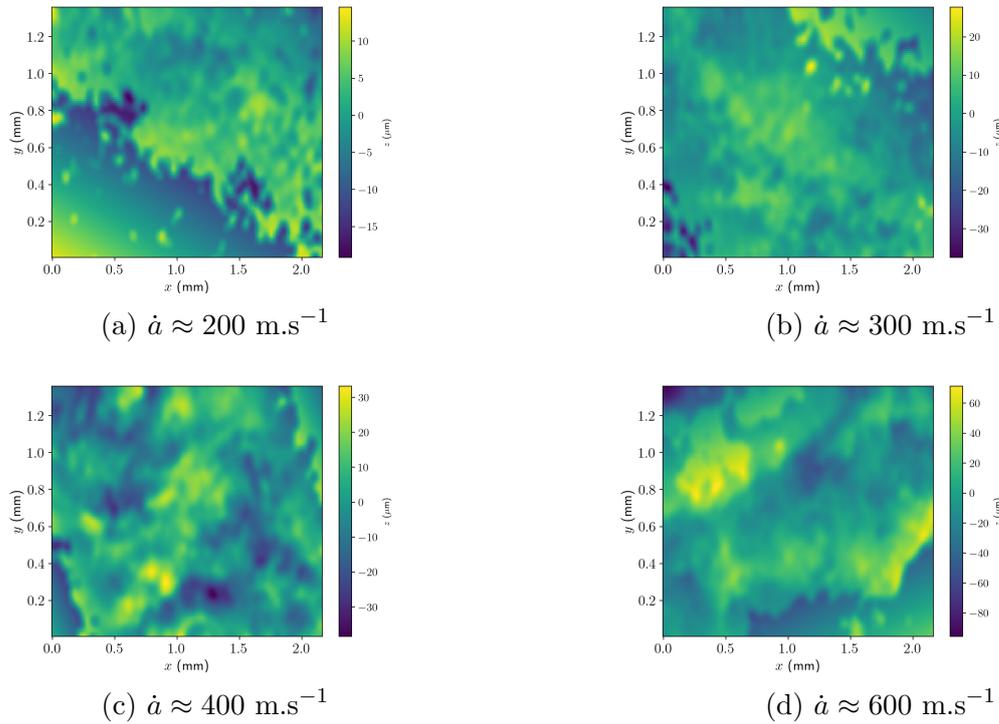


FIGURE IV.21 – Cartographies de rugosité des différents faciès de rupture sur la zone étudiée pour différents essais et différentes vitesses de propagation de fissure  $\dot{a}$  pour deux éprouvettes considérées en dynamique (PV163 faciès (b) à (d) et PV151-2 faciès (a)). La fissure évolue de la gauche vers la droite. La longueur de fissure normalisée est de 0.72 pour le faciès (a), de 0.68 pour le faciès (b), de 0.54 pour le faciès (c) et de 0.44 pour le faciès (g) et (d).

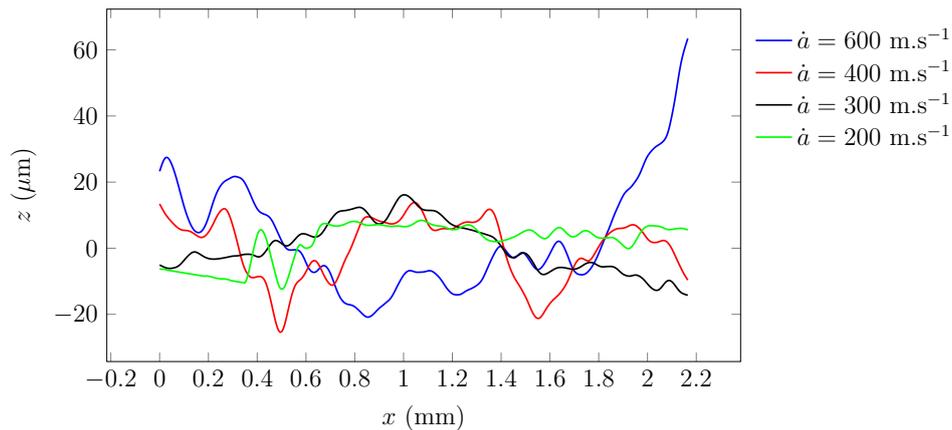


FIGURE IV.22 – Profils (pour  $y = \frac{y_{max}}{2}$ ) de rugosité des différents faciès de rupture sur la zone étudiée pour différents essais et différentes vitesses de propagation de fissure  $\dot{a}$  pour deux éprouvettes considérées en dynamique (PV163 de 300 m.s<sup>-1</sup> à 600 m.s<sup>-1</sup> et PV151-2 : 200 m.s<sup>-1</sup>). La fissure évolue de la gauche vers la droite.

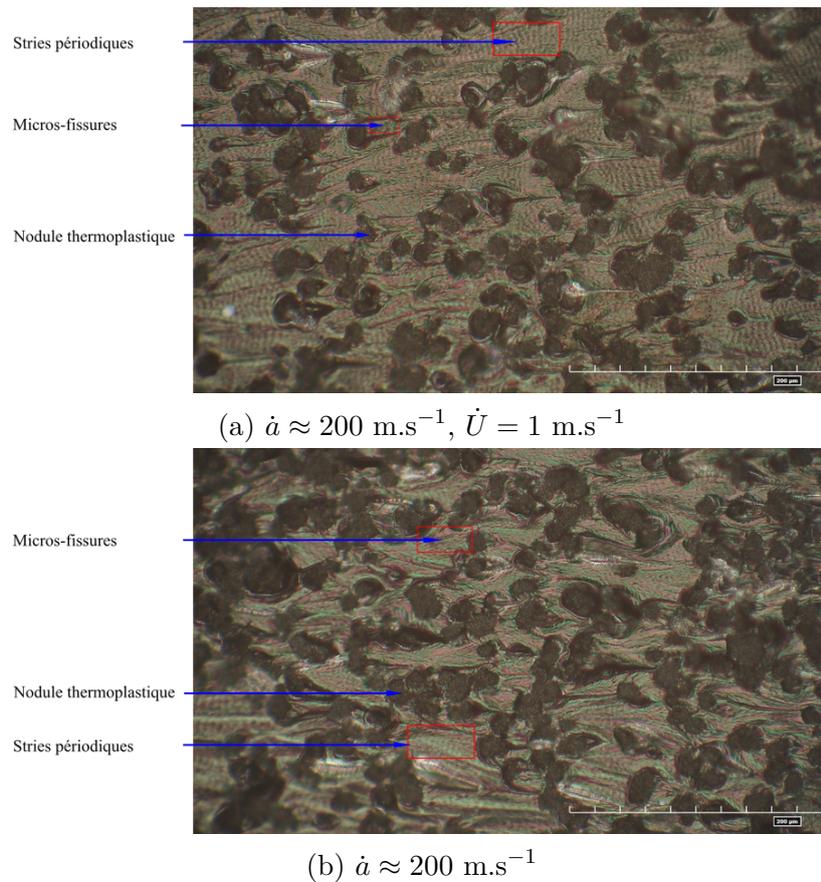


FIGURE IV.23 – Faciès des éprouvettes après les essais de fissuration selon la vitesse de propagation de fissure  $\dot{a}$  en comparant un essai du chapitre précédent et un essai de ce chapitre. La fissure évolue de la gauche vers la droite. L'échelle est  $200 \mu\text{m}$  pour les deux faciès. La longueur de fissure normalisée est de de 0.35 pour le faciès (a) et de 0.72 pour le faciès (b).

### IV-3.2 Comparaison des faciès avec ceux de la première campagne d'essais

Ces faciès obtenus pour des vitesses de propagation de fissure importantes sont comparés à ceux de la première campagne d'essais. Une attention particulière est portée sur les faciès à iso-vitesse de propagation de fissure. Les Figures IV.23a et IV.23b montrent les faciès de rupture pour une vitesse de propagation de fissure d'environ  $200 \text{ m.s}^{-1}$  entre un essai en dynamique intermédiaire et un essai à hautes vitesses de propagation. Le sillage des nodules thermoplastiques est similaire entre ces deux faciès. Cependant, la densité de nodule semble être plus importante sur les essais à hautes vitesses que sur les essais à plus faibles vitesses. La similarité des faciès de rupture pour une même vitesse de propagation de fissure permettent d'appuyer les valeurs de  $K_{IC}$  obtenues précédemment avec un croisement des données pour  $\dot{a} \approx 200 \text{ m.s}^{-1}$ .

Ainsi, les observations microscopiques ont mis en évidence des différences sur les faciès de rupture dépendant de la vitesse de propagation de fissure. Ces observations confirment la cohérence des valeurs de  $K_{IC}$  obtenues précédemment dans ce chapitre. Les termes non singuliers sont quant à eux très grands en valeur absolue, négatifs pour  $B$  et globalement positif pour  $T$  ce qui est très différent des observations faites lors des essais précédents.

## IV-4 Conclusions

Ce chapitre a mis en avant les modifications du protocole expérimental présenté dans le chapitre précédent pour déterminer  $K_{IC}$  à hautes vitesses de la résine Hexply®M21. Tout d'abord, de manière empirique une taille d'entaille circulaire a été choisie pour modifier les éprouvettes TDCB et triangulaires afin d'avoir des vitesses de propagation de fissure supérieures à  $200 \text{ m.s}^{-1}$ . Ensuite, de nouveaux essais de fissuration en mode I ont été réalisés au vérin hydraulique à  $10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$  avec ces éprouvettes modifiées en utilisant une caméra ultra rapide de type HyperVision HPV-X2 de marque Shimadzu. Ces essais à hautes vitesses de propagation de fissure ont mis en évidence une augmentation de  $K_{IC}$  avec la vitesse de propagation de fissure et ont montré une indépendance de la géométrie aux termes non singuliers. Les valeurs de  $K_{IC}$  ont été observées dans le prolongement de celles obtenues à plus basses vitesses de propagation de fissure. Des valeurs de  $T$  plus élevées et des valeurs de  $B$  plus importantes en valeur absolue et négatives ont été obtenues. Quatre cas ont été proposés afin de définir une évolution de  $K_{IC}$  suivant à,  $T$  et  $B$ . A défaut de pouvoir déterminer avec certitude l'évolution de  $K_{IC}$ , ces modèles permettent de dégager une tendance. Un premier pas vers une prise en compte du comportement viscoélastique du matériau a été réalisé en déterminant la dépendance de  $E$  à la vitesse de déformation via une série de Prony. La prise en compte des valeurs modifiées de  $E$  a mis en évidence une augmentation de  $K_{IC}$  par rapport aux valeurs évaluées précédemment. Cependant, cette analyse est sujette à caution à cause de la série de Prony considérée. Enfin, les faciès de rupture ont été observés et ont permis d'appuyer les tendances observées sur  $K_{IC}$ .

# Conclusion Générale

Dans un contexte général de diminution de la masse des structures afin de diminuer le coût et les émissions de gaz à effets de serres, les matériaux composites sont utilisés de nos jours en remplacement des matériaux métalliques. Cependant, lors d'impacts à hautes vitesses, différents mécanismes d'endommagements tel que le délaminage peuvent apparaître et entraîner la ruine de la structure. L'objectif des travaux de thèse était de développer une méthodologie de caractérisation générique (*i.e* indépendante du type de stratification) de la fissuration cohésive dans les composites, basée sur la mesure de champs cinématiques. Celle-ci devait être capable à la fois d'induire une variété d'états de contraintes dans des échantillons de résine pure et de quantifier la nature des champs, dans une démarche qui repose sur la mécanique linéaire de la rupture via  $T$  et  $B$ , mais aussi sur l'évolution de  $K_{IC}$  à la fois vis-à-vis des états de contraintes mais aussi vis-à-vis de la vitesse de propagation de fissure.

L'étude bibliographique a permis, d'une part, de montrer les différentes méthodes permettant d'évaluer  $G_{IC}$  sous chargement dynamique. D'autre part, elle a mis en avant la méthode qui semble la plus adaptée pour caractériser  $K_{IC}$  sous chargement dynamique. Dans un premier temps, les différents problèmes liés à la caractérisation dynamique du délaminage d'un matériau composite à matrice organique ont été abordés. Tout d'abord, les études expérimentales sur des matériaux composites ont montré une dépendance du taux de restitution d'énergie critique suivant la vitesse de chargement ou de propagation de fissure. Certains auteurs ont mis en évidence une augmentation  $G_{IC}$  avec la vitesse de chargement [3, 91], d'autres auteurs ont montré une diminution de  $G_{IC}$  [20, 75, 114, 120] et enfin les derniers ont souligné une invariance de  $G_{IC}$  [18, 19, 60, 115]. Ces disparités de résultats illustrées par Mall *et al.* [85] ont montré qu'il n'existe pas un type d'essai plus pertinent qu'un autre en dynamique pour caractériser  $G_{IC}$  sur des composites stratifiés à matrice organique. Ce constat a également été observé lors d'études sur des résines époxy via une approche locale en déterminant  $K_{IC}$  via le facteur d'intensité des contraintes  $K_I$  [67, 70]. Ces deux approches dites macroscopiques à l'échelle globale sur stratifié et microscopique à l'échelle locale de la résine n'ont pas permis de déterminer avec confiance l'évolution de  $G_{IC}$  avec la vitesse de propagation de fissure lors du délaminage d'un composite. Une approche plus descriptive prenant en compte les termes d'ordres supérieurs des séries de Williams,  $T$  et  $B$  a alors été envisagée pour prendre en compte les effets de structure sous chargement quasi-statique. En effet, dans la littérature de nombreux auteurs ont mis en évidence d'une part l'influence de la géométrie sur  $T$  et sur  $B$  et d'autre

part l'influence de  $T$  et  $B$  sur  $K_{IC}$  [8, 9, 23, 26, 27, 29, 30, 36, 51, 74, 105]. De nos jours, la mesure de champs par CIN est une méthode plus adaptée pour identifier  $K_I$ ,  $T$  et  $B$  puisqu'elle permet de capturer toute la complexité des champs de déplacement en pointe de fissure [4, 47, 54, 107, 112, 127]. En effet, en projetant les champs de déplacement sur les séries de Williams au sens des moindres carrés, les différentes grandeurs peuvent être obtenues [4, 5, 7, 54, 107].

Les travaux de cette thèse ont consisté à caractériser expérimentalement la propagation de fissure dans une résine époxy sous chargements dynamiques en se fondant sur une approche microscopique par mesure de champs pour déterminer en plus de  $K_{IC}$ , les termes d'ordres supérieurs qui permettent de rendre compte des effets de structure qui interviennent lors de la propagation d'une fissure.

Afin d'atteindre l'objectif de ces travaux, différentes grandes étapes ont dû être réalisées. Dans un premier temps, la méthode numérique permettant de déterminer  $K_I$ ,  $T$  et  $B$  a été présentée et appliquée à des essais de fissuration sur du PMMA. Ensuite, une analyse métrologique a été réalisée sur des images déformées artificiellement par des champs de déplacement issus des séries de Williams afin d'évaluer la robustesse de la méthode sur l'extraction de  $K_I$ ,  $T$  et  $B$  et de la position de la pointe de fissure. Certains biais expérimentaux tels que la définition de la zone de projection, le bruit de la caméra ou encore le type de mouchetis ont été pris en compte dans cette analyse. Les résultats ont montré que l'influence du bruit de la caméra et du type de mouchetis sont négligeables si le rayon extérieur de la projection noté  $R_{max}$  est suffisamment grand. Par exemple, pour  $K_I$ , l'erreur absolue et l'écart type sont inférieurs à respectivement  $0.025 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{\frac{1}{2}}$  et  $0.012 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{\frac{1}{2}}$  pour  $R_{max} > 6 \text{ mm}$  ce qui souligne la robustesse de la méthode proposée. Ensuite, l'analyse de l'influence des mouvements hors-plan sur les dilatations apparentes et sur l'extraction des différentes grandeurs a été réalisée. Tout d'abord, une analyse métrologique a permis d'établir une relation entre la dilatation apparente causée par un mouvement hors-plan homogène et ce pour différents systèmes optiques. Puis des essais avec des mesures de champs par stéréo-corrélation d'images numériques sous chargement quasi-statique ont été réalisés afin d'estimer les mouvements hors-plan lors d'essais de fissuration en mode  $I$ . Suivant les essais, le déplacement hors-plan pouvait être différent. Proche de la pointe de fissure, sa valeur maximale a été évaluée à  $300 \mu\text{m}$ . Afin de considérer les mouvements hors-plan lors de l'extraction des différentes grandeurs, une dernière analyse métrologique a été réalisée en déformant artificiellement des images avec une somme des champs de déplacement des séries de Williams et des champs de dilatations homogènes. Les résultats ont montré que les grandeurs sont très dépendantes des mouvements hors-plan. La base de projection des séries de Williams a donc été modifiée afin de prendre en compte ces mouvements hors-plan. Plus précisément, une proposition d'extraction des différentes grandeurs en trois étapes a été proposée. Les deux premières étapes ont été réalisées avec une valeur de  $GR_{max}$  correspondant à la taille des images pour extraire les dilatations globales. La dernière étape a été réalisée en considérant une valeur de  $R_{max}$  de  $7 \text{ mm}$  pour extraire  $a$ ,  $K_I$ ,  $T$  et  $B$  en projetant les champs de déplacement uniquement sur les séries de Williams. Les résultats ont montré que la méthode

proposée permet de retrouver les grandeurs  $K_I$ ,  $T$  et  $B$  imposées avec cependant, une plus grande variabilité des résultats suivant la zone de projection considérée.

Cette démarche numérique a ensuite été appliquée pour caractériser expérimentalement la propagation de fissure dans une résine époxy Hexply®M21 sous chargements quasi-statiques et de dynamique intermédiaire. Tout d'abord, un protocole d'élaboration de plaques de résine épaisses cuites en autoclave à partir de films de résine crue a été développé pour extraire des géométries d'éprouvette de type TDCB et triangulaires. Des micrographies de plusieurs plaques épaisses de résine n'ont pas révélé la présence de porosités. Un protocole expérimental au vérin hydraulique a été par la suite développé pour effectuer des essais de fissuration en mode  $I$  à des vitesses de chargement allant de  $10^{-4}$  m.s $^{-1}$  à 1 m.s $^{-1}$ . Une cellule d'effort et un capteur de déplacement optique ont été considérés pour mesurer respectivement la force et le déplacement du coulisseau afin d'en déduire la réponse globale via les courbes force/déplacement. Une caméra rapide a également été utilisée pour enregistrer des images déformées et ainsi obtenir des mesures locales via la CIN. Dans la gamme de vitesses de chargement, les courbes force/déplacement ont montré plusieurs différences suivant les géométries et les vitesses de chargement. Les pentes des courbes sont plus importantes pour les géométries triangulaires que TDCB. Les pics d'efforts à rupture diminuent avec l'augmentation de la vitesse de chargement dans le cas TDCB et ne varient pas dans le cas des essais triangulaires. Le phénomène de propagation intermittente ou stick-slip a été observé sous chargement quasi-statique, celui-ci disparaissant à plus haute vitesse de propagation de fissure. La projection des champs de déplacement de la CIN sur les séries de Williams a permis d'extraire  $K_I$ ,  $T$  et  $B$  durant la propagation de fissure. Sous chargement quasi-statique, les mouvements hors-plan ont été supposés négligeables. En présence de stick-slip, sous chargement quasi-statique, un premier choix a été fait pour déterminer les valeurs de  $K_{IC}$  à partir de  $K_I$ . En effet, les valeurs de  $K_I$  dite de pré-instabilité (avant les phases dynamiques) ont été déterminées, en étant inférieures à l'écart type évalué dans le chapitre II à savoir  $\sigma_{K_I} = 0.011$  MPa.m $^{\frac{1}{2}}$  (pour  $R_{max} = 7$  mm et  $R_{min} = 1$  mm). Des valeurs de  $K_{IC}$  comprises entre 0.9 MPa.m $^{\frac{1}{2}}$  et 1.2 MPa.m $^{\frac{1}{2}}$  ont été estimées. De plus, des variations de  $T$  et  $B$  suivant la géométrie ont été mises en évidence. Concernant  $T$ , les valeurs sont comprises entre  $-1$  MPa et 6 MPa et dépendent de la géométrie. Enfin concernant  $B$ , celui-ci est compris entre  $-10$  MPa.m $^{-\frac{1}{2}}$  et  $-150$  MPa.m $^{-\frac{1}{2}}$  suivant la position de la fissure et la géométrie. Un modèle bi-paramétrique a alors été défini pour déterminer  $K_{IC}$  en fonction de  $T$  et  $B$  sous chargement quasi-statique. Dans le cas des essais à plus hautes vitesses de propagation de fissure, les mouvements hors-plan ont été pris en compte car ils peuvent apparaître à cause des vibrations du montage expérimental. L'influence de la vitesse de chargement et de la vitesse de propagation de fissure a permis de mettre en évidence une légère diminution de  $K_{IC}$  entre les essais quasi-statiques et ceux réalisés à  $10^{-1}$  m.s $^{-1}$ . Une légère augmentation de  $K_{IC}$  a été observée pour les vitesses de propagation de fissure les plus importantes à  $\approx 200$  m.s $^{-1}$ . Par ailleurs, aucune dépendance de  $T$  et  $B$  à la vitesse de propagation de fissure n'a été observée. Un second choix a été réalisé par la suite pour identifier  $K_{IC}$  en considérant les valeurs post-instabilités (après les phases dynamiques) avec l'écart type

métrologique puisque dans la littérature, il n’y a pas de consensus sur la manière d’évaluer rigoureusement  $K_{IC}$  ou  $G_{IC}$  en présence de stick-slip [10, 18, 31, 45, 46, 58, 76, 90]. Ce second choix a mis en avant des valeurs plus faibles de  $K_{IC}$  et une modification de l’évolution de  $K_{IC}$  avec la vitesse de chargement et/ou de propagation de fissure. En particulier, l’évolution de  $K_{IC}$  est très légèrement croissante et monotone avec la vitesse de chargement. Enfin, des micrographies sur les faciès de rupture ont été réalisées pour comprendre les mécanismes qui influencent  $K_{IC}$ . Il a été observé que le phénomène de stick-slip induit un groupement des nodules thermoplastiques sur une petite bande de propagation dite quasi-statique. Ces clusters semblent traduire un développement de la plasticité en pointe de fissure. Un surcroît d’énergie est alors nécessaire pour propager la fissure. Celle-ci étant supérieure à celle nécessaire pour propager une fissure de manière stable, la propagation de fissure devient dynamique. L’augmentation de la vitesse de propagation de fissure induit une augmentation du nombre de microfissure dans le sillage des nodules thermoplastiques. Finalement, l’observation des faciès de rupture a permis d’appuyer les valeurs de  $K_{IC}$  obtenues précédemment en dehors du cas quasi-statique pour lequel les valeurs de  $K_{IC}$  pourraient être surestimées à cause du développement de la plasticité en pointe de fissure dans le cas pré-instabilité. Cependant, les vitesses de propagations de fissure observées lors de ces essais ne dépassent pas les 200 m.s<sup>-1</sup>. Le dispositif expérimental a été modifié pour augmenter les vitesses de propagation de fissure et atteindre des vitesses de l’ordre de 600 m.s<sup>-1</sup>.

Afin d’augmenter la vitesse de propagation de fissure lors des essais de fissuration en mode  $I$  sur résine époxy Hexply®M21, les géométries d’éprouvette ont été modifiées. En effet, une entaille circulaire de diamètre 1 mm a été considérée en fond d’entaille des différentes géométries TDCB et triangulaires. Celle-ci a permis de diminuer la concentration de contrainte et ainsi obtenir un amorçage dans un état où la quantité d’énergie élastique stockée dans l’éprouvette est plus grande. Cela a donc conduit à une augmentation des vitesses de propagation de fissure allant de 200 m.s<sup>-1</sup> à près de 600 m.s<sup>-1</sup> sur la distance de propagation de fissure considérée. Ces nouvelles géométries ont été testées avec le même vérin hydraulique que lors des essais précédents avec une vitesse de chargement de 10<sup>-4</sup> m.s<sup>-1</sup>. Une caméra ultra rapide a été utilisée pour cette configuration afin d’atteindre une fréquence d’acquisition de 1 million d’images par seconde. La réponse globale de ces essais a mis en évidence une augmentation de la force à rupture par rapport aux essais précédents grâce à l’ajout d’une entaille circulaire. En prenant en compte les mouvements hors-plan via la méthode proposée dans le chapitre II, l’extraction de  $K_I$ ,  $T$  et  $B$  et de  $\dot{a}$  a mis en évidence des variations des quatre grandeurs durant la propagation de fissure. Tout d’abord, les résultats ont montré une diminution de la vitesse de propagation de fissure au cours des essais. Ce constat s’explique par le fait que l’entaille circulaire permet d’emmagasiner davantage d’énergie mais celle-ci se dissipe au cours de la propagation de fissure. Cette tendance a également été observée pour  $K_{IC}$  qui diminue durant la propagation de fissure passant de 3 MPa.m<sup>1/2</sup> à environ 1 MPa.m<sup>1/2</sup> suivant les essais. Cela a permis de mettre en évidence une augmentation de  $K_{IC}$  avec l’augmentation de  $\dot{a}$ . Par ailleurs, des valeurs et des variations importantes de  $T$  ont été observées, augmentant

au début de la propagation de fissure et diminuant à la fin de la propagation de fissure passant de 15 MPa à 7 MPa. Pour  $B$ , les résultats ont montré une augmentation des valeurs avec la propagation de fissure.  $B$  passe de  $-200 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{-\frac{1}{2}}$  et  $-80 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{-\frac{1}{2}}$  suivant l'essai considéré. Des différences importantes sur  $K_{IC}$ ,  $T$  et  $B$  ont été observées entre les deux campagnes d'essais. Des valeurs plus importantes (en valeur absolue) de  $T$  et  $B$  ont été mises en évidence lors de cette seconde campagne. Enfin, plusieurs modèles ont été définis afin d'obtenir la dépendance de  $K_{IC}$  à la vitesse de propagation de fissure et aux termes non singuliers. Le plus pertinent (*i.e.* celui avec le résidu le plus faible) a mis en évidence une augmentation de  $K_{IC}$  à  $\dot{a}$  et à  $B$  et une diminution par rapport à  $T$ . Une tentative de prise en compte du comportement visco-élastique de la résine a été proposée via une série de Prony identifiée dans la thèse de Joudon [67] qui a mis en évidence une augmentation du module d'Young avec l'augmentation de la vitesse de déformation. Cela a eu pour conséquence une augmentation des valeurs des différents termes  $K_{IC}$ ,  $T$  et  $B$  notés  $\tilde{K}_{IC}$ ,  $\tilde{T}$  et  $\tilde{B}$ . Par la suite, des micrographies des faciès de rupture ont été réalisées pour comprendre les résultats sur  $K_{IC}$  évalués précédemment. L'augmentation de la vitesse de propagation de fissure induit une augmentation de la rugosité observée sur les micrographies et une augmentation de nombre de microfissure dans le sillage des nodules. Enfin, en comparant avec les micrographies des essais réalisés précédemment, des observations de faciès similaires ont été faites à iso-vitesse de propagation de fissure.

Pour la suite des travaux plusieurs axes sont envisagés :

Tout d'abord, une méthode a été proposée pour prendre en compte les mouvements hors-plan afin de limiter les biais d'analyse sur  $K_{IC}$ ,  $T$  et  $B$ . Cependant, cette méthode ne permet pas de garantir les différentes grandeurs et dépend de  $GR_{max}$  donc directement du champ de vue considéré. Pour améliorer et valider la méthode considérée plusieurs pistes peuvent être envisagées :

- Utilisation d'un objectif télécentrique pour être insensible aux mouvements hors-plan.
- Des essais avec des mesures de champs par stéréo-corrélation d'images numériques à  $10^{-4} \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  avec les géométries considérées dans le chapitre IV pourraient être réalisés pour évaluer les mouvements hors-plan durant la mise en charge de l'éprouvette jusqu'à l'amorçage. Ces résultats pourraient être comparés à ceux du chapitre II.
- La stéréo corrélation et la CIN 2D (avec un objectif télécentrique ou non) pourraient être utilisés lors d'essais quasi-statiques pour comparer les résultats sur l'évaluation des mouvements hors-plan obtenus dans le chapitre II. Ces essais pourraient par exemple être réalisés sur la résine époxy Hexply®M21 avec les géométries considérées dans le chapitre IV en comparant différents usinages.

Ensuite, les géométries considérées dans ces travaux ont permis d'obtenir une certaine gamme de  $T$  et  $B$ . Cependant, les simulations numériques sur DCB stratifiés ont mis en évidence des valeurs de  $B$  importantes. De nouvelles pistes d'amélioration peuvent être

explorées pour agrandir la gamme de  $T$  et  $B$  :

- Développement d'un nouveau protocole expérimental avec une géométrie Single Edge Notched Tension (SENT) de résine pure car cette géométrie permet d'avoir des valeurs de  $B$  importantes et se rapprocher de celles évaluées sur DCB composite stratifié.
- Une autre piste est le développement de nouvelles géométries en insérant des raidisseurs métalliques pour modifier les champs de contrainte en pointe de fissure.
- Enfin, une optimisation de la géométrie pourrait être réalisée afin d'obtenir les valeurs de  $T$  et  $B$  obtenues sur un DCB stratifié composite.

En outre, dans le cadre de ces travaux des régressions linéaires et bi-linéaires ont été considérées pour évaluer les différentes dépendances entre  $K_{IC}$ , les termes non-singuliers et  $\dot{a}$ . Cependant, les indicateurs de confiance de ces différentes régressions ont montré que ces types de régression n'étaient pas les plus pertinentes pour établir une relation entre les différentes grandeurs. Des essais sur d'autres géométries comme décrit précédemment permettraient d'avoir une plus large base de données des valeurs de  $K_{IC}$ ,  $T$ ,  $B$  et  $\dot{a}$ . Cela permettrait de définir d'autres critères qu'ils soient linéaires ou non.

Par ailleurs, afin d'améliorer la compréhension des mécanismes impliqués dans la rupture des résines époxy, il pourrait être pertinent de caractériser l'influence de la température sur la  $K_{IC}$ . En effet, la littérature a mis en évidence, une augmentation de la température très localement lors de l'augmentation de la vitesse de propagation de fissure sur du PMMA ou sur une résine [122]. Cette augmentation de température peut modifier l'ouverture critique de la fissure ou la taille de la zone critique induisant une modification de  $K_{IC}$  [45, 46].

Puis, dans le cadre de ces travaux de thèse, il a été supposé que le module d'Young était constant et donc indépendant de la vitesse de déformation pour respecter le cadre de la mécanique élastique linéaire de la rupture pour utiliser les séries de Williams. Cependant, la résine étant visco-élastique, son module d'Young dépend de la vitesse de déformation. Dans la section IV-2.5, la série de Prony définie par Vincent Joudon [67] a été utilisée pour évaluer la vitesse de déformation et ensuite en déduire une dépendance du module d'Young à la vitesse de déformation. Cependant, au-delà de  $\dot{\epsilon}_{VM} = 10^2 \text{ s}^{-1}$ , la série de Prony extrapole les valeurs de  $E_{dyn}$  qui sont donc sujettes à caution dans cette gamme de norme de vitesses de déformation. Il faudrait donc pouvoir développer une nouvelle approche non élastique pour considérer la dépendance du module d'Young à la vitesse de déformation.

Enfin, un dernier axe de recherche est sur l'atténuation du phénomène de stick-slip. En effet, d'après la littérature, ce phénomène est présent pour des résines chargées et non chargées en particules de caoutchouc. L'augmentation du pourcentage de particule de caoutchouc tend vers l'obtention d'une propagation de fissure stable [10]. Il pourrait donc être intéressant de faire varier le pourcentage de nodules thermoplastiques afin

## *Conclusion générale*

---

de déterminer dans le cas de cette résine, le pourcentage limite permettant d'avoir une propagation de fissure stable. Les mécanismes pourraient alors être analysés avec précision pour justifier un tel comportement en fissuration.

# Liste des Figures

I.1	Exemple d'un stratifié [67] . . . . .	15
I.2	Evolution de la réponse d'une plaque de composite stratifié suivant le temps d'impact : (a) impact très court, (b) impact court ,(c) impact long [97] . . . . .	16
I.3	Les mécanismes d'endommagement lors d'un impact sur stratifié [79] . . . . .	16
I.4	Les modes de rupture intervenant dans le délaminage [67] . . . . .	17
I.5	Géométrie Double Cantilever Beam (DCB) [67] . . . . .	19
I.6	Force en fonction du déplacement [17] . . . . .	20
I.7	Montage expérimental en dynamique pour un DCB [18] . . . . .	22
I.8	Taux de restitution d'énergie critique en fonction de la vitesse de déformation pour les études de Smiley et Pipes [114] et Aliyu et Daniel [3] sur le carbone/epoxy (APC-2) [85] . . . . .	22
I.9	Le montage expérimental développé par Hug <i>et al.</i> [60] . . . . .	23
I.10	Le taux de restitution d'énergie critique en fonction de la vitesse du taux de restitution d'énergie critique carbone/epoxy T300/914 [60] . . . . .	23
I.11	Le montage expérimental développé par Medina <i>et al.</i> [91] . . . . .	24
I.12	Géométrie TDCB [78] . . . . .	25
I.13	Taux de restitution d'énergie critique en fonction de la vitesse de chargement pour une colle Betamate XD4600 [20] . . . . .	26
I.14	Vitesse de propagation en fonction de la vitesse de chargement (Noir : TDCB ; Rouge : DCB) [20] . . . . .	26
I.15	Taux de restitution d'énergie critique en fonction de la propagation de la fissure (Noir : TDCB ; Rouge : DCB) [20] . . . . .	26
I.16	Taux de restitution d'énergie critique en fonction de la vitesse de propagation pour le matériau T300/F-185 graphite/epoxy à gauche AS4/3501-6 graphite/epoxy à droite [61] . . . . .	26
I.17	Montage expérimental aux barres de Hopkinson [67] . . . . .	27
I.18	Le montage avec l'utilisation des barres de Hopkinson [75] . . . . .	27
I.19	Éprouvette DCB et méthode WIF [75] . . . . .	27
I.20	Le taux de restitution d'énergie critique en fonction de la vitesse du taux de restitution d'énergie critique carbone/epoxy T300/2500 [75] . . . . .	28
I.21	Le montage modifié par insertion d'une pièce triangulaire (MWIF) [120] . . . . .	29
I.22	Montage expérimental de flexion 3 points [67] . . . . .	30
I.23	Utilisation des jauges de déformation [67] . . . . .	30

LISTE DES FIGURES

---

I.24	Taux de restitution d'énergie critique dynamique en fonction de la vitesse de propagation pour la résine pur M21 [67] . . . . .	31
I.25	Schéma du processus de <i>crazing</i> menant à la propagation de fissure [38] .	32
I.26	Courbe force déplacement lors d'un essai de fissuration en mode I : (a) Propagation de fissure stable [20] , (b) propagation de fissure instable [20]	33
I.27	Évolution de $G_I$ à rupture en fonction de la vitesse réduite de propagation de fissure pour un matériau viscoélastique [32] . . . . .	34
I.28	Évolution de la vitesse de propagation de fissure suivant le taux de restitution d'énergie pour le PMMA [122] . . . . .	35
I.29	Évolution du déplacement d'ouverture de fissure en fonction : (a) de la vitesse de propagation de fissure [46] et (b) de la température [46] . . . .	36
I.30	Influence de la vitesse de chargement sur la zone plastique du composite [41]	36
I.31	Évolution de $K_{IC}$ sur des éprouvettes de PMMA en fonction de : (a) premier terme non-singulier ( $T$ ) [26], (b) second terme non singulier ( $B$ ) [26]	40
I.32	Evolution de $K_{IC}$ en fonction de $T$ : Mise en évidence des critères de stabilité de la fissure [26] . . . . .	40
I.33	Évolution des paramètres de fissurations pour des essais de PMMA : (a) $B_{ax}$ , (b) $C$ . . . . .	41
II.1	Représentation du domaine à considérer [107] . . . . .	48
II.2	Éprouvette TDCB de PMMA . . . . .	49
II.3	Montage expérimental à la machine électromécanique pour réaliser des essais de fissuration sur PMMA . . . . .	50
II.4	Éprouvette TDCB de PMMA . . . . .	51
II.5	Évolution des termes des séries de Williams en fonction de la longueur de fissure normalisée pour deux essais (bleu et rouge) : (a) évolution de $K_I$ , (b) $T$ , (c) $B$ . . . . .	52
II.6	Champs de déplacement analytiques (pixel) . . . . .	53
II.7	Champs de déplacement issus de la CIN (maillage quadrangle) . . . . .	54
II.8	Exemple de zone de projection pour $R_{max} = 7$ mm et $R_{min} = 1$ mm . . .	55
II.9	Évolution des erreurs absolues des termes des séries de Williams avec $R_{min}$ and $R_{max}$ dans le cas sans bruit : (a) évolution de $\epsilon_{K_I}$ , (b) $\epsilon_T$ , (c) $\epsilon_B$ et (d) $\epsilon_a$ . . . . .	56
II.10	Évolution du bruit de caméra normalisé suivant le niveau de gris pour une série statique pour un mouchetis considéré (caméra Phantom v2640) . . .	58
II.11	Les 5 mouchetis mouchetis considérés lors de l'analyse métrologique . . .	58
II.12	Évolution des erreurs absolues des termes des séries de Williams avec $R_{min}$ and $R_{max}$ pour les 50 images bruitées (prenant en compte les 5 mouchetis) : (a) évolution de $\epsilon_{K_I}^n$ , (b) $\epsilon_T^n$ , (c) $\epsilon_B^n$ et (d) $\epsilon_a^n$ . . . . .	59
II.13	Évolution de l'écart type des termes des séries de Williams suivant $R_{min}$ et $R_{max}$ pour les 50 images bruitées (prenant en compte les 5 mouchetis) : (a) évolution de $\sigma_{K_I}^n$ , (b) $\sigma_T^n$ , (c) $\sigma_B^n$ et (d) $\sigma_a^n$ . . . . .	60
II.14	Déformations apparentes $\epsilon_{app}$ en fonction du déplacement hors-plan $U_z$ pour différentes ouvertures pour la caméra Photron Fastcam SA-X . . . .	64

LISTE DES FIGURES

---

II.15	Montage expérimental avec la caméra Vieworks VC pour évaluer $\epsilon_{ind}$ . . .	65
II.16	$\epsilon_{app}$ en fonction de $U_z$ pour différents objectifs avec la caméra Vieworks VC	66
II.17	$\epsilon_{app}$ en fonction de $U_z$ pour différents agrandissements impliquant les deux caméras considérées . . . . .	67
II.18	Champs de déplacement dans les trois directions de l'espace en fin de propagation de fissure obtenus par CIN : (a) $U_x$ , (b) $U_y$ , (c) $U_z$ . . . . .	69
II.19	Cartographies de $U_z$ pour les trois essais : (a) Première image après l'amorçage de la fissure 1 , (b) fin de propagation essai 1 , (c) Première image après l'amorçage de la fissure 2, (d) fin de propagation essai 2 ,(e) Première image après l'amorçage de la fissure 3, (f) fin de propagation essai 3 . . .	70
II.20	Évolution du déplacement hors-plan moyen en fonction de la longueur de fissure pour différents usinages . . . . .	72
II.21	Champs de déplacement analytiques des dilatations homogènes (pixel) . .	73
II.22	Évolution des erreurs absolues des termes des séries de Williams avec $R_{min}$ and $R_{max}$ pour les 50 images bruitées avec dilatation (prenant en compte les 5 mouchetis) : (a) évolution de $\epsilon_{KI}^{dn}$ , (b) $\epsilon_T^{dn}$ , (c) $\epsilon_B^{dn}$ et (d) $\epsilon_a^{dn}$ . . . . .	74
II.23	Évolution des erreurs absolues des termes étudiés des séries de Williams avec $R_{min}$ , $R_{max}$ et $GR_{max} = 35$ mm pour les 50 images bruitées avec dilatation en projetant les champs de déplacement sur la base modifiée en 3 étapes (prenant en compte les 5 mouchetis) : (a) évolution de $\epsilon_{KI}^{dcn}$ , (b) $\epsilon_T^{dcn}$ , (c) $\epsilon_B^{dcn}$ et (d) $\epsilon_a^{dcn}$ . . . . .	76
II.24	Évolution de l'écart type des termes étudiés des séries de Williams avec $R_{min}$ , $R_{max}$ et $GR_{max} = 35$ mm pour les 50 images bruitées avec dilatation en projetant les champs de déplacement sur la base modifiée en 3 étapes (prenant en compte les 5 mouchetis) : (a) évolution de $\epsilon_{KI}^{dcn}$ , (b) $\epsilon_T^{dcn}$ , (c) $\epsilon_B^{dcn}$ et (d) $\epsilon_a^{dcn}$ . . . . .	77
III.1	Faciès de rupture avec une mise en évidence des nodules thermoplastiques inclus dans la résine Hexply®M21 (échelle : 500 $\mu$ m) . . . . .	81
III.2	Géométrie d'éprouvette TDCB considérée dans ce chapitre : (a) Éprouvette TDCB , (b) Plan de l'éprouvette TDCB . . . . .	82
III.3	Géométrie d'éprouvette triangulaire considérée dans ce chapitre : (a) Éprouvette triangulaire , (b) Plan de l'éprouvette triangulaire . . . . .	82
III.4	Les différentes étapes d'empilement des films de résine crue . . . . .	83
III.5	Viscosité de la résine Hexply®M21 selon le temps et la température . . .	84
III.6	Temps nécessaire à la polymérisation de la résine Hexply®M21 en fonction de la température . . . . .	84
III.7	Plaque de résine Hexply®M21 après la première étape de dégazage manuel	85
III.8	Plaque de résine Hexply®M21 avant cuisson . . . . .	85
III.9	Illustration du sac à vide utilisé dans cette thèse lors de la cuisson des plaques de résine . . . . .	85
III.10	Schéma du sac à vide utilisé lors de la cuisson des plaques de résine . . .	86
III.11	Cycle de pré-cuisson utilisé dans cette thèse pour cuire les plaques de résine	87

LISTE DES FIGURES

---

III.12	Plaque de résine Hexply®M21 après cuisson . . . . .	87
III.13	Analyse de l'épaisseur au microscope . . . . .	87
III.14	Montage expérimental permettant de pré-entailler les différentes éprouvettes . . . . .	88
III.15	Montage expérimental au vérin hydraulique . . . . .	89
III.16	Illustration des champs de déplacement obtenus expérimentalement et de sa projection sur les séries de Williams [108]. . . . .	91
III.17	Éprouvettes post-mortem après essais de fissuration selon la vitesse de chargement $\dot{U}$ . . . . .	93
III.18	Courbes force/déplacement lors des essais de fissuration en mode I . . . . .	94
III.19	Évolution de l'effort en fonction du temps pour un essai TDCB avec une vitesse de chargement imposée de $\dot{U} = 1 \text{ m.s}^{-1}$ . . . . .	94
III.20	Évolution de la vitesse de déplacement du coulisseau dite "réelle" lors des essais de fissuration en mode I : $10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$ , $10^{-1} \text{ m.s}^{-1}$ et $1 \text{ m.s}^{-1}$ . . . . .	94
III.21	Évolution de $K_I$ en fonction de la longueur normalisée de fissure pour $\dot{U} = 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$ . . . . .	96
III.22	Évolution de $K_{IC}$ en fonction de la longueur normalisée de fissure pour $\dot{U} = 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$ (avec les données conservées) : TDCB et Triangulaires . . . . .	97
III.23	Évolution des termes non singuliers en fonction de la longueur normalisée de fissure pour les deux géométries TDCB et Triangulaires . . . . .	98
III.24	Contrainte de Von Mises à partir des champs analytiques de contrainte (à partir de l'équation III.3) pour les résultats de l'essai triangle (PV91-2) pour différentes positions de la fissure $\frac{a_t}{w} = :$ (a) 0.4, (b) 0.45, (c) 0.51, (d) 0.57, (e) 0.69 et (f) 0.79 . . . . .	100
III.25	Évolution de $K_{IC}$ en fonction des termes non singuliers en quasi-statique : (a) $K_{IC}$ fonction de $T$ , (b) $K_{IC}$ fonction de $B$ . . . . .	101
III.26	Évolution de $K_{IC}$ en fonction de $T$ et $B$ sous chargement quasi-statique . . . . .	102
III.27	Évolution de $K_{IC}$ en fonction de la longueur normalisée de fissure pour les éprouvettes TDCB et triangulaires . . . . .	103
III.28	Évolution de $K_{IC}$ en fonction de : (a) $\dot{U}$ , (b) $\dot{a}$ en considérant en quasi-statique, les valeurs de $K_I$ juste avant les phases dynamiques . . . . .	104
III.29	Évolution des termes non singuliers en fonction de la longueur normalisée de fissure . . . . .	106
III.30	Évolution de $K_{IC}$ en fonction de $T$ et $B$ sous chargement quasi-statique (données post-instabilités) . . . . .	107
III.31	Évolution de $K_{IC}$ en fonction de : (a) $\dot{U}$ , (b) $\dot{a}$ en considérant en quasi-statique, les valeurs de $K_I$ juste après les phases dynamiques . . . . .	108
III.32	Facès de rupture d'une éprouvette TDCB en quasi-statique pour une longueur de fissure normalisé de 0.57 : (a) Phase Quasi-statique au centre et dynamique sur les cotés (échelle 1000 $\mu\text{m}$ ), (b) Zoom sur la phase quasi-statique (échelle 200 $\mu\text{m}$ ) . . . . .	109

LISTE DES FIGURES

---

III.33	Faciès des éprouvettes après les essais de fissuration selon la vitesse de chargement $\dot{U}$ et de propagation $\dot{a}$ pour les éprouvettes TDCB. La fissure évolue de la gauche vers la droite. L'échelle est de 200 $\mu\text{m}$ . La longueur de fissure normalisée est de 0.74 pour le faciès (a), de 0.82 mm pour le faciès (b) et de 0.35 mm environ pour le faciès (c). . . . .	110
III.34	Les mécanismes qui peuvent expliquer l'influence des nodules thermoplastiques sur $K_{IC}$ d'une résine epoxy : (1) <i>crack pinning</i> (2) les ponts de fissure, (3) la déviation de fissure, (4) (5) les bandes de cisaillement et (6) les microfissures [102] . . . . .	111
IV.1	Comparaison du mode de propagation dynamique en fonction du rayon d'entaille . . . . .	117
IV.2	Plan éprouvette TDCB, entaille circulaire de diamètre 1 mm (ajoutée au fond de l'entaille de 5 mm) . . . . .	117
IV.3	Montage expérimental au vérin hydraulique lors des essais à hautes de vitesses de propagation de fissure . . . . .	118
IV.4	Système Nicolet Multipro pour trigger la caméra ultra rapide Shimadzu .	119
IV.5	Exemple des champs de déplacement et de leurs projections sur les séries de Williams [108] . . . . .	120
IV.6	Éprouvettes post-mortem après réalisation des essais avec une entaille circulaire de $\Phi = 1$ mm . . . . .	121
IV.7	Évolution de la force avec le déplacement pour les essais à hautes vitesses de propagation de fissure . . . . .	122
IV.8	Évolution de $\dot{a}$ en fonction de $\frac{a_t}{w}$ (TDCB et <b>Triangulaires,(rouge foncée PV151-1 et rouge clair PV151-2)</b> ) . . . . .	123
IV.9	Évolution de $K_{IC}$ respectivement en fonction de $\frac{a_t}{w}$ et $\dot{a}$ pour les géométries <b>TDCB</b> et <b>Triangulaires,(rouge foncée PV151-1 et rouge clair PV151-2)</b> .	124
IV.10	Évolution des termes non singuliers en fonction de la longueur normalisée de fissure pour les géométries <b>TDCB</b> et <b>Triangulaires (rouge foncée PV151-1 et rouge clair PV151-2)</b> . . . . .	126
IV.11	Contrainte de Von Mises à partir des champs analytiques de contrainte pour l'essai sur éprouvette triangulaire (PV151-1) pour différentes positions de la fissure $\frac{a_t}{w} = :$ (a) 0.3, (b) 0.35, (c) 0.46, (d) 0.56, (e) 0.64 et (f) 0.74 . . . . .	127
IV.12	Évolution de $K_{IC}$ en fonction de respectivement $\frac{\dot{a}_t}{w}$ et $\dot{a}$ . . . . .	128
IV.13	Évolution des termes non singuliers en fonction de la longueur normalisée de fissure . . . . .	129
IV.14	Comparaison des iso-valeurs de contrainte de Von Mises pour deux essais (PV91-2) (a), (c) et (e) et PV151-1 (b), (d) et (f) pour différentes positions de la fissure $\frac{a_t}{w} = :$ (a) 0.4 (c) 0.57, (e)0.7, (b) 0.35, (d) 0.56 et (f) 0.65 .	130

LISTE DES FIGURES

---

IV.15	Évolution de la moyenne et de l'intervalle de confiance à 95% pour les différents cas . . . . .	134
IV.16	Évolution de $K_{IC}$ en fonction de respectivement $\dot{a}$ et $B$ à $T$ nul ( $T \in [0 - 7]$ MPa pour les données expérimentales) . . . . .	135
IV.17	Évolution de $K_{IC}$ suivant les différentes grandeurs . . . . .	136
IV.18	Prise en compte du comportement visco-élastique de la résine . . . . .	140
IV.19	Évolution de $\tilde{K}_{IC}$ en fonction de $\dot{a}$ . . . . .	141
IV.20	Faciès des éprouvettes après les essais de fissuration selon la vitesse de propagation de fissure $\dot{a}$ pour deux éprouvettes considérées en dynamique (PV163 faciès (b) à (d) et PV151-2 faciès (a)). La fissure évolue de la gauche vers la droite. L'échelle est de 100 $\mu\text{m}$ pour tous les faciès. La longueur de fissure normalisée est de 0.72 pour le faciès (a), de 0.68 pour le faciès (b), de 0.54 pour le faciès (c) et de 0.44 pour les faciès (d). . . . .	143
IV.21	Cartographies de rugosité des différents faciès de rupture sur la zone étudiée pour différents essais et différentes vitesses de propagation de fissure $\dot{a}$ pour deux éprouvettes considérées en dynamique (PV163 faciès (b) à (d) et PV151-2 faciès (a)). La fissure évolue de la gauche vers la droite. La longueur de fissure normalisée est de 0.72 pour le faciès (a), de 0.68 pour le faciès (b), de 0.54 pour le faciès (c) et de 0.44 pour le faciès (g) et (d). . . . .	144
IV.22	Profils (pour $y = \frac{y_{max}}{2}$ ) de rugosité des différents faciès de rupture sur la zone étudiée pour différents essais et différentes vitesses de propagation de fissure $\dot{a}$ pour deux éprouvettes considérées en dynamique (PV163 de 300 $\text{m.s}^{-1}$ à 600 $\text{m.s}^{-1}$ et PV151-2 : 200 $\text{m.s}^{-1}$ ). La fissure évolue de la gauche vers la droite. . . . .	144
IV.23	Faciès des éprouvettes après les essais de fissuration selon la vitesse de propagation de fissure $\dot{a}$ en comparant un essai du chapitre précédent et un essai de ce chapitre. La fissure évolue de la gauche vers la droite. L'échelle est 200 $\mu\text{m}$ pour les deux faciès. La longueur de fissure normalisée est de de 0.35 pour le faciès (a) et de 0.72 pour le faciès (b). . . . .	145
24	Éprouvette TDCB avec l'explication de la normalisation de la longueur de fissure . . . . .	164
25	Évolution de $K_I$ ou $K_{IC}$ en fonction de la longueur normalisée de fissure où en fonction de la vitesse de propagation de fissure . . . . .	165
26	Évolution des termes non-singuliers en fonction de la longueur normalisée de fissure . . . . .	166
27	Montage expérimental utilisé lors de l'essai TDCB à basse température . . . . .	167
28	Courbe force-déplacement de l'essai à basse température . . . . .	168
29	Faciès de rupture d'une éprouvette TDCB en quasi-statique à $-3^\circ C$ : (a) Phase quasi-statique, longueur de fissure normalisée de 0.4, (b) Phase dynamique : longueur de fissure normalisée de 0.72 . . . . .	169
30	Géométries considérées lors des simulations . . . . .	171
31	Évolution des termes non singuliers en fonction de la longueur de fissure normalisée :(a) $T$ , (b) $B$ . . . . .	172

LISTE DES FIGURES

---

32	Géométries DCB modifiées . . . . .	172
33	Évolution des termes non singuliers en fonction du ratio d'épaisseur de résine :(a) $T$ , (b) $B$ . . . . .	173
34	Géométries SENT . . . . .	174
35	Évolution des termes non singuliers suivant la position de la pointe de fissure pour différentes géométries : (a) $T$ , (b) $B$ . . . . .	174
36	Évolution des ratios $\frac{T}{K_{IC}}$ et $\frac{B}{K_{IC}}$ suivant la longueur de fissure normalisée (par la longueur totale de l'éprouvette) entre les simulations et les résultats d'essais . . . . .	175
37	Évolution de $K_{IC}$ en fonction de respectivement $a$ et $B$ à $T$ nul ( $T \in [0 - 7]$ MPa pour les données expérimentales) . . . . .	177
38	Évolution de $K_{IC}$ pour différentes tranches du modèle . . . . .	178
39	Évolution de $K_{IC}$ en fonction de respectivement $a$ et $B$ à $T$ nul ( $T \in [0 - 7]$ MPa pour les données expérimentales) . . . . .	179
40	Évolution de $K_{IC}$ pour différentes tranches du modèle . . . . .	180
41	Évolution de $K_{IC}$ en fonction de respectivement $a$ et $B$ à $T$ nul ( $T \in [0 - 7]$ MPa pour les données expérimentales) . . . . .	181
42	Évolution de $K_{IC}$ pour différentes tranches du modèle . . . . .	182

# Liste des Tableaux

I.1	Récapitulatif des différentes références utilisant notamment un montage au vérin hydraulique présentées dans ce chapitre (BE : Bilan énergétique)	44
I.2	Récapitulatif des références présentées dans ce chapitre utilisant un montage alternatif (BE : Bilan énergétique ; EF : Éléments finis ; $\dot{y}$ : déplacement d'ouverture)	44
I.3	Récapitulatif des références qui ont étudié l'influence de la géométrie sur $G_{IC}$ ou $K_{IC}$	44
II.1	Paramètres des images et de la caméra	50
II.2	Les paramètres pour la CIN	51
II.3	Les coefficients des séries de Williams définissant les champs de déplacement analytiques	53
II.4	Les paramètres pour la CIN	54
II.5	Erreur absolue et incertitude pour $R_{max} = 7$ mm et $R_{min} = 1$ mm	61
II.6	Paramètres des images	62
II.7	Paramètres des images suivant les objectifs et caméras considérés	63
II.8	Déformations évaluées pour différentes distances à la pointe de fissure en considérant l'équation II.22	63
II.9	Évaluation de l'agrandissement suivant les objectifs et caméras considérés	65
II.10	$U_z$ maximal afin d'avoir une dilatation apparente $\epsilon_{app}$ négligeable à $R_{max} = 7$ mm et $R_{min} = 1$ mm suivant la caméra, l'objectif et l'ouverture considérés	66
II.11	Paramètres de l'image	68
II.12	Erreur absolue et incertitude pour $R_{max} = 7$ mm et $R_{min} = 1$ mm avec prise en compte des dilatations et du cisaillement constant dans la procédure de projection	76
III.1	Propriétés mécaniques de la résine Hexply®M21	80
III.2	Cycle de pré-cuisson pour dégazer manuellement la résine	85
III.3	Paramètres de la caméra et des images associées	89
III.4	Paramètres de la caméra et des images associées : Augmentation de la fréquence d'acquisition à plus hautes vitesses de chargement (les autres paramètres étant similaires à ceux du Tableau III.3)	90
III.5	Paramètres de la CIN	90

*LISTE DES TABLEAUX*

---

III.6 Récapitulatif des essais réalisés. Seuls les noms des essais en gras sont ceux représentés dans la suite pour alléger les graphiques . . . . .	91
III.7 Incertitude pour $R_{max} = 7$ mm et $R_{min} = 1$ mm . . . . .	99
IV.1 Paramètres de la caméra et des images associées . . . . .	119
IV.2 Paramètres de la CIN et de la projection sur les séries de Williams . . . . .	119
IV.3 Récapitulatif des essais réalisés à hautes vitesses de propagation de fissure	120
IV.4 Récapitulatif des essais réalisés dans ce mémoire . . . . .	132
IV.5 Récapitulatif des modèles considérés dans ce mémoire . . . . .	132
IV.6 Données statistiques du résidu selon les modèles . . . . .	133
IV.7 Valeurs caractéristiques de $K_{IC}$ pour les quatre cas considérés . . . . .	138
IV.8 Définitions des termes des séries de Williams . . . . .	139
IV.9 Coefficients de la série de Prony identifiée dans la thèse de Joudon [67] .	141
10 Longueur de fissure normalisée . . . . .	164

# Annexes

## A Éprouvettes

Longueur de fissure normalisée	Éprouvette TDCB
$a$	$[0 : 63.5]$ mm
$a_2$	$36.5 - 15 = 21.5$ mm
$w$	$100 - 15 = 85$ mm
$a_t$	$a + a_2$
$N_a$	$\frac{a_t}{w}$

TABLEAU 10 – Longueur de fissure normalisée

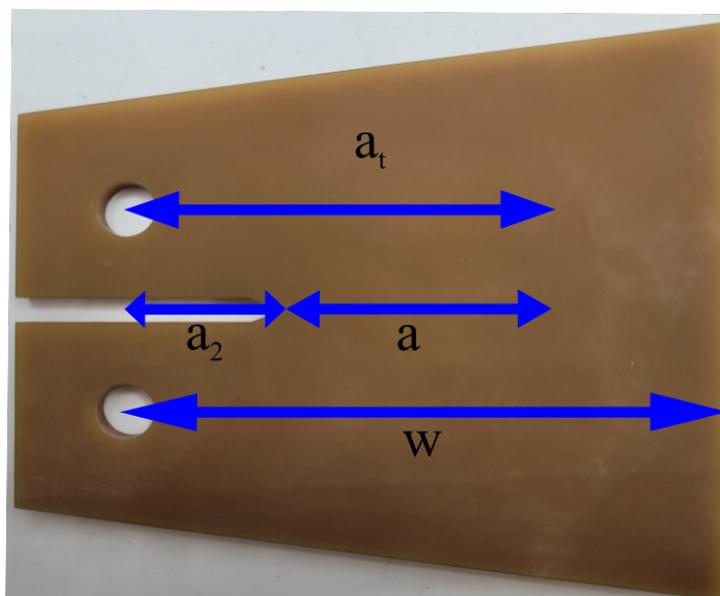


FIGURE 24 – Éprouvette TDCB avec l'explication de la normalisation de la longueur de fissure

## B Ensemble des résultats d'essais réalisés

### B.1 Identification de $K_{IC}$

Les Figures 25a et 25b montre l'évolution de  $K_I$  en fonction de la longueur de fissure pour l'ensemble des essais réalisés dans le chapitre III en considérant les valeurs pré-instabilités en quasi-statique. Pour la première figure, ce sont les résultats des essais TDCB. Pour la seconde figure, ce sont les résultats des essais réalisés avec la géométrie triangulaire. Il faut noter que les essais avec un marqueur en triangle correspondent à ceux présentés dans le chapitre. Les Figures 25c et 25d montre l'évolution de  $K_{IC}$  en fonction de la vitesse de propagation de fissure pour l'ensemble des essais réalisés dans ce chapitre, respectivement pour les essais TDCB et pour les essais avec la géométrie triangulaire.

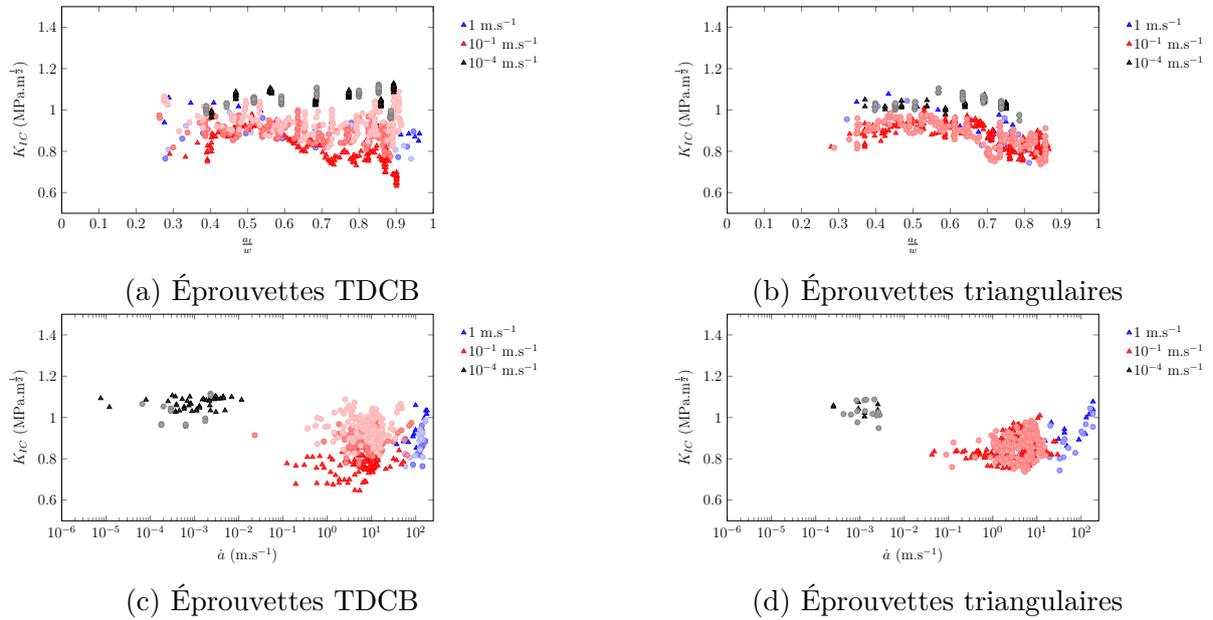


FIGURE 25 – Évolution de  $K_I$  ou  $K_{IC}$  en fonction de la longueur normalisée de fissure où en fonction de la vitesse de propagation de fissure

### B.2 Identification de $T$ et $B$

Les Figures 26a à 26d montre l'évolution des termes  $T$  et  $B$  en fonction de la longueur de fissure normalisée pour l'ensemble des essais.

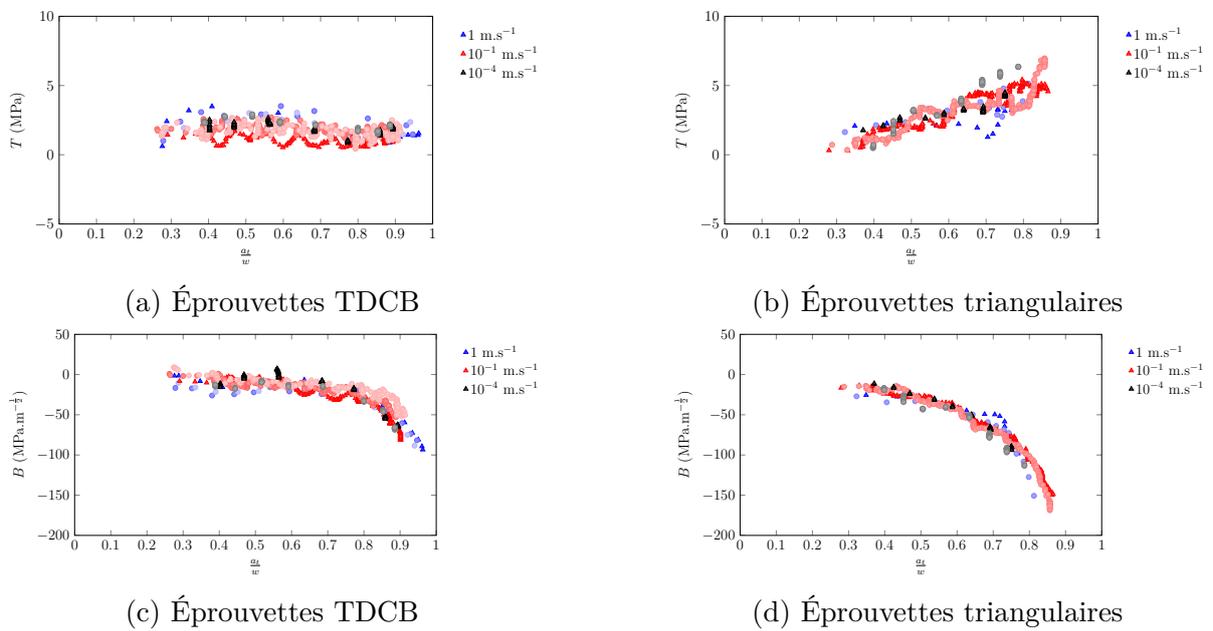


FIGURE 26 – Évolution des termes non-singuliers en fonction de la longueur normalisée de fissure

## C Essai à basse température pour limiter le stick-slip

Un essai quasi-statique de fissuration en mode  $I$  à  $-3^{\circ}\text{C}$  sur géométrie TDCB de résine époxy Hexply®M21 est réalisé sur une machine électromécanique Instron 5967 pilotée en déplacement à une vitesse de  $1.7 \times 10^{-6} \text{ m.s}^{-1}$  ( $0.1 \text{ mm.min}^{-1}$ ). L'objectif est d'étudier l'évolution du stick-slip avec la diminution de la température. L'effort est obtenu via une cellule d'effort et le déplacement correspond au déplacement de la traverse. L'éprouvette est reliée à la machine de traction à l'aide de deux barres rainurées équipées d'axes de chargement. La barre rainurée inférieure est fixe alors que la barre rainurée supérieure est mobile et suit le déplacement de la traverse. Un montage particulier a été réalisé pour avoir une température de la pièce d'environ  $-3^{\circ}\text{C}$ . Il est présenté sur la Figure 27. L'échantillon est placé dans une boîte en aluminium ouverte en sa partie supérieure. La partie ouverte permet de placer la géométrie d'éprouvette et de laisser passer la barre rainurée supérieure. Cette boîte est raccordée par deux tuyaux alimentés en air comprimé ce qui permet de diminuer la température jusque  $-3^{\circ}\text{C}$  grâce à l'effet venturi. Cet essai est uniquement qualitatif pour évaluer l'influence de la température sur la stabilité de la propagation de fissure. Seule la courbe force/déplacement est obtenue puisque la CIN est impossible à réaliser à cause de la boîte métallique.

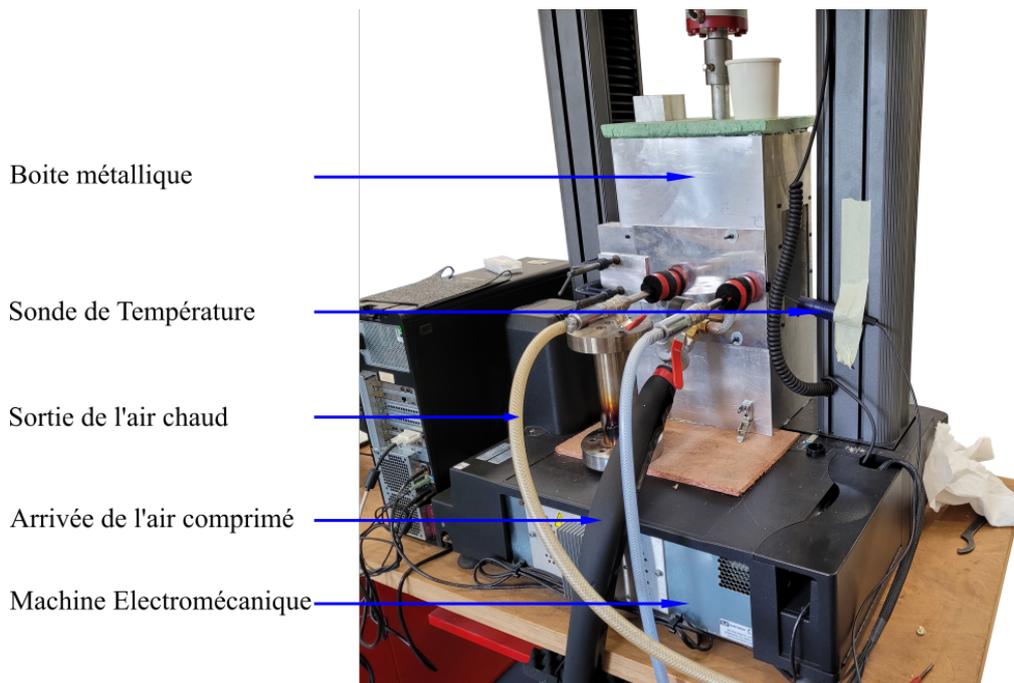


FIGURE 27 – Montage expérimental utilisé lors de l'essai TDCB à basse température

La Figure 28 montre la courbe force/déplacement pour cet essai à basse température. Les résultats mettent en évidence une nette atténuation du stick-slip avec la diminution de la température. En effet, hormis l'initiation de la fissure qui est dynamique et qui se traduit par un saut de l'effort avec le déplacement, la propagation de fissure semble être

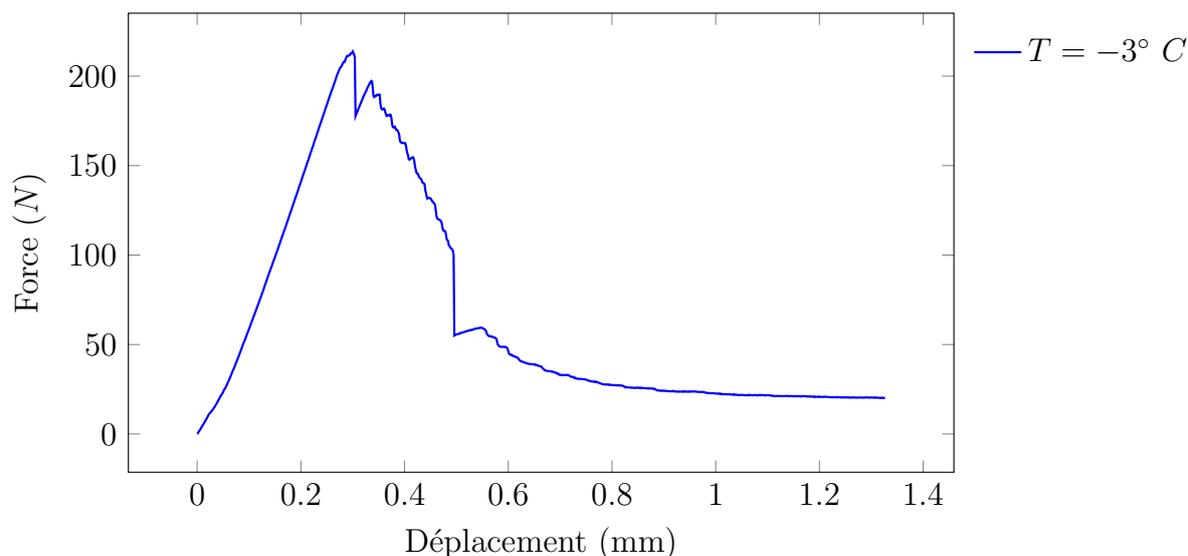


FIGURE 28 – Courbe force-déplacement de l'essai à basse température

quasi-statique et stable avec une diminution quasi-monotone de l'effort avec le déplacement. Cependant, le saut de la force avec le déplacement en milieu de propagation montre que le stick-slip est encore présent à cette température de  $-3^\circ C$ . Une température plus basse devrait faire disparaître totalement le phénomène. Finalement, le comportement du matériau semble être la première cause pour expliquer le phénomène. Les faciès de rupture de cet éprouvette TDCB sont observés au microscope, ils sont représentés sur les Figures 29a et 29b. Tout d'abord sur les phases quasi-statiques, les faciès sont similaires à ceux observés pour une vitesse de propagation de fissure de près de  $200 \text{ m.s}^{-1}$  puisque la densité de micro fissure dans le sillage des nodules est importante. Du point de vue comportement du matériau, une diminution de la température ou une augmentation de la vitesse de chargement rend le matériau davantage fragile. Cela peut expliquer une ressemblance des faciès de rupture entre les cas basses températures et hautes vitesses de propagation de fissure. Ensuite, les faciès des phases dynamiques sont identiques à ceux à température ambiante où encore à ceux des essais plus rapides traduisant une vitesse de propagation de fissure de l'ordre de  $10 \text{ m.s}^{-1}$ .

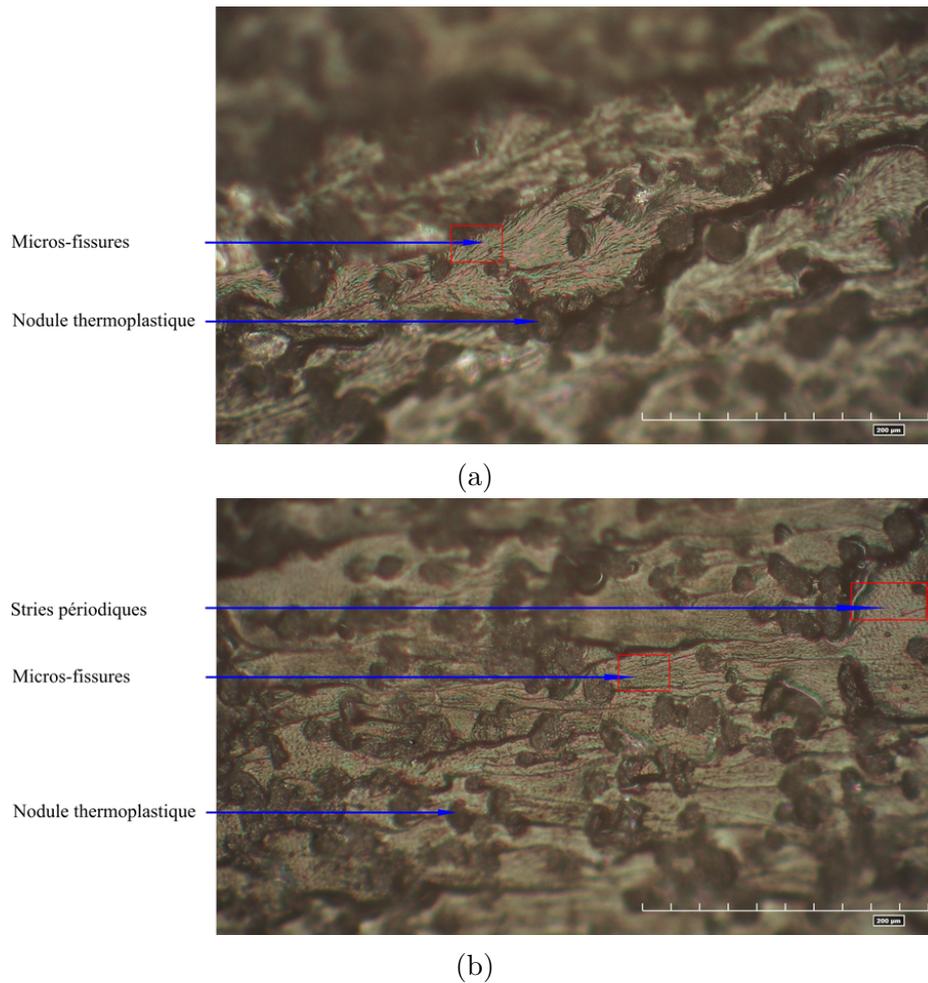


FIGURE 29 – Faciès de rupture d'une éprouvette TDCB en quasi-statique à  $-3^{\circ} C$  : (a) Phase quasi-statique, longueur de fissure normalisée de 0.4, (b) Phase dynamique : longueur de fissure normalisée de 0.72

## D Simulations des effets de confinement dans un composite

Une démarche numérique est mise en place pour évaluer l'influence des plis voisins de l'interface d'un stratifié sur les termes non singuliers en comparant le cas d'une géométrie DCB stratifié au cas TDCB de résine pure. Des simulations élastiques linéaires éléments finis en 2D de fissuration en mode  $I$  sont réalisées sur plusieurs éprouvettes pour extraire les champs de déplacement proches de la pointe de fissure. Le maillage est réalisé avec des éléments triangles non réguliers. Proche de la pointe de fissure la taille d'un élément est de  $30\ \mu\text{m}$ . Ces champs de déplacement sont ensuite projetés sur les séries de Williams afin d'en déduire  $K_I$ ,  $T$  et  $B$ . Le logiciel Z-set [1] est utilisé avec un maillage issu de CAST3M [81]. Chaque simulation correspond à une position de la pointe de la fissure, ainsi, plusieurs simulations sont nécessaires par éprouvette pour avoir différentes positions de la pointe de fissure.

### D.1 Comparaison DCB stratifié et TDCB de résine pure

Dans un premier temps, des simulations sont menées sur deux échantillons, un premier composite stratifié et un second de résine pure. Pour ce faire, la géométrie DCB est considérée dans le cas composite car c'est l'éprouvette utilisée dans la littérature pour caractériser le délaminage des matériaux composites [18, 19, 60, 75, 120]. C'est une éprouvette TDCB qui est considérée pour le cas de résine pure afin de pouvoir comparer les résultats avec les essais réalisés dans cette thèse. A travers ces deux éprouvettes, l'objectif est de rendre compte des différences entre une éprouvette de résine pure et une éprouvette de composite stratifié. Compte-tenu de la symétrie du problème, seule une demi géométrie est considérée. Elles sont présentées sur les Figures 30a et 30b. Dans le cas TDCB, la demi géométrie TDCB utilisée est de longueur  $L = 100\ \text{mm}$ , la petite hauteur  $h = 30\ \text{mm}$  et la grande hauteur est de  $H = 45\ \text{mm}$  [47] (Figure 30a). Le matériau considéré est la résine avec une rigidité de  $E = 3.1\ \text{GPa}$  et un coefficient de Poisson  $\nu = 0.35$ . La pointe de la fissure est mobile et varie entre  $30\ \text{mm}$  et  $80\ \text{mm}$ . Un déplacement est appliqué sur les nœuds de la partie supérieure du trou situé à gauche de l'éprouvette. Les déplacements selon  $U_y$  sont bloqués uniquement sur la partie inférieure droite (qui traduisent l'avancée de la fissure). Le nœud dans le coin en haut à droite est bloqué selon  $U_x$  afin de supprimer totalement les mouvements de corps rigide. Dans le cas DCB stratifié, la hauteur de la demi éprouvette est  $H = 2\ \text{mm}$ . La seconde partie de l'éprouvette représente les plis voisins de l'interface. Les matériaux ont une rigidité de  $E = 3.1\ \text{GPa}$  pour la résine et de  $E = 100\ \text{GPa}$  pour le plis voisins de l'interface (coefficients de poisson égaux à  $\nu = 0.35$  dans les deux cas). Les conditions aux limites sont les mêmes que celles sur TDCB de résine pure (Figure 30b). Afin de respecter les hypothèses des séries de Williams mentionnées dans le second chapitre, les matériaux considérés lors de ces simulations sont supposés élastiques linéaires. Il faut par ailleurs noter que l'épaisseur de l'interface qui est considérée lors de ces simulations ( $0.5\ \text{mm}$ ) n'est sans doute pas réaliste car trop importante. Néanmoins, elle permet de réaliser la projection sur les

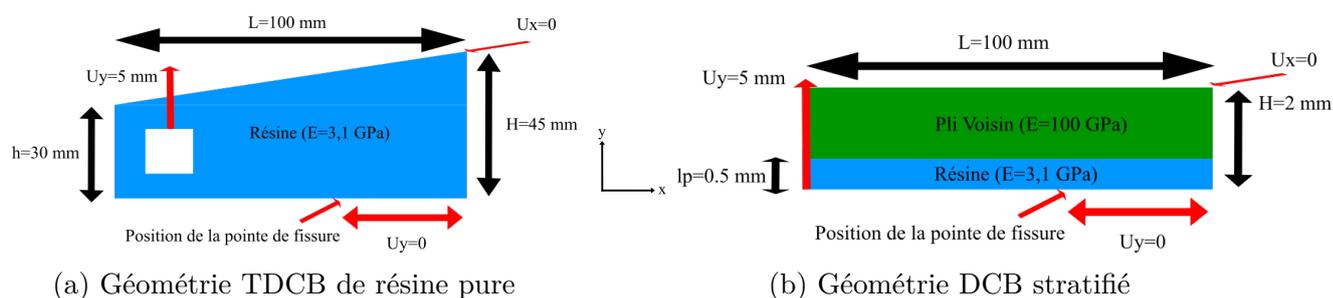


FIGURE 30 – Géométries considérées lors des simulations

séries de Williams avec un nombre suffisant de points de données (nœuds) et donc d'avoir une première estimation de  $T$  et  $B$ .

Les champs de déplacement issus du logiciel élément finis Z-set [1] sont projetés sur les séries de Williams afin d'extraire  $K_I$ ,  $T$  et  $B$ . Une seule zone de projection est considérée et définie par  $R_{max} = 0.4$  mm et  $R_{min} = 0.05$  mm. Ce choix est arbitraire et ne tient pas compte de l'analyse métrologique du chapitre II. En effet, dans le cas de simulations numériques, le maillage considéré est bien plus fin que celui utilisé pour analyser les différents essais. De plus, la géométrie étant réalisée avec deux matériaux différents, la projection doit se faire uniquement dans la résine, les dimensions de la zone de projection sont donc sensiblement plus petites que celles considérées lors de l'analyse des essais. Une valeur de  $R_{max}$  plus faible est donc suffisante pour avoir un nombre de données similaires (1500 nœuds et 1431 éléments) à celle considérée lors de l'analyse des essais.

L'amplitude de chargement pour chaque position de la fissure est ajustée pour obtenir  $K_I = 1$  MPa.m<sup>1/2</sup> de manière à quantifier uniquement l'effet de la géométrie sur les termes non singuliers. Les Figures 31a et 31b montrent les évolutions respectives de  $T$  et de  $B$  en fonction de la position de la fissure dans le repère de l'échantillon. La Figure 31a montre dans le cas TDCB une faible évolution de  $T$  comprise entre 0 et 2 MPa et des valeurs de  $T$  quasi-constantes autour de 3 MPa dans le cas DCB stratifiés. Les écarts entre les deux géométries considérées sont donc très faibles. La Figure 31b montre dans le cas TDCB de résine pure des valeurs de  $B$  négatives et proche de 0 ( $B \approx -20$  MPa.m<sup>-1/2</sup>) et des valeurs importantes et positives ( $B \approx 400$  MPa.m<sup>-1/2</sup>) dans le cas DCB stratifié. Ces résultats montrent que les plis voisins de l'interface ont un effet sur la sollicitation mécanique subie par la résine. Les faibles valeurs de  $T$  indiquent que les plis voisins permettent à la fissure de rester rectiligne. Le module d'Young des plis voisins de l'interface est très important par rapport à celui de la résine, les plis imposent donc leur cinématique pouvant dans ce cas être similaire à de la flexion poutre. La conséquence est une modification du profil d'ouverture menant à des valeurs très importantes de  $B$  ( $B \approx 400$  MPa.m<sup>-1/2</sup>) par rapport au cas TDCB où la fissure se propage dans la résine pure ( $B \approx -20$  MPa.m<sup>-1/2</sup>). Finalement, la sollicitation appliquée à la pointe de la fissure dans le cas TDCB de résine pure diffère de celle qui est appliquée dans une éprouvette DCB puisque des valeurs de  $B$  très différentes sont observées.

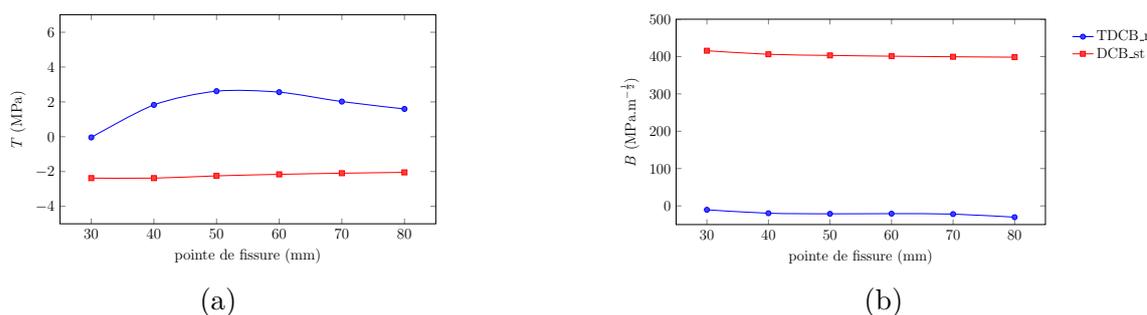


FIGURE 31 – Évolution des termes non singuliers en fonction de la longueur de fissure normalisée : (a)  $T$ , (b)  $B$

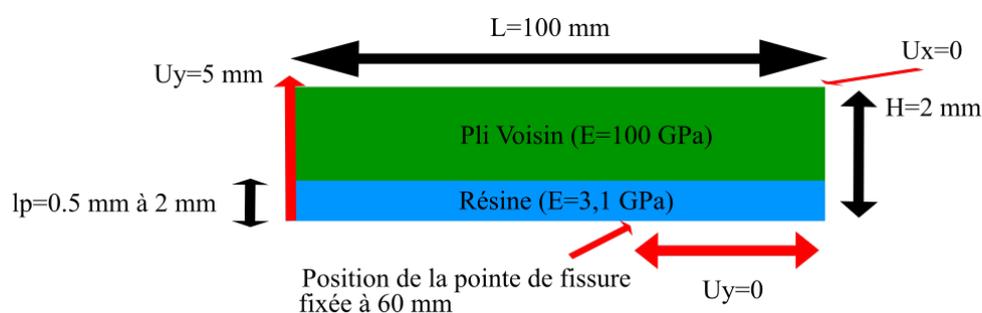


FIGURE 32 – Géométries DCB modifiées

## D.2 Effet des plis voisins de l'interface sur l'identification des paramètres

Par la suite, afin de rendre compte de l'effet des plis voisins de l'interface sur la pointe de fissure et par conséquent sur les termes  $T$  et  $B$ , des simulations complémentaires sont réalisées. Elles sont menées en modifiant l'épaisseur de résine de la géométrie DCB. La hauteur de la demi éprouvette DCB stratifié est de  $H = 2$  mm. L'épaisseur de référence de résine pour cette éprouvette est de 0.5 mm. Le ratio d'épaisseur est défini comme le rapport entre l'épaisseur de résine de la géométrie DCB stratifié modifiée considérée et l'épaisseur de référence de résine. En particulier, un ratio d'épaisseur de 1 correspond à la géométrie DCB stratifié considérée dans la partie précédente avec une épaisseur de résine de 0.5 mm. Ainsi, quatre épaisseurs de résine sont considérées. Contrairement aux simulations précédentes sur DCB stratifié, la position de la pointe de fissure est fixe et positionnée à 60 mm, l'objectif étant uniquement de voir l'influence de l'épaisseur de résine. Les autres paramètres sont les mêmes que ceux utilisés dans la simulation DCB précédente. La géométrie considérée est celle présentée sur la Figure 32.

Les Figures 33a et 33b montrent les évolutions de  $T$  et  $B$  en fonction du ratio d'épaisseur de résine pour les différentes géométries considérées. La Figure 33b montre une diminution importante de  $B$  avec l'augmentation de l'épaisseur de résine. Dans le cas de référence (épaisseur de référence vaut 0.5 mm), les valeurs de  $B$  sont très importantes

aux alentours de  $400 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{-\frac{1}{2}}$ . Pour un ratio d'épaisseur supérieur à 1.7, les valeurs de  $B$  dans le cas DCB modifié deviennent inférieures à celles évaluées sur le cas TDCB de résine pure. La droite verticale en pointillées correspond au ratio dit limite de 1.7. Ce dernier permet d'avoir des valeurs de  $B$  similaires entre DCB modifié et TDCB de résine pure ( $B \approx -20 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{-\frac{1}{2}}$ ). La Figure 33a montre une augmentation de  $T$  avec l'épaisseur de résine. Pour la géométrie DCB modifiée, dans le cas de l'épaisseur de référence (0.5 mm) la valeur de  $T$  est négative. Dans le cas d'une géométrie DCB modifiée avec un ratio d'épaisseur de 1.7, les valeurs de  $T$  sont aux proches des 10 MPa. Finalement, plus un matériau avec une rigidité élevée ici les plis voisins de l'interface est proche de l'interface, plus les valeurs de  $B$  sont importantes car le profil d'ouverture est modifié. Pour comparer  $K_{IC}$  de manière intrinsèque entre une éprouvette de résine pure et une éprouvette DCB stratifié composite, il est nécessaire d'avoir des valeurs de  $B$  très importantes. D'après la littérature et en particulier de Kumar *et al.* [74], des valeurs de  $B$  importantes peuvent être obtenues sur une géométrie single edged notched tension (SENT) de résine pure.

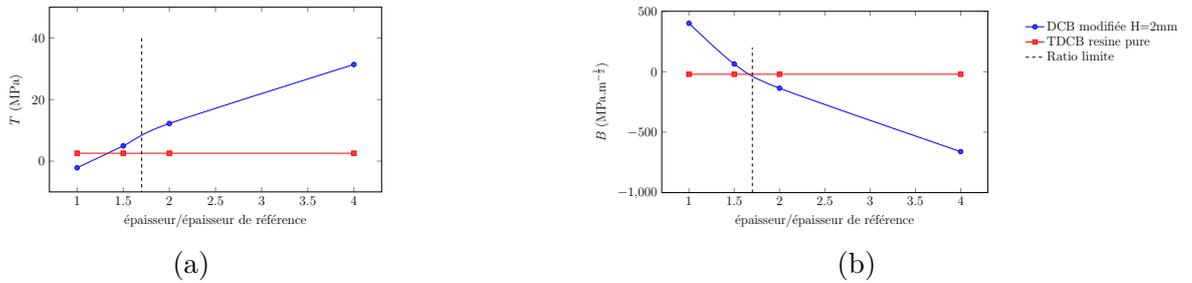


FIGURE 33 – Évolution des termes non singuliers en fonction du ratio d'épaisseur de résine : (a)  $T$ , (b)  $B$

C'est pourquoi de nouvelles simulations sont réalisées avec différentes géométries de type SENT pour évaluer les valeurs de  $T$  et  $B$  et les comparer avec le cas DCB stratifié étudié précédemment. Comme lors des simulations précédentes, le problème étant symétrique, une demi géométrie est considérée. La géométrie a une hauteur de résine  $lp$  variable entre 5 mm et 90 mm pour une hauteur totale variant entre 10 mm et 100 mm. La seconde partie de la géométrie est constituée d'aluminium avec un module d'Young de  $E = 70 \text{ GPa}$ . La largeur de l'éprouvette est de 40 mm, la position de la pointe de fissure est variable entre 10 mm et 35 mm. Le déplacement au nœud en bas à droite est nul selon  $x$ . Un déplacement est appliqué sur les nœuds supérieurs de la géométrie. Les déplacements selon  $U_y$  sont bloqués uniquement sur la partie inférieure droite. La Figure 34 montre la géométrie considérée. Les Figures 35a et 35b montrent les évolutions de  $T$  et  $B$  en fonction position de la pointe de fissure pour les géométries SENT, DCB stratifié et TDCB de résine pure. La Figure 35a montre que plus la hauteur de résine est faible plus les valeurs de  $T$  sont grandes en valeurs absolues et négatives, ce qui est cohérent avec les précédentes simulations. Dans toutes les configurations de la géométrie SENT, les valeurs de  $T$  sont négatives ce qui permet de garantir une propagation de fissure stable en direction d'après la littérature [92]. Cependant, ces valeurs sont légèrement différentes

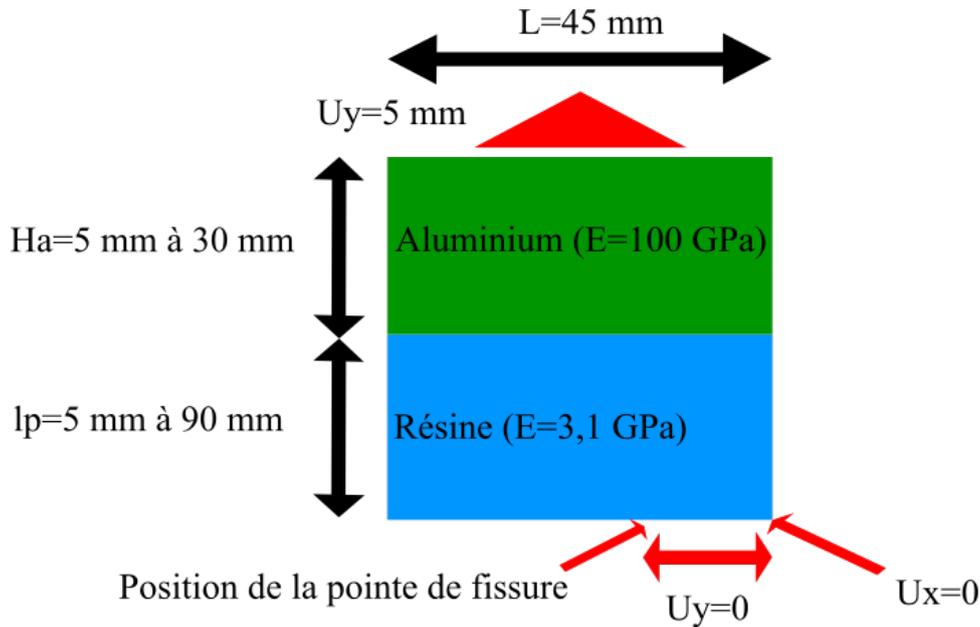
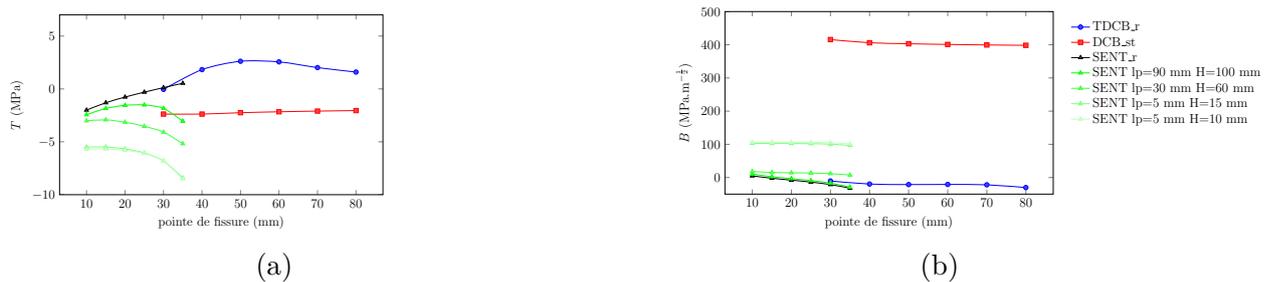


FIGURE 34 – Géométries SENT

FIGURE 35 – Évolution des termes non singuliers suivant la position de la pointe de fissure pour différentes géométries : (a)  $T$ , (b)  $B$ 

de celles évaluées sur les géométries TDCB de résine pure et DCB stratifiée. La Figure 35b montre que plus la hauteur de résine est faible, plus les valeurs de  $B$  sont importantes comme dans le cas DCB stratifié. Par exemple une hauteur de résine  $lp = 5$  mm permet d'obtenir des valeurs de  $B$  de plus de  $100 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{-\frac{1}{2}}$ . Ces valeurs bien qu'inférieures à celles évaluées sur DCB stratifié, permettent de se rapprocher des sollicitations subies par la résine dans un composite stratifié.

Finalement, ces différentes simulations numériques ont appuyé les résultats expérimentaux en mettant en évidence des valeurs de  $T$  et  $B$  similaires à celles évaluées lors des essais sous chargements quasi-statiques sur la géométrie TDCB. De plus, comme observé expérimentalement, des différences de  $T$  et  $B$  suivant l'éprouvette considérée montrent leurs intérêts pour caractériser les effets de structure. Les différences observées sur les valeurs de  $B$  entre les cas de composite stratifié et de résine pure mettent en évidence

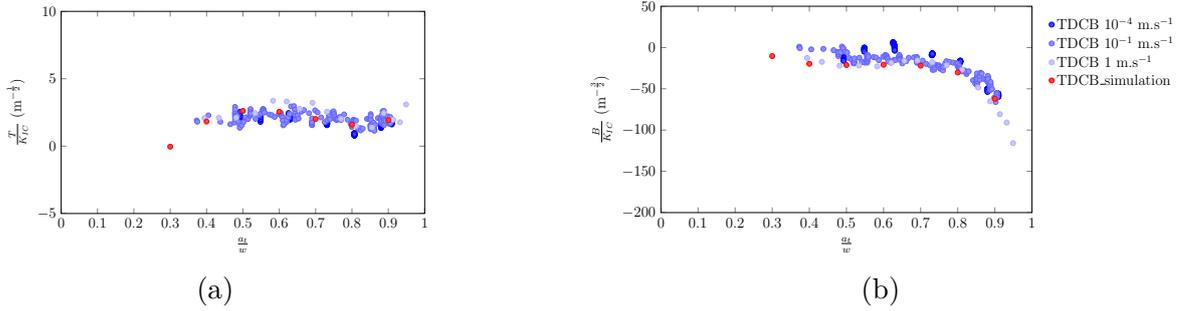


FIGURE 36 – Évolution des ratios  $\frac{T}{K_{IC}}$  et  $\frac{B}{K_{IC}}$  suivant la longueur de fissure normalisée (par la longueur totale de l'éprouvette) entre les simulations et les résultats d'essais

l'influence des plis voisins de l'interface sur la résine. Cependant, comme décrit précédemment, dans le cas d'un composite stratifié les valeurs de  $B$  sont très importantes, les valeurs de  $K_{IC}$  obtenues pour ces deux éprouvettes ne sont donc pas intrinsèques car dépendent de la géométrie considérée. Pour palier à ce problème, il serait intéressant d'utiliser une autre géométrie soit uniquement de résine pure soit de résine pure avec ajout de raidisseur pour avoir des valeurs de  $B$  qui se rapprochent de celles évaluées sur DCB stratifié. La géométrie SENT est une géométrie prometteuse pour obtenir cette gamme de valeurs de  $B$ .

### D.3 Tentative de comparaison entre les simulations et les essais : TDCB de résine pure

Pour appuyer les résultats des simulations précédentes, une comparaison entre les résultats des simulations et ceux des essais à faibles vitesses est réalisée bien que les conditions aux limites soient différentes. L'objectif est de comparer les ratios  $\frac{T}{K_{IC}}$  et  $\frac{B}{K_{IC}}$  pour la géométrie TDCB de résine pure. Les Figures 36a et 36b montrent les évolutions de ces ratios en fonction d'une longueur de fissure normalisée par la longueur totale de l'éprouvette (pour faciliter la comparaison). Pour ces deux ratios, des valeurs similaires sont obtenues entre les simulations et les essais. En particulier, la diminution du ratio  $\frac{B}{K_{IC}}$  en fin de propagation de fissure est observée dans les deux cas, ce qui peut s'expliquer par l'influence des effets de bords.

## E Les différents modèles considérés

Le modèle le plus pertinent a été présenté dans la partie IV-2.4 et considère les données post-instabilités en découplant les termes non singuliers de la vitesse de propagation de fissure. Le second modèle qui met en avant un couplage entre les termes non singuliers et la vitesse de propagation de fissure est développé dans cette annexe. Pour ces deux modèles, les valeurs pré ou post-instabilités peuvent être considérés en quasi-statique. Le second cas est en considérant ce second modèle avec les valeurs post-instabilités, il est défini via l'équation 15 et représenté sur les Figures 37a à 38b.

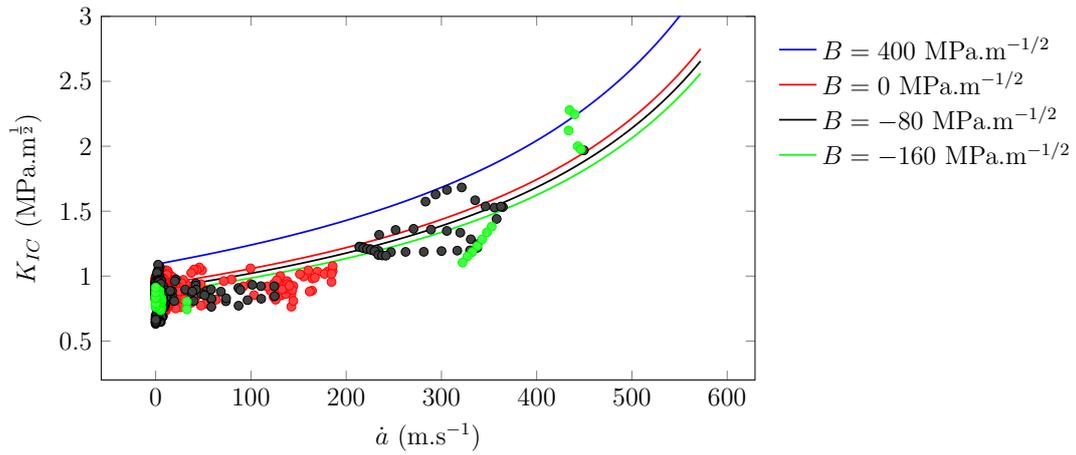
$$K_{IC}(T, B, \dot{a}) = \frac{-1.9^{\pm 0.6} \times 10^{-3} T + 0.4^{\pm 0.03} \times 10^{-3} B + 0.93^{\pm 0.01}}{\left(1 - \left(\frac{\dot{a}}{c_r}\right)^{0.98^{\pm 0.01}}\right)} \quad (15)$$

Par la suite un troisième cas est considéré et défini via l'équation 16. Il considère le modèle 1 en découplant les termes non singuliers de la vitesse de propagation de fissure et en prenant en compte les valeurs pré-instabilités en quasi-statique. Les Figures 39a à 40b représentent ce troisième cas.

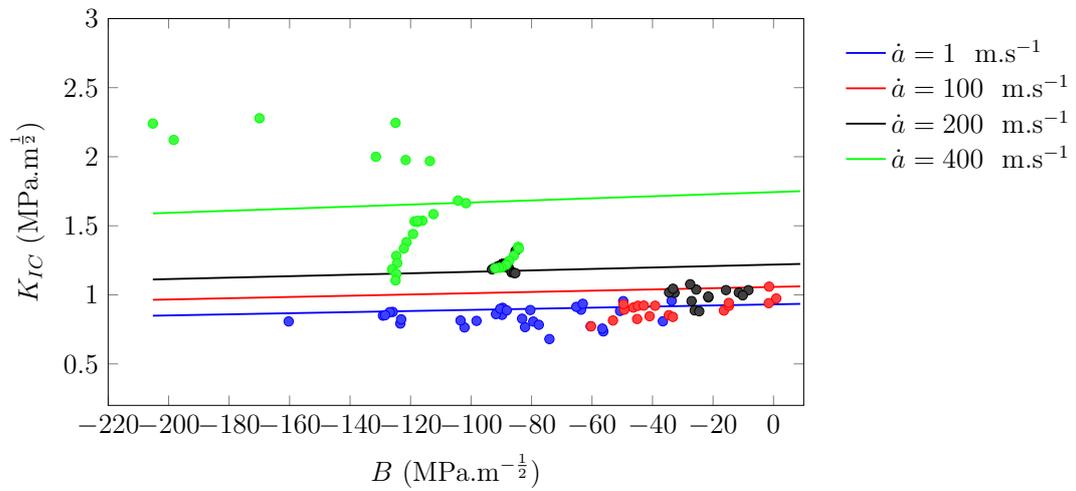
$$K_{IC}(T, B, \dot{a}) = -5^{\pm 0.6} \times 10^{-3} T + 0.12^{\pm 0.02} \times 10^{-3} B + \frac{1.07^{\pm 0.00}}{\left(1 - \left(\frac{\dot{a}}{c_r}\right)^{1.31^{\pm 0.02}}\right)} \quad (16)$$

Un dernier cas est défini via l'équation 17. Il considère le modèle 2 en couplant les termes non singuliers à la vitesse de propagation de fissure et en prenant en compte les valeurs pré-instabilités en quasi-statique. Ce dernier cas est représenté sur les Figures 41a à 42b.

$$K_{IC}(T, B, \dot{a}) = \frac{-5^{\pm 0.6} \times 10^{-3} T + 0.12^{\pm 0.02} \times 10^{-3} B + 1.07^{\pm 0.00}}{\left(1 - \left(\frac{\dot{a}}{c_r}\right)^{1.27^{\pm 0.02}}\right)} \quad (17)$$

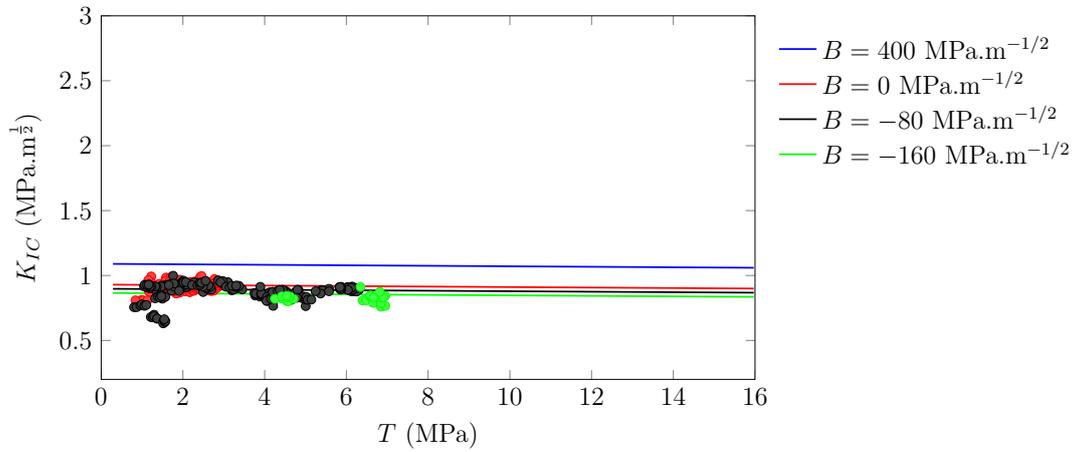


(a)

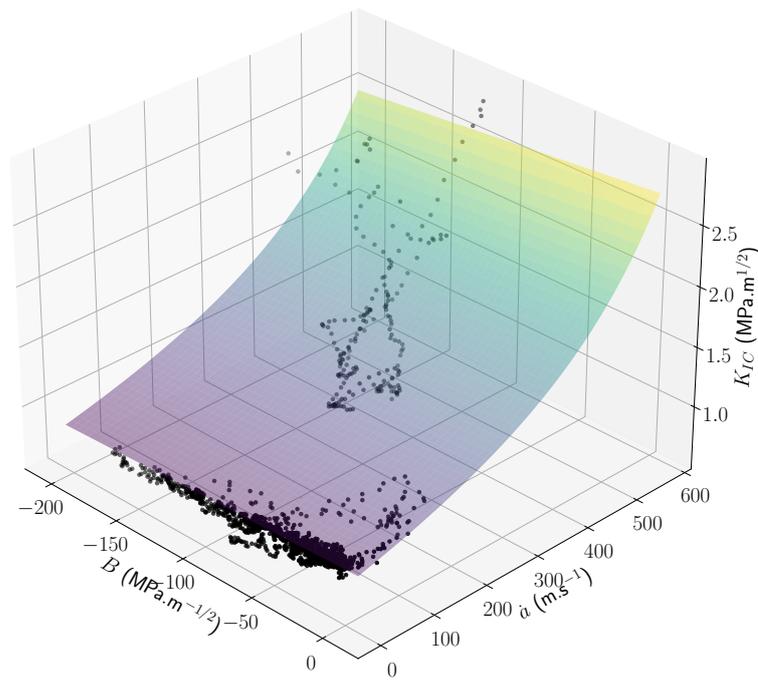


(b)

FIGURE 37 – Évolution de  $K_{IC}$  en fonction de respectivement  $\dot{a}$  et  $B$  à  $T$  nul ( $T \in [0 - 7]$  MPa pour les données expérimentales)



(a) Évolution de  $K_{IC}$  en fonction de  $T$  à  $\dot{a}$  nul ( $\dot{a} < 1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  pour les données expérimentales)



(b) Évolution de  $K_{IC}$  en fonction de  $\dot{a}$  et  $B$  à  $T$  nul ( $T \in [0 - 7]$  MPa pour les données expérimentales)

FIGURE 38 – Évolution de  $K_{IC}$  pour différentes tranches du modèle

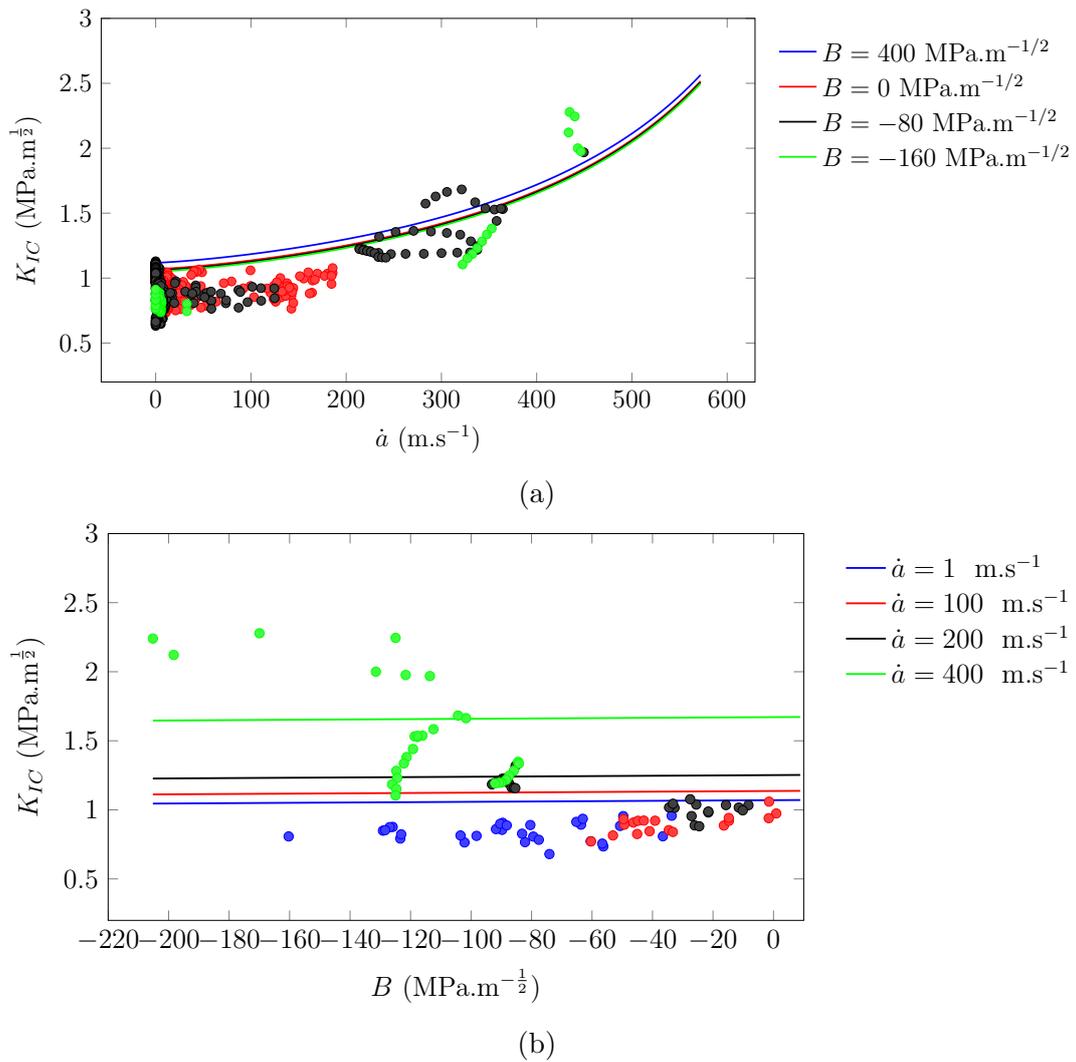
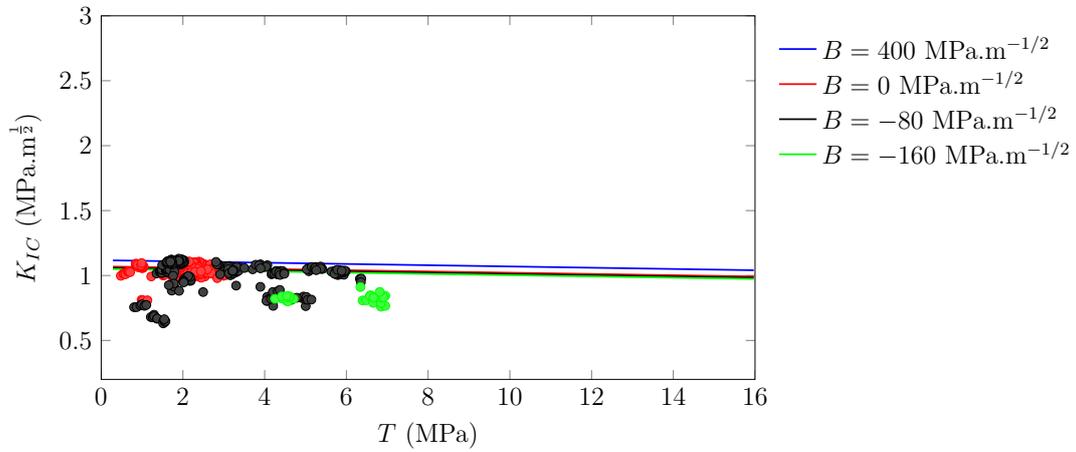
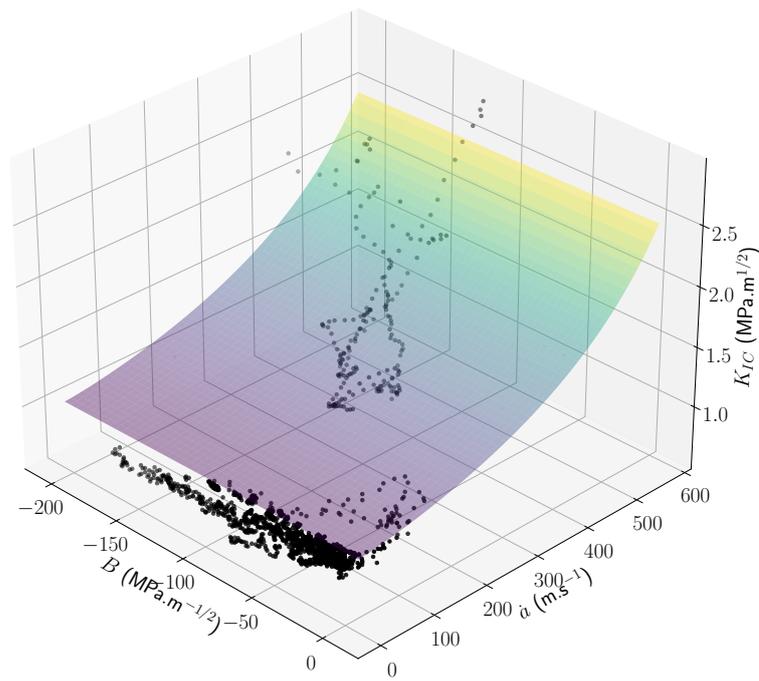


FIGURE 39 – Évolution de  $K_{IC}$  en fonction de respectivement  $\dot{a}$  et  $B$  à  $T$  nul ( $T \in [0 - 7]$  MPa pour les données expérimentales)

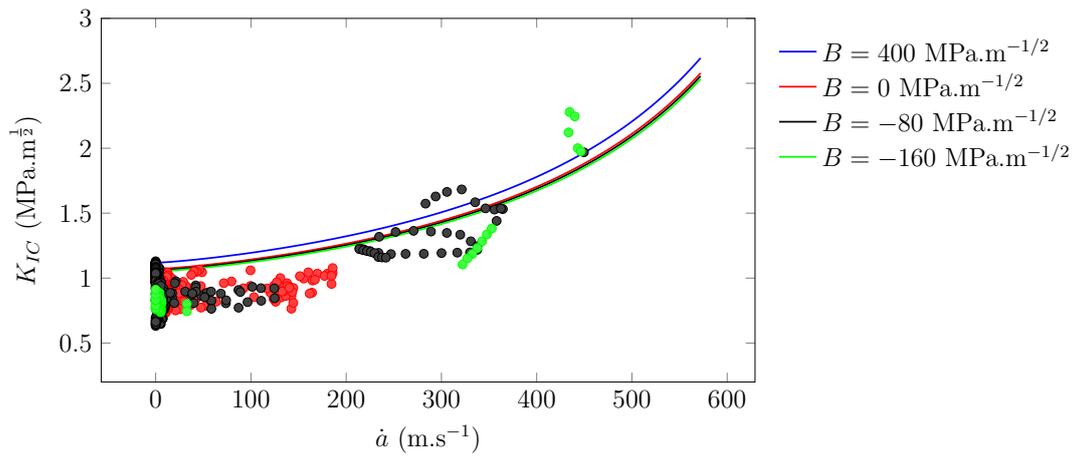


(a) Évolution de  $K_{IC}$  en fonction de  $T$  à  $\dot{a}$  nul ( $\dot{a} < 1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  pour les données expérimentales)

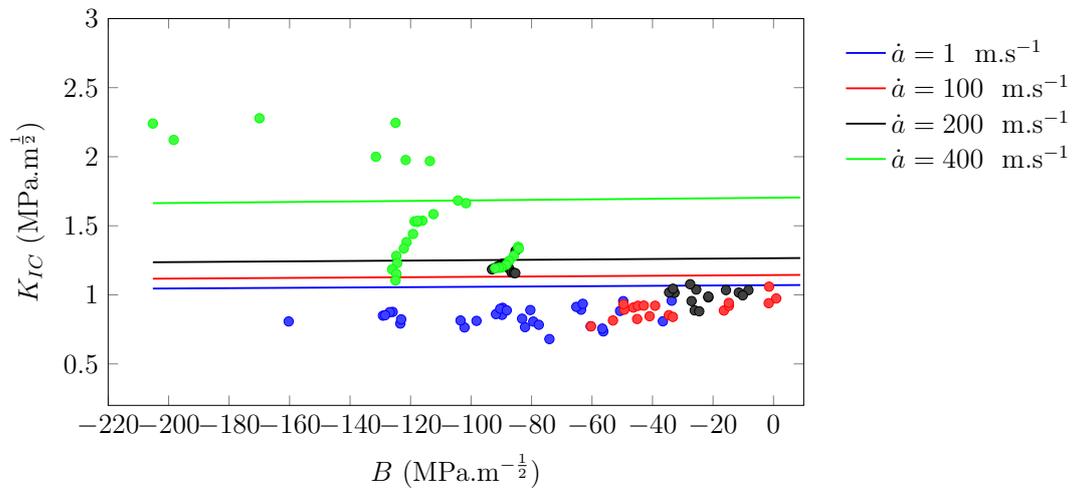


(b) Évolution de  $K_{IC}$  en fonction de  $\dot{a}$  et  $B$  à  $T$  nul ( $T \in [0 - 7]$  MPa pour les données expérimentales)

FIGURE 40 – Évolution de  $K_{IC}$  pour différentes tranches du modèle

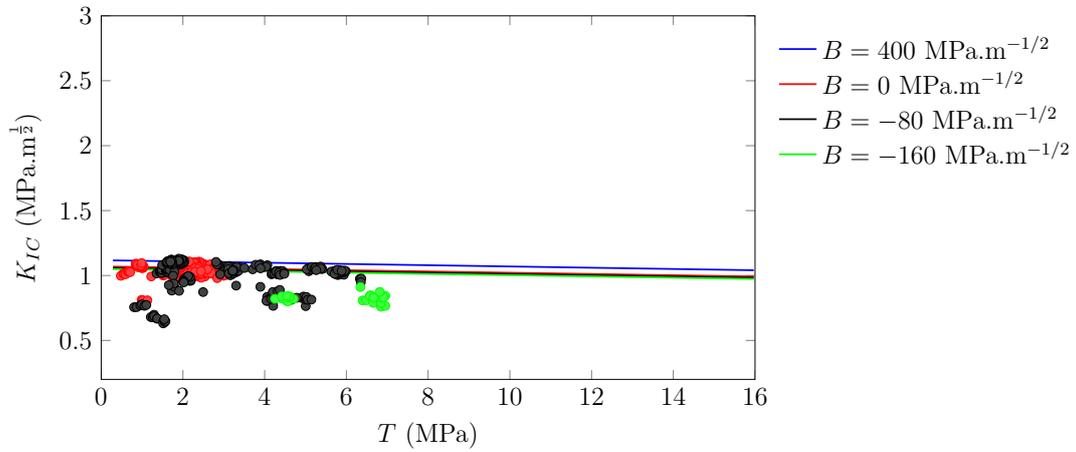


(a)

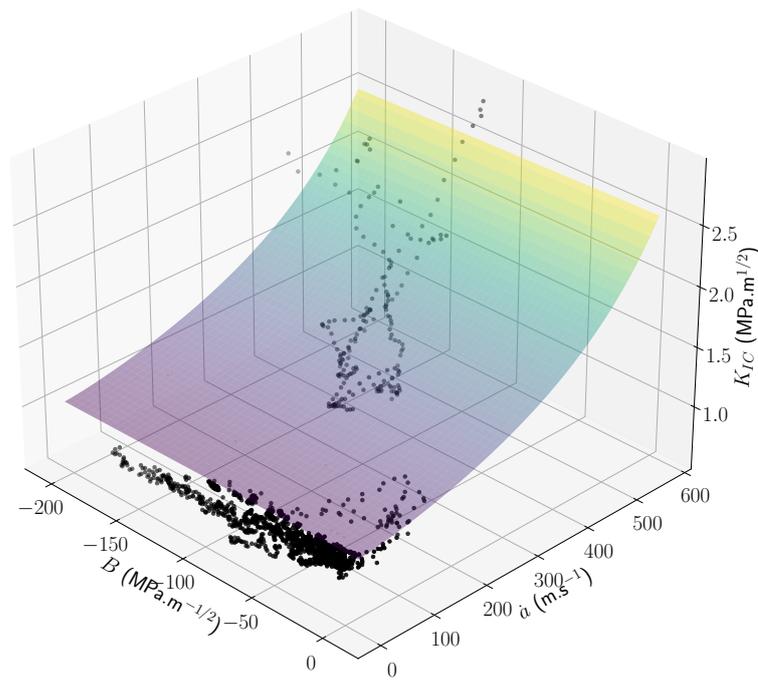


(b)

FIGURE 41 – Évolution de  $K_{IC}$  en fonction de respectivement  $\dot{a}$  et  $B$  à  $T$  nul ( $T \in [0 - 7]$  MPa pour les données expérimentales)



(a) Évolution de  $K_{IC}$  en fonction de  $T$  à  $\dot{a}$  nul ( $\dot{a} < 1$  m.s<sup>-1</sup> pour les données expérimentales)



(b) Évolution de  $K_{IC}$  en fonction de  $\dot{a}$  et  $B$  à  $T$  nul ( $T \in [0 - 7]$  MPa pour les données expérimentales)

FIGURE 42 – Évolution de  $K_{IC}$  pour différentes tranches du modèle

# Bibliographie

- [1] Z-set | Non-linear material & structure analysis suite. URL <http://www.zset-software.com/>.
- [2] Standard test method for poisson's ratio at room temperatures. *ASTM E132-92, Annual Book of ASTM Standards*, 03.01 :323–325, 1993.
- [3] AA Aliyu and IM Daniel. *Effects of strain rate on delamination fracture toughness of graphite/epoxy*. ASTM International, 1985.
- [4] Majid R Ayatollahi and Mostafa Moazzami. Digital image correlation method for calculating coefficients of williams expansion in compact tension specimen. *Optics and Lasers in Engineering*, 90 :26–33, 2017.
- [5] Majid R Ayatollahi, Morteza Nejati, and Saeid Ghouli. The finite element over-deterministic method to calculate the coefficients of crack tip asymptotic fields in anisotropic planes. *Engineering Fracture Mechanics*, 231 :106982, 2020.
- [6] MR Ayatollahi and J Akbardoost. Size and geometry effects on rock fracture toughness : mode I fracture. *Rock mechanics and rock engineering*, 47 :677–687, 2014.
- [7] MR Ayatollahi and M Nejati. An over-deterministic method for calculation of coefficients of crack tip asymptotic field from finite element analysis. *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, 34(3) :159–176, 2011.
- [8] MR Ayatollahi, MJ Pavier, and DJ Smith. Mode I cracks subjected to large T-stresses. *International Journal of Fracture*, 117 :159–174, 2002.
- [9] MR Ayatollahi, M Rashidi Moghaddam, SMJ Razavi, and Filippo Berto. Geometry effects on fracture trajectory of pmma samples under pure mode-I loading. *Engineering Fracture Mechanics*, 163 :449–461, 2016.
- [10] S Bandyopadhyay. Review of the microscopic and macroscopic aspects of fracture of unmodified and modified epoxy resins. *Materials Science and Engineering : A*, 125(2) :157–184, 1990.
- [11] Salim Benmedakhene, M Kenane, and ML Benzeggagh. Initiation and growth of delamination in glass/epoxy composites subjected to static and dynamic loading by

- acoustic emission monitoring. *Composites science and technology*, 59(2) :201–208, 1999.
- [12] Jean-Marie Berthelot. Matériaux composites. *Comportement mécanique et analyse des structures*, 4, 1999.
- [13] Hopkinson Bertram. Method of measuring the pressure produced in the detonation of high explosives or by the impact of bullets. *Proc. R. Soc. Lond.*, pages A89411–413, 1914.
- [14] Gilles Besnard, François Hild, and Stéphane Roux. “finite-element” displacement fields analysis from digital images : application to portevin–le châtelier bands. *Experimental mechanics*, 46 :789–803, 2006.
- [15] B.Hopkinson. Plastics : Determination of fracture toughness (G and K) - linear elastic fracture mechanics (lefm) approach. *ISO 13586 :2000(F)*, 2000.
- [16] B.Hopkinson. Fibre-reinforced plastic composites - determination of mode I interlaminar fracture toughness, G, for unidirectionally reinforced materials. *ISO 15024 :2001(E)*, 2001.
- [17] B Blackman and A Kinloch. Fracture tests on structural adhesive joints. In *European Structural Integrity Society*, volume 28, pages 225–267. Elsevier, 2001.
- [18] BRK Blackman, JP Dear, AJ Kinloch, H Macgillivray, Y Wang, JG Williams, and P Yayla. The failure of fibre composites and adhesively bonded fibre composites under high rates of test : Part I mode I loading—experimental studies. *Journal of Materials Science*, 30 :5885–5900, 1995.
- [19] BRK Blackman, AJ Kinloch, Y Wang, and JG Williams. The failure of fibre composites and adhesively bonded fibre composites under high rates of test : Part II mode I loading—dynamic effects. *Journal of Materials Science*, 31 :4451–4466, 1996.
- [20] BRK Blackman, AJ Kinloch, FS Rodriguez Sanchez, WS Teo, and JG Williams. The fracture behaviour of structural adhesives under high rates of testing. *Engineering Fracture Mechanics*, 76(18) :2868–2889, 2009.
- [21] BRK Blackman, AJ Kinloch, FS Rodriguez-Sanchez, and WS Teo. The fracture behaviour of adhesively-bonded composite joints : Effects of rate of test and mode of loading. *International Journal of Solids and Structures*, 49(13) :1434–1452, 2012.
- [22] PW Bland and JP Dear. Observations on the impact behaviour of carbon-fibre reinforced polymers for the qualitative validation of models. *Composites Part A : applied science and manufacturing*, 32(9) :1217–1227, 2001.

- [23] Omar Bouledroua, M Hadj Meliani, and G Pluinage. A review of T-stress calculation methods in fracture mechanics computation. *Nature & Technology/Nature & Technologie*, (15), 2016.
- [24] W Bradley, WJ Cantwell, and Hans Henning Kausch. Viscoelastic creep crack growth : a review of fracture mechanical analyses. *Mechanics of time-dependent materials*, 1 :241–268, 1997.
- [25] TR Brussat, ST Chiu, and S Mostovoy. Fracture mechanics for structural adhesive bonds. *Burbank : Lockheed-California CO*, 1977.
- [26] YJ Chao, S Liu, and BJ Broviak. Brittle fracture : variation of fracture toughness with constraint and crack curving under mode I conditions. *Experimental Mechanics*, 41 :232–241, 2001.
- [27] Yuh-Jin Chao and Xiang H Zhang. Constraint effect in brittle fracture. *ASTM special technical publication*, 1296 :41–60, 1997.
- [28] Hyung Yun Choi, Hsi-Yung T Wu, and Fu-Kuo Chang. A new approach toward understanding damage mechanisms and mechanics of laminated composites due to low-velocity impact : Part II—analysis. *Journal of Composite Materials*, 25(8) : 1012–1038, 1991.
- [29] B Cotterell. Notes on the paths and stability of cracks. *International Journal of Fracture Mechanics*, 2 :526–533, 1966.
- [30] Brian Cotterell and JRf Rice. Slightly curved or kinked cracks. *International journal of fracture*, 16 :155–169, 1980.
- [31] Federica Daghia and Christophe Cluzel. The climbing drum peel test : An alternative to the double cantilever beam for the determination of fracture toughness of monolithic laminates. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 78 :70–83, 2015.
- [32] David A Dillard, David J Pohlit, George C Jacob, J Michael Starbuck, and Rakesh K Kapania. On the use of a driven wedge test to acquire dynamic fracture energies of bonded beam specimens. *The Journal of Adhesion*, 87(4) :395–423, 2011.
- [33] Donald S Dugdale. Yielding of steel sheets containing slits. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 8(2) :100–104, 1960.
- [34] Mark Jonathan Eaton, Rhys Pullin, and Karen Margaret Holford. Acoustic emission source location in composite materials using delta T mapping. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 43(6) :856–863, 2012.
- [35] Elie Eid. *Towards a multi-scale analysis of dynamic failure in architected materials*. PhD thesis, Ecole Centrale de Nantes, 2022.

- [36] Elie Eid, Rian Seghir, and Julien Réthoré. Crack branching at low tip speeds : spilling the T. *Journal of Theoretical, Computational and Applied Mechanics*, 2023.
- [37] Amin Ekhtiyari, René Alderliesten, and Mahmood M Shokrieh. Loading rate dependency of strain energy release rate in mode I delamination of composite laminates. *Theoretical and Applied Fracture Mechanics*, 112 :102894, 2021.
- [38] R Estevez, MGA Tijssens, and E Van der Giessen. Modeling of the competition between shear yielding and crazing in glassy polymers. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 48(12) :2585–2617, 2000.
- [39] John D Ferry. *Viscoelastic properties of polymers*. John Wiley & Sons, 1980.
- [40] Lambert Ben Freund. *Dynamic fracture mechanics*. Cambridge university press, 1998.
- [41] K Friedrich, R Walter, LA Carlsson, AJ Smiley, and JW Gillespie. Mechanisms for rate effects on interlaminar fracture toughness of carbon/epoxy and carbon/peek composites. *Journal of materials science*, 24 :3387–3398, 1989.
- [42] G Gao, S Huang, K Xia, and Z Li. Application of digital image correlation (dic) in dynamic notched semi-circular bend (nscb) tests. *Experimental Mechanics*, 55 : 95–104, 2015.
- [43] X Gao, CF Shih, Viggo Tvergaard, and Alan Needleman. Constraint effects on the ductile-brittle transition in small scale yielding. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 44(8) :1255–1282, 1996.
- [44] A Ghasemi-Ghalebahman, A Abdi Aghdam, S Pirmohammad, and M Hassani Niaki. Experimental investigation of fracture toughness of nanoclay reinforced polymer concrete composite : Effect of specimen size and crack angle. *Theoretical and Applied Fracture Mechanics*, 117 :103210, 2022.
- [45] RA Gledhill and AJ Kinloch. Mechanics of crack growth in epoxide resins. *Polymer Engineering & Science*, 19(2) :82–88, 1979.
- [46] RA Gledhill, AJ Kinloch, S Yamini, and RJ Young. Relationship between mechanical properties of and crack progogation in epoxy resin adhesives. *Polymer*, 19(5) : 574–582, 1978.
- [47] Thiago Melo Grabois, Jan Negggers, Laurent Ponson, François Hild, and Romildo Dias Toledo Filho. On the validation of integrated dic with tapered double cantilever beam tests. *Engineering Fracture Mechanics*, 191 :311–323, 2018.
- [48] David Grégoire, Hubert Maignre, Julien Rethore, and Alain Combescure. Dynamic crack propagation under mixed-mode loading–comparison between experiments and x-fem simulations. *International journal of solids and structures*, 44(20) :6517–6534, 2007.

- [49] Alan Arnold Griffith. VI. the phenomena of rupture and flow in solids. *Philosophical transactions of the royal society of london. Series A, containing papers of a mathematical or physical character*, 221(582-593) :163–198, 1921.
- [50] C Guo and CT Sun. Dynamic mode-I crack-propagation in a carbon/epoxy composite. *Composites Science and Technology*, 58(9) :1405–1410, 1998.
- [51] M Gupta, RC Alderliesten, and R Benedictus. A review of T-stress and its effects in fracture mechanics. *Engineering Fracture Mechanics*, 134 :218–241, 2015.
- [52] G.Yaniv and I.M.Daniel. Height-tapered double cantilever beam specimen for study of rate effects on fracture toughness of composites. In *Composite materials : testing and design (Eighth Conference)*. ASTM International, 1988.
- [53] Rami Hamam, François Hild, and Stéphane Roux. Stress intensity factor gauging by digital image correlation : Application in cyclic fatigue. *Strain*, 43(3) :181–192, 2007.
- [54] R Harilal, CP Vyasarayani, and M Ramji. A linear least squares approach for evaluation of crack tip stress field parameters using dic. *Optics and Lasers in Engineering*, 75 :95–102, 2015.
- [55] Robert Nobbs Haward. *The physics of glassy polymers*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [56] HD.Bui. *Mécanique de la rupture fragile*. Masson, 1978.
- [57] Raphael Heinzmann, Rian Seghir, Syed-Yasir Alam, and Julien Réthoré. Experimental investigation of the alternate recurrence of quasi-static and dynamic crack propagation in pmma. *hal-04149446*, 2023.
- [58] Justus Hoffmann, Hao Cui, and Nik Petrinic. Determination of the strain-energy release rate of a composite laminate under high-rate tensile deformation in fibre direction. *Composites Science and Technology*, 164 :110–119, 2018.
- [59] Cédric Huchette. *Sur la complémentarité des approches expérimentales et numériques pour la modélisation des mécanismes d'endommagement des composites stratifiés*. PhD thesis, Université Paris 6, 2005.
- [60] G Hug, P Thevenet, J Fitoussi, and D Baptiste. Effect of the loading rate on mode I interlaminar fracture toughness of laminated composites. *Engineering Fracture Mechanics*, 73(16) :2456–2462, 2006.
- [61] IM.Daniel, I.Shareef, and AA.Aliyu. Rate effects on delamination fracture toughness of a toughened graphite/epoxy. In *Toughened composites*. ASTM International, 1987.
- [62] GR Irwin. Fracture handbuch der physik VI. *Flugge Ed. Springer*, 106, 1958.

- [63] ISO. Plastics : Determination of tensile properties - part 1 : General principles, nf en iso 527-1 :2012(f). 2012.
- [64] ISO. Plastics : Determination of tensile properties - part 2 : Test conditions for moulding and extrusion plastics, nf en iso 527-1 :2012(f). 2012.
- [65] J-B.Lebond. *Mécanique de la rupture fragile et ductile*. Lavoisier, 2004.
- [66] Han Jiang, Jianwei Zhang, Zhuoran Yang, Chengkai Jiang, and Guozheng Kang. Modeling of competition between shear yielding and crazing in amorphous polymers' scratch. *International Journal of Solids and Structures*, 124 :215–228, 2017.
- [67] Vincent Joudon. *Caractérisation expérimentale de l'initiation et de la propagation de fissure dans une résine époxy sous chargement dynamique*. PhD thesis, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, 2014.
- [68] Vincent Joudon, Gérald Portemont, Franck Lauro, and Bruno Bennani. Experimental procedure to characterize the mode I dynamic fracture toughness of advanced epoxy resins. *Engineering Fracture Mechanics*, 126 :166–177, 2014.
- [69] RP Kambour. A review of crazing and fracture in thermoplastics. *Journal of Polymer Science : Macromolecular Reviews*, 7(1) :1–154, 1973.
- [70] Chaosuan Kanchanomai, Suparat Rattananon, and M Soni. Effects of loading rate on fracture behavior and mechanism of thermoset epoxy resin. *Polymer Testing*, 24(7) :886–892, 2005.
- [71] MF Kanninen, PE O'Donoghue, CH Popelar, and VH Kenner. A viscoelastic fracture mechanics assessment of slow crack growth in polyethylene gas distribution pipe materials. *Engineering fracture mechanics*, 36(6) :903–918, 1990.
- [72] Anthony J Kinloch and Anthony J Kinloch. *Adhesion and adhesives : science and technology*. Springer Science & Business Media, 1987.
- [73] MS Kirugulige and HV Tippur. Measurement of fracture parameters for a mixed-mode crack driven by stress waves using image correlation technique and high-speed digital photography. *Strain*, 45(2) :108–122, 2009.
- [74] Bhawesh Kumar, S Chitsiriphanit, and CT Sun. Significance of K-dominance zone size and nonsingular stress field in brittle fracture. *Engineering Fracture Mechanics*, 78(9) :2042–2051, 2011.
- [75] Takayuki Kusaka, Masaki Hojo, Yiu-Wing Mai, Tomoaki Kurokawa, Taketoshi Nojima, and Shojiro Ochiai. Rate dependence of mode I fracture behaviour in carbon-fibre/epoxy composite laminates. *Composites Science and Technology*, 58(3-4) : 591–602, 1998.

- [76] MJ Laffan, ST Pinho, P Robinson, and AJ McMillan. Translaminar fracture toughness : The critical notch tip radius of 0 plies in cfrp. *Composites Science and Technology*, 72(1) :97–102, 2011.
- [77] Bastien Lammens, Gérald Portemont, Julien Berthe, Rian Seghir, and Julien Réthoré. Determining singular and non-singular williams’ expansion terms from full-field measurements : Consideration of structural effects on fracture behaviour. *Theoretical and Applied Fracture Mechanics*, page 104304, 2024.
- [78] JH Lee, HK Choi, SS Kim, JU Cho, G Zhao, C Cho, and D Hui. A study on fatigue fracture at double and tapered cantilever beam specimens bonded with aluminum foams. *Composites Part B : Engineering*, 103 :139–145, 2016.
- [79] S. Li and TP. Chu. Ultrasonic 3d reconstruction of cfrp panel delaminations. In *Proceedings of the ASNT & Conference-Quality Testing Show*, pages 1–6, 2012.
- [80] Teddy Lisle. *Analyse par thermographie infrarouge de l’endommagement des structures composites sous sollicitations quasi statiques*. PhD thesis, Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2014.
- [81] Commissariat à l’énergie atomique et aux énergies alternatives (CEA). Site web de cast3m. [http ://www-cast3m.cea.fr/index.php](http://www-cast3m.cea.fr/index.php), 2020.
- [82] JJM Machado, A Hayashi, Y Sekigushi, RDSG Campilho, EAS Marques, C Sato, and Lucas FM da Silva. Dynamic behaviour in mode I fracture toughness of cfrp as a function of temperature. *Theoretical and Applied Fracture Mechanics*, 103 : 102257, 2019.
- [83] David J Macon and Gregory L Anderson. Kinetic energy corrections for slip-stick behavior in brittle adhesives. *Journal of applied polymer science*, 86(8) :1821–1828, 2002.
- [84] Yiu-Wing Mai, Anthony G Atkins, and Robert M Caddell. On the stability of cracking in tapered dcb testpieces. *International journal of fracture*, 11 :939–953, 1975.
- [85] S Mall, GE Law, and M Katouzian. Loading rate effect on interlaminar fracture toughness of a thermoplastic composite. *Journal of composite materials*, 21(6) : 569–579, 1987.
- [86] GP Marshall, L Ho Coutts, and JG Williams. Temperature effects in the fracture of pmma. *Journal of Materials Science*, 9 :1409–1419, 1974.
- [87] Yu G Matvienko. The effect of out-of-plane constraint in terms of the T-stress in connection with specimen thickness. *Theoretical and Applied Fracture Mechanics*, 80 :49–56, 2015.

- [88] D Maugis. Subcritical crack growth, surface energy, fracture toughness, stick-slip and embrittlement. *Journal of materials Science*, 20 :3041–3073, 1985.
- [89] Michael May. Measuring the rate-dependent mode I fracture toughness of composites—a review. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 81 :1–12, 2016.
- [90] Catherine Anne McCarroll. High rate fracture toughness measurement of laminated composites. 2011.
- [91] SA Medina, EV González, N Blanco, J Pernas-Sánchez, and JA Artero-Guerrero. Guided double cantilever beam test method for intermediate and high loading rates in composites. *International Journal of Solids and Structures*, 264 :112118, 2023.
- [92] M Hadj Meliani, Z Azari, G Pluvinage, and Y Matvienko. New approach for the T-stress estimation for specimens with a u-notch. *CP2009, September*, 2009.
- [93] Toshiyuki Meshii and Tomohiro Tanaka. Experimental t33-stress formulation of test specimen thickness effect on fracture toughness in the transition temperature region. *Engineering Fracture Mechanics*, 77(5) :867–877, 2010.
- [94] Gajanan P Mogadpalli and Venkitanarayanan Parameswaran. Determination of stress intensity factor for cracks in orthotropic composite materials using digital image correlation. *Strain*, 44(6) :446–452, 2008.
- [95] Qays Nazarali and Xin Wang. The effect of T-stress on crack-tip plastic zones under mixed-mode loading conditions. *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, 34(10) :792–803, 2011.
- [96] Robin Olsson. Mass criterion for wave controlled impact response of composite plates. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 31(8) :879–887, 2000.
- [97] Robin Olsson, Mauricio V Donadon, and Brian G Falzon. Delamination threshold load for dynamic impact on plates. *International Journal of solids and structures*, 43(10) :3124–3141, 2006.
- [98] Sota Oshima, Akinori Yoshimura, Yoshiyasu Hirano, and Toshio Ogasawara. Experimental method for mode I fracture toughness of composite laminates using wedge loaded double cantilever beam specimens. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 112 :119–125, 2018.
- [99] A Taylor Owens and Hareesh V Tippur. Mixed-mode dynamic fracture behavior of a rubber toughened epoxy adhesive under stress wave loading. *Engineering Fracture Mechanics*, 276 :108833, 2022.

- [100] Jean-Charles Passieux, Anthony Gravouil, Julien Réthoré, and Marie-Christine Baietto. Direct estimation of generalized stress intensity factors using a three-scale concurrent multigrid x-fem. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 85(13) :1648–1666, 2011.
- [101] Jean-Charles Passieux, Julien Réthoré, Anthony Gravouil, and Marie-Christine Baietto. Local/global non-intrusive crack propagation simulation using a multigrid x-fem solver. *Computational Mechanics*, 52(6) :1381–1393, 2013.
- [102] Raymond A Pearson and Albert F Yee. Toughening mechanisms in thermoplastic-modified epoxies : 1. modification using poly (phenylene oxide). *polymer*, 34(17) : 3658–3670, 1993.
- [103] K Ravi-Chandar and M Balzano. On the mechanics and mechanisms of crack growth in polymeric materials. *Engineering fracture mechanics*, 30(5) :713–727, 1988.
- [104] Masoud Razavi, Shiwang Cheng, Da Huang, Shufan Zhang, and Shi-Qing Wang. Craze and yielding in glassy polymers of high molecular weight. *Polymer*, 197 : 122445, 2020.
- [105] Seyed Mohammad Javad Razavi, MR Ayatollahi, and F Berto. A synthesis of geometry effect on brittle fracture. *Engineering Fracture Mechanics*, 187 :94–102, 2018.
- [106] Julien Réthoré. *Méthode éléments finis étendus en espace et en temps : application à la propagation dynamique des fissures*. PhD thesis, INSA de Lyon, 2005.
- [107] Julien Réthoré. Automatic crack tip detection and stress intensity factors estimation of curved cracks from digital images. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 103(7) :516–534, 2015.
- [108] Julien Réthoré. Ufreckles, October 2018. Language : eng.
- [109] Julien Réthoré and Rafael Estevez. Identification of a cohesive zone model from digital images at the micron-scale. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 61(6) :1407–1420, 2013.
- [110] Julien Réthoré, François Hild, and Stéphane Roux. Extended digital image correlation with crack shape optimization. *International journal for numerical methods in engineering*, 73(2) :248–272, 2008.
- [111] Stéphane Roux, Julien Réthoré, and François Hild. Digital image correlation and fracture : an advanced technique for estimating stress intensity factors of 2d and 3d cracks. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 42(21) :214004, 2009.

- [112] C Roux-Langlois, A Gravouil, M-C Baietto, Julien Réthoré, F Mathieu, François Hild, and Stéphane Roux. Dlc identification and x-fem simulation of fatigue crack growth based on the williams' series. *International Journal of Solids and Structures*, 53 :38–47, 2015.
- [113] Jonathan J Scholey, Paul D Wilcox, Michael R Wisnom, and Michael I Friswell. Quantitative experimental measurements of matrix cracking and delamination using acoustic emission. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 41(5) : 612–623, 2010.
- [114] AJ Smiley and RB Pipes. Rate effects on mode I interlaminar fracture toughness in composite materials. *Journal of composite materials*, 21(7) :670–687, 1987.
- [115] CT Sun and C Han. A method for testing interlaminar dynamic fracture toughness of polymeric composites. *Composites Part B : Engineering*, 35(6-8) :647–655, 2004.
- [116] Michael A Sutton, WJ Wolters, WH Peters, WF Ranson, and SR McNeill. Determination of displacements using an improved digital correlation method. *Image and vision computing*, 1(3) :133–139, 1983.
- [117] Michael A Sutton, Jean Jose Orteu, and Hubert Schreier. *Image correlation for shape, motion and deformation measurements : basic concepts, theory and applications*. Springer Science & Business Media, 2009.
- [118] JC Thesken. A theoretical and experimental investigation of dynamic delamination in composites. *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, 18(10) : 1133–1154, 1995.
- [119] JC Thesken. A delamination gage for carbon fiber composites. *Experimental mechanics*, 36(4) :388–398, 1996.
- [120] Solver I Thorsson, Anthony M Waas, Joseph Schaefer, Brian Justusson, and Salvatore Liguore. Effects of elevated loading rates on mode I fracture of composite laminates using a modified wedge-insert fracture method. *Composites Science and Technology*, 156 :39–47, 2018.
- [121] Jia-Lin Tsai, C Guo, and CT Sun. Dynamic delamination fracture toughness in unidirectional polymeric composites. *Composites Science and Technology*, 61(1) : 87–94, 2001.
- [122] Tom Vincent-Dospital. *Interfacial fractures : thermal effects and material disorder*. PhD thesis, Strasbourg, 2020.
- [123] James Gordon Williams. *Fracture mechanics of polymers*. Ellis Horwood Limited, Market Cross House, Cooper St, Chichester, West Sussex, PO 19, 1 EB, UK, 1984. 302, 1984.

- [124] Max L Williams. On the stress distribution at the base of a stationary crack. *Journal of Applied Mechanics*, 1957.
- [125] Shuangyan Xu and David A Dillard. Determining the impact resistance of electrically conductive adhesives using a falling wedge test. *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies*, 26(3) :554–562, 2003.
- [126] S Yamini and RJ Young. Stability of crack propagation in epoxy resins. *Polymer*, 18(10) :1075–1080, 1977.
- [127] J. R. Yates, M. Zanganeh, and Y. H. Tai. Quantifying crack tip displacement fields with DIC. *Engineering Fracture Mechanics*, 77(11) :2063–2076, July 2010. ISSN 0013-7944.
- [128] Fenghua Zhou, Jean-Francois Molinari, and Tadashi Shioya. A rate-dependent cohesive model for simulating dynamic crack propagation in brittle materials. *Engineering fracture mechanics*, 72(9) :1383–1410, 2005.

**Titre :** Caractérisation de la décohésion dynamique des matériaux composites à matrice organique (CMO)

**Mots clés :** Fissuration dynamique, facteur d'intensité des contraintes critiques, séries de Williams, termes non-singuliers, corrélation d'images numériques, résine époxy

**Résumé :** Les matériaux composites stratifiés à matrice organique sont utilisés dans le domaine de l'aéronautique pour alléger la masse des structures. Cependant, lors d'un impact sur ce type de matériaux, différents mécanismes d'endommagements peuvent apparaître comme le délaminage. C'est un processus de décohésion macroscopique du milieu interlaminaire qui peut être caractérisé par  $G_{IC}$  (ou  $K_{IC}$ ). La littérature montre une grande disparité dans les mesures du fait d'un découplage incomplet des effets du confinement de la résine par les fibres, des non linéarités de comportement et/ou des effets de vitesse. Ce travail propose d'élaborer un protocole expérimental de caractérisation de résine pure via mesures de champs pour étudier méthodiquement ces couplages. L'objectif est

d'élucider l'impact de la vitesse de propagation de fissure et des effets de structure sur le comportement en fissuration et ainsi étendre l'approche de Griffith aux stratifiés. Différentes géométries d'éprouvette sont utilisées pour reproduire certains effets de structure. Des vitesses de fissuration allant du quasi-statique à la dynamique sont étudiées et l'ensemble des essais sont interprétés au travers de la mécanique élastique linéaire de la rupture et de l'étude des facies. Ce travail propose finalement une modélisation décrivant l'évolution de  $K_{IC}$ , pour la résine Hexply®M21 utilisée dans l'aéronautique, à partir des termes non-singuliers du champ de contraintes, le T-stress, B-stress et aussi de la vitesse  $\dot{a}$  dans les gammes [0 - 15] MPa, [-200 - 10] MPa.m<sup>-0.5</sup> et [10<sup>-6</sup>, 600] m.s<sup>-1</sup> respectivement.

**Title :** Characterisation of the dynamic decohesion of organic matrix composite materials

**Keywords :** Dynamic cracking, critical stress intensity factor, Williams' series, non-singular terms, digital image correlation, epoxy resin

**Abstract:** Organic matrix laminated composites are increasingly used in the aeronautical field to reduce the weight of structures. However, during an impact on this type of material, various damage mechanism can occur, such as delamination. This is a process of macroscopic decohesion of the interlaminar environment, which can be characterised by  $G_{IC}$  (or  $K_{IC}$ ). The literature shows a wide disparity in measurements due to incomplete decoupling of the effects of resin confinement by fibers, non-linearities behaviour and/or velocity effects. This work proposes to develop an experimental protocol to characterise pure resin using fullfields measurements to methodically study these couplings. The goal is to evaluate the

impact of the crack propagation speed and the structural effects on the fracture behaviour and in particular to extend Griffith's theory to laminated composites. Different specimen geometries are used to reproduce structural effects. Crack propagation speeds ranging from quasi-static to dynamic are studied and all the tests are analysed using linear elastic fracture mechanics and the fracture surfaces. Finally, this work proposes a model to describe the evolution of  $K_{IC}$  for the resin Hexply®M21 used in aeronautics field, from the non-singular terms of the stress field T-stress, B-stress and also the speed  $\dot{a}$  in the ranges [0 - 15] MPa, [-200 - 10] MPa.m<sup>-0.5</sup> et [10<sup>-6</sup>, 600] m.s<sup>-1</sup> respectively.